

基研所員主催研究会

(整理番号: YITP-X-19-02)

高塚さんを偲ぶ研究会

- 高密度ハドロン・クォーク物質の諸相と中性子星の構造・進化 -

(Structure and evolution of neutron stars in view of various phases in dense hadron-quark matter)

研究会報告

はじめに

本年1月に逝去された高塚 龍之・岩手大学名誉教授の遺徳を偲び、標記の研究会を下記の通り開催した。

【日時】2019年5月25日(土)～5月26日(日)

【場所】京都大学基礎物理学研究所・湯川記念館1階 パナソニックホール

高塚氏は、1967年のパルサー発見直後から、故玉垣 良三先生と共に中性子星内部の 3P_2 核子超流動や、 π 中間子凝縮を伴う核子のスピン・アイソスピン交代秩序相(Alternating Layer Spin; ALS相)の研究、及びそれらの存在と中性子星の構造や冷却等による熱的進化等、現象との関連の解明に大きく寄与された。最近では、ハイペロン混在物質の状態方程式が軟化しすぎる問題に対して、高密度でバリオン間にユニバーサルに働く3体力を導入され、また、ハドロン相とクォーク相間のクロスオーバーによる相の移行を考慮することによって、重い中性子星の観測と整合的な状態方程式を構築する考えを提唱された。このように氏は、高密度ハドロン・クォーク物質の諸相と中性子星の現象との関連を主たる研究テーマとして、長年にわたってこの分野を先導してこられた。また氏は、地方大学における研究・教育、大学運営などの問題や、社会的問題にも熱意を持って取り組まれた。

この研究会では、高塚氏のこれまでの研究・教育へのご貢献をふり返り、関連の深い原子核物理学と宇宙物理学の研究者が全国から集まり、この分野の研究の現状を整理・共有するとともに、将来の展望を見通すことを目的とした。本報告では、講演者の講演概要を収録する。

研究会で取りあげた主なテーマは、以下の通りである。

(1) 高密度ハドロン・クォーク物質の諸相: 中性子星内部で実現が期待される S_0 , 3P_2 核子超流動, π 中間子凝縮をはじめ、最近の理論面からの進展として、ストレンジネス自由度を含むハドロン相(K中間子凝縮, ハイペロン混在物質), 非一様カイラル凝縮, クォーク物質の性質, およびそれらの存在可能性を検討する。特に、高塚氏が近年関わってこられた、ハイペロン混在物質, およびハドロン相とクォーク相のクロスオーバーについてテーマを独立させ、(2) ハイペロン間相互作用, ハイパー核の情報を基に、ハイペロン混在と状態方程式 (Equation of State, EOS) への

影響, (3)バリオン超流動の可能性と中性子星冷却との関連, (4) ハドロン-クォーク-クросオーバーとEOSについて検討する。(5) 高密度核物質のEOSと観測量との整合性: 中性子星の質量・半径, 連星中性子星合体による重力波放出, 強磁場中性子星 (マグネター), 中性子星の熱的進化, 超新星物質とニュートリノ, グリッチなど, 最近の中性子星に関連する現象の諸観測と整合する, 高密度核物質のEOSについて検討する。(6) 中性子星クラストと核物理: 核物質の飽和密度近傍の対称エネルギー, およびその密度依存性, 非圧縮率などの性質が, 内殻中での核子の集団運動, 対相関と中性子過剰核, 非一様相 (パスタ相) など, 中性子星クラスト領域の性質に如何に反映されるか検討する。

また, 2日間に分けて「高塚さんを偲ぶ」セッションが設定され, 高塚氏が取り組んでこられた, 地方大学の立場からの大学をめぐる諸問題や原発問題, その他の社会活動, 人柄を偲ぶ話などについて, 氏とゆかりのある方々にお話しいただく機会を持った。

この研究会は京都大学基礎物理学研究所の後援のもとに基研所員主催研究会として開催されました。大西 明氏には基研で開催出来るようにご尽力いただきました。また, 研究会の準備に際して百々 知子さんはじめ, 基研共同利用事務室の方々にお世話になりました。ここに感謝いたします。

なお, 講演者の講演ファイルと当日撮影した写真は, 以下の website に掲載されていますのでお立ち寄り下さい:

<http://www.butsuri.it-chiba.ac.jp/~yasutake/takatsuka/>

2019年11月25日

世話人一同 (五十音順, *代表)

赤石 義紀 (KEK), 延与 佳子 (京大理), 大西 明 (京大基研) *

菅沼 秀夫 (京大理), 鷹野 正利 (早稲田大理工), 巽 敏隆 (大産大) *

東崎 昭弘 (阪大RCNP), 西崎 滋 (岩手大理工) *, 野田 常雄 (久留米工大)

初田 哲男 (理研), 花見 仁史 (岩手大理工), 原田 融 (大阪電通大)

丸山 敏毅 (原子力機構), 武藤 巧 (千葉工大) *, 安武 伸俊 (千葉工大)

山本 安夫 (理研), 和田 正信 (元日大理工)

(2019年 5月25日 確定版)

基研所員主催研究会

高塚さんを偲ぶ研究会
- 高密度ハドロン・クォーク物質の諸相と中性子星の構造・進化 -
プログラム

日程：2019年5月25日（土）9：15 - 5月26日（日）17：40

場所：京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館パナソニック国際交流ホール

【以下の右端の括弧内の数字は、本研究会報告集内の頁を示す。頁数無記入の所は原稿未着。】

5月25日（土）

8：45-9：15 受付

9：15-9：25 西崎 滋（岩手大理工） はじめに

氏名(所属)	(講演時間+質疑応答(分))	講演題目	(頁)
--------	----------------	------	-----

9：25-10：45		π 中間子凝縮, カイラル凝縮	
------------	--	---------------------	--

(座長：西崎)

国広 悌二（京大基研）	(25+5)	高温・高密度核物質とカイラル相転移 — 高塚さんから学んだこと	・・・(1)
-------------	--------	------------------------------------	--------

武藤 巧（千葉工大）	(25+5)	高塚さんとの研究接点の軌跡 (π 凝縮と超新星, グリッチを中心に)	・・・(11)
------------	--------	--	---------

笹野 匡紀（理研）	(15+5)	^{132}Sn 中性子過剰不安定核におけるガモフ・テラー巨大共鳴と ランダウ・ミグダルパラメーターの導出	
-----------	--------	---	--

10：45-11：00 休憩（15分）

11：00-12：30 実験, 観測からみた中性子星の性質

(座長：大西)

親松 和浩（愛知淑徳大）	(25+5)	核物質の飽和パラメータと中性子星クラストの物理	・・・(21)
--------------	--------	-------------------------	---------

祖谷 元（国立天文台）	(25+5)	重力波と中性子星	・・・(26)
-------------	--------	----------	---------

安武 伸俊（千葉工大）	(25+5)	NICER 観測と中性子星	・・・(31)
-------------	--------	---------------	---------

12：30-13：50 集合写真, lunch

13：50-15：30 バリオン間相互作用とハイペロン物質

(座長：赤石)

山本 安夫（理研）	(25+5)	ユニバーサル3体斥力そしてクォーク遷移	・・・(32)
-----------	--------	---------------------	---------

原田 融（大阪電通大）	(25+5)	ストレンジネス物理と中性子星	・・・(38)
-------------	--------	----------------	---------

- 井上 貴史 (日大生物資源) (15+5) 格子QCDによるYN相互作用 ……(43)
 仲本 朝基 (鈴鹿高専) (15+5) ハイペロン・パズルとクォーク模型によるバリオン3体系考察
 ……(50)

15:30-15:50 休憩 (20分)

15:50-17:30 実験からみた中性子星のEOS, クラスタ変分法

(座長: 中里)

- 大西 明 (京大基研) (25+5) 重イオン衝突と中性子星 ……(54)
 鷹野 正利 (早大理工) (25+5) 微視的理論による核物質のEOS ……(57)
 富樫 甫 (九大理) (15+5) 3体力を考慮した絶対零度及び有限温度ハイペロン物質
 の状態方程式 ……(60)
 田村 裕和 (東大理) (15+5) ハイペロンパズルを解決するために実験屋は何をすべきか?

17:30-17:40 休憩 (10分)

17:40-18:40 --- 高塚さんを偲んで --- I

(座長: 花見)

- 和田 正信 (元日大理工) (25+5) 高塚さんと仲間たち ……(63)
 西崎 滋 (岩手大理工) (25+5) 岩手大での高塚さん
 — 共同研究、大学運営、社会的活動について ……(71)

 18:40-20:40 懇親会 (湯川記念館1階サロン)

5月26日 (日)

- | 氏名 (所属) | (講演時間+質疑応答 (分)) | 講演題目 |
|-------------------------|-----------------|---|
| 9:00-10:50 中性子星の冷却, 強磁場 | | |
| (座長: 祖谷) | | |
| 鶴田 幸子 (Montana 州立大) | (25+5) | Temperature of Neutron Stars and Memory of Takatsuka san ……(75) |
| 野田 常雄 (久留米工大) | (15+5) | 高密度核物質の織り成す多様な状態と中性子星の熱的進化 ……(81) |
| 丸山 智幸 (日大生物資源) | (25+5) | 中性子星における強磁場の役割と現象への影響 ……(86) |
| 巽 敏隆 (大産大) | (25+5) | 強磁場中性子星での熱輸送
— 核物理と物性物理の新たな接点 ……(91) |

10:50-11:10 休憩 (20分)

11:10-12:00 ---- 高塚さんを偲んで ---- II

(座長：元場)

東崎 昭弘 (阪大 RCNP) (25+5) 「50年の付き合い」 時代の流れと原子核工学：理学と工学の狭間
・・・(98)吉井 英勝 (元参議院・衆議院議員) (15+5) 同期生, 高塚さんの思い出
・・・(99)-----
12:00-13:30 集合写真, lunch

13:30-14:40 ハドロンのクォーク物質

(座長：巽)

初田 哲男 (理研) (25+5) クォーク-ハドロン クロスオーバーと高密度状態方程式

飯田 圭 (高知大理工) (15+5) 有限クォーク物質の諸性質
・・・(104)遠藤 友樹 (大産大) (15+5) 強磁場中のクォーク物質とハイブリッド星
・・・(105)

14:40-14:50 休憩 (10分)

14:50-16:00 核子超流動, ハイペロン超流動

(座長：初田)

赤石 義紀 (KEK) (25+5) 中性子星中の YY 相互作用とラムダ超流動
・・・(110)安井 繁宏 (慶応大日吉) (15+5) Ginzburg-Landau 方程式で探る中性子 P 波超流動
・・・(113)新田 宗土 (慶応大日吉) (15+5) 中性子 3P_2 超流動のトポロジー
・・・(113)

16:00-16:20 休憩 (20分)

16:20-17:30 超新星物質

(座長：鷹野)

住吉 光介 (沼津高専) (25+5) 超新星物質とニュートリノ
・・・(121)中里 健一郎 (九州大) (15+5) 超新星ニュートリノで探る核物質状態方程式
・・・(127)

山本 直希 (慶応大理工) (15+5) 超新星におけるカイラル輸送と乱流現象

17:30-17:40巽 敏隆 (大産大) おわりに

高温・高密度の核媒質とカイラル相転移

—高塚さんから学んだこと—

国広 悌二 (京大基研、阪大 RCNP)

1 序

研究会では、次の3つの内容で話をした：(1) 高塚さんとの仕事 (2) QCD 相転移とソフトモード：カイラル相転移とカラー超伝導 (3) まとめに代えて。この報告では、研究会で寄せられた質問や議論を踏まえ、また、他の講演者の問題意識に応えられるよう図や参考文献を加えて説明を少し詳しくし、少しでもこの報告文が意義あるものになるよう努めている。ただし、(1) の内容のうち高塚さんの岩手大学退職記念の研究会報告 [1] に比較的詳しく書いた部分は大幅に割愛している。(3) は、故高塚さんへの短い追悼文である。

2 パイ中間子凝縮の前駆モードのスペクトル関数：重粒子間有効相互作用を用いた解析

2.1 G-0 力を基にした重粒子間有効相互作用の構成とその性質

玉垣さん、高塚さんを中心とする京都グループが示した [2] ように、中性パイ凝縮が重粒子系のスピン・アイソスピン秩序を伴う構造相転移なので、この相転移の研究に媒質中での重粒子間有効相互作用を用いることができる。ブリュックナー理論に基づき有効相互作用のスピン依存部分、特に、テンソル力の部分まで導き出されたものに Sprung と Sprung-Banerjee の G-0 力がある [3]。G-0 力は Reid 軟芯ポテンシャルによる反応行列をよく再現し、有限核の研究に使われてきた。G-0 力の中心力部分は 3O -成分を例外としてかなり強い密度依存性がある。また、テンソル力部分もあまり大きくないが密度依存性を有する。

この相互作用のアイソスピン依存のスピン・スピン相互作用とテンソル力部分は「縦波成分」と「横波成分」を用いて次のように書きなおすことができる [4]：

$$\begin{aligned} V_{\text{ph}}(1,2) &= \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 [V_{\sigma\tau}(r)\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + V_{T\tau}S_{12}(\hat{\mathbf{r}})], \\ &= \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} [(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}})L(|q|) + (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \times \hat{\mathbf{q}})T(|q|)]e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}. \end{aligned}$$

ここで縦波フーリエ成分 $L(|q|)$ と横波フーリエ成分 $T(|q|)$ は中心力 $V_{\sigma\tau}(r)$ とテンソル力 $V_{T\tau}(r)$ のそれぞれのフーリエ成分 $K_{\sigma\tau}(|q|)$ と $K_{T\tau}(|q|)$ を用いて、

$$L(|q|) = 2K_{T\tau}(|q|) + K_{\sigma\tau}(|q|), \quad T(|q|) = -K_{T\tau}(|q|) + K_{\sigma\tau}(|q|)$$

と書ける。縦波成分 $L(|q|)$ と横波成分 $T(|q|)$ はそれぞれパイ中間子およびロー中間子交換力に対応する。波数 $k = (2 \sim 3)\text{fm}^{-1}$ あたりでの $L(|q|)$ の符号および値がパイ中間子凝

縮の実現の有無に関係する。 $q \geq 1.2 \text{ fm}^{-1}$ では $L(|q|)$ は引力であり、 $T(|q|)$ はすべての波数に対して斥力的（正）である。 $L(|q|)$ の引力の起源は、テンソル力 $K_{T\tau}(|q|)$ である [5]。

標準核密度 ($p_F = 1.36 \text{ fm}^{-1}$) では $K_{\sigma\tau}(0) = 244 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$ であり、ランダウ-ミグダルパラメータに対して $g'_N = 0.62\tilde{f}^2$ の値を与える：ただし、 $\tilde{f} \equiv f/m_\pi$ 。 f は pv 結合のパイ-核子結合定数である。より現実的には交換項も考慮すると、標準核密度では $g'_N = 0.46\tilde{f}^2$ となる。数値計算を行うと、Fig.1 に示されているように、 g'_N は密度依存性が大きく、低い密度では大きい値になる [4]： $p_F = 1.36 \rightarrow 0.8 \text{ fm}^{-1}$ と密度が減少するとき、 $g'_N = 0.46\tilde{f}^2 \rightarrow 0.61\tilde{f}^2$ と増大する。低い密度で $g' \sim .6$ と大きくなることはガモフ-テラー巨大共鳴 [6] の実験 [7] から現象論的に導かれた振る舞い [8] と整合的であり（巨大共鳴は密度の低い核表面での現象であることに注意しよう）、それだけでなく、 $g'_N = 0.5 \sim 0.6$ という値自体も驚くほどよく一致している（「予言していた」）ことを強調したい。

