Fermi gasとのエネルギーの差は殆んどなく，Δの幅に合わした値をとると，約20MeV/核子の利得となる。

(iii) このとき，$a \cong 3.8\,\mathrm{fm}^{-2}$，$d = 1.2\,\mathrm{fm}$で$\Gamma \equiv ad^2 \cong 5.5$で，局在化がかなりすすむが，lowest harmonics近似がよく成立する状況でエネルギー極小をうる。

(iv) Self-consistentな平均場より有効質量を求めると，$\rho = 3\rho_0$でπ^0凝縮運動量の方向では$m^* \equiv M^*/M \cong 1.2$，垂直の方向では$m^* \simeq 0.85$となり，方向によって平均場の運動量依存性がかなり大きい。詳細は，計算を更にすすめた上で発表したい。

1）田宮久一郎，玉垣良三，素粒子論研究 **59**（1979），D143.

交代的層状スピン構造〔(ALS)〕をもつ中性子星物質の超流動

岩手大・人社　高塚龍之

中性子星物質を対象に〔ALS〕相（π^0凝縮を伴った固体様核物質相）[1]が密度$\rho \gtrsim (\rho_0 \sim 3\rho_0)$；$\rho_0$ ≡核密度，で発現した場合，中性子や陽子の超流動状態の存在が果して可能なのかどうか，どう変更をうけるかを検討した。問題へのアプローチの仕方，理論的定式化を中心に述べ予備的結果を報告した。

Super in〔ALS〕　〔ALS〕モデルによってπ^0凝縮相の1核子波動関数$\phi_{\vec{q}_\perp l} \equiv \Omega_\perp^{-1/2}\exp(i\vec{q}_\perp \vec{r}_\perp) \times \phi_l(z)\chi_{\sigma_l}(\mathrm{spin})\,\xi_{\tau_l}(\mathrm{i-spin})$；$\phi_l(z) \to (a/\pi)^{1/4}\exp[-a(z-dl)^2/2]$，が提示されているから（$l$≡層番号，$d$≡層間隔），これを土台に超流動等核子系諸性質の検討が可能である。〔ALS〕相下では1次元局在化（z方向）の層状構造のため，超流動を引き起す対相関は2次元的（x−y方向2次元平面波の（$\vec{q}_\perp$，$-\vec{q}_\perp$）対による対相関）になり本課題は核物質に於ける低次元超流動という点で多体論上の新しい課題となる。また，核力の特質という面からみればテンソル力の1次効果が〔ALS〕相を提供し，その上に付加されるLS引力（→$^3P_2$超流動），中心引力（→$^1S_0$超流動）の効果が超流動性をもたらすという問題でもあり興味深い。

Pairing scheme　normal phase（通常の3次元平面波基底で記述されるFermi gas相）に較べてpairing schemeはどう変わるか。同一層内同種核子の（$\vec{q}_\perp\sigma_l$，$-\vec{q}_\perp\sigma_l$）対の場合を例に採れば，その相対波動関数は次の2型にあらわされる：

$$\text{rel. w. f.} \propto \exp(i\vec{q}_\perp \cdot \vec{r}_\perp)\exp(-az^2/4)\sum_S(1/2\ 1/2\ \sigma_l\,\sigma_l|S\,m_S)\chi_{Sm_S}$$

$$\to \sum_{LSJm_J}\tilde{f}_{LSJm_J}(r,\vec{q}_\perp)\mathcal{Y}^{m_J}_{LSJ}(\hat{r},\mathrm{spin})\cdots\cdots(\text{Type 1})$$

＊）玉垣・古川（京大理）両氏との共同研究による。

$$\rightarrow \sum_{Sm_L} F_{Sm_L}(r_\perp, z, \vec{q}_\perp)\exp(-im_L\varphi_{r_\perp})\chi_{Sm_S} \cdots\cdots (\text{Type } 2)。$$

