

12月1日

…… 研究連絡とグループでの討論

 $\pi^0$ 凝縮下の中性子星物質に於ける陽子混在度

岩手大・人社 高塚 龍之

通常の中性子星物質では主成分の中性子に混って陽子が数%存在する事が知られている。陽子の混在度はこの物質のマクロな性質：超流動性，冷却度合，あるいはパルサーのグリッチ現象，等とからんで大切な量となる。ところで近年汎く検討されてきた $\pi$ 凝縮は通常の核密度では否定的だが，中性子星内部に存在する高密度核物質では十分に可能性がある。

中性子星物質で $\pi$ 凝縮が起っている場合，陽子混在度はどうなるのだろうか。ここでは $\pi^0$ 凝縮の場合を採りあげこの問題を検討する。結論から云えば， $\pi^0$ 凝縮が起っていると陽子は通常の場合に比べて，より多く（約2倍）混在できるということである。

§1 なぜ陽子が混るか

中性子(n)のみの物質から陽子(p)の混った系(n-p- $e^-$ 系，全系の中性条件のため電子 $e^-$ はpと同数)，いわゆる中性子星物質( $e^-$ のFermi energyが $\mu^-$ の質量を越えると $\mu^-$ も混ってくるがここでは省略)になるメカニズムは，nのみ $\rightarrow$ n+p+ $e^-$ 系になると：

- (イ) 核子系の運動エネルギー(K.E.)で得をする，
  - (ロ) 一方，pと同数出現する $e^-$ のK.E.で損をする，
  - (ハ) n-p間の引力効果がn-n, p-p間より強いいためポテンシャルエネルギーで得をする，
- ということから，(ロ)と(イ)+(ハ)の損得勘定で事が決まる点にある。

§2 着目したい点

$\pi^0$ 凝縮下の格子系はALS (Alternating Layer Spin) モデル<sup>1)</sup>で良く記述され，z方向( $\pi^0$ の運動量方向)に1次元的局在，x-y方向に2次元Fermi Gass (FG)，という層状構造をとりspin, isospinは層毎に反転する。1粒子 w.f. は

$$\phi_{\alpha}(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{\perp}}} e^{i\vec{q}_{\perp} \cdot \vec{r}_{\perp}} \phi_1(z) \chi_{\sigma_1 \tau_1}(\text{spin, isospin}) \quad (1)$$

$$\phi_1(z) = \left(\frac{a}{\pi}\right)^{1/4} e^{-a(z-d)^2/2} \quad (1a)$$

で与えられる。ここで  $\alpha \equiv \{\vec{q}_\perp, 1, \sigma_1, \tau_1\}$ , spin, isospin 秩序のため  $\sigma_1 = (-)^{l+1}/2$ ,  $\tau_1 = (-)^{l+1}/2$  となり,  $l$  は層番号,  $d$  は層間隔である。陽子混在の問題に対して次の点が重要となる。

(i) 通常相 (FG) に比べて, (イ) の効果が拡大され  $p$  混在が起り易い: FG, ALS 双方について核子系の K. E. は

$$\langle \text{K. E.} \rangle_{\text{FG}} = \frac{3}{5} \epsilon_F \cdot 2^{2/3} \{ (1-y)^{5/3} + y^{5/3} \} \quad (2)$$

$$\langle \text{K. E.} \rangle_{\text{ALS}} = \epsilon_{\perp F} \{ (1-y)^2 + y^2 \} + \hbar a / 4 m_N \quad (3)$$

となる (Eq. (3) の第 2 項は局在化による零点エネルギー)。ここで  $y$  は  $p$  の混在比 ( $\equiv Z/A$ ), 密度  $\rho$  に対し,  $\epsilon_F = \hbar^2 (3\pi^2 \rho / 2)^{2/3} / 2m_N$ ,  $\epsilon_{\perp F} = \hbar^2 \pi \rho d / m_N$  で与えられる。さて,  $\pi^0$  凝縮が起るのは,  $\rho \geq 2\rho_0^{2-4}$  ( $\rho_0$  は標準核密度) と考えられているが, このとき,  $\frac{3}{5} \epsilon_F \cdot 2^{2/3} \leq \epsilon_{\perp F}$  となる事, 及び表式で  $y$ -dep. は ALS の方が steep という 2 点から (イ) の効果は ALS の方が大という事が判る。