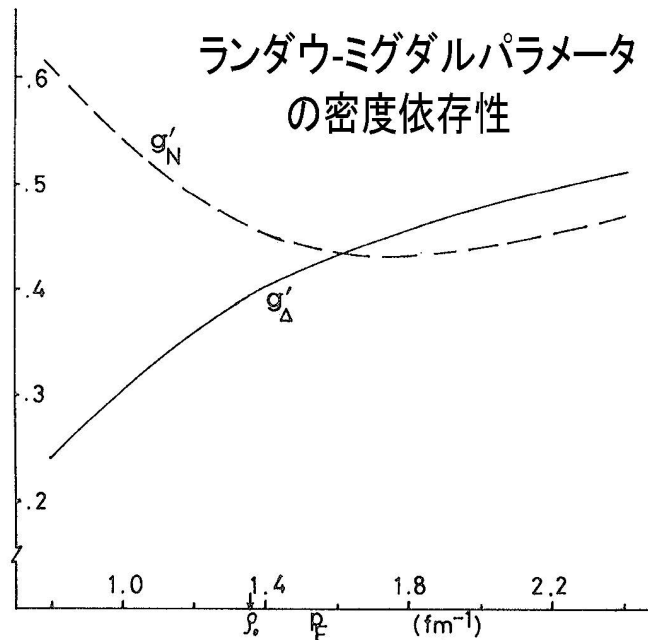


図 1: 拡張された G-0 力を用いて計算された g'_N と g'_Δ の密度依存性。ただし、単位は $(\frac{f}{m_\pi})^2$ 。 $g'_N \sim 0.6$ および $g'_\Delta \sim 0.2$ という値は両者とも実験解析から導かれた値 [7, 8] とよく一致している [4]。

$\Delta_{33}(1232)$ セクターに拡張された重粒子間有効相互作用 1E や 3O など各部分波ごとに与えられている核力はスピン-アイソスピン対称性 (SU(4)) を仮定して (N, Δ) セクターに拡張できる [5]。有効核力の場合はその空間依存性が ($N, \Delta_{33}(1232)$) のチャンネルに依存しないことを仮定していることになる¹。このように半現象論的に構成された N- Δ あるいは Δ - Δ 相互作用は次のように驚くほど定量的に望ましい性質を持つ：(a) パイ中間子吸

¹以下では、 $\Delta_{33}(1232)$ の代わりに簡単に Δ と書く。

収に用いられ成功している N- Δ 遷移ポテンシャルと短距離相関の効果も含めるとよく一致する [5]。 (b) パイ-核散乱で用いられる Δ の 1 粒子ポテンシャルそよく再現する [9] ; たとえば、 $U_{\Delta}(q=0) = -40$ MeV. (c) Fig.1 に示すように、N- Δ 遷移ランダウ-ミグダパラメータ $g'_{N\Delta}$ は単調ではない密度依存性がある [4] : 低密度では密度とともに減少するが、ある密度で最小値を取りその後は増大する : $p_F = (0.8 \rightarrow 2.4)$ fm と密度が高くなると、 $g'_{N\Delta} = 0.24 \rightarrow 0.50$ となる [5, 4]。この比較的低密度での小さな値は実験データに基く理論解析から得られた値 [8] と驚くほどよく一致している。

2.2 標準核物質での中性パイ中間子凝縮とその前駆モードとしての G-T 共鳴のソフト化

この相互作用を用いた標準核物質でのエネルギー計算によると、 Δ との混合によって増大したテンソル力の直接項の寄与が局在化による運動エネルギーの増大を凌駕し、0 温度では $\rho_c \simeq 2.5\rho_0$ でパイ中間子凝縮相の方が標準相よりもエネルギーが低くなる [5]。しかし、注意すべきはこの密度が臨界密度ではないことである。エネルギー利得が大きくソフトな状態方程式となるため、マクスウェルの二重接線法で分析を行うと、パイ凝縮相への相転移は 1 次相転移になることが分かる。したがってたとえば、パイ中間子凝縮相と標準相の混合相が存在する温度-密度領域存在する : 0 温度では次のような密度領域が混合相である [5] : $1.8\rho_0 \equiv \rho_{t1}(\pi^0) \rightarrow \sim 3.6\rho_0 \equiv \rho_{t2}(\pi^0)$ 。

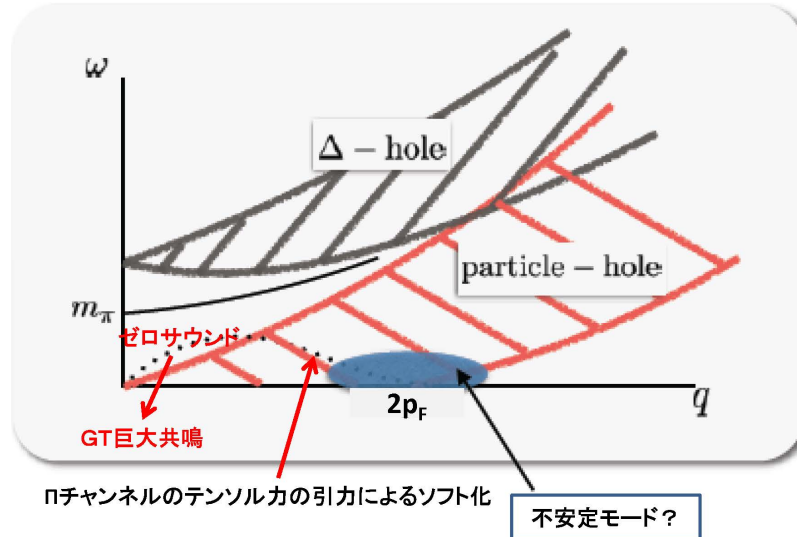


図 2: 標準核物質中でのスピン-アイソスピンチャンネルでの自由粒子-空孔および Δ -空孔励起のスペクトル関数の台と相互作用を取り入れたときの集団モードと自由パイ中間子の分散関係。小さい q では $L(|q|)$ の斥力によるゼロサウンド (G-T 共鳴) が存在し、高運動量ではその領域における $L(|q|)$ による引力によりモードのソフト化が予想される : Ref. [10] で使った図を少し改変。

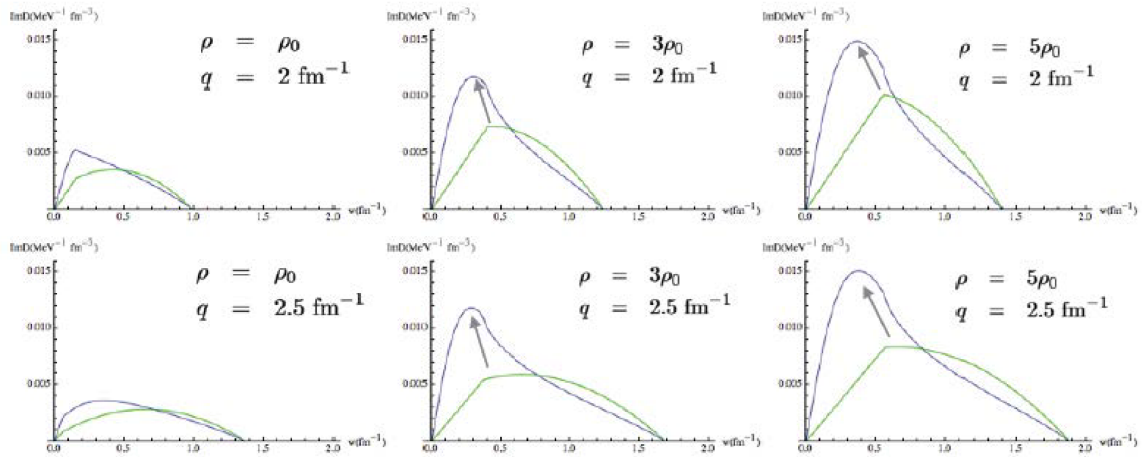


図 3: G-0 力を用いた RPA でのパイ中間子モード (縦波スピン-アイソスピンモード) のスペクトル関数 $S(\omega, q = 2, 2.5 \text{ fm}^{-1}) \times \pi$ の密度依存性。左から右へ $\rho = \rho_0, 3\rho_0, 5\rho_0$ 。上側は $q = 2 \text{ fm}^{-1}$ 、下側は $q = 2.5 \text{ fm}^{-1}$ 。[10] より再掲。

次に、このような相転移の前駆モードである有限波数のスピン-アイソスピンモードのスペクトル関数を計算してその性質の密度依存性を調べてみよう。有限波数では縦波と横波成分が存在し、前者はパイ中間子の、後者はロー中間子のチャンネルである。有限核では角運動量がよい量子数となるので縦波と横波の混成したモードが実現される。それは (有限角運動量の) ガモフ-テラー (GT) 巨大共鳴である。角運動量が 0 または小さい GT 巨大共鳴は斥力の寄与を受けているため、無限物質の (ランダウの) ゼロサウンドに対応する。無限媒質では、有限波数のモードは、一般に、粒子-空孔励起の連続状態の中に埋もれて幅を持つ : Fig.2 参照。そこでスペクトル関数 $S(\omega, q)$ の (ω, q) 平面全体を問題にする必要がある。スペクトル関数 $S(\omega, q)$ は、数因子 $1/\pi$ を別にして、応答関数 $D(\omega, q)$ の虚数部分で与えられる。乱雑位相近似 (RPA) では次のように書ける :

$$S(\omega, q) \propto \text{Im}D(\omega, \mathbf{q}) = \text{Im} \frac{D_{\text{ph}}(\omega, \mathbf{q})}{1 - L(|\mathbf{q}|)D_{\text{ph}}(\omega, \mathbf{q})}.$$

ここに、 $D_{\text{ph}}(\omega, \mathbf{q}) = -4i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} G_0(p_0 + \omega, \mathbf{p} + \mathbf{q}) G_0(p_0, \mathbf{p})$ は 0 次の粒子-空孔グリーン関数であり、 $L(|\mathbf{q}|)$ は縦波モード (パイモード) の有効駆動力。

Fig.3 には G-0 力を用いた $\text{Im}D(\omega, \mathbf{q})$ および $D_{\text{ph}}(\omega, \mathbf{q})$ の計算結果が示されている。横軸は ω である : 上側は $q = 2 \text{ fm}^{-1}$ 、下側は $q = 2.5 \text{ fm}^{-1}$ 。フェルミ気体の場合と比べると、低エネルギー側にピークが移動し強度が増している (ソフト化している)。また、その強度は高密度になるほど大きくなる。しかし、2 次相転移を意味する不安定性は示していない [10]。

それでは、 $\Delta_{33}(1232)$ の効果を取り入れるとどうなるであろうか? $\rho = 3\rho_0$ での Δ -空孔励起の効果を取り入れたパイ中間子モードのスペクトル関数の 3 次元プロットを Fig.4 に

示す。 $\Delta_{33}(1232)$ を取り込むことで粒子-空孔モードを主成分とするスペクトル関数のピーク位置がより低エネルギー方向へ移動している：ただし、強度は Δ -空孔モードにも分散するのでこのセクターの強度は少し小さくなっている。しかし、ゼロエネルギーを切ることはなく、(2次相転移での)パイ中間子凝縮への不安定性は現れていない。この結果は、同じ相互作用を用いた平均場近似の結果と一見異なるように見えるが、ここで注意すべきは相転移が2次相転移のときのみ、集団モードの不安定性による解析が有意な答えを与え得るということである。むしろ、平均場近似で示された非一様なパイ凝縮相への相転移が比較的強い1次相転移であるということと整合的である可能性がある。この決着は、非一様相の実現を考慮に入れた、たとえば、次のセクションで使われる汎関数くりこみ群法による量子効果を非摂動的に取り入れたより高度な計算により調べることはたいへん興味あることである。

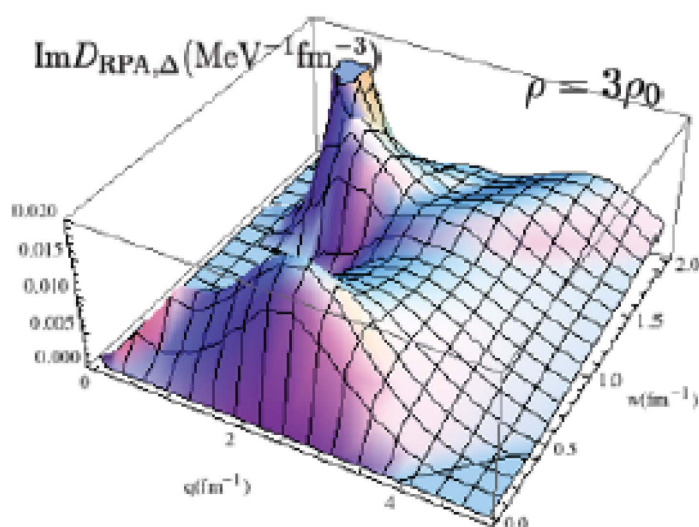


図 4: 拡張された $G=0$ 力を用いて計算された $\rho = 3\rho_0$ での Δ -空孔励起を含むパイ中間子モードのスペクトル関数の3次元プロット。[10] より再掲。

3 有限温度・密度でのクォーク物質の相転移2題

3.1 有限密度、カラー超伝導、ベクター結合 g_V : 新しいQCD臨界点

QCDの有効模型などで示されているQCD臨界点が相図中 ($T \neq 0, \mu \neq 0$) に存在するのは、カレントクォーク質量が有限でカイラル対称性が顕に破れているときである。この場合、重粒子化学ポテンシャル μ_B が有限のため荷電対称性が顕に破れている。そのため、スカラー-ベクター混合が起こる。例えば次の混合相関関数は0にならない[11]：

$$\langle (\bar{q}\gamma^0 q)(\bar{q}q) \rangle \neq 0. \quad \text{for } \mu_B \neq 0 \text{ and } m_q \neq 0.$$

このため、スカラーモード (σ モード) と密度揺らぎが混成したモードがよいモード (集団モード) となる。すなわち、伝播関数 $\langle T(\bar{q}q)(\bar{q}q) \rangle$ と $\langle T(\bar{q}\gamma^0 q)(\bar{q}\gamma^0 q) \rangle$ とが結合する。 $\bar{q}\gamma^0 q$ はベクターカレント $\bar{q}\gamma^\mu q$ の第 0 成分であるから、ベクター型相互作用

$$\mathcal{L}_V = -g_V (\bar{q}\gamma^\mu q)^2 \quad (3.1)$$

がクォーク物質の性質に重要な役割を果たし得ることが了解される。このことは、クォーク数感受率の振る舞いを例として、Ref.[11] で初めて指摘された。

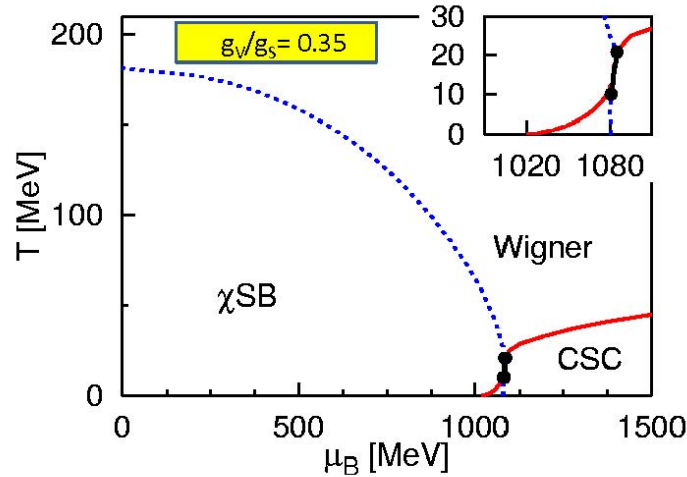


図 5: ベクター相互作用 (3.1) を取り入れたときのクォーク物質の相図。カイラル凝縮とカラー対凝縮が考慮されている。 g_V とカイラル相転移を引き起こすスカラー結合 g_S との比が大きくなると、両凝縮の競合が重要になり、特に両者が大きい値を持つ低温領域では両者の共存相が相図の比較的広い範囲で存在するようになり、1 次相転移線が消える。そして、高温領域の QCD 臨界点とは別に新しい臨界点が低温領域に現れる。Ref.[12] の図を少し改変。

