

中性子星——核物理の立場から——

二 見 靖 彦*

1. はじめに

我々を取巻く物質には軽いものもあれば重いものもある。しかし密度にしてみれば、せいぜい $1\sim 20$ (g/cm^3) 位の間である。これは物質が原子・分子から構成されているからである。一方、原子の中心部に位置している原子核はどうであろうか。質量数 A の原子核の半径 R は、一個の核子を内部に含む球の半径 r_0 ($\approx 1.2 \times 10^{-13}$ cm) を用いると $R=r_0 A^{1/3}$ で与えられる。この球の中に Z 個の陽子と $N(=A-Z)$ 個の中性子が詰っているため、核種によらずほぼ一定の 3×10^{14} (g/cm^3) (これを標準密度とよぶ) という高密度になっている。したがって密度の観点からすれば、現存する物質から我々の得る知識は極めて限定されているといえる。

ところが天上の星に目を向けると、そこには太陽のように低い密度の星や、白色矮星や中性子星のように桁違いに高い密度の星も存在している。中性子星は、星が終末の段階で、重力による収縮で潰された中心部の鉄の芯が、爆縮によって極度に圧縮されてできた残骸である。代表的な中性子星の半径は約 10 km, 質量は $0.1 M_\odot$ から $2 M_\odot$ 位である。それは標準密度 ρ_0 を含む幅広い密度領域をもっており、多彩な物質の状態の実現されている可能性がある。

最近原子核物理学の分野では、高エネルギー重イオンによる核反応の研究が大きくクローズアップされてきているが、この反応では中性子星内部のような ρ_0 を上まわる高密度状態が瞬間的にも実現される可能性があり、それによって物質の極限に迫る状態を知ろうとしている。

2. 密度変化に伴う物質の状態

地上で実現している物質の密度をどんどん上げていった場合、物質の状態はどのように変化するであろうか。ここでは特に興味ある低温の場合について考えてみよう。中性子星では外殻から中心部に向かうにつれて密度が高くなるので、密度変化の観点から物質の状態を議論することはそのまま中性子星の内部構造の理解につながる。

普通の物質は基本的には原子を単位として考えればよい。原子の拡がりの半径は \dot{A} ($=10^{-8}$ cm) のオーダーであり、中心部に原子核があってほとんどの質量はそこが

表 いろいろな物質の密度と素粒子の質量

水	1	(g/cm^3)
^{56}Fe	7.86	
^{92}U	18.7	
太陽	1.41	
地球	5.52	
白色矮星	$10^4 \sim 10^8$	
中性子星	$10^{11} \sim 10^{15}$	
核子	{ 陽子	$m_p = 938.3 \text{ MeV} = 1.672 \times 10^{-24} \text{ g}$
	{ 中性子	$m_n = 939.6 \text{ MeV} = 1.675 \times 10^{-24} \text{ g}$
電子		$m_e = 0.51 \text{ MeV}$
中間子	{ π^\pm	$m^\pm = 139.57 \text{ MeV}$
	{ π^0	$m_0 = 134.96 \text{ MeV}$
Δ_{33} アイソバー		$m_\Delta = 1236 \text{ MeV}$

担っている。したがってこの質量が原子の拡がりの中に一様に分布していると考えて密度を求めてみれば、前述した範囲の値をとることがわかる。その目安としては、陽子の質量 m_p とボーア半径 a_0 ($=\hbar^2/m_e e^2 = 5.3 \times 10^{-9}$ cm) から m_p/a_0^3 を計算してみると 11.3 (g/cm^3) となり、これを地上での物質の典型的な密度とみなすことができる。このような密度では、例えば金属の場合原子を構成している電子のうち閉殻をつくっている部分は原子核に強く束縛されイオンを形成している。個々の原子の束縛から解放された外殻電子は、価電子として物質全体を動きまわる。イオンはそれ自体一つの粒子とみなせるので、物質はイオンと価電子の多体系ということが出来る。もう少し密度をあげてやるとイオンの間隔は狭まり、隣接するイオンの閉殻の外側の軌道から重なり合うようになる。重なり合った軌道の電子はそれぞれ元のイオンに局在できなくなり、順々に電離して軌道から離れていく。イオン同志が一番内側の軌道半径近くの距離まで圧縮されると、遂には物質は全体に拡がった電子と裸の原子核の多体系(プラズマ状態)に移っていく。このような状況では、もはや“原子”という概念は成り立たない。これがどの程度の密度で起るかを簡単にあたってみよう。原子番号 Z の原子の $1s$ 軌道の半径は a_0/Z で与えられる。したがって平均の原子間距離を R とすれば、ほぼ $R \leq a_0/Z$ のときにイオンは完全電離するであろう。そのときの密度は $\rho \geq Am/R^3 \sim Am(Z/a_0)^3 \sim 10AZ^3$ (g/cm^3) 程度であり、 ^{56}Fe を例にとると $\rho \sim 10^7$ (g/cm^3) という高密度である。物質全体に広がった電子はフェルミ統計に従い低温では縮退しているので、パウリ原理によ