Type 1 は局在 w。f。を $\exp(-az^2/4)\rightarrow\int dq_z g(q_z)e^{iq_z z}$ と Fourier展開し3次元平面波と同型の w. f. に変形した後部分波展開したものであり，Type 2は局在波はそのままにして2次元平面波 $\exp(i\vec{q}_\perp\vec{r}_\perp)$ を部分波展開したもので，この場合 $(\vec{q}_\perp, -\vec{q}_\perp)$ 対は2次元有効対相互作用 $\bar{v}(r_\perp)\equiv\int\phi_l^*(z)\,v(r)\phi_l(z)\,dz$ で対相関する描像となる。前者は通常（3次元）の場合に可能な限り follow し〔ALS〕相での対効果をとらえようとする方法であり，これに対し後者は〔ALS〕相の特徴→2次元的対相関を直載にとり入れた記述方法である。対状態を指定する量子数は前者の方法では通常の場合と同様 $\lambda\equiv(S, L, J, m_J)$ であり後者では $\lambda'\equiv(S, m_L)$ となる（スピン秩序のため m_S は決っており $m_L\rightarrow m_J$ としてもよい）。

Possible pair state　中性子密度は $\rho_n\simeq\rho\sim(\rho_0\sim3\rho_0)$ と高密度であり，数％混在の陽子密度は $\rho_p\sim0.05\rho_n$ できわめて低密度となる。従って N−N 散乱位相差の教えるところによれば「超流動を可能にする対状態としては中性子系の場合 $^3P_2$ を，陽子系では $^1S_0$ 状態を強く含むものが最も有効」という事になる。また，局在化のため近接層間の対相関のみが有効であり，中性子超流動の場合同一層内の（$S=1$ で $^3P_2$ が可能），陽子超流動の場合では隣接層間の（$S=0$ と $S=1$ があり前者で $^1S_0$ が可能）対効果を採り上げればよい。Type 1記述では中性子系→ $^3P_2$ 超流動（kinematics より $|m_J|=2$ が最も有効な事が判る），陽子系→ $^1S_0$ 超流動を扱えばよく，Type 2では中性子系→ $S=1$，$|m_L|=1$ 超流動（$^3P_2$-dominant），陽子系→ $S=0$，$m_L=0$ 超流動（$^1S_0$-dominant）を問題にする事になる。対相関理論の定式化は Bogoliubov 変換を〔ALS〕相で構成し normal phase での理論との対応に留意して遂行した。紙数の関係上，式の展開は省略する。

Results　Fig. 1 は中性子系の energy gap Δ の数値結果である。Mongan pot. を用いたType 1記述での $^3P_2$-gap が実線で示され（以前の結果[1]をRevise したもの），点線で示された通常の3次元 $^3P_2$ gapと比較されている。曲線に付加した数値は有効質量パラメータ m^* の値である。〔ALS〕相での gapは1/3～1/2と減少するが $m^*\sim0.8$ で尚～0.1MeVであり，臨界温度にして $T_C\sim10^9\,{}^\circ K$ であって中性子星中心部で〔ALS〕相が発現していても中性子系はやはり超流動状態にある事が知られる。[2] 破線は G3RS ^3O−1 pot. で Type 2記述の $^3P_2$-dominant gap を示したものであり上記結果を confirm するものになっている。陽子超流動はどうか。この場合は $(\vec{q}_\perp l, -\vec{q}_\perp l'=l\pm1)$ の対効果を扱う事になり中性子系の場合に比して定式化は難かしさを伴うがどう定式化が可能かを示し，Type 1, Type 2の場合に対し5％混在陽子系での予備的数値結果を報告した。3次元の場合と比較して〔ALS〕では陽子系 energy gap が1ケタ小さくなるが $m^*>0.6$ である限り $T_C\gtrsim10^8\,{}^\circ K$ であって陽子超流動存在の可能性を示している事になる。中性子星内部の超流動の存否は星の「星震」や「冷却」[3] と密接な関係をもつため，これを通じて π^0 凝縮相≡〔ALS〕と現象との関連を検討する事，及び，陽子超流動の数値的ツメは今后の課題である。

