

R. Wolff によると Hartree-Fock 計算では Wigner-Seitz 胞の中心密度が周辺より低くなる “bubble” 相は通常の原子核的な相に比べて自由エネルギーが大きく安定になり得ないことが指摘されている。一方 Lattimer et al. によると原子核の液滴模型に基づく計算では “bubble” 相が安定になり得ることが示されているので、動力学計算に大きく影響するか否かを含めて原子核が消滅する付近での状態方程式についてはもう少し詳しい研究が持たれる。

より詳しい点については、論文を入手してからコメントしたい。

有限温度の核子物質^{*)}

岩手大・人社 高塚龍之

有限温度の核子物質 (N=Z核物質, 中性子物質) へのアプローチの仕方について1方法を提示し, その妥当性を吟味する。また, 熱い中性子物質のエネルギー計算を行い, 高温の効果が中性子星モデルにどうあらわれるかについてコメントする。

1. はじめに

中性子星誕生時の超新星物質や, 実験室での高温核物質創成問題と関連して, 有限温度での核物質の性質を研究する課題が重要なものになっている。変分法の観点では, 熱平衡状態での諸量は, 有限温度 ($T > 0$) でのハートリー・フォック (HF) 方程式を解くことによって得られるが, 核力 V という特異性の強い相互作用下では短距離相関をどう考慮するかという問題が生じる。我々は有効相互作用という観点からこの効果をとり入れる。即ち, $T=0$ で構成された有効相互作用 \tilde{V} (あるいはその行列要素 G) を $T > 0$ の場合に援用し $T > 0$ の HF eq. を解くという方法¹⁾である (Effective Interaction Approach ; EIA) :

$$\varepsilon_{\alpha} = k_{\alpha}^2 / 2m_N + \sum_{\beta} f_{\beta} \operatorname{Re} [\langle \alpha\beta | G | \alpha\beta - \beta\alpha \rangle], \quad (1)$$

$$\rho = \sum_{\alpha} f_{\alpha} / \mathcal{Q}, \quad f_{\alpha} \equiv \left(1 + e^{(\varepsilon_{\alpha} - \mu)/T} \right)^{-1} \quad (2), (3)$$

ここで $\alpha \equiv \{ \vec{k}_{\alpha}, \text{spin}, \text{isospin} \}$, ε_{α} は1粒子エネルギー, f_{α} は占有率, μ は対応する化学ポテンシャル, \mathcal{Q} は規格化体積で $\hbar = c = \kappa_B$ (ボルツマン定数) = 1 の単位系を用いている。また, ρ は核子密度, Re は実数部をとることを意味する。Eqs. (1)~(3)の解, ε_{α} と f_{α} から自由エネルギー F , 内部エネルギー E , エントロピー S , 圧力 P などの熱力学諸量が求められる^{*)}。

*) 樋浦順氏との共同研究に基づく。

*) \tilde{V} の ρ 依存性のため, ρ 依存 HF で知られている “rearrangement energy” に対応する付加項が Eq. (1) にあらわれる。しかしこれは定数項であって, ε_{α} , μ_{α} を共にこの分だけずらせば, 中味としては, 標記の式を解くことでよい。

しかし、このEIAでは G (or \tilde{V}) の T 依存性が無視されている。 G は短距離相関の温度依存性を通して T に依存すべきものである。この効果を取り入れる1つの道筋は、Eq. (1)の G を所与のものとするのではなく、次のEq. (4)とEqs. (1)~(3)を連立して解くこと、即ち、 $T > 0$ での G 行列方程式を扱う方法である (Extended Brueckner Approach²⁾; EBA) :

$$G(T) = V + V \frac{Q(T)}{e(T)} G(T). \quad (4)$$

ここで $Q \equiv (1-f_{\alpha'}) (1-f_{\beta'})$ はPauli-operator, $e \equiv \epsilon_{\alpha} + \epsilon_{\beta} - \epsilon_{\alpha'} - \epsilon_{\beta'} + i\epsilon$ は境界条件を考慮したenergy denominatorである。つまりEIAはEBAの簡便法 ($G(T) \rightarrow G(0)$) となっている。また、EIAは $\tilde{V} = gV$ という意味で $T=0$ でのJastrow型相関関数 $g(r)$ を $T > 0$ に援用する変分法³⁾にも対応するものである。

2 数値結果と議論

簡単化のため V としてはMonganの分離型ポテンシャル MI ⁴⁾を用いる。 $T > 0$ では α -stateは f_{α} の確率で"hole"状態、 $(1-f_{\alpha})$ の確率で"particle"状態である。1粒子スペクトル ϵ_{α} としては、前者に対してはEq. (1)を、後者に対しては $\epsilon_{\alpha} = k_{\alpha}^2 / 2m_N$ 、と $T \rightarrow 0$ で通常やり方に一致するように採る。EIA計算の手続きは(i) $T=0$ でEqs. (1)~(4)、即ち、通常の G 行列方程式を解く、(ii) 得られた $G(0)$ を用いてEqs. (1)~(3)を解く、ということである。