カラー超伝導を考慮する場合 カラー超伝導を誘因き起こし得る対相互作用

$$\mathcal{L}_C = g_C (\bar{q}i\gamma_5\tau_2\lambda_A q^C)(\bar{q}^C i\gamma_5\tau_2\lambda_A q)$$

を取り入れた場合のベクター相互作用 (3.1) の役割は [12] で解析されている²。BCS 理論の枠組みでは、超伝導相転移はフェルミ面付近にある粒子の集団効果によって起こるので、その有効結合定数はフェルミ面における状態密度 $N_F \sim mp_F/\pi^2$ を用いて $g_{\text{eff}} \equiv g_C N_F$ と書ける： p_F はフェルミ運動量である。これより、密度 $\rho = 2p_F^3/3\pi^2$ が大きい程、超伝導相転移は起こりやすいことが分かる³。一方、有限密度では、その密度を担う正エネルギークォーク状態は自己無撞着に決まるカイラル凝縮体 $\langle \bar{q}q \rangle$ を減殺させカイラル対称性の破れは起こりにくくなる。ところが、ベクター相互作用は $g_V\rho^2$ は、斥力的な寄与を与える

²カイラルダイナミクスの相互作用 $\mathcal{L}_S = g_S [(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5\tau q)^2]$ の結合定数と g_C は比例している。

³結合定数の密度への対数的依存性は無視できる範囲で。

ので密度の増大を抑える働きがある。したがって、カラー超伝導系においてベクター相互作用 \mathcal{L}_V が作用するとカイラル相転移とカラー超伝導の競合が増大し、複雑な相図が実現し得ると期待できる。実際 Fig.5 に示されているように、両凝縮体が有意な値を持ち得る低温領域において広い共存領域が存在し、通常の臨界点の他に新たな臨界点が現れ、一次相転移線はそこで途切れ得ることが Kitazawa ら [12] によって示された。QCD 相図において低温部に新たな臨界点が生じ得ることの指摘は世界で初めてのことであった。2 + 1 フレーバーの場合に拡張し、中性荷電条件の下で軸性アノマリー項の寄与 [13] も取り入れた体系的な解析は以下の論文でなされている [14]。

3.2 汎関数くりこみ群法による QCD 臨界点に付随するソフトモードの解析：非一様相への相転移の前駆モード

QCD 臨界点は 2 次相転移点なので、そこにはソフトモードが存在する。Fujii および Fujii-Ohtani のランダウ関数による感受率の解析や NJL 模型によるダイナミカルな計算 [15]、あるいは Dam T. Son-M.Stephanov[16] による時間依存 G-L 理論などの解析で、それは σ 場とエネルギーや密度などの保存量の線型結合で記述されることが示されている。これを非摂動的な汎関数くりこみ群法 (FRG 法)[17] により、モード間の非線型の結合も取り入れた解析が行われた [18, 19] :

1. 臨界点が相図上 $(T, \mu) = 5.1 \pm 0.1 \text{ MeV}, 286.7 \pm 0.2 \text{ MeV} \equiv (T_c, \mu_c)$ に得られる。
2. スカラーチャンネルのスペクトル関数を行い、その等高線図を作り、幅のある分散関係を導出した。
3. 温度を T_C に固定し、化学ポテンシャルを μ_C より小さい値から μ_c に近づけていくと、「台」が空間的領域 $\omega < p$ に存在するモード、すなわち、粒子-空孔励起モードがソフト化する。これは密度揺らぎなどの流体モードである。
4. μ が μ_C よりも有意に小さい値において、ソフトモードの分散関係は有限運動量において群速度が光速を超えている。すなわち、タキオンモードになっている。
5. これは、カイラル対称性が顕に破れていることにより生じる σ - 2σ 結合の結果引き起こされるレベル反発による。実際、「手で」カイラル対称性の破れの度合いを小さくすると、このような「異常」は起こらない。
6. 上の事実は、クォーク物質が臨界点に達するよりも小さい化学ポテンシャルにおいて、 σ 凝縮が空間依存性を持つ非一様な相に相転移することを強く示唆している。このような非一様な相への相転移に導くようなソフトモードはアイソベクター-擬スカラー (パイチャンネル) には生じない。すなわち、生じるのは所謂「実キルク相 [20]」であると考えられる。
7. この計算では、磁場や軸性異常の効果は取り入れていない。そのような効果を取り入れた FRG 計算はとても興味深いであろう。

4 まとめに代えて

高塚さんには、テンソル力の効果を初めて顕に取り入れた対称核物質における 3S_1 - 3D_1 超流動/超伝導の先駆的研究 [21]、ハイペロン混合による EOS ソフト化の重大性の指摘 [22] と模索、ハドロン-クォーク相をつなぐ ‘Three-window model’ [23] の提唱等、独創的な優れた研究があります。とりわけ、玉垣さんの先駆的 3P_2 ペアリングの研究 [24] を発展させ [25]、L-S 力に加えて、テンソル力を顕に考慮した現実的な計算を独力で定式化、数値計算を遂行し 3P_2 - 3F_2 超流動の実現性を確立され、さらに、中性子星の現象につなげていく研究を推進されました [26]。これらの研究は、我が国が世界に誇るべき先駆的でも完成度の高い優れた業績だと思います。なお、2019 年は、この世界的にも先駆的で核多体論の独自の展開を与えた 3P_2 超流動の玉垣さんの論文 [24] が「素粒子論研究」に発表されてから数えて 50 周年になることを指摘おきたいと思います。

高塚さんは、人当たりのよい謙虚な方で我々に威圧感を感じさせない人でしたが、私は密かに、高塚さんは学識、研究力、組織力等どれをとっても第一級の優れた人であると畏敬の念を持っていました。その基礎には、現状把握力、緻密な論理性、そして大胆な構想力があつたと思います。また、大胆さの基礎には先人の知恵に学ぶ謙虚さもあつたように思います。高塚さんはどの世界に行っても必ずや上に立ち得る人物だったのだ、と最近確信に近い感慨を抱いていました。本当に惜しい人を亡くしました。高塚さんのご冥福をお祈りして筆を置くことにします。

参考文献

- [1] 国広悌二「高塚さんで行ったパイ中間子凝縮研究」, 素粒子論研究 119 巻 2 号 B36(2011) 研究会報告「バリオン物質と中性子星」2011 年 1 月 29 日-1 月 30 日、つなぎ温泉 (高塚さん退職祝賀研究会) .
- [2] R. Tamagaki and T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **56** (1976) 1340; T. Takatsuka, K. Tamiya, T. Tatsumi and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **59** (1978) 1933; T. Takatsuka, R. Tamagaki and T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993) 67.
- [3] D.W.L. Sprung and P.K. Banerjee, Nucl. Phys. **A 168** (1971), 273; D.W.L. Sprung, Nucl. Phys. **A 182** (1972), 97.
- [4] T. Kunihiro, T. Takatsuka, R. Tamagaki and T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993) 123.
- [5] T. Kunihiro, T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **73** (1985) 683.
- [6] K. Ikeda, S.Fujii and J.I. Fujita, Phys.Lett.**3**(1963), 271.
- [7] T.Wakasa et al,Phys.Rev.**C55**(1997), 2909.

- [8] T.Suzuki and H. Sakai, Phys. Lett. **B455** (1999), 25; M. Ichimura, H. Sakai and T. Wakasa, Prog. Part. Nucl. Phys. **56** (2006) 446.
- [9] T. Takatsuka, T. Kunihiro and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **74** (1985) 633.
- [10] 菊池勇太、国広悌二、日本物理学会第69回年次大会春季大会 3/27 3/30 @東海大学.
- [11] T. Kunihiro, Phys. Lett. B **271** (1991) 395.
- [12] M. Kitazawa, T. Koide, T. Kunihiro and Y. Nemoto, Prog. Theor. Phys. **108** (2002) 929.
- [13] T. Hatsuda, M. Tachibana, N. Yamamoto and G. Baym, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 122001
- [14] Z. Zhang and T. Kunihiro, Phys. Rev. D **83** (2011) 114003.
- [15] H. Fujii, Phys. Rev. D **67** (2003) 094018;
H. Fujii and M. Ohtani, Phys. Rev. D **70** (2004) 014016.
- [16] Dam T. Son and M. A. Stephanov, Phys. Rev. D **70** (2004) 056001.
- [17] C. Wetterich, Phys. Lett. B **301** (1993) 90
- [18] T. Yokota, T. Kunihiro and K. Morita, PTEP **2016** (2016) no.7, 073D01
- [19] T. Yokota, T. Kunihiro and K. Morita, Phys. Rev. D **96** (2017) no.7, 074028
- [20] D. Nickel, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 072301; Phys. Rev. D **80** (2009) 074025;
S. Carignano, D. Nickel and M. Buballa, Phys. Rev. D **82** (2010) 054009
- [21] 高塚龍之、素粒子論研究 46 卷 (1973),719.
T. Takatsuka and R. Tamagaki, “Superfluidity in neutron star matter and symmetric nuclear matter,” Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993) 27.
- [22] S. Nishizaki, T. Takatsuka and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. **105** (2001) 607;
S. Nishizaki, T. Takatsuka and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. **108** (2002) 703.
- [23] 高塚龍之、素粒子論研究 119 卷 2 号 B31(2011) 研究会報告「バリオン物質と中性子星」2011年1月29日-1月30日 @つなぎ温泉(高塚さん退職祝賀研究会)。特に、図2を参照。
K. Masuda, T. Hatsuda and T. Takatsuka, Astrophys. J. **764** (2013) 12; K. Masuda, T. Hatsuda and T. Takatsuka, PTEP **2013** (2013) no.7, 073D01.
T. Takatsuka, K. Masuda and T. Hatsuda, “Massive Neutron Stars with Hadron-Quark Transition Core : phenomenological approach by ”3-window model”,” Proceedings of Quarks and Compact Stars,KIAA at Peking University, Beijing, China Oct.20-22, (2014),67.

- [24] R.Tamagaki, 'Superfluid State in Neutron Star Matter .I ', Prog. Theor. Phys.**44**(1970)905; (素粒子論研究 40 (1969),D26).
- [25] T.Takatsuka and R. Tamagaki, 'Superfluid State in Neutron Star Matter. II ', Prog. Theor. Phys. **46** (1971)114.
T.Takatsuka, 'Superfluid State in Neutron Star Matter. III ', Prog. Theor. Phys. Lett. **47** (1972),1062.
- [26] T.Takatsuka, 'Energy Gap in Neutron-Star Matter ', Prog. Theor. Phys. **48** (1972),1517. これは高塚さんのドクター論文です。

高塚さんとの研究接点の軌跡 (π 凝縮と超新星, グリッチを中心に)

武藤 巧 (千葉工業大学 教育センター物理学教室)

1 はじめに

本年(2019年)1月に逝去された高塚 龍之先生(以下, 高塚さん)は, 高密度ハドロン・クォーク物質の諸相と中性子星の現象との関連を主たる研究テーマとして, 長年にわたってこの分野を先導してこられた [1]。1967年のパルサー発見直後から 故玉垣 良三氏と共に始められた, 中性子星内部コア領域における 3P_2 核子超流動の現実的核力に基づく草分けの研究や, 中間子凝縮を伴う核子のスピン・アイソスピン交代秩序相 [Alternating Layer Spin (ALS) 相] の提唱など, 基礎的研究が, 高塚さんの初期の研究を形成している。1977年に岩手大学人文社会科学部に着任されてからは, 核子超流動と π 凝縮 (ALS 構造) に関する理論形式の精緻化を進めると共に, π 凝縮下の準核子による超流動の可能性など, 中性子星冷却過程への影響を検討された。更に, 高エネルギー重イオン衝突や, 超新星爆発, および誕生初期の熱い中性子星にも対象を広げられ, 高密度・有限温度核物質に適用可能な反応行列理論に基づく有効相互作用を構築された。また核子超流動と π 凝縮相の存在と中性子星の構造, 冷却等による熱的進化, パルサーグリッチ等, 現象との関連の解明に大きく寄与された。1998年頃からハイペロン混在物質下での中性子星の急速な冷却過程の問題をはじめとするハイペロン超流動, 特に $\Lambda\Lambda$ 対相関の強さに関連するハイパー核実験との連携にも力を注がれた。最近では太陽質量の2倍に及ぶ重い中性子星の観測結果を受け, ハイペロン (Y) 混在物質の状態方程式 (Equation of State, EOS) が軟化しすぎる問題 (Hyperon puzzle) に対して, 高密度でバリオン間にユニバーサルに働く3体斥力を導入し, ハドロン描像の枠組みの中で重い中性子星の観測と整合的な状態方程式を構築する考えを提唱された。また, 別の可能性として, ハドロン相とクォーク相間のクロスオーバーによる相の移行を考慮する考えを提唱された。

こうした, 高塚さんのほぼ50年におよぶ研究の御経歴の中で, 私をはじめ高塚さんと研究上の接点を持った時期は, 1985年の私がM2の頃に遡る。その頃の高塚さんは, 核子超流動や π 凝縮の基礎的研究を一区切りされた後, 1つには有限温度核物質 (中性子物質, 対称核物質, 中性子星物質, 超新星物質) に取り組みされた。後に高塚さんの退職記念にまとめられた栞 [1] の中でも述べられているように, 1980年の半ば頃から, 高エネルギー重イオン衝突による高温・高密度核物質が話題を集め, 更に1987年に超新星1987Aが発見され, ニュートリノバーストが観測された状況で, 有限温度の核物質を核物理の側から現実的に取り組む必要性を感じておられたようである。またこの時期は, 構築された理論的モデルの検証のために, 実験, 観測の結果と付き合わせて緻密に検討することの重要性を, 自らの研究を通じて体現されていたように思われる。中でも高塚さんは (i) グリッチ現象 (パルサー回転の急な立ち上がりとその後の緩やかな減少) を, π 凝縮 (π^0 - π^c 共存凝縮) を伴う ALS 相に基づく星震モデルによって説明する試みや, (ii) 超新星1987Aの際に Kamiokande で観測された, 遅れてやってきたニュートリノバーストについて, 誕生初期の熱い中性子星物質の性質に基づき, π 凝縮相転移との関連で説明する試みをされていた。