(ii) (ロ) の効果は FG, ALS と同じ: ALS 相では陽子が層状に局在することになり,  $e^-$  はこれに follow して局在するという事も考えられないではないが,  $m_e \ll m_N$  だから局在化エネルギーで大きく損をするため考えづらい。従って  $e^-$  の分布はまずは uniform と考えてよく FG と同じになる。また, 全系の中性条件からクーロンエネルギーは無視し  $e^-$  については K. E. (relativistic) のみを扱う。

(iii) (ハ) の効果については ALS 相が spin, isospin の秩序相であるから, 当然 uniform な FG 相と比べて効果の現われ方が異なる。然し, FG  $\rightarrow$  ALS の駆動力である tensor 力については  $y$ -dep. が殆ど無い (direct part は  $y$ -indep., exchange part はきわめて小さい寄与だから) ので, 主として中心力の spin, isospin 依存性 ( $^3O, ^1E, ^3E, ^1O$  状態依存性) に留意すればよいことになる。

### § 3 扱い方

(1)  $\pi^0$  凝縮  $\rightarrow$  ALS model<sup>1)</sup> を採用。

(2) ハミルトニアン  $\rightarrow p$ -mixing の機構が transparent になる様にとる:

$$H = \sum_i T_e(i) + \sum_i T_N(i) + \frac{1}{2} \sum_{ij} \tilde{V}(ij), \quad (4)$$

$$\tilde{V}(ij) = \tilde{V}_T(ij) + \tilde{V}_C(ij). \quad (4a)$$

ここで  $T_e, T_N$  は各々  $e^-,$  nucleon の K. E. 部であり, N-N int.  $\tilde{V}$  を FG  $\rightarrow$  ALS の駆動力である tensor 力 ( $\tilde{V}_T$ ) とそれ以外の部分 (主として中心力,  $\tilde{V}_C$ ) に分離する。有効 tensor 力としては,

$$\tilde{V}_T(1, 2) = -\frac{1}{3} (f_{\text{eff}}/m_\pi)^2 (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{S_{12}(\vec{k})}{k^2 + m_\rho^2} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \frac{m_\rho^2}{k^2 + m_\rho^2} \quad (5)$$

を採る<sup>4)</sup> ( $S_{12}(\vec{k}) \equiv 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k}) - (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) k^2$ ,  $m_\rho \equiv \rho$ -meson mass)。これは, OPE-tensor が  $\rho$ -meson により弱められる事, isobar  $A(1232)$  の効果によって強められる事 ( $f \rightarrow f_{\text{eff}}$ ) を考慮したものである。ここでは  $\pi^0$  凝縮が安定に存在する 1 つの case として  $\eta^2 \equiv (f_{\text{eff}}/f) = 1.7$  を

考える<sup>4)</sup>。次に有効中心力  $\tilde{V}_C$  の採り方であるが、これについては FG 相で G 行列を解き短距離相間を処理した有効 2 体力 ( $\rho$ -dep. spin, isospin-dep. をとり入れているもの) を利用する。

(3) 近似  $\rightarrow \langle \frac{1}{2} \sum_{ij} \tilde{V}_C(ij) \rangle_{FG}$ ,  $\langle \frac{1}{2} \sum_{ij} \tilde{V}_C(ij) \rangle_{ALS}$  の計算では p-mixing の問題でよく用いられる次の扱いを採用する<sup>5)</sup> :

(a) p-p int.  $\rightarrow y^2$ -order だから neglect ( $y < 0.1$ ), (b) n-n int.  $\rightarrow p$  が混っても殆んど neutron matter だから neutron matter で得られた  $\tilde{V}_C$  を採用する, (c) n-p int.  $\rightarrow N=Z$  nuclear matter で得られた密度  $\rho$  での  $\tilde{V}_C$  を用いる (Brueckner 近似<sup>6) 7)</sup>。

具体的には, RSC (Reid Soft Core) pot. を用いた  $N=Z$  nuclear matter の計算結果をよく再現する Sprung-Banerjee の G0-Force<sup>7)</sup> :

$$\left. \begin{aligned} \tilde{V}_C(r, \rho; \beta) &= \sum_i \{ a_i(\beta) + b_i(\beta) \sqrt{k_F} \} \exp[-\{r/\lambda_i(\beta)\}^2], \\ \beta &\equiv \{ {}^3O, {}^1E, {}^3E, {}^1O \}, \quad k_F = (3\pi^2 \rho/2)^{1/3}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

