

中性子星と核物理

岩手大・人社 高塚龍之

パルサー発見後、今年で20年目になる。90年代に向けての核物理を展望する上で、伝統的な分野からは少々ずれるが、中性子星を対象とした1研究領域を概観する。世話人の提案に沿って核物理のIFFFという観点から要約する¹⁾

§ 1 Identity

この領域の Identity とは何か。一言で云うのは難しいが敢えて表現すれば「核物理を中心とし、天体-物性-素粒子の分野にまたがる課題を扱うこと」が1つの特徴であろう。中性子星(NS)は天体そのものであり、その圧倒的部分が核子物質という点で核物理の対象そのものでもある。またフェルミオンの「無限」系という点で物性分野の論理と手法に強く関係し、さらに、通常核密度 $\rho_0 (= 0.17 \text{ fm}^{-3})$ をはるかに越える高密度域ではクォークやパイオンといった粒子物理の知見が直接に絡んでくる。

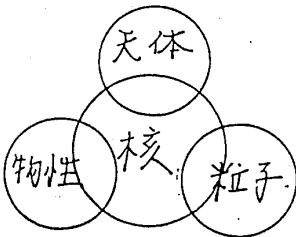


Fig. 1

§ 2 Fundamental

何を基本的課題とするか。強いて云えば「密度 $\rho \sim \rho_0$, 温度 $T \sim 0$ といった通常の状態に限定せず、極端な条件下; $\rho \simeq 10^{-3} \rho_0$ (NS外層部) $\sim 10 \rho_0$ (中心部), $T \simeq 0$ (通常のNS) $\sim 30 \text{ MeV}$ (誕生時のNS), での核子(ハドロン)物質の性質と存在様式を探ること」となる。つまり、広い密度、温度域に亘って核子物質の状態方程式(EOS)と種々の相(Phase)を研究することである。これらは、逆に、現実の原子核の存在理由を広い視野から把握直すことにもつながる。

§ 3 Frontier

現在のフロンティアは何か。回顧と現状ということ置きかえたい。

3-1 理論面での話題

Fig. 3のようにNS内部を3つの領域に分けてみる。領域I ($\rho \simeq (10^{-3} \sim 1) \rho_0$) は原子核結晶とこれを取りまく中性子(n)のフェルミ海とで構成され星殻(crust)と呼ぶ。II ($\rho \simeq (1 \sim 3) \rho_0$) では原子核が溶解し n を主成分に陽子(p)電子(e^-)等が数%混った一様な物質になる。I, IIの領域の物理は相互作用、計算方法とも比較的によく解っているため「KNOWN」と表現される。一方、III ($\rho \geq 3 \rho_0$) ではこれらに不定性が伴うのが現状であり「OPEN」とした。いわゆる“Exotic Phase”と称される π 凝縮やハイペロン(Y)物質、クォーク(q)物質が登場する領域である。尚、NSの中心密度 ρ_c はその質量(M)や用いたEOSに依存する。幅は

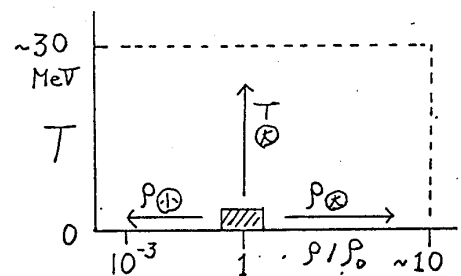


Fig. 2

あるが $\rho_c \lesssim 10\rho_0$ というのが妥当なところである。Table I には各領域に対応してこれまでの Topics を列挙した。以下、各々について簡単にコメントする。

Table I

領域	I	II	III
組成	$n + \text{"nuclei"}$	$n + p + e^-$	$n + p + e^- + \text{others}$
Topics	<ul style="list-style-type: none"> • "nuclei" • "shape transition" • "bubble" • crustal superfluids 	<ul style="list-style-type: none"> • p-mixing • core superfluids 	<ul style="list-style-type: none"> • solidification • π-condensation (K-condensation) • Y-matter • q-matter (strange matter)
	「KNOWN」		「OPEN」

“nuclei”, “bubble”, “shape transition”... crust で結晶をつくっている原子核は n の海に浸されている。このため現実の核より結合が弱くても存在可能で、質量数 ~ 1500 , 陽子数 ~ 40 といった巨大な“原子核” (密度局在という意味で) となる²⁾ (Fig. 4)。crust の内層部に向うとこの“原子核”が重なり、ついには、