一方, 私は1985年から1990年頃までの時期に, 巽さんの指導の下で「高密度核物質中での π^0 - π^c 共存凝縮相の現実的取り扱いと中性子星現象との関連」を研究テーマとして取り組んでいた。そのため, 高塚さんと私との最初の直接的な研究上の接点がこの時期にあたる。

本講演では, 高塚さんの研究業績を偲び, 1986年から1990年頃の期間, 上記 (i), (ii) を中心に高塚さんが遂行されていた研究について, 当時の私が行っていた π^0 - π^c 共存凝縮相の研究との接点を通して振り返る報告を行った。高塚さんは, 岩手大と共に京大基研を研究の重要な拠点とされ, 地方大にお

られた立場から、共同利用研としての基研の存在の重要性についてたびたび発言されていた。そこで、以下の Sec. 2 では、この時期に高塚さんと私が参加した、主として高密度核物質と中性子星をテーマとする基研モレキュール型研究会での研究発表の記録を参考に、時間を追って当時の高塚さんと私の研究の接点を概観した。Sec. 3 では、高塚・玉垣によるパルサーグリッチに関する π^0 - π^c 共存凝縮コアに基づく星震モデル、Sec. 4 では有限温度での中性子星物質の状態方程式と π 凝縮相への相転移によるニュートリノ放出について概要をレビューした。Sec. 5 では、高塚さんの残されたこれらの研究について、現在の視点からその意義や今後の展望について触れる。特に Sec. 4, 5 は研究会で取りあげる時間が殆どなかったので、本報告でかなり加筆した。

2 基研を拠点とする高塚さんと私の研究の接点

2.1 1986 年の基研モレキュール

私が最初にまとめた研究結果を高塚さんの前で発表する機会を得たのは、1986 年 11 月 17 日–19 日に開催された基研モレキュール「高密度物質の相転移と高密度星」(世話人：佐藤 勝彦氏, 巽 敏隆氏) においてだった [2]。そこでは高塚さんは「有限温度の核子物質」, 「 π 凝縮中性子星–グリッチを中心に –」(玉垣氏との共同発表) という題目で発表された。一方、私は「 π^0 - π^c 共存凝縮相と中性子星冷却」という題目の発表を行った。私のそのときの研究テーマは、カイラル対称性を基礎とする枠組みに基づき、 π^0 凝縮 (ALS 相) と π^c 凝縮の共存凝縮相を現実的諸効果 (アイソバー $\Delta(1232)$ 励起, バリオン間短距離相関, π -バリオンバーテックス補正) を考慮してその存在を確かめ、通常相から π^0 - π^c 共存凝縮相への相転移を含む状態方程式 (EOS) と系の特徴を明らかにすることだった。また、 π^c 凝縮の存在のためにニュートリノ放出による冷却率 (準粒子 URCA 過程) が、通常相の場合に比べて著しく大きくなることが知られているが、共存凝縮相下の現実的諸効果を考慮したニュートリノ冷却率を得、中性子星冷却への影響を検討した。当時、高塚さんが取り組んでおられた研究 [(i), (ii)] の理論モデルの土台として、 π^0 - π^c 共存凝縮相の存在が重要な役割を果たしていたため、この頃は上記モレキュール以外にも年に 2 回ほど「京都ミーティング」に来られていた時期に、我々の研究成果について、いろいろと情報交換をいただいた。

2.2 超新星 SN1987A

上記モレキュール型研究会から 2 ヶ月余り後の翌年 2 月 23 日に、超新星爆発 SN1987A が観測された。高塚さんは KAMIOKANDE で受かったとされる second neutrino burst について、誕生初期の熱い中性子星から π^0 - π^c 共存凝縮コアをもつ中性子星への 1 次相転移によるエネルギー解放によって説明する理論を提出された [3] (本報告 Sec. 4)。当時大きな話題となった天体現象に対して、タイムリーに対応される高塚さんの研究者としての側面をみた。

高塚さんはその後、1988–1989 年の間に玉垣さんと共にパルサーグリッチに関する π^0 - π^c 共存凝縮コアに基づく星震モデル (i) に関連した論文を出された [4, 5]。一方、私の方は、上記研究会での発表以後、1987–1988 年にかけて π^0 - π^c 共存凝縮相の EOS と系の特徴、共存凝縮下の準粒子 URCA 過程、および純粋 π^0 凝縮下のニュートリノ冷却過程についての結果を論文にまとめていた [6, 7, 8]。[8] は、後に巽さん達が提唱された非一様カイラル凝縮 (Dual Chiral Density Wave, DCDW) の下での、クォークによるニュートリノ冷却率を計算する契機を与えた [9]。京大基研にポスドクで移った 1989 年には、私は π^0 - π^c 共存凝縮相をもつ中性子星の質量-半径等の静的性質についての結果をまとめた。同時に π^c 凝縮相から π^0 - π^c 共存凝縮相への 1 次相転移による中性子星の mini-collapse に関する動的性質を明らかにし、mini-collapse で解放されるエネルギーを見積もることで、特異な γ 線バースト

(5 March 1979 event) 現象との関連について検討した [10]。高塚さんが対象にされた SN1987A とは、現象としても解放されるエネルギーの規模も異なるが、どちらも中性子星内部コアにおける π^0 - π^c 共存凝縮相への 1 次相転移による動的過程を取り扱っている点で共通点があることに、いまあらためて思い至っている。

2.3 1990 年の基研モレキュールと SENS90

1990 年 5 月 7 日 - 9 日に、「中性子星の構造と進化」(世話人: 武藤) というタイトルの基研モレキュールが開催され [11]、私は高塚さんとここでもお会いする機会を得た。この研究会は、この年の 11 月に D. Pines, 玉垣さん、鶴田さんの主催で京大会館で開催された日米セミナー国際会議, “Structure and Evolution of Neutron Stars 90” (SENS90) の前哨戦として、SENS90 に関する研究連絡を兼ねて開催された。この時期、高塚さんは引き続き、(i), (ii) 両方の研究課題に関心を持たれて取り組まれていた。発表では、高塚さんは玉垣さんとの共同研究に基づき、「パルサーグリッチと中性子星の構造」という題目でレビューをされた。玉垣さんも「 π 中間子凝縮中性子星のグリッチ」という題目で、グリッチ後の時間的振る舞いについて、問題点と課題を含めてコメントされた。高塚さんは更に、「超新星物質の状態方程式と誕生時の中性子星」についての発表をされた。超新星物質の EOS を反応行列計算を再現する有効相互作用に基づいて、有限温度 ($T > 0$) の Hartree-Fock 計算を行い、誕生初期の熱い中性子星の性質を議論された。また、熱い中性子星の冷却による中性子星の回転の増加、特に最大回転速度の評価や、 π^0 - π^c 共存凝縮相コアを持つ中性子星への 1 次相転移によるエネルギー解放を見積もり、後者については SN1987A における second neutrino burst との関連を更に詳細に議論された。

私の方は、「凝縮中性子星の動的性質と特異な γ 線バースト」という題目の発表をした。そこでは新たに、 π 凝縮中性子星の “mini-collapse” によって星の内部で解放されたエネルギーが、表面における γ 線バーストエネルギーへ転換する機構を考える道筋として、解放されたエネルギーの一部が中性子星の動径方向の振動エネルギーに転換し散逸する機構を、 π^c 凝縮下の準粒子による非平衡 weak process をもとに検討した。その際、振動の減衰時間を見積もり、観測と整合するかどうか検討した。

このモレキュールでの結果は、SENS90 での講演へと発展していった。高塚さんは SENS90 で、“Equation of State of Dense Supernova Matter and Newborn Hot Neutron Stars ”という題目で発表され [12]、SENS 90 の後、高原さん、佐藤 (勝) さんと共に関連する論文をまとめられている [13]。また、熱い中性子星の冷却に伴う spin-up に関連して、Submilli-second pulsation の可能性と π 凝縮中性子星の EOS の影響についても検討された [14]。

以上、1985 年から 1990 年頃までの時期を含め、京都グループの行ってきた研究成果が Progress 誌の Supplement として、玉垣さんの還暦の時期に合わせて出版された [15]。巽さんも回想されているように、高塚さんは最近も、京都グループの特徴をよく表すものとして、たびたびこの論文誌のことを引き合いに出されていた [16]。

3 Glitches in the Crab and Vela pulsars

3.1 グリッチの特徴

グリッチは、パルサー回転速度が突然速くなる現象で、図 1 [左] に示すように、急な回転角速度の立ち上がりとその後の緩やかな減少が特徴である [17, 18]。図 1 [右] の表に示されるように、Crab パルサーと Vela パルサーで観測されたグリッチの特徴に違いがある。これらのパラメータの特徴は、中性子星内部の状態を反映している。回転角速度の増加 $\Delta\Omega_0$ の定常値 Ω に対する割合、 $\Delta\Omega_0/\Omega$ は Crab よりも Vela のほうが二桁程度大きく、前者は “Macro glitch”, 後者は “Giant glitch” と呼ばれてい

る。またグリッチが起きてから回転角速度が定常状態に戻るまでの緩和時間 τ は Crab で数日であるのに対して, Vela では数ヶ月である。この緩和時間の長さは中性子星内部に超流動状態が存在することを示唆している。その超流動成分の割合に相当するパラメータ Q にも Crab と Vela の間に大きな違いがある。グリッチが起こる間隔 t_g は数年の程度で, Vela については, Giant glitch, Macro glitch を含めて 2016 年までに 20 回程度観測され, 最近では 2016 年 12 月 12 日の event が報告されている [19]。このうち, 1988 年 12 月に起きた Vela のグリッチに関する観測データまでが, Takatsuka-Tamagaki によって引用されている [5]。

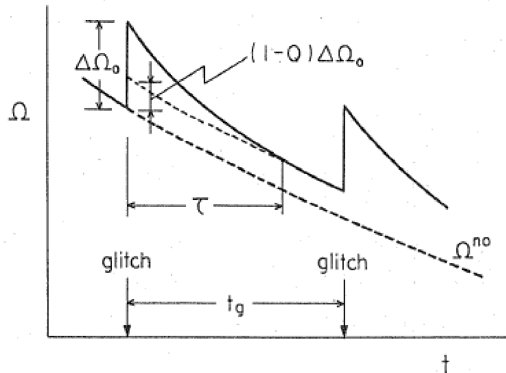


Table 2-I. Parameters to specify, as an average, the glitch phenomena of Crab and Vela pulsars.

	Crab	Vela
age(yr)	10^3	$\sim 10^4$
Ω (rad/s)	188.5	70.4
$\Delta\Omega_0/\Omega$	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^{-6}$
τ	\sim days	a month \sim a year
Q	~ 0.9	≤ 0.05
t_g (yr)	(3 \sim 11)	(2 \sim 4)

図 1: [左] グリッチの際の回転角速度 Ω の時間変化 ([18] より。) [右] Vela パルサーと Crab パルサーのグリッチ現象に関するパラメータ。[18] より。

3.2 星震モデル (starquake model)

Crustquake model

グリッチの特徴を説明するモデルとして, 中性子星のクラストが「星震」を起こすことに起因させる説が提案された [20]。このモデルでは, 中性子星の構成成分は, 荷電粒子系+ 通常の中性子流体からなる第 1 成分と, 核子超流動体の第 2 成分に分類される。第 1 成分は回転角速度 Ω の変化に磁場との相互作用を通じて速やかに応答するが, 第 2 成分の方はゆっくりと応答するため, グリッチ直後から Ω が定常的になるまでの緩和時間を長くする原因となる。星震はパルサーの Ω の減少 \rightarrow 遠心力の減少 \rightarrow crust に stress が増大 \rightarrow crust の cracking が起こり, \rightarrow oblateness の減少による crust 領域の慣性モーメント I_C の減少 \rightarrow 角運動量保存 $\Delta(I_C\Omega) = 0$ より $\Delta\Omega = -(\Omega/I_C) \cdot \Delta I_C > 0$ という過程を経て, グリッチの回転角速度の急な立ち上がりが説明される。

Corequake model

Crustquake model では, Crab の Macro glitch をうまく説明したが, Vela の Giant glitch に対しては, グリッチで解放されるエネルギーの大きさが足りなかった。そこで, Vela のような Giant glitch に対しては, 中性子星の内部コアに固体相を仮定し, それが星震を起こすことで crustquake よりも規模の大きなグリッチに基づいたモデルが提案された [21]。

Core に固体相 (核力に起因する結晶) を仮定することにより, 星震の規模が大きくなり, Vela の Giant glitch ($\Delta\Omega_0/\Omega \sim 10^{-6}$) を説明可能であることが示された。しかしながらこのアイデアには, 以下の主として 3 つの問題点があった: (A) 幾何学的囲い込み機構による核物質の固化は不可能。(B) Corequake で解放されるエネルギーによって星が加熱され, $t_g = (3-4)$ yr の間に観測される表面温度にまで冷却するのは不可能。(C) 2 種類の緩和時間 τ_1 (数か月), τ_2 (数日) の存在。

3.3 π^0 - π^c 共存凝縮相をコアに持つ新しい Corequake モデルの提唱

Takatsuka-Tamagaki は, Vela パルサーに対して大きい質量を仮定し, 星の内部コアに π^0 - π^c 共存凝縮相が存在する新しい Corequake モデルを立てた。 π^0 凝縮を伴い, 1次元方向に沿って局在した核子系である ALS相は, 物性系の液晶 Smectic A 相と類似の構造を持つため, 一種の固体相が実現出来ることになる。(図2) これで問題点 (A) が解決できる。また, ALS 相の各層内で平面波として存在する π^c 凝縮により, 核子は, 準粒子 η 状態 $[|\eta\rangle = \cos\phi|n\rangle + i\sin\phi|p\rangle]$ として存在する。このとき, 通常相では運動学的に禁止される 1核子過程としての Direct URCA 過程が, 凝縮 π^c が系にエネルギー・運動量を供給することによって, η -particle Urca 過程 (pion URCA) として可能になる [7] (図3)。

$$\eta + \langle\pi^-\rangle \rightarrow \eta + e^- + \bar{\nu}_e, \quad \eta + e^- \rightarrow \eta + \langle\pi^-\rangle + \nu_e, \quad (1)$$

ここに, $\langle\pi^-\rangle$ は π^- 凝縮体を表す。通常相での標準的な冷却過程である, 2核子過程の修正 URCA 過程, $n + n(p) \rightarrow p + n(p) + e^- + \bar{\nu}_e$, $p + n(p) + e^- \rightarrow n + n(p) + \nu_e$ と比較すると, 1核子過程では, 2核子過程に比べて許容される位相空間が大きいいため, pion URCA 過程のニュートリノ放出による冷却率は修正 URCA 過程の場合よりもはるかに大きくなる。この性質により, π^c 凝縮の存在下で, 星震によって解放されたエネルギーによる星の加熱を, 次のグリッチまでに pion URCA 過程の急速なニュートリノ放出によって冷却することが出来る。このことによって, 問題点 (B) が解決する。