を n-p 間に用い, n-n 間にはこれと同型で neutron matter with RSC の結果を再現する様に parameters の選択を行ったもの:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{V}'_C(r, \rho; \beta) &= \sum_i \{ a'_i(\beta) + b'_i(\beta) \sqrt{k_F} \} f(k_F) \exp[-\{r/\lambda'_i(\beta)\}^2], \\ \beta &\equiv \{ {}^3O, {}^1E \}, \quad \lambda'_i = \lambda_i/2^{1/3}, \quad a'_i = 2a_i, \quad b'_i = 2b_i, \\ f(k_F) &= 2 \quad \text{for } \beta \equiv {}^3O \\ &= (1.16 - 0.25k_F) \quad \text{for } \beta \equiv {}^1E, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

を用いる ( $a_i, b_i$  は ref 7) に)。FG, ALS でのエネルギー表式は紙数の関係上省略する。FG では  $y$ , ALS では  $a, d, y$  についてエネルギー最小化を行い諸量が求められる。

#### § 4 結果と議論

数値結果を図示し, 以下各図毎に説明する。

1) neutron matter, neutron-star matter に対し FG ALS での 1 粒子あたりのエネルギー  $E/A$  を Fig. 1 に示した。FG  $\rightarrow$  ALS は  $k_F \approx 1.6 \text{ fm}^{-1}$  ( $\rho/\rho_0 \approx 1.6$ ) で起ること, p-mixing によるエネルギー利得は FG より ALS で顕著 (特に高密度域で) なことが知られる。

2) どの程度  $p$  が混在するかをみたのが Fig. 2 である。 $\rho/\rho_0 \approx 1 \sim 4$  に対して FG では 3~4% (この値は従来の計算結果<sup>5) 8)</sup> とほぼ consistent) であるのに比べて ALS では 5~10% となっており,  $p$  の混在度は ALS の方が約 2 倍大きくなると云える。