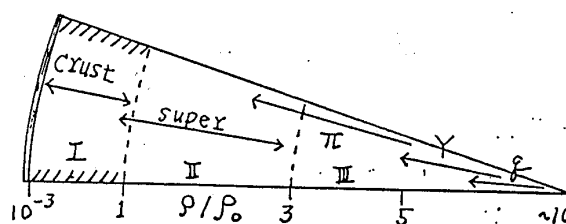
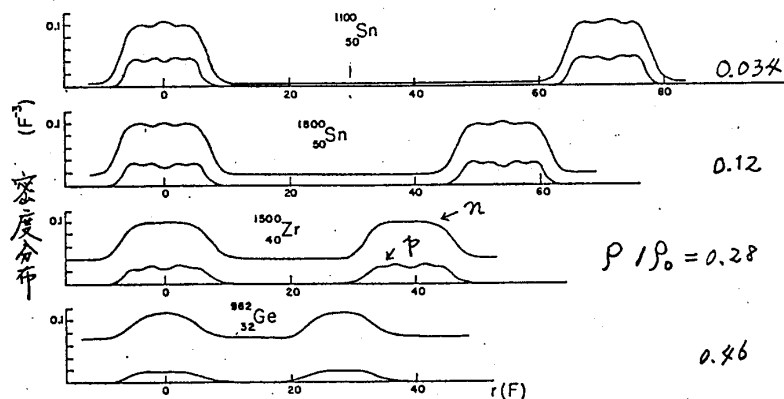


Fig. 3

Fig. 4 crust での“原子核”の様相^{2a)}

密度の高い部分のネットワークが低密度部分を取り囲むという状況になる。これを泡状相 (bubble phase)³⁾ と呼んでいる。また、これが出現する以前に“原子核”は球状→円柱状→板状と形態を変えるという“shape transition”も指摘されている⁴⁾

crustal superfluids... crust で“原子核”を浸している n 液体は 1S_0 の対相互作用によって 1S_0 型超流体となる。一方、“原子核”内の p も 1S_0 型超流体となるが、 n の方は相対的に密度が高いため (Fig. 4 参照), この対相互作用の引力効果が弱まり超流体にはならない。Fig. 5 に各超流体の臨界温度 T_c と ρ の

関係⁵⁾を示した。

p-mixing …… $\rho > \rho_0$ では crust の“原子核”が溶け一様な物質になる。第0近似では中性子物質であるが、実際は p が (そして荷電中性から e^- や μ^- が) 数%混ってくる⁶⁾。理由は p が混ると全系の K. E. で有利, $n-p$ 間力で有利 ($n-n$ よりも引力性が強い), という効果が出現する e^- 等の K. E. による不利な効果に打ち勝つためである。 p 混在度は 3S_1 状態核力のテンソル成分の強さに依存する。

core superfluids …… $\rho \geq \rho_0$ では 1S_0 に代って 3P_2 状態核力の引力効果が n に超流動性をもたらす。これは玉垣,⁷⁾ Hoffenberg et al.⁸⁾ によって初めて指摘され、後に物性系で発見された ${}^3\text{He}$ の P 状態超流動に対応するものである。一方、数%混在する p は低密度だから 1S_0 状態の対相関が有効となる。 $\rho \simeq (0.7 \sim 2.8) \rho_0$ は n の 3P_2 型超流体と p の 1S_0 型超流体が共存した領域⁹⁾ (Fig. 5) 後に述べるグリッチの星震モデルにとって不可欠となる。

solidification …… グリッチのモデル (corequake model) との関連で、高密度 ($\rho \geq 3\rho_0$) になると n は固体になるのではないかと期待され、物性系と同じ固化機構 (geometrical caging mechanism) が検討された。肯定、否定、様々であったが結局、 n 固体は望めないという結論になった。¹⁰⁾ 核力の斥力芯は He 系程に強く、尖くはない、より量子効果の強い系である、というのがその理由である。

π condensation …… π と核子間の P 波相互作用が強く引力的なことから、これによって π が有限運動量でボーズ凝縮する可能性が Migdal¹¹⁾ や Sawyer,¹²⁾ Scalapino¹³⁾ によって指摘され、以後、核物理の中心的テーマの1つになった。当初、その転移密度 ρ_t は $\rho_t \sim \rho_0$ と考えられ exciting な状況をもたらした。しかし、現実的扱いが進展する中で $\rho_t \geq 2\rho_0$ と上昇し、また、実験的徴候も無しということになって、現実の核を対象とする限り話題の精彩は無くなって来ている。 ρ_t がどうかも大事であるが、他方で、 π 凝縮は系にどのような特徴をもたらすかという観点も重要である。これまでに判った事は次の諸点である:

- イ) π 凝縮の成長と共に EOS が強く軟化される。
- ロ) π^0 凝縮が起ると核子系はスピン-アイソスピン秩序を伴った1次元の固体 — “ALS-solid”になる (新しい固化の機構)¹⁴⁾
- ハ) π^c (荷電 π) 凝縮は系のニュートリノ (ν) 放出率を飛躍的に高め、NS に効率の良い冷却機構 — “pion cooling” をもたらす。¹⁵⁾
- ニ) π^0 と π^c は共存凝縮 ($\pi^0 \pi^c$ 凝縮) が可能で,¹⁶⁾ この場合、ロ) ハ) の特徴を併せ持つ。また、系のエネルギー利得は最も大きい。