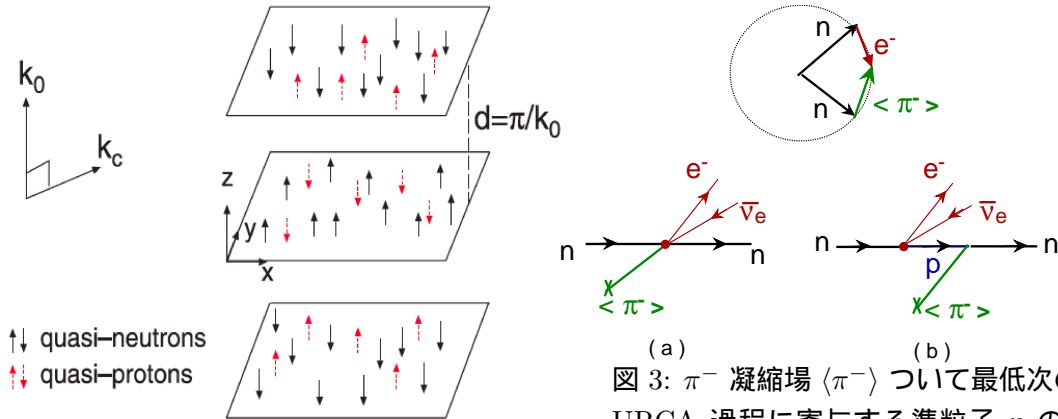


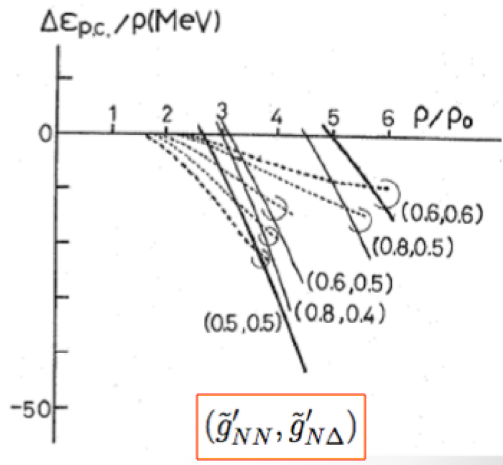
図2: π^0 - π^c 共存凝縮相の配位を表す図。[22] より。

図3: π^- 凝縮場 $\langle\pi^-\rangle$ について最低次の場合の, Pion URCA 過程に寄与する準粒子 η の Fermi 面とニュートリノ放出過程のダイアグラム。

3.4 バリオン間短距離相関を表す Landau-Migdal パラメータについて

π 凝縮相の臨界密度, および EOS と凝縮相の性質には, spin-isospin チャネルのバリオン間短距離相関の大きさに敏感である。 π 凝縮に対する現実的諸効果の1つとして重要な, Landau-Migdal (LM) パラメータ g' の値として, 我々(Muto-Tatsumi) による π^0 - π^c 共存凝縮相のカイラル対称性を基礎とする取り扱いでは, 粒子-空孔 (N - N^{-1} , Δ - N^{-1}) 間の相関の強さを等しくとる universality の仮定, $\tilde{g}' \equiv \tilde{g}'_{NN} = \tilde{g}'_{N\Delta} = \tilde{g}'_{\Delta\Delta}$ [$\tilde{g}'_{NN} \equiv g'_{NN}/(f_{\pi NN}/m_\pi)^2$, $\tilde{g}'_{N\Delta} \equiv g'_{N\Delta}/(f_{\pi NN}f_{\pi N\Delta}/m_\pi^2)$, $\tilde{g}'_{\Delta\Delta} \equiv g'_{\Delta\Delta}/(f_{\pi N\Delta}/m_\pi)^2$, ここに $f_{\pi NN}$, $f_{\pi N\Delta}$ は結合定数, m_π は pion 質量] を用いている。Takatsuka-Tamagaki の π 凝縮相による Corequake model では, π 凝縮の強さを3つの場合に分類し, 我々が $\tilde{g}'=0.5$ の場合に得た EOS を strong condensate [$\pi(S)$], $\tilde{g}'=0.6$ の場合に得た EOS を weak condensate [$\pi(W)$] とし [6], 両者の中間の規模の EOS を medium condensate [$\pi(M)$] とした。 $\pi(M)$ については, P 波 π - N 有効相互作用を用いて彼らが自ら EOS を作成し, 実際のグリッチの現象の解析に用いた [18]。

後に, Gamow-Teller 共鳴に関する実験からは, quenching factor の Δ 励起からくる増大効果の解析から, $\tilde{g}'_{NN} \sim 0.59$, $\tilde{g}'_{N\Delta} = 0.18 + 0.05\tilde{g}'_{\Delta\Delta}$ のように, universality から大きく異なる結果が示唆された [23]。この universality の破れを示す実験情報に基づき, 異さん達の π 凝縮に関する更に詳しい検討が行われた [24]。我々の理論的枠組でも, g' に関する universality からの破れを考慮したとき, π 凝縮相の EOS がどのように変更を受けるかについて検討した [25] (図 4)。得られた結果は, universality を仮定し $\tilde{g}' = 0.5 \sim 0.6$ としたこれまでの結果の範囲内に収まり, π^0 - π^c 共存凝縮相に関する従来の結果が妥当であることを示している [25]。



最近では, ^{132}Sn を用いた RIBF での Gamow-Teller 巨大共鳴実験から, 中性子過剰不安定核領域での LM パラメータ \tilde{g}'_{NN} の値を得る試みが新しくなされている [26]。

図 4: Landau-Migdal パラメータの universality からの破れを考慮した, π 凝縮相における Fermi gas からの 1 核子あたりのエネルギー差をバリオン数密度 ρ の関数として表したものの。括弧内の数値は $(\tilde{g}'_{NN}, \tilde{g}'_{N\Delta})$ の組を表す。実線は π^c - π^0 共存凝縮相, 点線は π^c 凝縮の単独相を表す。[25] より。

3.5 Three-component model による Vela グリッチの 2 種類の緩和時間の説明

Corequake model の問題点 (C) を解決するために Takatsuka-Tamagaki は, 中性子星内部におけるグリッチに関係する成分として, かたく結びついている第 1 成分 [Tightly coupled components (TCC)] (クラスト結晶, 荷電粒子, normal neutron 流体, ALS solid を含む) と, クラスト領域の neutron $^1\text{S}_0$ 超流動, Core 領域の neutron $^3\text{P}_2$ 超流動のように, 3 つの成分に分類し, 特に超流動成分を 2 つの成分に分けた [4, 5, 18]。各成分の回転角速度をそれぞれ Ω , Ω_s , Ω_p , 慣性モーメントをそれぞれ I_c , I_s , I_p とすると, “.” を時間微分として, 彼らはそれぞれの成分の角運動量に関する次の連立微分方程式を与えた:

$$I_c \dot{\Omega} = -\alpha - I_c(\Omega - \Omega_s)/\tau_s - I_c(\Omega - \Omega_p)/\tau_p, \quad (2a)$$

$$I_s \dot{\Omega}_s = I_c(\Omega - \Omega_s)/\tau_s, \quad (2b)$$

$$I_p \dot{\Omega}_p = I_c(\Omega - \Omega_p)/\tau_p, \quad (2c)$$

ここに, α は TCC 成分に働く外部トルク, τ_s [= (2–11) yr], τ_p [\sim days] はそれぞれ $^1\text{S}_0$ 超流動, $^3\text{P}_2$ 超流動と結びついた緩和時間である。これらの式の解として, グリッチ後の回転角速度に関する時間発展が以下の様に表される:

$$\Omega(t) = \Omega^{\text{no}}(t) + \Delta\Omega_0 \left(Q_1 e^{-t/\tau_1} + Q_2 e^{-t/\tau_2} + (1 - Q_1 - Q_2) \right), \quad (3a)$$

$$\Delta\dot{\Omega}(t) \equiv \dot{\Omega}(t) - \dot{\Omega}^{\text{no}}(t) = -\Delta\Omega_0 \left(\frac{Q_1}{\tau_1} e^{-t/\tau_1} + \frac{Q_2}{\tau_2} e^{-t/\tau_2} \right), \quad (3b)$$

ここに $\Omega^{\text{no}}(t) = -\alpha t / (I_c + I_s + I_p) + \text{const.}$ である。また, τ_1 , τ_2 は τ_s , τ_p , および I_c , I_s , I_p を用いて表され, ポストグリッチの 2 種類の緩和時間を特徴付ける [5]。図 5 (表) に, Takatsuka-Tamagaki

によるグリッチのデータ解析によって得られた, τ_1 , τ_2 , および Q_1 , Q_2 の値を表す [18]。表中, $\delta_i \equiv \Delta I_i/I_i \simeq -\Delta\Omega_{i0}/\Omega_i$ ($i = c, s, p$) であり, $\Delta\Omega_{i0}$ はグリッチ時 ($t=0$) の各成分の角速度の変化を表す。

Crab ($1.2 M_\odot$)		Vela ($1.6 M_\odot$)	
theory		theory	observation
τ_1	$\sim \tau_s$	$\simeq 0.02\tau_s$	$\simeq (20 \sim 100)$ days
τ_2	$\sim 0.5\tau_p$	$\simeq 0.5\tau_p$	$\simeq 3$ days
Q_1	$ Q_1 \simeq I_s/I \sim 10^{-2}$	$\simeq I_s/I \simeq 0.02$	$\simeq (0.3 \sim 1.7) \times 10^{-2}$
Q_2	$\simeq I_p/I \simeq 0.90$	$\simeq I_p/I(1 - \delta_p/\delta_c)$ $\simeq 0.5(1 - \delta_p/\delta_c)$	$\simeq (0.3 \sim 1.4) \times 10^{-8}$

図 5: グリッチのデータ解析によって得られた, グリッチ後の緩和時間 τ_1 , τ_2 , 超流動成分の比に関するパラメータ Q_1 , Q_2 の値。 ([18] より。)

Vela パルサーの場合, 重力質量を $1.6M_\odot$, (M_\odot は太陽質量) と設定し, EOS から星の内部構造を得ることによって, 内部コア領域に π^0 - π^c 共存凝縮相が存在する結果になる。 ${}^3\text{P}_2$ 超流動成分は隣接する TCC 成分に含まれる ALS 固体相の形状変化に即応することから, 彼らは $\delta_c/\delta_p = 1 + O(10^{-3})$ と見積もり, Vela に対する Q_2 の値の小ささ [$O(10^{-3})$] を説明している。こうして Vela については, 緩和時間の長い成分 τ_1 と短い成分 τ_2 ($\tau_1 \gg \tau_2$) に対する超流動成分の占める割合が $Q_1 \gg Q_2$ となることから, (3a) より, $\Omega(t)$ は Q_1 を含む緩和時間の長い項が主要項となる。それに対して, $\Delta\dot{\Omega}(t)$ [(3b)] については, 2つの緩和時間を表す項の係数 Q_1/τ_1 と Q_2/τ_2 が同程度の大きさになる。その結果, Vela で観測されている $\Delta\dot{\Omega}(t)$ の時間的振る舞いについての2種類の緩和時間の存在を説明できることが示された。

一方, Crab については, 小さな質量 ($1.2M_\odot$) に設定しているため, 中心密度が π^0 - π^c 共存凝縮相が出現する密度に達せず, コアには π^c 凝縮単独相があるのみで, π^0 凝縮を伴う ALS 固体相が存在しない。そのため, グリッチは crust の星震によって起こり, Macro glitch として観測される。この場合, コア領域は ${}^3\text{P}_2$ 核子超流動が大部分を占め, $Q_2 \simeq 0.9 \gg Q_1$ となる。従って (3a) より, Crab の場合は $\Omega(t)$ が数日 (τ_2) で減衰する。また, $Q_1/\tau_1 \ll Q_2/\tau_2$ であることと (3b) より, Crab の場合, Vela と異なり, $\Delta\dot{\Omega}(t)$ の時間的振る舞いは緩和時間の短い成分のみからなる。このモデルが出された当時は, まだ Crab の $\Delta\dot{\Omega}(t)$ の観測値はなかったが, グリッチのデータが蓄積され, 現在ではモデルによる予測との比較が可能になるのではないかと期待される。

Three-component model は, Vela と Crab のグリッチの特徴の違いを中性子星の質量の違いからくる内部構造の相違に帰着させ, ポストグリッチの緩和時間の微妙な振る舞いととも観測結果を整合的に説明する, 巧妙に考えられたモデルであるという印象をあらためて持った。

4 有限温度での中性子星物質の状態方程式と π 凝縮相への相転移によるニュートリノ放出

高塚さんは高エネルギー重イオン衝突による高温・高密度核物質や, 中性子星誕生初期の熱い中性子星物質の性質に関心を持たれ, 有限温度での高密度物質の EOS を核力を基に構成する試みを行った。これは, 温度 $T = 0$ で構成された有効相互作用を用いて, 有限温度での Hartree-Fock (HF) 方程

式系を解く方法 (Effective Interaction Approach, EIA)[27] に基づいている。熱い中性子星の熱的進化を等エントロピー過程の下で取り扱うことによって、有限温度高密度物質の自由エネルギー、エントロピー、圧力等の熱力学的諸量を得、現象との関連が検討された。

高塚さんは、KAMIOKANDE で観測された、超新星 1987A からの遅れてやってきたニュートリノバースト (the last three ν events) について、誕生初期の熱い中性子星物質が π 凝縮相転移を起こすことで説明する試みをされた [3, 18]。図 6 の T - ρ の相図で示されるように、中心部に π^c 凝縮相を持つ熱い中性子星が誕生後、ニュートリノを放出する過程で冷却し、 ~ 10 s 後に中心部が π^0 - π^c 共存凝縮相の相転移密度 $\rho_{t1}(T_2)$ に達して 1 次相転移を起こし、中心部が 1 次相転移の終端密度 $\rho_{t2}(0)$ を超えて平衡状態に達する。そのとき、解放される潜熱のエネルギーが見積もられ、“3 ν events” に対応するエネルギーとして充分であることが示された (図 7)。高塚さんはその後、高原さん、佐藤 (勝) さんと

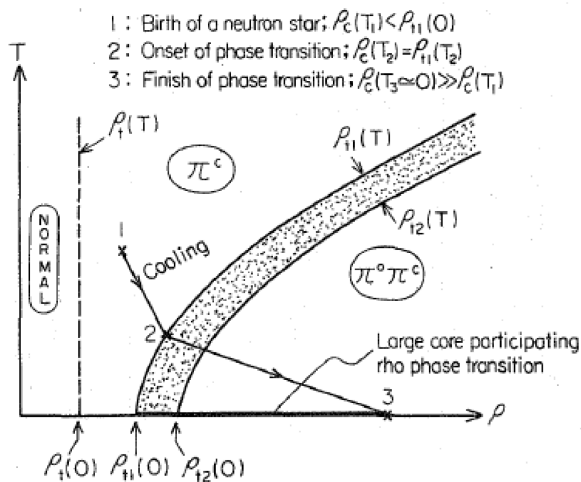


図 6: π^c 凝縮相, 及び π^0 - π^c 共存凝縮相の領域を表す T - ρ 図。[18] より。

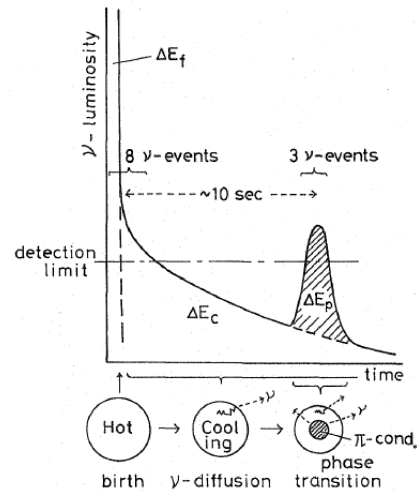


図 7: ニュートリノ luminosity [erg/s] と超新星爆発による熱い中性子星誕生後の時間経過に伴う星の構造変化との関係。[18] より。

共に、熱い中性子物質中での π^0 凝縮 (ALS 相) の EOS を EIA の枠組みで得、1次元方向の秩序相に関するエントロピー、比熱などの熱的性質について検討された。また、超新星爆発後の熱い中性子星の π^0 凝縮相への 1 次相転移を伴う熱的進化を、等エントロピー過程のもとで検討された [13]。