* 東京理科大学・理工 Y. Futami: Neutron Stars

ってフェルミ運動量 $P_F (\propto \rho^{1/3})$ までの状態をぎっしり占めている。しかも電子は充分相対論的 ($v_F \sim 10^{10}$ cm/sec) になっており、エネルギーが非常に高いため原子核のクーロン力の影響をほとんど受けない。そのとき原子核が受ける力は主として隣接する原子核からのクーロン斥力であり、その結果斥力を避けて規則的に結晶格子の配列をとるようになる。このような状況は白色矮星や中性子星の外殻において実現している。

密度がさらに上昇すると、電子のフェルミエネルギーは MeV のオーダーになり核反応の起こるエネルギー領域に入る。原子核の中でも結合エネルギーが最も大きく、安定であった ^{56}Fe ももはやエネルギー的に有利な原子核でなくなる。高密度では、電子は原子核に近い空間を動き回っており、原子核と相互作用し陽子が電子を捕獲して中性子になる β 崩壊の逆反応 $e^- + \frac{1}{2}X_N \rightarrow \frac{1}{2}Y_{N+1} + \nu_e$ が起ってくる。これは通常の原子核でみられる「軌道電子捕獲」(それは $M_X > M_Y$ の条件のとき起こる) と似ているが、いまの場合は電子が高いフェルミエネルギーをもっているためそれを減らそうと右への反応が進行し、中性微子が逃げて系のエネルギーが下がる。その際の遮蔽効果はかなり重要で 10% ほど捕獲率を減少させる。電子捕獲が進むと中性子過剰核ができてくるが、中性子は安定となり β 崩壊 $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ できない。それはエネルギー保存で許される右辺の電子の状態が、すでにパウリ原理に従って占められているからである。そのような状況での安定核がどのようなものであるかは、電子の存在のもとに密度に応じて求めなければならない。それを理解するために、原子核の教科書にでているセグレ図をながめてみる。それは β 崩壊に対して安定な“孤立”した原子核を $Z-N$ 平面上に記したものである。軽い原子核は $Z \approx N$ の近傍に存在しているが、重くなるにつれ N は Z より多くなり、 ^{238}U では $N-Z=54$ という値に達する。この分布曲線から大きくはずれてくると、原子核は陽子や中性子等の放出に対して不安定になる。ところで高密度の物質中で電子捕獲が進行し、また同時に核反応が起こるとその状態での最も安定な中性子過剰核に落着く。 $\rho=8.1 \times 10^8$ (g/cm³) で安定な $^{56}\text{Fe}_{30}$ から始って、密度の上昇と共に $^{54}\text{Se}_{30}$ から $^{56}\text{Fe}_{30}$ に至る $N=50$ の同調核を経由し、更に $N=82$ の $^{132}\text{Mo}_{32}$ から $\rho=3.7 \times 10^{11}$ (g/cm³) では $^{136}\text{Sr}_{32}$ に達する。 $N=50, 82$ は原子核の殻模型で“魔法の数”と呼ばれ閉殻をなしている。これらの核種は、セグレ図では安定な分布曲線からはずれているが、このような高密度のもとでは安定な中性子過剰核として存在しうるのである。 $\rho=4.3 \times 10^{11}$ (g/cm³) 以上ではもはや核は中性子放出に対して不安定となり、核の外へ中性子がしみ出るようになる。未だ核の外に中性子が存在しない段階では、核の表面近くに

る核子は内部の核子に比べて引力を及ぼし合う核子が少ないため、液滴に似た表面効果を生じているが、中性子がしみ出して外に存在するようになると核の表面はぼやけ、表面エネルギーは内外の密度差に比例しているため、両側の密度が等しくなると消えて一様に広がった中性子と 3~4% 程の陽子と電子の混ざった系になる。このような状況は原子核の標準密度に近い位のところであり、したがって中性子星内部は巨大な原子核になぞらえることができる。