π 凝縮は現実の核では期待できなくとも NS では充分に問題になる (中性子物質に対して $\rho_t(\pi^0) \simeq (2 \sim 4) \rho_0$,¹⁷⁾ $\rho_t(\pi^c) \simeq (1.5 \sim 2.0) \rho_0$.¹⁸⁾ 加えてイ)~ニ)はNSの構造と物性に劇的な変化をもたらす。従って「 π 凝縮中性子星」という観点から理論結果とNS観測結果を付き合わせる道が開かれる。

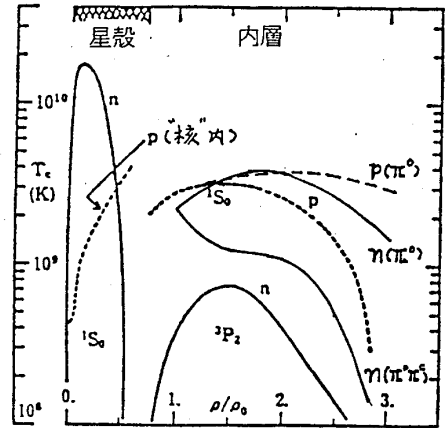


Fig. 5 中性子星内の各種超流動。臨界温度 T_c v. s. 密度。

π 凝縮下の超流動, 陽子混在……これらも興味深い問題である。結論のみ触れると, 前者はOK¹⁹⁾ (簡単化された計算結果であるが n の 3P_2 型, p の 1S_0 型を Fig. 5 に挿入), 後者については通常の場合より 2 倍程度多くなる²⁰⁾ という結果が得られている。

hyperon matter ……中心部の高密度域では n, p, e^- に加えて Σ, Λ^- 等が同程度に混ったハイペロン物質が考えられる²¹⁾ どの密度でそうなるかは相互作用の採り方によって大きく左右される。一応 $\rho \geq 5\rho_0$ と考えられる (Fig. 6)。

quark matter ……更に密度が高くなると, 構成子の q が顔を出し, ハドロン物質 \rightarrow クォーク物質になると予想される。その ρ_t はモデルのパラメータに強く依存し, $\rho_t(q) \geq (5 \sim 20)\rho_0$ と不定性が大きい²²⁾ ハドロン相の標準的な EOS を基準にした比較では $\rho_t(q) \sim 10\rho_0$ が妥当なところであるが, 同じ EOS に対して $M \simeq 1.4M_\odot$ の NS を考えると $\rho_c \sim 4\rho_0 (< \rho_t(q))$ となる。クォーク物質は NS では考えずらいというのが一般的論調である。 s クォークを含めると (strange matter) 有利だと考えられたが, 現実的扱いの結果, 事情は変わらないということになった²³⁾

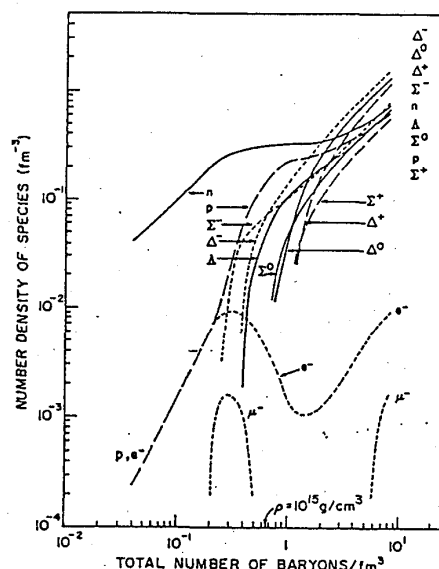


Fig. 6 ハイペロンの混在²¹⁾

(尚, 研究会では触れなかったが, $\rho > 3\rho_0$ では K 中間子凝縮も話題になっている²⁴⁾)

3-2 観測面での情報

(a) 質量 M (\rightarrow EOS への情報)

Fig. 7 に M の観測値²⁵⁾ を示した。 $M = (1.2 \sim 1.6)M_\odot$ で全ての観測値が満たされ NS 形成の理論からの結果とも矛盾しない。 M はいろいろあるのではなくて $M \sim 1.4M_\odot$ であろうというのが今日での認識である。 PSR 1913+16 という NS は $M = (1.41 \pm 0.06)M_\odot$ と大変よく決められている。従って EOS は少なくともこの質量を支えねばならない。代表的な EOS を Fig. 8 に描いた。 :BJ²⁶⁾ (Bethe-Jhonson の IH pot. によるもの), RSC²¹⁾ (Reid の軟芯 pot.), FP²⁷⁾ (Friedman-Pandharipande による RSC の改良