5 まとめ

以上、主として 1985 年からの 5, 6 年間に亘って、 π^0 - π^c 共存凝縮相を介した高塚さんと私との研究の接点を追ってきた。パルサーグリッチに対して π 凝縮相に基づき従来の core-quake モデルを拡張した Three-component model や、EIA に基づく有限温度の核物質へのアプローチなどからは、核物理に立脚した緻密な理論を、天体観測をはじめ、原子核・物性実験等の現象との関連を通じて多角的な視点から検証していくことの重要性を認識されていたことが理解出来る。高塚さんが岩手大学を退職されて 2 年余りがたったときに、高塚さんご自身の発案が発端となって開催された、基研での研究会でのまとめの講演の中でも「搦め手で攻めることが特に必要な分野」と述べられていることからわかるように、このような研究姿勢は終始一貫して持っておられた (図 8)。

グリッチを説明する理論としては、星震説の他に、角運動量を担った核子超流動の状態である渦系の運動に起因させる理論が、イリノイグループを中心に詳細に検討されてきた。内部クラスト内の原子核にピン止めされた渦系がなだれ的に一斉にはずれ、それに伴う慣性モーメントの急激な変化によって

グリッチが起こるとする“Pin-unpin model”[28], 更にグリッチ直後から再び準定常的な回転に戻るまでの過程を, 渦糸からなる超流動成分がクラストに捉えられる過程として扱う“Vortex creep model”という説があり, 渦糸の運動に起因させる説の方が今までのところ注目されてきた[29]。しかしながら, 高塚さん・玉垣さんがたびたび言われていたように, これらの理論では, グリッチが起こる原因である, 渦糸が原子核にピン止めされた状態から一斉になだれ的にはずれる機構が明らかでない。Vortex creep model と π 凝縮相に基づく Starquake model は, グリッチ現象を説明するモデルとして互いに対立するものではなく, 相補的であり得る。

更に最近, 時間依存密度汎関数理論に基づいて, 渦糸の運動を動的に取り扱うことによって, ピン止めの原因となる渦糸と原子核間の相互作用が斥力であることが示され, 従来のピン止め機構に再考が促されている[30]。現在では, 高塚さん達が検討されていた頃に比べて, 多くのパルサーについて多くのグリッチに関するデータが蓄積されている。更に anti-glitch (回転速度が遅くなる現象) も報告されている[31]。このようにグリッチ現象の解明に向けて, 理論・観測両面から新たな展開が期待される局面にきている。今後も, 中性子星の質量・半径, 磁場, グリッチなどの情報を得るための電波, X 線, γ 線観測技術の進展や, 超新星爆発や連星中性子星合体などの動的過程によるニュートリノ, 重力波等の新しいプローブによって, 高密度物質の諸相と相転移, EOS と高密度星の構造への理解の更なる進展が期待される。こうした状況の下で, 高塚さんが π 凝縮に基づくグリッチモデル, 有限温度核物質をはじめとする研究で成し遂げられてきたことを, 現在の新たな視点からもう一度見直す価値があるのではないと思われる。

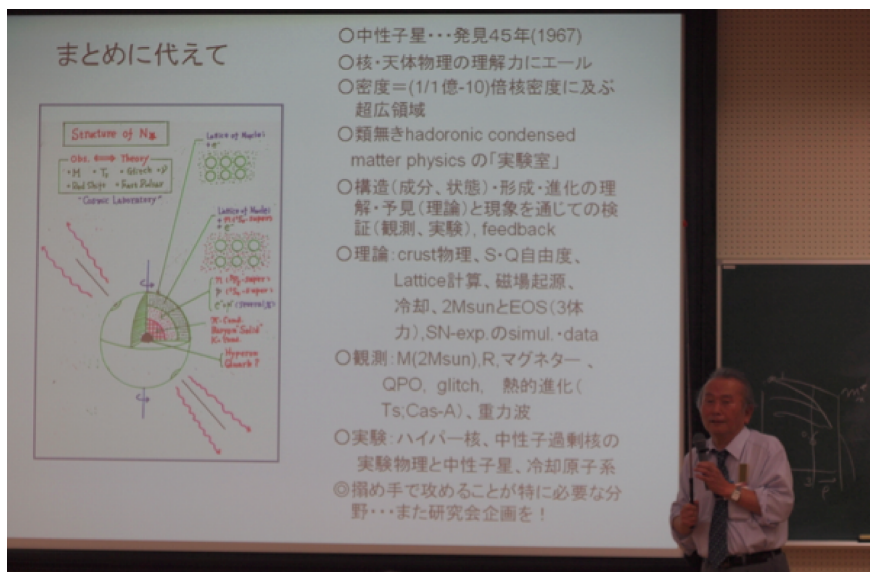


図 8: 基研研究会「ハドロン物質の諸相と状態方程式 – 中性子星の観測に照らして –」(2012年8月30日~9月1日)の最終セッションに, 「まとめに代えて」というタイトルで講演する高塚さん。

参考文献

- [1] 高塚 龍之 編「退職節目の菜：核物理、中性子星、そして大学 – 私の歩み –」(2011年3月)。
- [2] 佐藤 勝彦, 巽 敏隆 (世話人), 素粒子論研究 **75**, C1-C35 (1987)。
- [3] T. Takatsuka, “Pion-Condensed Neutron Star and Supernova 1987A”, Prog. Theor. Phys. **78**, L516 (1987) : “Hot Neutron Stars with Pion Condensations and Characteristics of Neutrino Burst from SN1987A ”, Prog. Theor. Phys. **80**, L361 (1988)。

- [4] T. Takatsuka and R. Tamagaki, “Corequake model of Pulsar Glitches for Neutron Stars with Pion-Condensed Core”, Prog. Theor. Phys. **79**, L274 (1988).
- [5] T. Takatsuka and R. Tamagaki, “Postglitch Timing Behavior of Vela and Crab Pulsars in an Extended Starquake Model for Neutron Stars with Pion Condensed Core”, Prog. Theor. Phys. **82**, L945 (1989).
- [6] T. Muto and T. Tatsumi, “On the Existence of Combined Condensation of Neutral and Charged Pions in Neutron Matter – A Realistic Calculation –”, Prog. Theor. Phys. **78**, 1405 (1987).
- [7] T. Muto and T. Tatsumi, “Extra Neutrino Emissivity of Neutron Stars under the Combined Condensation of Neutral and Charged Pions”, Prog. Theor. Phys. **79**, 461 (1988).
- [8] T. Muto and T. Tatsumi, “On the Cooling of Neutron Stars under the Neutral Pion Condensed Phase”, Prog. Theor. Phys. **80**, L28 (1988).
- [9] T. Tatsumi and T. Muto, “Quark beta decay in the inhomogeneous chiral phase and cooling of compact stars”, Phys. Rev. **D89**, 103005 (2014).
- [10] T. Muto and T. Tatsumi, “Static and Dynamical Properties of Neutron Stars with Combined π^0 - π^c Condensation – Consequences from the First Order Phase Transition –”, Prog. Theor. Phys. **83**, 499 (1990).
- [11] 武藤 巧 (世話人) 素粒子論研究 **82**, F38-F85 (1991).
- [12] D.Pines, R. Tamagaki, S. Tsuruta (Eds.), Conference Proceedings on “The Structure and Evolution of Neutron Stars”, Addison-Wesley, 1992.
- [13] M. Takahara, T. Takatsuka, and K. Sato, “Phase Transition of Hot Neutron Matter to π^0 -Condensed State”, Prog. Theor. Phys. **86**, 57 (1991).
- [14] T. Takatsuka, “Effects of Pion-Condensation on Keplerian Angular Frequency of Rotating Neutron Stars”, Prog. Theor. Phys. **85**, L175 (1991).
- [15] T. Kunihiro, T. Muto, T. Takatsuka, R. Tamagaki, T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Supplement **112**, pp. 1– pp.315 (1993).
- [16] 巽 敏隆, 「高塚龍之博士を偲んで – 高塚さんとともに高密度核物質を議論して –」原子核研究 Vol.64, No. 1, p. 106 (2019年9月).
- [17] 高塚 龍之 “III 超高密度核物質と中性子星”, 日本物理学会誌 Vol. **41**, No. 2, 163 (1986).
- [18] T. Muto, T. Takatsuka, R. Tamagaki, T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Supplement **112**, 221 (1993) (Chap. 8).
- [19] Y. H. Xu et al., Astrophys. Space Sci. **364**, 11 (2019).
- [20] G. Baym, C. J. Pethick, D. Pines, M. Ruderman, Nature **224**, 872 (1969).
- [21] D. Pines, J. Shaham, M. Ruderman, Nature (Phys. Sci.) **27**, 83 (1973).
- [22] R. Tamagaki and T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **116**, 573 (2006).
- [23] T. Suzuki and H. Sakai, Phys. Lett. **B 455**, 25 (1999).
- [24] T. Suzuki, H. Sakai, and T. Tatsumi, Proc. of Int. Conf. on Nuclear Responses and Medium Effects, Universal Academy Press, Tokyo, 77 (1999).
- [25] T. Muto, R. Tamagaki, T. Tatsumi, Prog. Theor. Phys. Supplement **112**, 159 (1993) (Chap. 6).
- [26] J. Yasuda, M. Sasano et al., Phys. Rev. Lett. **121**, 132501 (2018).
笹野 匡紀 氏, 本研究会での講演。
- [27] T. Takatsuka and J. Hiura, Prog. Theor. Phys. **79**, 268 (1988).
- [28] P. W. Anderson and N. Itoh, Nature **256**, 25 (1975).
- [29] M. A. Alpar, P. W. Anderson, D. Pines, J. Shaham, Astrophys. J. **276**, 325 (1984);
D. Pines and M. A. Alpar, Nature **316**, 28 (1985).
- [30] G. G. Wlazlowski, K. Sekizawa, P. Magierski, A. Bulgac, M. M. Forbes, Phys. Rev. Lett. **117**, 232701 (2016).
- [31] R. N. Manchester, Proc. IAU Symp. **337**, 197 (2017).

核物質の飽和パラメータと中性子星クラストの物理

親松和浩 *

1 まえおき

高塚さんにはじめてお目にかかったのは、私が物理学会で初めて発表した 30 年以上前のことです。当時の私はヘビースモーカーで、喫煙所でよくお目にかかるようになりました。初めはちょっと近寄りたいたいと感じましたが、講演後に優しく声をかけコメントしてくれたことは、若かった私にはとても心強くありがたいことでした。

高塚さんは 1970 年代に中性子星クラストでの中性子超流動の先駆的研究を行い、その後も常にその時々の課題に大手門から堂々と挑んでこられました。一方で私は、超新星物質や中性子星物質で原子核を含む非一様物質が一様物質へ変化する際に、原子核が円柱、板、円柱孔、球孔という幾何学的形状を取りうるというパスタ原子核研究 [1] でキャリアをスタートして、大手門から肅々と真理に挑むのとは一歩置いた立場から、興味のままにパスタ原子核の存在可能性について研究してきました。

私の歩みは、世の中の主流とは関係なかったのですが、状態方程式を媒介にして、1987 年の超新星爆発の観測、2017 年の中性子星合体の重力波検出などで、多くの人々のご縁を得ることになりました。高塚さんとは直接の共同研究はありませんが、まっすぐで誠実な高塚さんのお人柄によって、物理そのものだけでなく、人のご縁の大切さを教わりました。

圧縮性液滴モデルでは、どの原子核形状が安定であるかは、原子核が空間に占める体積比で決まりますが [1]、パスタ原子核に対応する体積比が実現するかどうかは、核物質の状態方程式（相互作用）に依存します。そこで、半古典計算（簡略化 Thomas-Fermi 計算）を行って検討することにしました。核物質の状態方程式の不確かさも考慮するため、原子核の液滴モデルによる質量公式との対応を念頭に、マクロ原子核モデル（状態方程式）自身も自ら作成することにしました。1993 年に半古典計算ではパスタ原子核は出現し、ある程度の不確かさを考えても結論は変わらないと示しました [2]。しかし同時期の圧縮性液滴計算で skm 相互作用ではパスタ原子核は現れないという結果が示され [3]、驚きました。そこで、可能な状態方程式を系統的に作成して、どのような状態方程式であればパスタ原子核が存在できるのかを検討することにしました。ずいぶん前に一応の結果を得ました [4, 5]。しかし、物理としての意味づけは不十分で定量性にも難があると感じ、その後も細々と細かい検討を続けています。2016 年以降は少しペースを上げて、結果がまとまりつつあります。以下では現時点での主要な結果をкаいつまんて紹介します。

第 2 節では、安定原子核の質量半径つまりは原子核の飽和性を再現し、対称核物質の非圧縮率と対称エネルギーの不確かさをカバーする状態方程式群を作成します。それをを用いて第 3 節では、パスタ原子核を含めた中性子星クラストの物質構造を計算し、その結果が対称エネルギーの不確かさとどう関係するかについて議論します。第 2 節が文献 [4] の、第 3 節が文献 [5] の update 版になります。

* 愛知淑徳大学人間情報学部：oyak@asu.aasa.ac.jp

2 安定原子核の質量半径を再現する状態方程式群

原子核であれ星であれ構造は局所密度平衡によって決まる。核物質の状態方程式において、圧力に関する支配的な飽和パラメータは、対称核物質の非圧縮率 K_0 と、対称エネルギーの勾配係数 L である。そこでまず我々は、簡単なマクロ原子核模型を用い、 (K_0, L) のいろいろな値を色々と変えて安定原子核の質量半径を同程度に再現する状態方程式群を作成した。この模型では、原子核内の密度分布パラメータ（半径と表面の厚さ等）の値を中性子と陽子で独立に取ることによって、極端に中性子過剰な原子核や中性子星物質を扱えるようにしている。

具体的には、中性子（陽子）密度を $n_n(n_p)$ 、 $n = n_n + n_p$ とし、局所エネルギー密度を一様物質のエネルギー密度 $\epsilon_0(n_n, n_p)$ と非一様エネルギーの和として

$$\epsilon(n_n, n_p) = \epsilon_0(n_n, n_p) + F_0 |\nabla n|^2 \quad (1)$$

とする。ここで、 F_0 は非一様エネルギーに関する係数である。

核物質の状態方程式は通常核子あたりのエネルギー $w(n, \alpha) = \epsilon(n_n, n_p)/n$ のことを指す。一様物質のエネルギー密度は核子の Fermi エネルギー密度とポテンシャルエネルギー密度の和とする。

$$\epsilon_0(n_n, n_p) = \frac{3}{5}(3\pi^2)^{2/3} \left(\frac{\hbar^2}{2m_n} n_n^{5/3} + \frac{\hbar^2}{2m_p} n_p^{5/3} \right) + (1 - \alpha^2)v_s(n) + \alpha^2 v_n(n). \quad (2)$$

ここで、 $\alpha = (n_n - n_p)/n$ は中性子過剰度、 $v_s(n)$ ($v_n(n)$) は対称核物質（中性子物質）のポテンシャルエネルギー密度である。

$$v_s(n) = a_1 n^2 + \frac{a_2 n^3}{1 + a_3 n}, \quad v_n(n) = b_1 n^2 + \frac{b_2 n^3}{1 + b_3 n}. \quad (3)$$