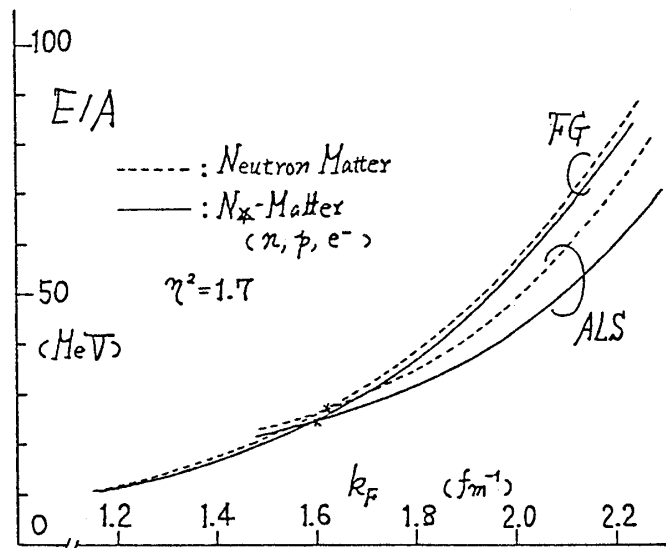


Fig. 1

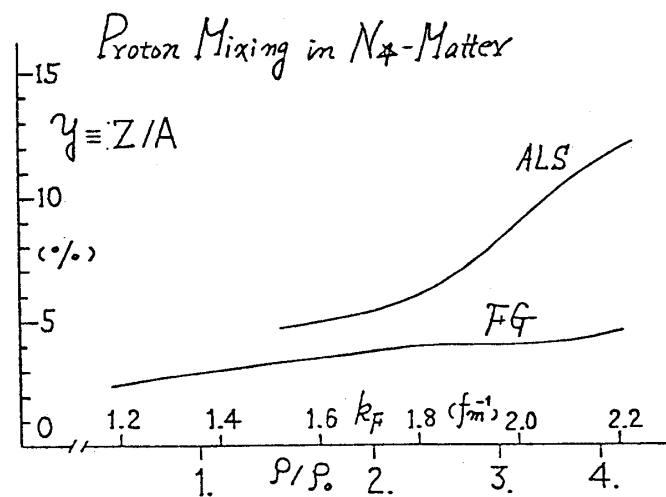


Fig. 2

3) 2)の結果の由来をみたのが Fig. 3 である ( $k_F = 1.8 \text{ fm}^{-1}$ ,  $\rho/\rho_0 = 2.3$ )。n のみの系に比べて p が混在すると 1 粒子あたりの諸量がどう変化するかが示されている。結果の特徴は：(i) 核子系の K.E. 利得 ( $\Delta \langle T_N \rangle < 0$ ) は FG より ALS できわだっている。これは §2 (i) で触れた様に ALS 相の特徴である。(ii) 一方 N-N int. からの利得 ( $\Delta \langle \tilde{V}_C \rangle < 0$ ) は両相できわめて良く似たものとなっている ( $\Delta \langle \tilde{V}_T \rangle$  は非常に小さく  $\Delta \langle \tilde{V} \rangle \cong \Delta \langle \tilde{V}_C \rangle$ )。(iii)  $\Delta \langle T_e \rangle + \Delta \langle T_N \rangle + \Delta \langle \tilde{V} \rangle < 0$  になる事によって p の混在が可となるが、 $\gamma$  が FG より ALS で大きくなるのは、(i) (ii) より真に  $\Delta \langle T_N \rangle$  の効果が後者で大きいためである事が判る。

4) FG  $\rightarrow$  ALS という drastic な構造変化にもかかわらず  $\Delta \langle \tilde{V}_C \rangle$  が両相でほぼ同じという結果の内味を分析したのが Fig. 4 である。p が混ってくると  ${}^3E$ ,  ${}^1O$  状態が付加されるが他方  ${}^1E$ ,  ${}^3O$  状態はその分だけ減る。従って  ${}^3E$  (引力),  ${}^1O$  (斥力) の寄与の付加により,  $\Delta \langle {}^3E \rangle < 0$ ,  $\Delta \langle {}^1O \rangle > 0$ , 一方,  ${}^1E$  (引力),  ${}^3O$  (斥力) 効果の減少により  $\Delta \langle {}^1E \rangle > 0$ ,  $\Delta \langle {}^3O \rangle < 0$  の結果となる。FG に比べて ALS