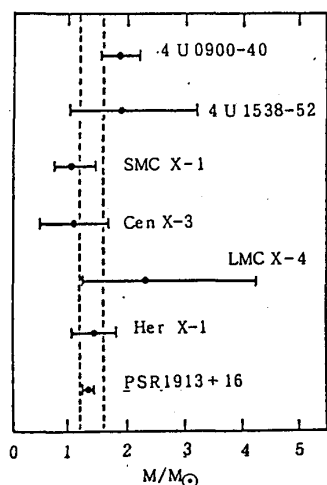


Fig. 7 中性子星質量 M の観測値²⁵⁾

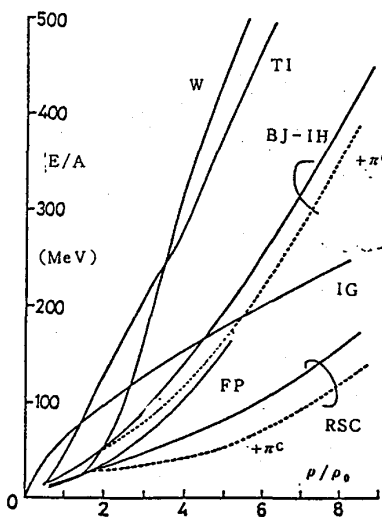


Fig. 8 代表的な状態方程式 (EOS)

版), TI²⁸⁾ (Pandharipande の tensor interaction), W²⁹⁾ (Walecka の平均場理論), IG (n の ideal gas)。用いた核力によって高密度域での EOS が大きく異なることを示している。このうち, W や TI は 2 核子散乱データと核物質論を踏まえるという点では弱点があり, かなり特別なものである。この点で BJ や FP はずっと基礎づけがありより現実的なものと云える。Fig. 9 にはこれらの EOS に対応する $M-\rho_c$ 関係を示した。支え得る M の最大値は EOS に依存するが, 少なくとも $M \sim 1.4 M_\odot$ を支えねばならないから, IG はダメで RSC はきわどい状況にある。従って M の観測は「真の EOS は BJ or FP 的なものである」ことを教えていることになる。 π 凝縮への情報は得られるか。Figs. 8, 9 に, 1 例として, π^c 凝縮の効果を点線で挿入した。 M 観測から π 凝縮の存否を云々するのは難しいようである。

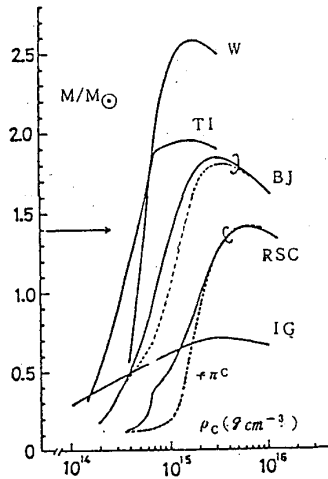


Fig. 9 M v. s. ρ_c 関係の状態方程式依存性

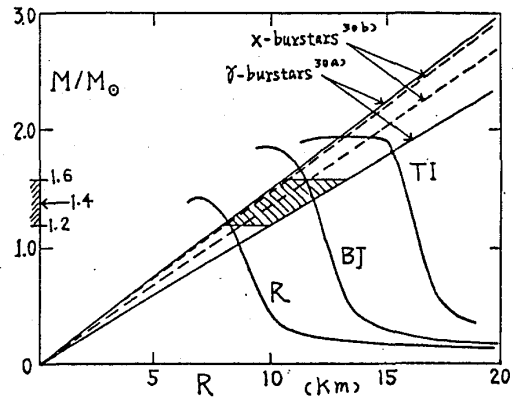


Fig. 10 X, γ -バースター観測からの M/R 値³⁰⁾ と代表的 EOS

(b) 赤方偏移 (→ EOS への情報)

X線や γ 線バースターの観測から赤方偏移 $Z = \Delta\lambda/\lambda = (1 - 2GM/Rc^2)^{-1/2} - 1$ が得られ, これは NS の M と R (半径) の比に対する情報源となる。Fig. 10 は結果の 1 例である³⁰⁾ この場合も BJ 的な EOS を支持するものとなる。

(c) 表面温度 T_s (→ π 凝縮への情報)

Fig. 11 には観測された T_s (上限値) と標準的冷却シナリオ (π 凝縮を含まない) による理論値が示されている (斜線領域が後者の許容範囲)³¹⁾ 多くの場合, 観測と理論との矛盾は無いが (1), (3), (6), (12) はもっと功率の良い冷却機構を必要としている。このうち (12) 以外は NS が存在するのかわからないが, (12) は Vela パルサーが実際に存在するから重大である。「Vela は中心部に π 凝縮相を含んでいるのではないか」と考えられている。この点は次のグリッチ観測からも間接的にではあるが支持されている。

(d) グリッチ (→ 超流体, π 凝縮への情報)