密度が 10^{14} (g/cm³) を越えると、物質の性質は核子間に働く核力によって支配される。核力は“強い相互作用”と呼ばれ種々の中間子場によって媒介される力である。核力の作用する距離は $\sim 10^{-13}$ cm であり、長距離部分は中間子の中で最も軽い π 中間子を一個交換することによって生じており、内側では重い中間子 (ρ, ω, σ) 等の交換によって支配されている。最も内側の 0.4×10^{-13} cm 位のところに強い斥力の芯がある。

二核子系の状態は相対運動の軌道角運動量 L 、全スピン S 、全角運動量 J を使って分類され $^{2S+1}L_J$ と書く。さらに核子は陽子と中性子の状態をとりうることから、荷電スピンを考慮すると $T=1, 0$ の場合に大分類される(二核子が中性子の場合は $T=1$ となる)。したがって核力はスピン、荷電スピン、角運動量の演算子を含み、その主要項は中心力と非中心力(テンソル力、 LS 力)の和であらわされる。そのため二核子がどのような状態にあるかによって及ぼし合う力が異なる(状態依存性)。核子多体系は密度によって平均核子間距離が変わるので、力の現われ方は密度と共に変化する。

ペーテ等は現実的な核力を用いて、中性子星で ρ_0 を上まわる密度に対する正常状態の状態方程式を導いた。

3. 中性子星における超流動

金属内の電子系や液体のようなフェルミ系に対しても絶対0度近傍で超流動性の現われることはよく知られているが、中性子星内部のような核子系でも同様のことが起こりうる。標準密度より低い $1/5 \rho_0$ 位のところでは、フェルミ面近傍の二中性子間の相対運動のエネルギーはほぼ 40 MeV であり、核力の知識からそこでは 1S_0 の状態に働く引力が支配的であることがわかる。そのためこの引力を最もよく利用して全体のエネルギーを下げるよう二つの中性子がスピン逆向き(一重項)で運動量が $k, -k$ の対をつくる。その対はボーズ粒子として振舞い、運動量空間で一つの量子状態に凝縮する。この対形成によって、一粒子励起スペクトルにギャップが現われる。密度が上がれば ρ_0 位になると中性子対は斥力の芯の影響を受けて引力は打消され、ギャップは消失し超流動性は消えるが、少量混在している陽子の間ではほぼこの

密度で ${}^1\text{S}_0$ の引力が効き始め陽子超流体となる。

${}^3\text{He}$ では ${}^1\text{S}_0$ の場合とは異ったタイプの超流動が実現していた。それは ${}^3\text{He}$ の間の相互作用が短距離で強い斥力、長距離でファン・デル・ワールスの引力という形であるために角運動量をもった状態の対が可能であった。一方中性子星の場合では、 ρ_0 より上の密度になるとフェルミ面上に置かれた二つの中性子間の相対運動のエネルギーは 100 MeV に達し、対応する核子-核子散乱の位相のズレから解釈されるように非中心力の効果が効き、 ${}^3\text{P}_2$ 対状態の超流動の発現されることが期待される。少量存在する電子にはギャップはほとんど生ぜず正常状態にあると考えられる。

中性子星で超流体になっている領域が存在することを示す例としてパルサー・グリッチの現象があげられる。これはクラブ・パルサーやベラ・パルサーにみられたことであるが、通常のパルサーの回転速度のゆっくりとした減少とは異り、突然回転速度が増加した後、巨視的な時間で減衰する現象である。これに対する解釈としては、外殻に起こった星震による慣性性能率の急激な変化がゆっくり内部の超流体部分に伝わるとする考えや、硬い超流体の渦糸の移動による協力現象によって起こるとするモデルがある。

4. 中性子星における固化

中性子星内部における固化の可能性は、He の固化の問題とかなり似た事情にある。単原子分子の場合のポテンシャルは近距離斥力の周辺に引力がありそれは極小点をもつ。原子の零点エネルギーは原子の直径を d 、隣接する原子との間の中心間の距離を r とすれば、原子は大雑把に $r-d$ だけの領域に局在化された運動を行う。不確定性原理から零点エネルギーは $K_0 = \hbar^2/8M(r-d)^2$ 程度となる。したがって質量が重い場合はこれが無視でき、斥力を避けてポテンシャルを最低にする配列に落ち着いて固化するが、 ${}^3\text{He}$ の場合は質量が小さく、またファン・デル・ワールス引力も弱いために零点振動の効果が大きく現われ、その振幅が大きくなり原子の位置は格子点を中心にはばけたものになる。しかし高圧のもとでは圧縮されて原子間の距離は狭まり、斥力が強くなる結果振動しにくくなり固化する。つまり外圧 P をかければ、エネルギー U よりむしろエンタルピー $U+PV$ が小さくなるようにする。そのため体積 V の減少に伴い U が大きくなっても PV の項がそれ以上小さくなれば $P=0$ のときより体積が小さくなれるので固化しうるわけである。