EIA v. s. EBA

EBAの簡便化という意味で、EIAの妥当性は $G(T)$ の T 依存性の度合によって判定される。Fig. 1には $\rho \approx 1.09 \rho_0$ (ρ_0 は通常核密度)、 $T=0$ MeVでの G 行列計算(点線)と $T=40$ MeVでのEBA計算(実線)との結果が f_{α} 、 ϵ_{α} について示されている。有限温度の効果は f_{α} を大きく変え、 ϵ_{α} を浅くしている。後者は f_{α} のくずれによって G の高運動量成分(斥力的)の寄与が増すということに理解されよう。ところで、EBAとEIAの結果の比較であるが、後者を \cdot でプロットした。両者はきわめてよく一致することが知られる。この理由をみるためにFig. 2では部分波毎の $G(T=40 \text{ MeV})$ (実線)と $G(0)$ (点線)を比較した。 $T > 0$ は G の引力的効果を強める方向に作用するが、差異はS波でも最大5%程度であり、P波については無視小である。即ち、 $T=(0 \rightarrow 40) \text{ MeV}$ となっても $G(T)$ と $G(0)$ の違いはきわめてわずかであり、EIAの妥当性が裏付けられる。

Fig. 3は1核子あたりのBulkな量; E , S , $F (= E - TS)$, 及び、Single-particleな量; m^* , U_0 ($\epsilon_{\alpha} \rightarrow k_{\alpha}^2 / 2m_N^* + U_0$, $m^* \equiv m_N^* / m_N$), μ , が T と共にどう変わるかについてEIAの結果を示したものである(実線)。比較のためEBAの結果(E , S , F については \cdot 印で、 m^* , U_0 , μ については \circ 印で、K. E., P. E.については \times 印で)も挿入した。次の事が知られる: (1) Single-particleな量についてはEIAとEBAの結果に少々差異がみられるがBulkな量についてはよく一致している。(2) 全ての量は強く T に依存する。 T が高くなるにつれ E は増大するが、この中で、ポテンシャルエネルギー(P. E.)が運動エネルギー(K. E.)と同等の寄与をしている点が注目される。

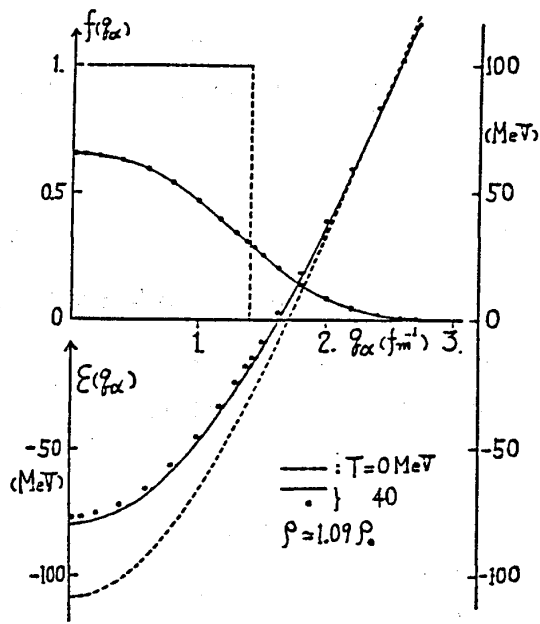


Fig. 1

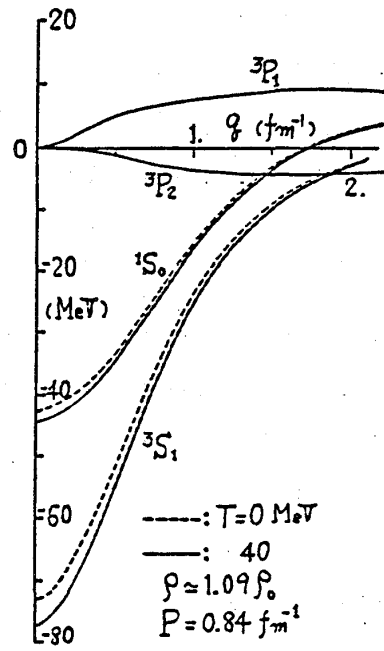


Fig. 2

熱い中性子星

以上は $N=Z$ 核物質についてであったが、中性子物質についても EIA は EBA の良い近似であることが示される。有限温度の効果の程度は粗っぽく言って $\exp(-E_F/T)$ が目安となる。中性子物質では同じ ρ に対してフェルミエネルギー E_F が $N=Z$ 核物質の場合より大きくなるから、 $T > 0$ の効果は相対的には小さい。