パルサーは突然回転を速め, これが収まるのにマクロな緩和時間 (τ) を要するという現象を示す。これをグリッチと呼び, 顕著なものは Crab で 2 回 (角速度

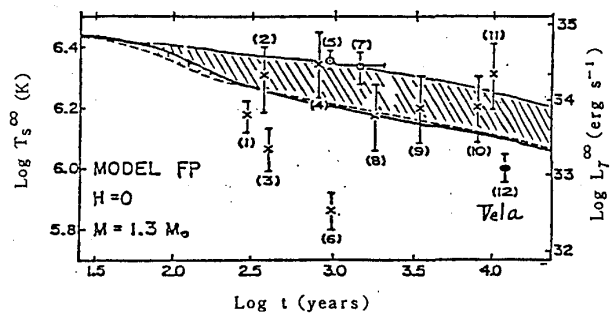


Fig. 11 表面温度 T_s の観測値と標準シナリオにもとづく理論曲線³¹⁾

の jump 比 $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-8}$ ($\tau \sim \text{days}$), Vela で 5 回 ($\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6}$ ($\tau \sim \text{a year}$)) 観測されている。この現象から引き出される NS 内部構造への情報はグリッチのモデルに依るが、少なくとも、マクロな τ は超流体の存在を強く示唆するものである。Alpar-Pines 等の Vortex-Greep モデル³²⁾ や 3-4 で触れる新しい corequake モデル³³⁾ からは π 凝縮相の存在も主張されている。

(e) SN1987A

今年 2 月末、大マゼラン銀河で超新星が発見された。³⁴⁾ 観測の機会には ~ 300 年に 1 回程度という貴重なものである。V 線の観測から NS 形成機構、原始中性子星の冷却問題、等々への情報が得られつつある。今後、X 線、 γ 線での観測が可能となれば、また、パルサー現象がみつければ、Crab 以上に豊かな情報をもたらすものと期待される。核物理へのインパクトも大きい。

3-3 実験室からの情報

先に見て来たように、高密度域での EOS の振舞 (EOS の固さ) は NS モデルにとって重要であるが現状では不定性が大きい。実験的にこれへの知見は得られないか。こういう視点で高エネルギー重イオン衝突を分析する試みも始まっている。Fig. 12 に 1 例を示す。³⁵⁾ 結果は κ (核物質の非圧縮率, 固さの目安) が、 $200 \text{ MeV} < \kappa < 380 \text{ MeV}$ を示しており、RSC ($\kappa \sim 140 \text{ MeV}$) より固く、W ($\kappa \sim 560 \text{ MeV}$) より柔らかいことになる。これは NS の M 観測からの結果に矛盾しない。実験から EOS を導くプロセスには種々議論があり、Fig. 12 の結果も確立したものではない。しかしこの方向での研究は、 M や M/R 観測とは独立に EOS への情報を提供するものであり、貴重である。

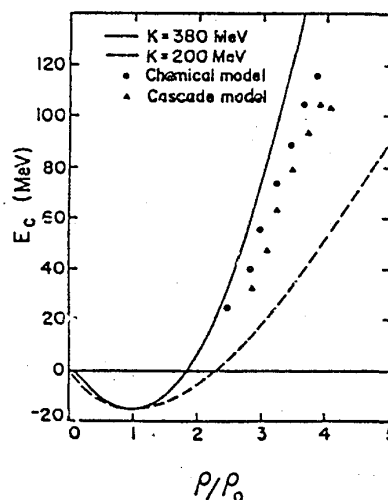


Fig. 12 Ar + KCl の衝突実験から引き出された状態方程式と核物質のかたさ κ ³⁵⁾

3-4 π 凝縮中性子星とグリッチ, SN1987A

筆者が現在とりくんでいる 2 つの問題をとりあげこの節を閉じる。

< π 凝縮に基づく corequake モデル >

グリッチのモデルとして有力であった星震 (starquake) モデル³⁶⁾ は NS を n 超流体とそれ以外の部分の 2 成分でとらえる。当初、星震は crust で起る (回転の減速 \rightarrow stress の蓄積, 限界値を越えると crack \rightarrow 慣性能率の減少 $\Delta I < 0 \rightarrow$ 角運動量保存 $I\Delta\Omega + \Omega\Delta I = 0$ から speed-up $\Delta\Omega > 0 \rightarrow$ これが超流体に伝わるのに要する時間が τ) とする crustquake モデルが考えられたが、crab では実にうまく行くものの、Vela の結果には合わない。これは $\Delta\Omega/\Omega$ が Vela で 2 ケタも大きいことによる。もっと強い震源が必要 \rightarrow crust のクーロン結晶でなく、NS core にバリオン結晶 (n の固体) があってここが震源になればよい、と corequake モデル³⁷⁾ が提案され、これは Vela の結果をよく説明した。ところが後になって次の問題点が浮び上った。