中性子星の場合を考えると、標準密度で核子間の平均距離は斥力の芯の半径 ($\sim 0.4 \times 10^{-13}$ cm) の 4~5 倍であり、 ${}^3\text{He}$ の場合に相当する値が 1.4 倍であるのと比較すると、中性子星は相対的には低密度であり、“結合の

強さ” が弱いといえる。したがって $(2\sim 8)\rho_0$ 程度になれば固化する可能性がある。固化はベラ・パルサー・グリッチの星震モデルや X 線星の現象の解釈に用いられている。

5. π 中間子凝縮

核力が二核子の間で中間子を交換することによって生ずる力であることは前に述べたが、そのような中間子は中間状態にだけ現われるもので、あくまでも“仮想的”であり、 π 中間子の場合にはせいぜい $\tau \sim \hbar/m_\pi c^2 \sim 10^{-24}$ sec 程度の短い時間しか存在しない。しかし中性子星のような高密度の核子系の中では、 π 中間子が“リアル”な自由粒子として出現することが考えられる。これは一見当然のこのように思われるかもしれない。例えば中性子星内部の標準密度のところで、中性子と陽子の化学ポテンシャルの差は $\mu_n - \mu_p \sim 100$ MeV であり、もう少し高い密度になるとこの差が π 中間子の静止質量を越えることが期待されるからである。そうすれば $n \rightarrow p + \pi^-$ への解離が進行し、運動量 0 の π^- 中間子が基底状態に存在する方が系のエネルギーを低くするであろう。しかしこれは π と物質との相互作用を無視した場合のことであり、実際には π と核子の間には s 波の斥力が働いており、この効果は密度の上昇と共に π のエネルギーを増す。その結果 π のエネルギーは常に $\mu_n - \mu_p$ を上まわるので運動量の中間子が現われることはないと思われていた。ところが比較的最近になって、有限の運動量 k を持った π と核子 (そのスピンを σ とする) との間に働く p 波の引力 $\sigma \cdot k$ が中性子星の中で粒子-空孔や Δ_{33} -アイソバー-空孔の中間状態を通して π の自己エネルギーに寄与し、それは s 波や近距離斥力の効果を上まわって充分 π のエネルギーを下げるため、ある密度に達すると π を基底状態の中に巨視的な数発生する可能性がミグダル、ソーヤー、スカラビーノ等によって指摘された。その場合に特徴的なことは、 π はボーズ粒子であるため有限な運動量 k のモードに凝縮するということである。この現象を π 中間子凝縮と呼んでいる。

中性子星 ($N \gg Z$) では $N=Z$ の核物質の場合と異り、種々のタイプの π 凝縮の可能性が考えられるが、まず起こると考えられるものは π^- 中間子が π^+ の量子数をもった粒子-空孔対の集団モード (π_s^+) を伴って凝縮する場合と、中性中間子 π^0 の凝縮である。現実的計算で予想される臨界密度は近距離斥力の相関の取扱いに極めて敏感であるが、おそらく $\sim 2\rho_0$ 程度であろうと期待されている。

π 凝縮が起こっているとすれば、どのようにそれが見れるであろうか。 $\pi^- \pi_s^+$ 凝縮の場合、圧力を密度の関数としてみると、ファン・デル・ワールスの状態方程式に

似た曲線が得られ、凝縮によって圧力が減少するため絶対0度で正常相から凝縮相への第一種相転移が $\rho \approx 2\rho_0$ の密度で見られる。その時の臨界温度は $k_B T_c \leq 45 \text{ MeV}$ 程度である。それによって中性子星の限界質量は、凝縮を仮定しない場合と比べて約10%減少する。更に興味ある問題は中性子星の冷却機構である。 π 凝縮していれば、 β 崩壊 $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}$ によって中性微子を放出して極度に冷却の早められることが報告されている。