ここで、 a_1 と b_1 は2体エネルギー係数、 a_2 と b_2 は3体エネルギー係数であり、 a_3, b_3 は4体以上のエネルギーに関する係数である。ただし、中性子物質の4体以上のエネルギーはよく分かっていないので、標準的な多体計算結果を模擬できる $b_3 = 1.59 \text{ fm}^3$ という値に固定する。状態方程式は一様物質の係数 $a_1 - a_3, b_1 - b_3$ で決まるが、以下では、非一様性の係数 F_0 を合わせた相互作用係数の組みで状態方程式を指定する。

相互作用係数 $a_1 - a_2, b_1 - b_3$ の値を決めれば、6つの飽和パラメータの値が決まる。それらは、対称核物質の飽和密度 n_0 、飽和エネルギー w_0 、非圧縮率 K_0 、中性子物質のエネルギー w_{n0} 、勾配係数 L_{n0} 、非圧縮率 K_{n0} である。原子核の実験データと合わせるには、中性子物質のパラメータよりも対称エネルギーに関する飽和密度でのエネルギー S_0 、勾配係数 L 、非圧縮率 K_{sym} の値を考えると便利であり、本研究でも勾配係数 L を独立変数として考える。

ところで、安定原子核の質量半径の大局的振る舞いを再現する原子核質量の液滴模型では、体積エネルギー、表面エネルギー、対称エネルギー、クーロンエネルギーの4つの係数の値が非常によく定まる。安定核半径はクーロンエネルギー項の係数から計算した値とよく対応する。

我々のマクロ原子核模型では、一様物質の5つの相互作用係数 a_1, a_2, a_3, b_1, b_2 と非一様エネルギー係数 F_0 の合計6つのパラメータの値を決定する必要がある。安定原子核の質量半径の大局的振る舞いは4つのパラメータでよく定まるので2つの自由度が余る。そこで我々は、余った2つの自由度を (K_0, L) の値に割り当て、経験的に可能性のある約200の値を選び、そのそれぞれの (K_0, L) の値について6つの相互作用係数の値を安定核の質量半径から決めた。

このようにして (K_0, L) の関数として求めた相互作用係数の値を図1に示す。

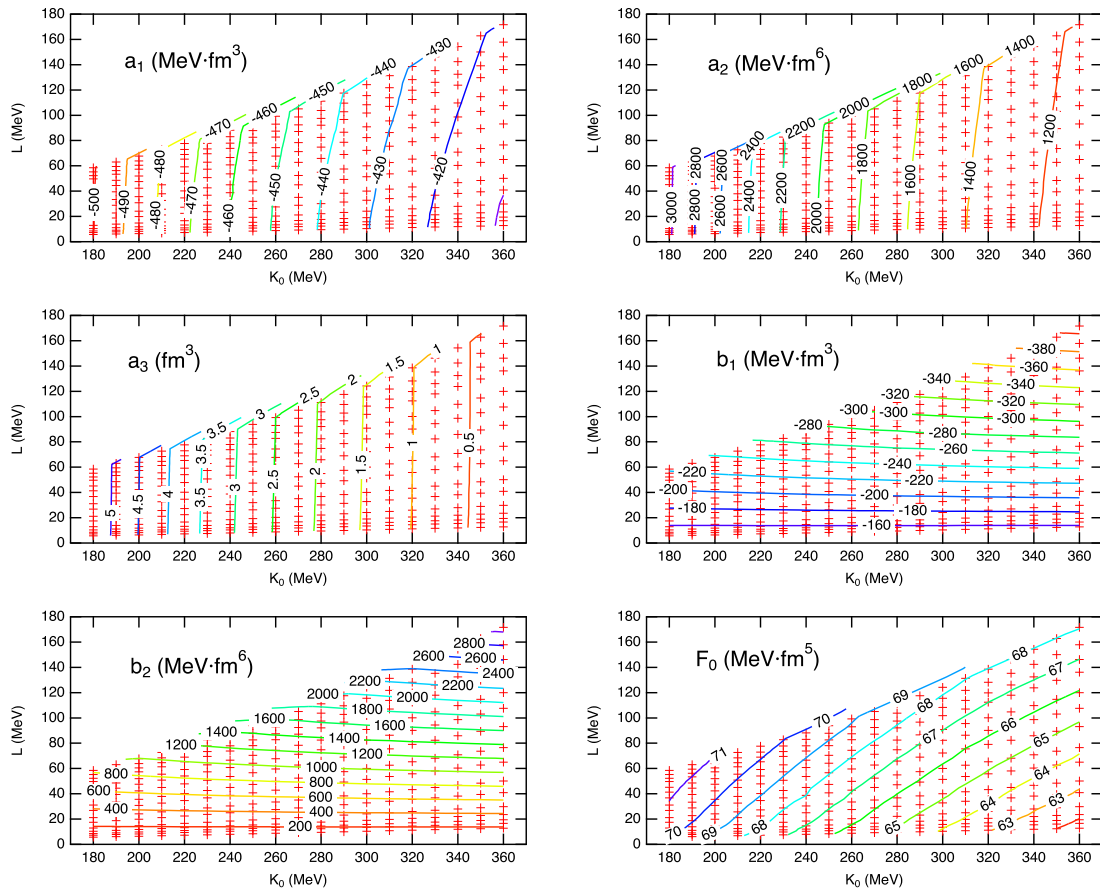


図 1 The contour plots of the potential parameters $a_1 - a_3, b_1, b_2$ and the finite-range-energy parameter F_0 in the $K_0 - L$ plane.

3 中性子星クラストの Pasta 原子核

相互作用係数の値が (K_0, L) の関数なので、我々の模型で計算する物理量（飽和パラメータ、原子核質量、原子核半径、中性子星物質状態方程式など）は全て (K_0, L) の関数になる。そこで、中性子星クラストの物質構造を計算して (K_0, L) 関数として検討できる。

中性子星コアは一様物質なので、特に内殻の最深部は一様物質に転移する直前の原子核が存在する領域になり、原子核の幾何学性質が大きく変化する。圧縮性液滴模型では、幾何学的な議論によって、空間における原子核の体積比が 2 割以上になると球形以外の円柱形、板形、円柱孔形、球孔形の方がエネルギー的に得になることが分かっている（Pasta 原子核） [1]。しかし、このような体積比が実現するかどうかは相互作用による。その支配的パラメータが K_0 と L である。

以下では、最近まとめつつある中性子物質計算の結果をいくつか紹介する。図 2 には、一様物質になるまでの原子核形状の変化と最後の形状を示す。出現する形状はあまり K_0 によらず L の値が支配することが見て取れる。図 3 には、各原子核形状の出現開始密度での体積比の値を示す。今回の計算では、原子核表面の広が

りがあるので平均自乗半径が等しい液滴の体積比を計算した。今回の値と圧縮性液滴模型のもの [1] との対応は良いが、 L の値が増えるとずれが大きくなる。 L の値が大きいとパスタ形状が出現しなくなるので (図 2)、これは自然な振る舞いといえよう。図 4 の各原子核形状の出現開始密度 (左) と密度領域の幅 (右) はいずれも L の値の効果支配的である。出現開始密度には飽和密度 n_0 に対する K_0 依存性が影響してばらつきがあるのかもしれない。一方、密度領域幅の方は密度の絶対値でなく相対値なので K_0 依存性の影響が小さく、きれいな L 依存性が見えているのかもしれない。

他の物理量も L の値に支配される。この密度領域で平均陽子混在度が 5% 未満にもなり、中性子物質にかなり近いので、 L の値が支配的になるのは自然であろう。

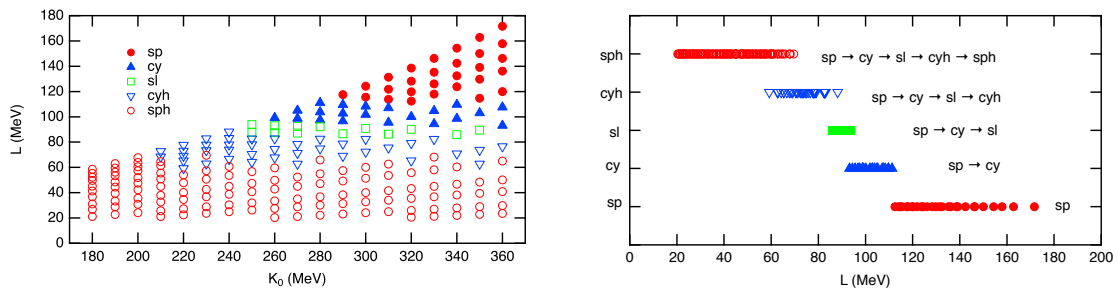


図 2 The plot of the the last nuclear shape in the $K_0 - L$ plane (left), and the last shape as a function of L with the corresponding shape transitions (right).

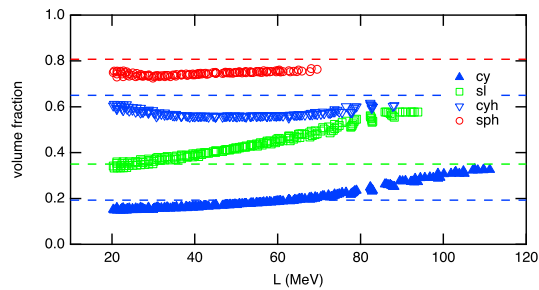


図 3 The onset volume fractions of the nuclear shapes as functions of L .

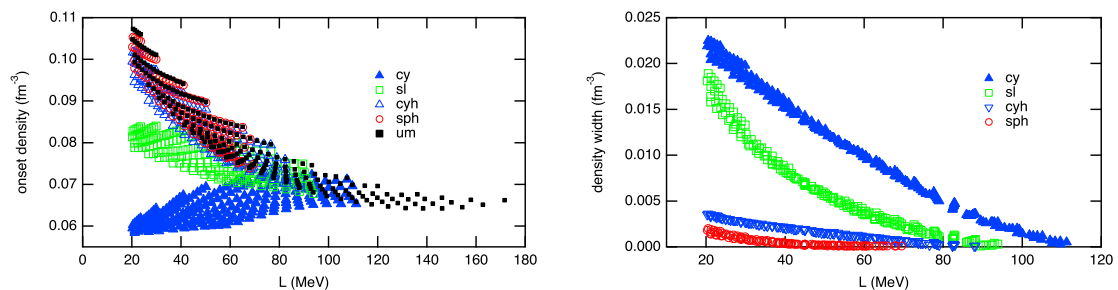


図 4 The onset densities of the nuclear shapes, and the density widths of the nuclear shapes as functions of L

4 むすび

高塚さんは相互作用を出発点にして多体計算を行い、それを元に中性子星の構造と現象を研究されました。私は、原子核質量と半径を出発点にして経験的マクロ原子核模型を自前で作り、主として中性子星クラストの構造を探ってきました。第一原理、現象論、経験的といった現象記述の階層と枠組みは異なりますが、相互作用から出発して全体を理解したいという、まっすぐで誠実な高塚さんの姿勢は良いお手本でした。

私自身の元々の興味は pasta 原子核の中性子星クラストでの存在可能性なのですが、自前の経験的相互作用から始めたおかげで、状態方程式 [6]、中性子星現象 [7, 8]、原子核反応断面積 [9] など思っても見なかった広がりを得ることができました。お手本としてだけでなく、まっすぐで誠実な高塚さんの存在がコミュニティに良い雰囲気を作り出したおかげもあると感じています。この研究会も含め人々を結びつけてくれた高塚さんに改めて感謝してこの報告の結びとします。高塚さん、ありがとうございました。

参考文献

- [1] K. Oyamatsu, H. Hashimoto and M. Yamada, Prog. Theor. Phys. **71** (1984) 320.
- [2] K. Oyamatsu, Nucl. Phys. A **561**, 431 (1993).
- [3] C. P. Lorenz, D. G. Ravenhall, and C. J. Pethick, Phys. Rev. Lett. **70**, 379 (1993).
- [4] K. Oyamatsu and K. Iida, Prog. Theor. Phys. **109**, 631 (2003).
- [5] K. Oyamatsu and K. Iida, Phys. Rev. C **75**, 015801 (2007).
- [6] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu and K. Sumiyoshi, Nucl. Phys. A **637**, 435 (1998).
- [7] H. Sotani, K. Iida and K. Oyamatsu, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **479**, no. 4, 4735 (2018).
- [8] K. Nakazato, K. Oyamatsu and S. Yamada, Phys. Rev. Lett. **103**, 132501 (2009).
- [9] A. Kohama, K. Iida and K. Oyamatsu, J. Phys. Soc. Jap. **85**, no. 9, 094201 (2016).

重力波と中性子星

Hajime Sotani*

Division of Science, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

連星ブラックホール合体からの重力波、さらに連星中性子星合体からの重力波の直接観測が成功したことを受け、いよいよ重力波天文学が幕開けをした。連星中性子星合体からの重力波観測においては、対応する電磁波観測にも成功しており、マルチメッセンジャー天文学が重要なキーワードとなった。一方、その波源である中性子星については、内部の密度が標準核密度を優に超えることから地上実験からの制限が乏しく、未だ構造も確定していない。ここでは、高塚さんが大変興味を持たれていた重力波とその観測から得られる中性子星への制限について簡単にまとめる。著者は残念ながら高塚さんとの共同研究を行う機会に恵まれなかったが、それでも有意義な議論を通し、建設的な意見を数多くいただくことができた。高塚さんのご冥福を祈るとともに、本研究分野の発展が高塚さんを思い出す機会になれば良いと思う。

I. INTRODUCTION

重い星の進化の最終段階では、超新星爆発と呼ばれる激しい爆発現象が起こり、その残骸として非常にコンパクトな天体が残される。親星の質量や高密度領域での状態方程式などに依存して、残されるコンパクト天体はブラックホールか中性子星となる。中性子星内部では密度が標準核密度を優に超える密度に達する一方、原子核の密度の飽和性から地上実験から得られる核物質の制限は標準核密度付近のものとなる。そのため、中性子星を記述する状態方程式は未定であり、中性子星の最大質量すら決まっていない。つまり、中性子星とブラックホールの境界質量もわかっていない。これに対して、中性子星自身や関連する現象の観測を通して、中性子星への制限が与えられるかもしれない。その結果、逆問題として高密度領域の状態方程式に制限も可能であろう。

中性子星に関わる観測量として、連星中性子星合体時の重力波観測は非常に重要な事例となった。実際、重力の相互作用の弱さから、重力波は星間物質との相互作用がほとんどなく、我々に波源の生のデータを届けてくれる。そのため、波源の物理を知る上で非常に重要な観測量となる。今後、ますます観測事例が増えるに従い、中性子星や高密度領域における状態方程式に強い制限が可能となるであろう。このような、重力波観測を用いた中性子星への制限、状態方程式への制限に関しては、高塚さんも非常に関心をお持ちであった。そこで、ここでは重力波とその波源である中性子星について簡単にまとめることとする。