(イ) 当初肯定的であった n の固化は理論的に否定された¹⁰⁾ (no solid core)。

(ロ) corequake で解放される strain energy は内部から NS を加熱し温度を上昇させる。これがグリッ

チの度毎に蓄積されると現在観測されている $T_s \sim 10^6 \text{K}$ と合わない (heating の蓄積)。このため corequake モデルは返り見られなくなり、最近では crustal superfluids に注目した vortex-creep モデル³²⁾ というアプローチがなされている。しかしこのモデルは大変手のこんだものであり、いくつかの問題点もある。もっと simple に行かないか。実は先に述べた π 凝縮の効果に着目すると上記 (イ)(ロ) の難点は無くなる。我々は次のように考える:²³⁾

(i) Vela は Crab より M が大きく、従って ρ_c も高い。 ρ_c (Vela) $> \rho_t(\pi^0\pi^c) > \rho_c$ (Crab) となっていて Vela は $\pi^0\pi^c$ 凝縮相を NS core に持つが Crab はそうでない、と仮定する。

(ii) 従って Vela は π^0 凝縮による “ALS-solid” core をもつから (イ) の問題は解消する。一方, corequake で加熱されるが π^c 凝縮による “pion cooling” で効率よく冷やされ次のグリッチまでに元の温度に戻る, つまり, heating は蓄積されないから (ロ) の問題も解消される。(これらは簡単な π 凝縮モデルを用いて確かめられた。)

(iii) (i) の仮定は裏付けられるのか。yes である。starquake 理論では超流体の慣性率 I_n と星全体のそれ I との比 I_n/I が観測から引き出される。この値はおおよそ Crab で ~ 0.9 , Vela で ~ 0.55 と大きく異なる (構造の違いを物語る)。そこでこのことと, π 凝縮 NS での I_n/I 計算値とを付き合わせると (Fig. 13), M (Crab) $\sim 1.2 M_\odot$ ($\sim 0.5 M_\odot$ も可能だが NS 形成論からは小さ過ぎる) で “ALS-solid” なし (no, $\pi^0\pi^c$), M (Vela) $\sim 1.6 M_\odot$ で “ALS-solid” core あり, という結果になる。即ち, モデル設定の仮定とつじつまが合う。

以上が骨子である。どんな NS も $M \sim 1.4 M_\odot$ であろうということだが $\Delta M \sim 0.2 M_\odot$ くらいの違いがあれば Crab \rightarrow crustquake, Vela \rightarrow corequake でうまく行くという事を強調したい。

< π 凝縮星と SN1987A の ν バースト >

KAMIOKANDE-II は 11 個の ν を観測した。^{34a)} その time profile は, 詳細は別として, $t \simeq (0 \sim 2)$ sec に 8 events (1st ν -burst), $t \simeq (9 \sim 11)$ sec に 3 events (2nd ν -burst) という特徴を持つ。そこで次の疑問が生じる: (イ) 1st と 2nd の時間遅れ $\Delta t \sim 10$ sec は何を意味するか。(ロ) 2nd ν -burst を引き起すエネルギー源は何か。(IMB は 8 個の ν を観測したが Δt は見えない。^{34b)} 然しこれは 1st burst に対応するとの解析がなされている。³⁸⁾ この興味深い問題をめぐっていろいろな考えやモデルが出されているが,³⁹⁾ ここでは π 凝縮 NS という観点からの説明を試みる。⁴⁰⁾

Fig. 14 に定性的ではあるが π 凝縮の相図を示した。これに基づき次のシナリオをたてる:

(i) 熱い NS が 1 (温度 T_1 , 中心密度 $\rho_{c1} > \rho_t(\pi^c)$) で誕生したとする。通常の超新星爆発の理論に従って 1st burst は

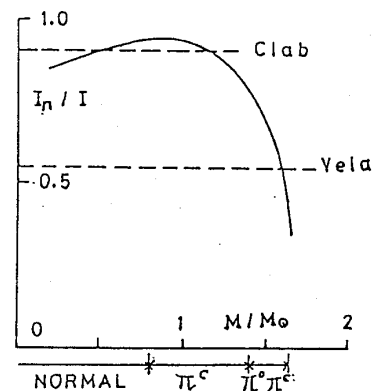


Fig. 13 中性子星の慣性率 I に占める超流体部分の割合 (I_n/I) と質量 M の関係

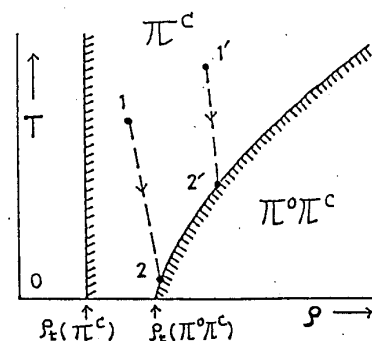


Fig. 14 π 凝縮の相図とシナリオ。1 : 熱い中性子星の誕生。1 \rightarrow 2 : 冷却。2 : 1 次相転移。

これに伴うものと考ええる。

(ii) このNSは π^c 凝縮相を含むから“pion cooling”で急速に冷え、 $2(T_2, \rho_{c2} = \rho_t(\pi^0\pi^c))$ に到達しここで $\pi^0\pi^c$ 凝縮への1次相転移を起す。これに伴うエネルギー解放によって2nd burstとなる。