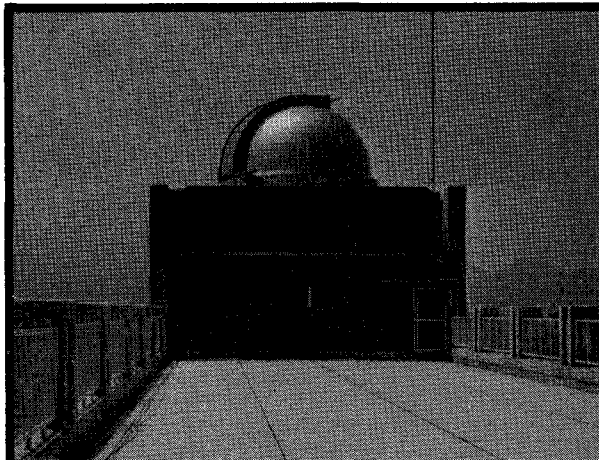
中性中間子の凝縮は荷電中間子の場合と異なり π^0 のエネルギーが0になったときに起こる。このとき π^0 の場は“静的”であり、空間に固定されて進行しない定在波となる。 π^0 が運動量 k_0 で Z 軸方向に凝縮したとすると、場の期待値は $\varphi_0 \propto \sin k_0 Z$ となる。これを核子系でながめると、 p 波の相互作用は座標表示では核子 (ψ) と中間子の勾配が $\psi^* \vec{\sigma} \psi \nabla \varphi$ のように結合しているので、 φ_0 の勾配の最も急な“節”の所に核子はスピンの向きを揃えて Z 軸方向に局在化し、 π/k_0 の間隔で層状に並んだスピンの向きを交互に変える配列がエネルギー的に得をする。これは一中間子交換ポテンシャルのテンソル力を最も有利に利用する配位であり固化をもたらす。したがって π^0 凝縮は前節で述べた固化と協力的になる。

6. あとがき

限られた紙面のため、密度にして $\rho \geq 8\rho_0$ 平均核子間距離が $1 \times 10^{-13} \text{ cm}$ 以下になるような中性子星中心部の超高密度領域については触れることができなかった。この領域は多くの重粒子が混在し、素粒子の内部構造ともかかわるため、まだ確かなことは言えない段階である。中性子星をはじめ多くの天体現象の解明には、原子核はもとより素粒子・物性の知識が必要だが、地上で得られる原子核実験のデータもその解明には不十分だし、いきおい理論計算による推測に頼るところが多くなる。我国では高エネルギー重イオン加速装置の建設計画が進められているが、この方向での研究が中性子星に関するより深い理解への糸口を与えてくれるかもしれない。

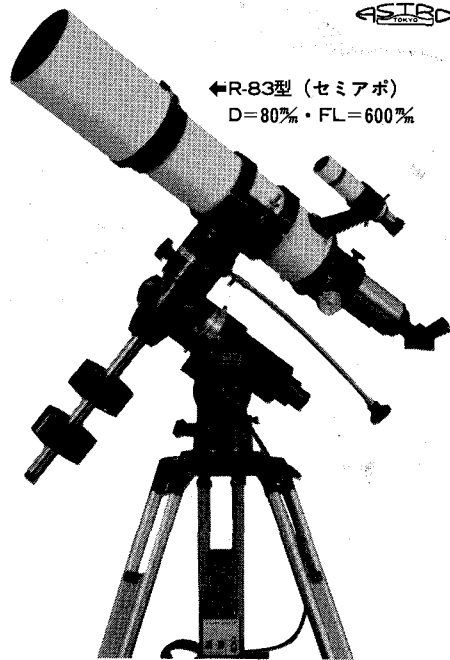
この原稿を書くにあたり、成相恭二氏に深く感謝致します。

超流動性や固化については、玉垣良三(科学, 岩波書店 46, No. 1, 1976, 10月号), 又, π 中間子凝縮については、土岐 博, 二見靖彦(日本物理学会誌, 掲載予定)を参照下さい。



★営業品目★
 天体望遠鏡と双眼鏡
 各種部品と撮影用品
 ドームの設計と施工

★新総合カタログご希望の方は切手300円を同封下さい。
 ★全国有名デパート・光学品取扱店でお買い求め下さい。



←R-83型(セミアポ)
 D=80%・FL=600%

ASIBO 光学工業株式会社

〒170 東京都豊島区池袋本町2-38-15
 ☎03(985)1321 振替口座東京5-52499番