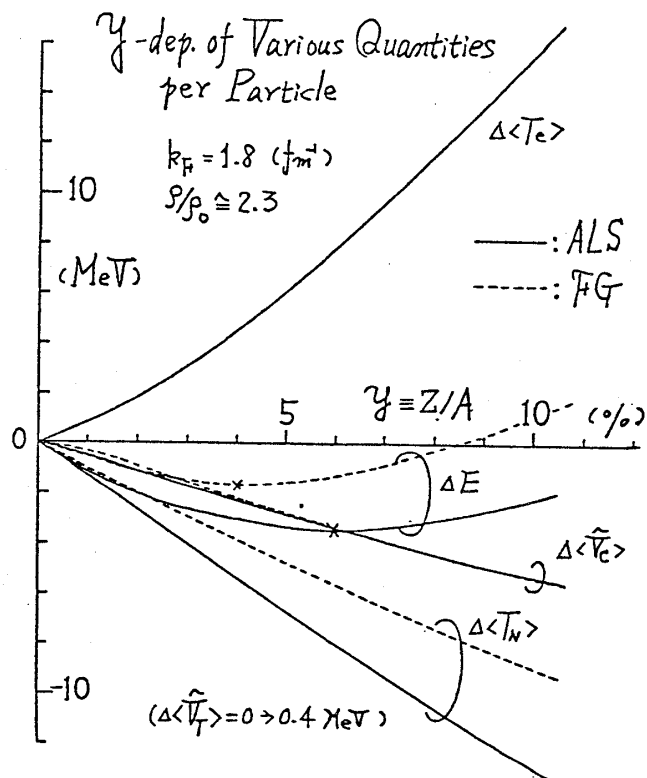


Fig. 3

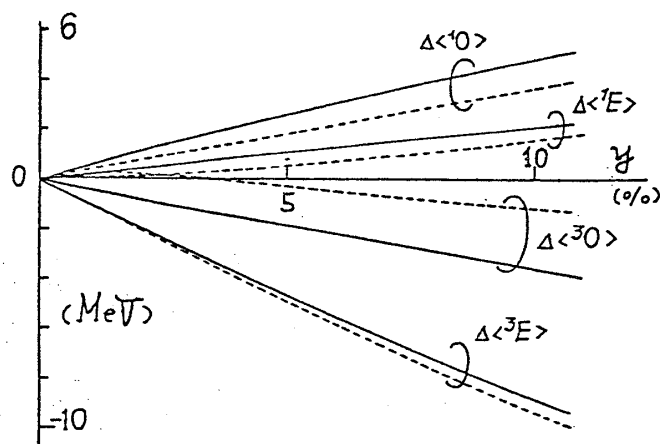


Fig. 4

では<sup>1</sup>E, <sup>1</sup>Oからのエネルギー損失はより大きく<sup>3</sup>Eからの利得は少くなっている。ところが<sup>3</sup>Oからの利得はALSできわだって大きい。これはALS相になると同一層内の spin 平行 (<sup>3</sup>O) n-n 間の斥力が強く効く構造になるが、これが p 混在によって強く減殺されるためである。この事は ALS 相の特質の反映である。結果として ALS では FG に比べ<sup>1</sup>E+<sup>1</sup>O+<sup>3</sup>Eの利得は小さいが、<sup>3</sup>Oからの利得が大きいため正味としては FG と殆んど変わらないものになる事が知られる。一見, spin, isospin 秩序相であるから  $\tilde{V}_C$  の寄与が大きく異りそうに見えるが、結局、平均化され余り変わらない結果になると云える。

§5 結論

中性子星物質で  $\pi^0$  凝縮相 (=ALS相) が実現していてもやはり陽子は混在可能で、量的には通常相 (FG) より約 2 倍大きい混在度となる。これは主に ALS 相の 2 次元的 FG 性によって p 混在による核子系の K.E. 利得が FG より大きくなる事に因る。従って、中性子星内部に  $\pi^0$  凝縮がある場合の星の冷却問題、超流動の問題、これと関連するグリッチの問題、などではやはり陽子成分の存在に充分留意する必要がある。混在度のより定量的な算定にはもっと詳細な扱いをせねばならないが、当面、上記問題に関しては少なくとも通常相で知られている陽子成分のもたらす効果と同程度のものは考えてよいと思われる。

荷電  $\pi$  中間子 ( $\pi^c$ ) 凝縮や  $\pi^0$ ,  $\pi^c$  凝縮の共存する場合について p 混在度がどうなるかは今後の課題である。

### References

- 1) T. Takatsuka, K. Tamiya, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **59** (1978), 1933.
- 2) T. Kunihiro and T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. **65** (1981), 613
- 3) K. Tamiya and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **66** (1981), 1361.
- 4) T. Takatsuka, Y. Saito and J. Hiura. Prog. Theor. Phys. **67** (1982), 254.
- 5) J. Nemeth and D. W. L. Sprung, Phys. Rev. **176** (1968), 1496.
- 6) K. A. Brueckner and J. Dabrowski, Phys. Rev. **134** (1964), B722.
- 7) D. W. L. Sprung and P. K. Banerjee, Nucl. Phys. **A168** (1971), 273.
- 8) S. Ikeuchi, S. Nagata, T. Mizutani and K. Nakazawa, Prog. Theor. Phys. **46** (1971), 95.

## 有効相互作用を用いた核物質中での $\pi^0$ 凝縮と [ALS] 構造の研究

龍谷大・経済 国 広 悌 二  
岩手大・人社 高 塚 龍 之  
京大・理 玉 垣 良 三

### §1 序

荷電対称 ( $N=Z$ ) 核物質中での  $\pi$  凝縮<sup>1)</sup> は、その前駆現象<sup>2)</sup> あるいは重イオン反応による凝縮相の生成<sup>3)</sup> 等現実の有限核中での現象と繋がる点で興味を持たれる。

ところで、これまでいくつかの有限核中での前駆現象の候補が上げられたが、それらのうちの多くが否

---

T. KUNIHIRO : Ryukoku Univ.

T. TAKATSUKA : College of Humanities and Social Sciences. Iwate Univ.

R. TAMAGAKI : Dept. of Phys. Kyoto Univ.