(iii) 従って $\Delta t \sim 10$ secは $T_1 \rightarrow T_2$ までに要する冷却時間である。

以上が要点である。簡単な π 凝縮星のモデルで数値的にあたってみると、 $T_2 \sim (0.4 \sim 0.7)$ MeV ($T_1 \sim 10$ MeVが通説であるが $T_1 \geq 5$ MeVでありさえすれば T_2 はこの値になる)で Δt とつじつまが合う。また、解放されるエネルギー $\Delta Q \sim 9 \times 10^{51}$ ergは2nd ν -burstに必要な量は大略は満足するようである。今後つめねばならない点が多いが、SN1987Aに誕生したNSは π 凝縮星という考えも ν 観測結果を解釈する1つの方向であろう。

§ 4 Future

展望ということであるが、今後強められるべきと願ういくつかの点を列挙する：

- § 2で触れた種々の相、特に「OPEN」と記したTopicsに対し理論的ツメを行うこと。
- 上記ともかかわって、短距離核力、バリオン間力の決定。特に前者はEOSの土台と直接関係する。核子散乱データを再現するという枠内ではいくつもの核力モデルが可能であるという不定性を除くためにも、より基本的なクォークレベルからの解明が期待される。
- 核物質のEOSに対する実験的知識は $\rho \simeq \rho_0$ に限られている。たとえ1点でも $\rho > \rho_0$ での知見が定量的に得られれば、高密度域でのEOSの不定性は大きく取り除かれる。重イオン衝突実験の進展が望まれる所似である。
- 誕生時のNSや実験室での高密度核物質生成問題と関連して、有限温度の核子物質の研究がいよいよ重要になる。これへのとりくみは現状ではごくわずかであり今後、是非とも強められねばならない。

原子核と同様、中性子星も複雑な系である。“pureな物理”でなく様々な効果が入り組んで来てなかなかスパッと行かない。その上、「実験」というものが出来ない。しかし複雑な対象から何が本質的かを抽出し次の発展につなげること、これは「物理屋」の真骨頂でありやりがいのある事でもある。多様な側面を視野に入れつつからめ手で攻める努力を続けたい。この点で明るい展望もある。§ 3で触れたように、NS観測面での進歩は近年めざましい。SN1987Aの観測を含めてこの傾向は今後一層強まると期待できる。従って理論的結果をアカデミックなものにとどめるのではなく(それ自身、基礎過程、基盤的結果として重要であるが)、観測情報につなげる努力、橋渡しをするような研究が強く意識されねばならない。

References

- 1) 本稿を補う報告として、
高塚龍之, 日本物理学会誌 41 巻 2 号 (1986) 163 ; 原子核研究 31 巻 6 号 (1987) 75.
- 2) a) J. W. Negele and D. Vauthrin, Nucl. Phys. A207 (1973) 298.
b) R. Ogasawara and K. Sato, Prog. Theor. Phys. 68 (1982) 222.
- 3) D. Q. Lamb, J. M. Lattimer, C. J. Pethick and D. G. Ravenhall, Phys. Rev. Lett. 41

(1978) 1623.