超新星爆発 → 中性子星形成では $T \sim (10 \sim \text{数 } 10) \text{ MeV}$ の中性子星物質 (\approx 中性子物質) が問題になる。Fig. 4 は E , $P (= \rho^2 \partial F / \partial \rho)$ について $T = (0 \rightarrow 30) \text{ MeV}$

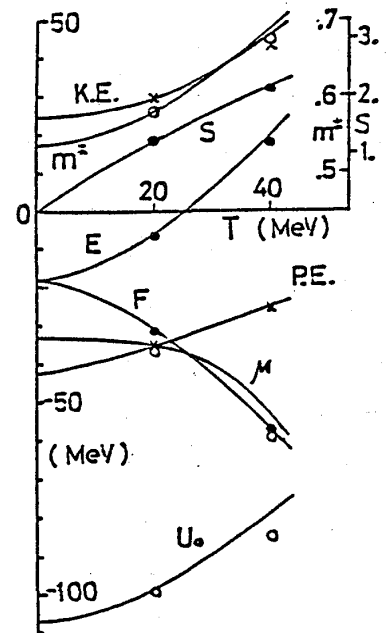


Fig. 3

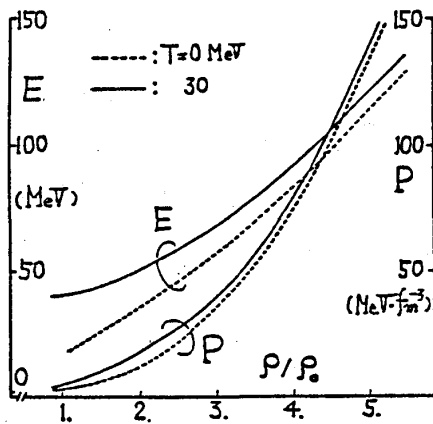


Fig. 4

の効果がどの程度のものかを示したものである。 ρ が低い程 (E_F が小さい程)この効果は大きく, E , P 共かなり大きくなっている。これが星のプロフィールにどの程度影響するか, 中性子星モデルの計算を行ってみた。誕生時 ($T=30$ MeV とする) と現在 ($T \approx 0$ MeV) での ρ_C (中心密度) - r (中心からのきより) 関係に注目する。Fig. 5 には $M_{\star} = M_{\odot}$ (中性子星の質量) = M_{\odot} (太陽質量) の場合を 1 例として図示した。 $T = (0 \rightarrow 30)$ MeV の効果は, ρ_C を低くし星の半径 R を大きくする ($R \approx (10 \rightarrow 11.5)$ km) ことが知られる (Fig. 5 の計算は $\rho \geq \rho_0 \approx 2.8 \times 10^{14}$ g/cc でのみ $T > 0$ の効果を取り入れ, $\rho < \rho_0$ ではこれを含めていない簡単なものである。 $\rho < \rho_0$ でも $T > 0$ の効果を入れると R は更に大きくなると考えられる)。

3. 結 論

・ EBA の簡便化としての EIA は妥当な方法である。これは $T > 0$ の効果が f_{α} に対して第一議的であり, G に対しては非常に小さいことによる。EIA を用いて熱い中性子物質の状態方程式を導くことにより, 誕生時の中性子星は現在より "太った中性子星" であることが示される。これは誕生時 \rightarrow 現在という中性子星の冷却問題にも考慮さるべきことであろう。これと関連して比熱の問題も興味深い, これは今後の課題である。

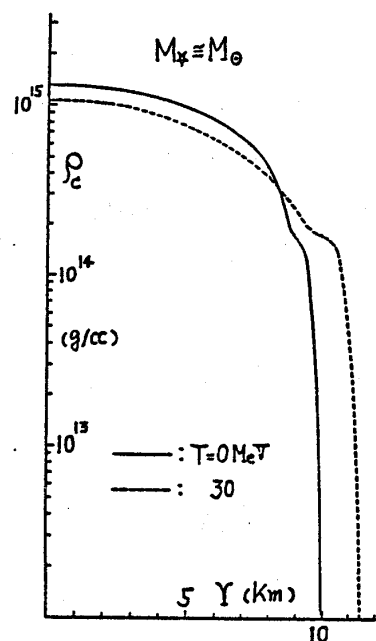


Fig. 5

References

- 1) T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **73** (1985) 1043; **75** (1986) 201.
- 2) A. Lejeune, P. Grange, H. Martzoff and J. Guignon, Nucl. Phys. **A453** (1986) 189.
- 3) K. Schmidt and V. R. Pandharipande, Phys. Lett. **87B** (1979) 11.
- 4) T. R. Mongan, Phys. Rev. **178** (1969) 1597.