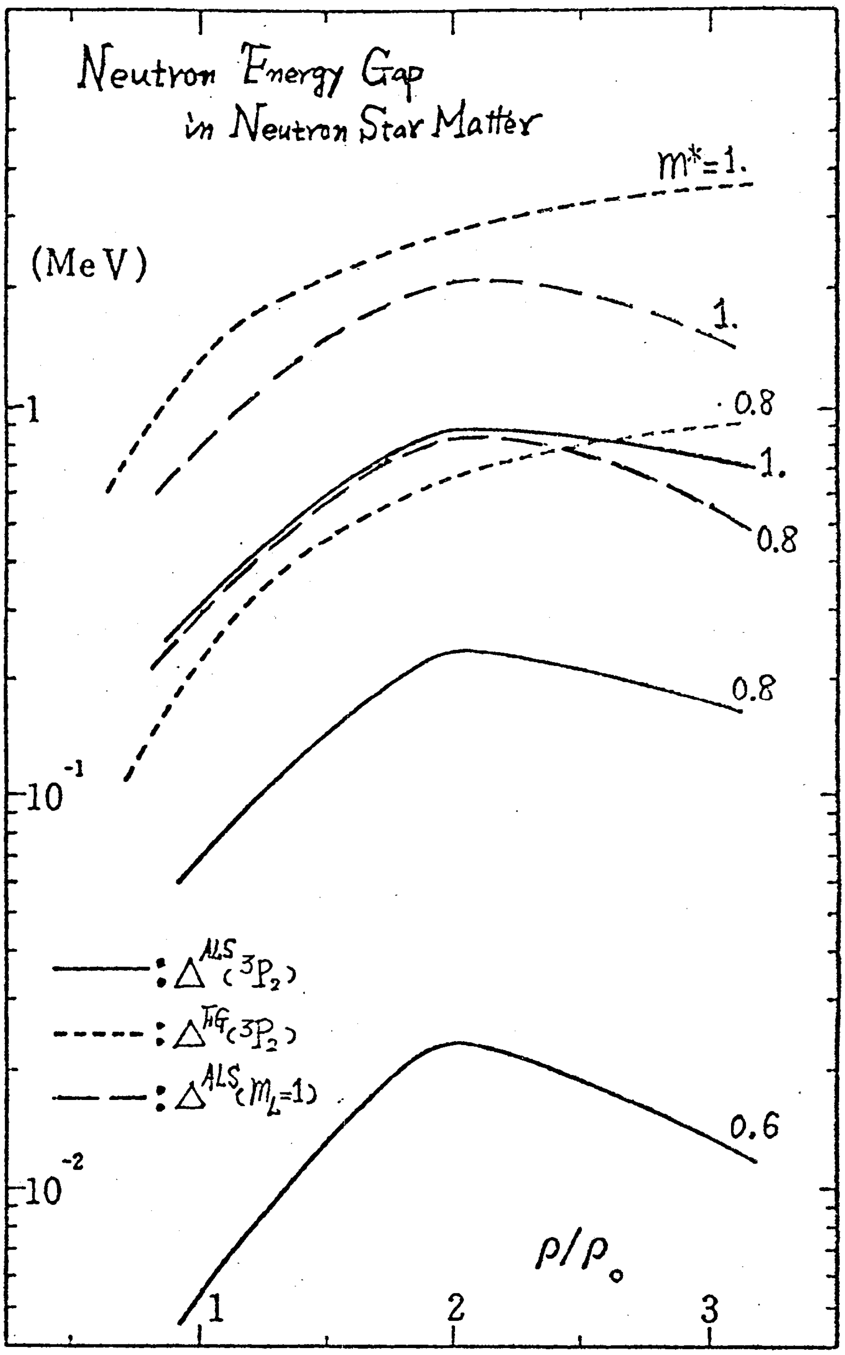

Fig. 1

1） 高塚，原子核研究 **23** (1971)，1.

2） T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **62** (1979), (to be published).

3） S. Tsuruta, Physics Reports (1979), (in press).