- 4) a) D. G. Ravenhall, C. J. Pethick and J. R. Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 2066.
 b) M. Hashimoto, H. Seki and M. Yamada, *Prog. Theor. Phys.* **71** (1984) 320.
 c) R. D. Williams and S. E. Koonin, *Nucl. Phys.* **A435** (1985) 844.
- 5) T. Takatsuka, *Prog. Theor. Phys.* **71** (1984) 1432.
- 6) a) J. Nemeth and D. W. L. Sprung, *Phys. Rev.* **176** (1968) 1496.
 b) S. Ikeuchi, S. Nagata, T. Mizutani and K. Nakazawa, *Prog. Theor. Phys.* **46** (1971) 95.
- 7) R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.* **44** (1970) 905.
- 8) M. Hoffeberg, A. E. Glassgold, R. W. Richardson and M. Ruderman, *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 775.
- 9) T. Takatsuka, *Prog. Theor. Phys.* **48** (1972) 1517; **50** (1973) 1755.
- 10) a) V. R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* **A217** (1973) 1.
 b) V. Canuto and J. Lodenquai, *Phys. Rev.* **C12** (1975) 2033.
- 11) A. B. Migdal, *Zh. Eksp. & Theor. Fiz.* **61** (1971) 2210; **63** (1972) 1933.
- 12) R. F. Sawyer, *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 382.
- 13) D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 386.
- 14) T. Takatsuka, K. Tamiya, T. Tatsumi and R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.* **59** (1978) 1933.
- 15) O. Maxwell, G. E. Brown, D. K. Campbell, R. F. Dashen and J. T. Manassah, *Astrophys. J.* **216** (1977) 77.
- 16) a) K. Tamiya and R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.* **60** (1978) 1753.
 b) T. Muto and T. Tatsumi, *Prog. Theor. Phys.* **78** (1987) 1405.
- 17) a) T. Kunihiro and T. Tatsumi, *Prog. Theor. Phys.* **65** (1981) 613.
 b) K. Tamiya and R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.* **66** (1981) 948, 1361.
 c) T. Takatsuka, Y. Saito and J. Hiura, *Prog. Theor. Phys.* **67** (1982) 254.
 d) O. Benhar, *Phys. Lett.* **106B** (1983) 375; *Nucl. Phys.* **A437** (1985) 590.
- 18) a) W. Weise and G. E. Brown, *Phys. Lett.* **48B** (1974) 297.
 b) T. Tatsumi, *Prog. Theor. Phys.* **68** (1982) 1231.
- 19) T. Takatsuka and R. Tamagaki, *Proc. of Int. Summer School on Nucleon-Nucleon Interaction and Nuclear Many-Body Problems*, ed. by S. S. Woo and T. T. S. Kuo (World Scientific, 1984) 726; *Prog. Theor. Phys.* **65** (1981) 1333.
- 20) T. Takatsuka, *Prog. Theor. Phys.* **72** (1984) 252.
- 21) V. R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* **A178** (1971) 123.
- 22) 巽敏隆・玉垣良三, *日本物理学会誌* 41 卷2号 (1986) 172.
- 23) H. A. Bethe, G. E. Brown and J. Cooperstein, *Nucl. Phys.* **A462** (1987) 791.
- 24) D. B. Kaplan and A. E. Nelson, *Phys. Lett.* **B175** (1986) 57; **B179** (1986) 409.

- 25) P. C. Joss and S. A. Rappaport, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22** (1984) 537.
- 26) H. A. Bethe and M. Johnson, *Nucl. Phys.* **A230** (1974) 1.
- 27) B. Friedman and V. R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* **A361** (1981) 502.
- 28) V. R. Pandharipande and R. A. Smith, *Nucl. Phys.* **A175** (1975) 225.
- 29) J. D. Walecka, *Ann. Phys.* **83** (1974) 491.
- 30) a) E. P. Liang, *Astrophys. J.* **304** (1986) 682.
 b) M. Y. Fujimoto and R. E. Taam, *Astrophys. J.* **305** (1986) 246.
- 31) K. Nomoto and S. Tsuruta, *Astrophys. J.* **305** (1986) L19.
- 32) M. A. Alpar, P. W. Anderson, D. Pines, and J. Shaham, *Astrophys. J.* **282** (1984) 533.
- 33) T. Takatsuka and R. Tamagaki, *Proc. of Int. Conf. on Particles and Nuclei*, Kyoto, April 1987.
- 34) a) K. Hirata et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1490.
 b) R. M. Bionta et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1494.
- 35) J. Molitoris and H. Stöcker, *Phys. Rev.* **C32** (1985) 346.
- 36) G. Baym, C. J. Pethick, D. Pines and M. Ruderman, *Nature* **224** (1969) 872.
- 37) D. Pines, J. Shaham and M. Ruderman, *Nature Phys. Sci.* **237** (1972) 83.
- 38) H. Suzuki and K. Sato, *Publ. Astron. Soc. Japan* **39** (1987) 521.
- 39) a) K. Sato and H. Suzuki, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2722.
 b) T. Hatsuda, *Modern Phys. Lett.* **A2** (1987) 805.
 c) T. Nakamura and M. Fukugita, Preprint RIFP-697.
- 40) T. Takatsuka, *Prog. Theor. Phys.* **78** (1987) 516.

ハイパー核物理

福井大・工 坂 東 弘 治

この10年、現代的な実験方法による新しいデータの出現によって、ハイパー核物理は新世代に入ったとされ、新たな関心を集めてきたが、果して90年代においても、新しい核物理の主要課題の一つとしてひきつづき発展し得るかどうか。それは、この課題の深さと広さに関係している。深さとは、バリオン(ハドロン)多体系の物理を深める上で、ハイパー核物理が果す重要性であり、また、どれだけ“おもしろく、魅力的”かということでもある。広さとは、この場合、どれだけ多くの実験データが提供されるか、少くとも現在より1桁速いペースでデータの量と質が増えることが可能か、ということと云える。

第1図はこの分野の発展方向を表しているが、これらが現実に密度濃く研究される時代になれば、ハイ