II. WHAT WE CAN LEARN FROM GW170817

2015年9月に連星ブラックホールの合体からの重力波が初めて直接観測された [1]。また、2017年8月にはついに、連星中性子星からの重力波直接観測 (GW170817) に成功した [2]。連星ブラックホール合体の時と異なり連星中性子星合体時には、対応する電磁波の観測にも成功し、マルチメッセンジャー天文学の幕開けとなった [3]。これまで、LIGO-Virgoグループによる2回の長時間観測では、計10回の連星ブラックホール合体から重力波と1回の連星中性子星合体からの重力波が観測されている。さらに、2019年4月から行われている、3回目の長時間はすでに多数の候補天体の観測が指摘されている。2019年度中には日本の重力波干渉計 KAGRA も LIGO-Virgo グループとともに観測を開始する予定である。

実際に GW170817 では、中性子星にまつわる様々な情報を得ることができた。まず、合体前のチャープシグナルと呼ばれる連星系の運動から放出される重力波の波形から、質量の情報が得られる。また、合体する直前では中性子星の半径の情報が得られる。つまり、状態方程式に依存して中性子星の半径が大きいほど、伴星からの潮汐力で星が歪む。この歪みを潮汐変形度というが、潮汐変形度に応じた重力波シグナルとなるわけである (e.g., [4])。さらに、合体後の重力波シグナルからはおそらく中性子星の最大質量や高密度領域での相転移の有無に関する情報を得ることができると期待される (e.g., [5])。しかし、連星中性子星合体後に形成されるであろう超大質量中性子星からの重力波シグナルは一般的に数キロヘルツとなるが、現行の重力波干渉計ではこのような高振動数で感度が良くないため、合体後の重力波シグナルの情報を得るには、非常に近い合体イベントを期待するか、第3世代の重力波干渉計の完成を待つしかない。

何れにせよ、中性子星が高速回転していないことと一般相対性理論が正しい重力理論であると仮定すると、GW170817の観測から、チャープ質量が $1.188M_{\odot}$ 、全質量が $2.74M_{\odot}$ 、中性子星の質量比が $0.7 - 1.0$ 、潮汐変形度が $\Lambda < 800$ と報告されている [2]。潮汐変形度は中性子星の状態方程式に強く依存するため、 $\Lambda < 800$ という観測的制限は中性子星の状

*Electronic address: sotani@yukawa.kyoto-u.ac.jp

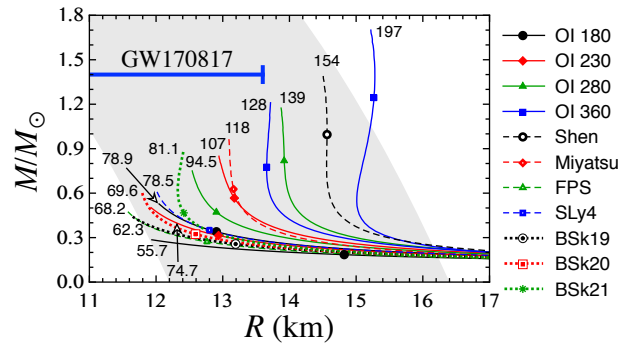


FIG. 1: 様々な状態方程式を用いて構築される低質量中性子星の質量と半径の関係 [7]。それぞれの状態方程式において中心密度が 1.5 倍の原子核密度となるモデルに印をつけた。また、中心密度が 2 倍の原子核密度となるところまでを記す。図中の数字は、各状態方程式に対応する η の値。さらに、文献 [6] による GW170817 からの制限も参考のため記す。

状態方程式に対する強い制限となる。また、結果的に中性子星自体への制限となる。実際、 $1.4M_{\odot}$ の中性子星に対しては、半径が 13.6 km 以下となるべきという制限である [6]。

一方、どんな状態方程式であれ原子核飽和密度付近において、ゼロ温度の核物質の核子 1 つあたりのエネルギー (w) は、バリオン数密度 (n_b) と中性子過剰度 (α) の関数として以下のように展開できる。

$$w(n_b, \alpha) = w_0 + \frac{K_0}{18n_0^2}(n_b - n_0)^2 + \left[S_0 + \frac{L}{3n_0}(n_b - n_0) \right] \alpha^2. \quad (1)$$

ここで、展開係数 (飽和密度パラメータ) である n_0 、 w_0 、 K_0 は、飽和密度、飽和密度における対称核物質のエネルギーと非圧縮率を表し、 S_0 と L は核物質対称エネルギーに関連する量である。このうち、原子核密度の飽和性から、飽和密度で決まる n_0 、 w_0 、 S_0 に比べて、そこでの微分量である K_0 や L は地上実験からの制限が比較的難しい。さらに、質量が小さい中性子星は、内部の密度も低いため、これらの原子核飽和パラメータを用いて比較的うまく記述できると期待される。実際、図 1 のように、中心密度が 2 倍の原子核標準密度までにおける中性子星の質量と半径の関係を様々な状態方程式で記述すると、それぞれの状態方程式に対応する K_0 と L を用いて、

$$\eta \equiv (K_0 L^2)^{1/3} \quad (2)$$

と定義される量で、低質量中性子星はうまく記述できる [7]。この図に、GW170817 で得られた $\Lambda < 800$ という制限を、 $1.4M_{\odot}$ に関して記してみると、 $\eta < 130$ MeV という制限が得られる。今後、さらなる連星中性子星合体からの重力波観測を通して、潮汐変形度への強い制限が与えられれば、原子核飽和パラメータへの強い制限につながるかもしれない。

III. GRAVITATIONAL WAVES FROM SUPERNOVA EXPLOSIONS

コンパクト連星の合体に次ぐ、有力な重力波源としては超新星爆発が考えられる。コンパクト連星に比べると、超新星爆発は系が球対称に近いことから放出重力波は弱く、直接観測を考えた場合には、現行の重力波干渉計ではおそらく天の川銀河での超新星イベントに限られるかもしれない。天の川銀河における超新星爆発の頻度は 100 年に 1 度程度であることから、複数の重力波観測から統計的なことを言うのは困難かもしれないが、一方で近いことからニュートリノシグナルも同時に観測できると期待される。その場合は、重力波イベントに付随する電磁波とニュートリノの同時観測が初めて可能となるであろう。

これまで、超新星爆発からの重力波に関しては、数値シミュレーションが主導してきた。その中では、振動数が数百ヘルツから徐々に高い振動数となっていき、コアバウンス後 ~ 500 ミリ秒でキロヘルツとなる重力波シグナルの存在が示唆されている (e.g., [8]). 当初、この振動数は原始中性子星の表面におけるプラント-ヴァイサラ振動数でうまく表せることから、原始中性子星の表面における g モード振動 (表面 g モード) と解釈されていた。さらに、最近の 3 次元相対論的な数値シミュレーションによると、複数の重力波シグナルの存在が示唆されている [9]。これらの重力波シグナルは、図 2 の左図ようになる (シグナル A が表面 g モードに対応)。このように、数値シミュレーションを通して、重力波シグナルの存在が明らかになりつつあるが、一方でその背後の物理は未だよくわかっていない。そこで、我々は星震学的な立場から、数値シミュレーションに現れる重力波シグナルの解釈を目指している。

文献 [9] での数値シミュレーションで得られた数値データから、原始中性子星モデルを構築し、コアバウンス後の各時刻での原始中性子星モデルにおける重力波振動モードを計算した。その結果、図 2 の右図に示すように、重力波シグナル A は原始中性星の f モード重力波と解釈するのが良いことがわかる [11]。 f モード振動は原始中性子星の大域的な

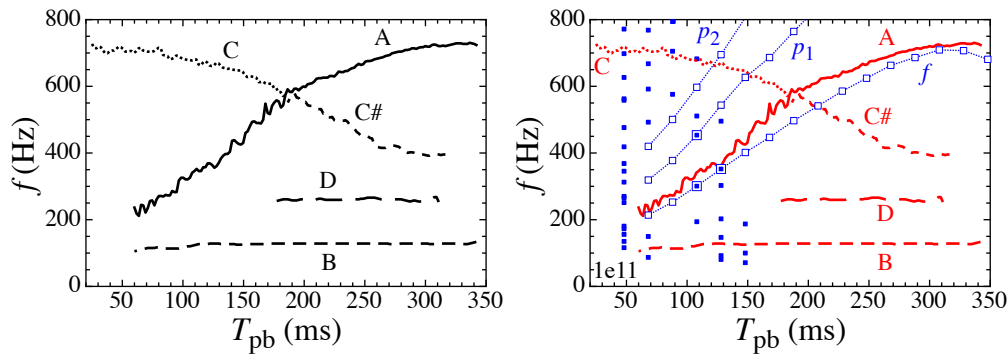


FIG. 2: 左図：文献 [9] における数値シミュレーションに現れる様々な重力波シグナル [10]。右図：各時刻での原始中性子星における重力波の振動モード [11]。

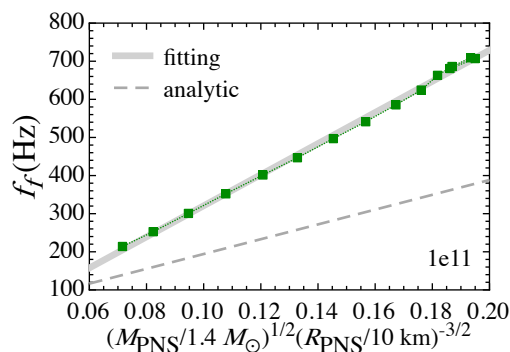


FIG. 3: 図 2 右図の f モード重力波の振動数と各時刻の原始中性子星の平均密度の平方根の関係。文献 [11] から引用。破線は、一様密度非圧縮流体からなる星における基本振動数。

基本振動であるのに対し、これまでの解釈であった表面 g モードは局所的な振動である。このことから、数値シミュレーションに現れたシグナル A は、原始中性子星の f モード振動と解釈するのが自然であると思われる。

また、各時刻での原始中性子星の平均密度の平方根、 $(M_{\text{PNS}}/R_{\text{PNS}}^3)^{1/2}$ 、の関数として対応する原始中性子星からの f モード振動数をプロットした図が図 3 である。この図からわかるように、 f モード振動数は、原始中性子星の平均密度の平方根を用いて、式 (3) ように線形で表せる。

$$f_f^{(\text{PNS})} (\text{Hz}) = -87.34 + 4081 \left(\frac{M_{\text{PNS}}}{1.4 M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{R_{\text{PNS}}}{10 \text{ km}} \right)^{-3/2}, \quad (3)$$

この関係は親星の質量や高密度領域における状態方程式には依存しないことも知られている [12, 13]。つまり、超新星爆発後の重力波であるシグナル A を観測すると、親星や状態方程式に依存することなく、式 (3) から各時刻における原始中性子星の平均密度が求まることになる。

同様に、原始中性子星からの重力波振動モードとして、例えば相対論的な時空自身の振動である w モードが考えられるかもしれない。そこで、 w モード重力波振動数の計算を、上記と同じように 2 つの異なる状態方程式を用いた原始中性子星モデルに関して行なった。その結果、図 4 の左図のように w モード振動数の時間進化は状態方程式に依存するが、一方で右図のように各時刻における原始中性子星のコンパクトネス $(M_{\text{PNS}}/R_{\text{PNS}})$ の関数としてみると、状態方程式に依存することなく線形関数として式 (4) のようにうまく表せることがわかった [13]。

$$f_{w_1}^{(\text{PNS})} (\text{kHz}) = \left[27.99 - 12.02 \left(\frac{M_{\text{PNS}}}{1.4 M_{\odot}} \right) \left(\frac{R_{\text{PNS}}}{10 \text{ km}} \right)^{-1} \right] \left(\frac{R_{\text{PNS}}}{10 \text{ km}} \right)^{-1}. \quad (4)$$

つまり、もし、 w モード重力波を観測することができれば、状態方程式に依存することなく各時刻における原始中性子星のコンパクトネスがわかることになる。

このことから、 f モードと w モード重力波の同時観測ができた場合には、状態方程式の不確定性とは関係なく、各時刻における原始中性子星の平均密度とコンパクトネスが決まることになる。この結果、各時刻における原始中性子星の

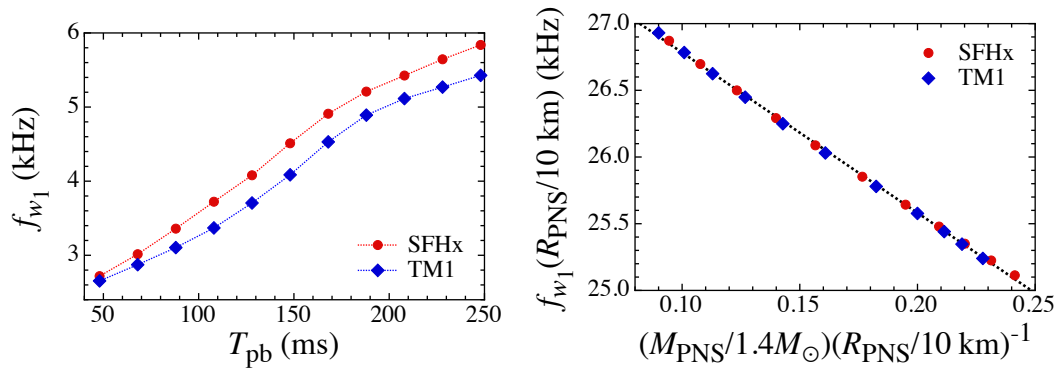


FIG. 4: 左図： w_1 モード重力波の振動数発展の状態方程式依存性。右図：各時刻における原始中性子星のコンパクトネスの関数として記述した w_1 モード重力波の振動数。文献 [13] から引用。

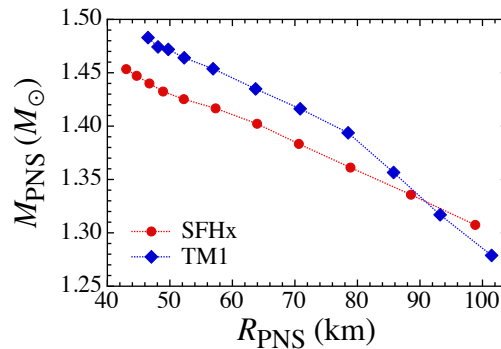


FIG. 5: 各時刻における原始中性子星の半径と質量。文献 [13] から引用。

半径と質量がわかる。この半径や質量は図5のように状態方程式に依存するため、ここで示した手順により高密度領域における状態方程式に対する制限ができると期待される。冷たい中性子星からの重力波とは異なり、超新星爆発では、質量降着のため原始中性子星の質量の増加と半径の減少が起るため、原理的には1回の超新星爆発からの重力波観測を通して、高密度領域における状態方程式に制限が与えられるであろう。

IV. MEMORY OF TAKATSUKA-SAN

著者が初めて高塚さんと出会ったのは、2011年10月14日だったと記憶している。京都大学で開催された国際研究会 YKIS2011 に参加した際である。その当時から共同研究者であった巽さんの研究室を訪問した際、その場にいらっしやうた高塚さんとは初対面であったにも関わらず、中性子星という共通の話題からいろいろお話ができた。また、研究会懇親会では、知っている研究者が全くいない中、その日に知り合った高塚さんとお話させていただいたことは大変ありがたかった。その後、半年に1度の頻度で、京都大学で巽さんが世話人として行なっている Kyoto meeting に参加するようになり、その都度お会いすることができた。また、2012年度から始まった中性子星にまつわる新学術領域研究でも、大変お世話になった。2014年10月には、北京大学で開催された Quarks and Compact Stars にともに参加した。著者は、2012年ごろから中性子星のクラストにおけるズレ振動の解析を行なっていたが、この話を高塚さんの前ですると、毎回決まってクラストの平衡形状の構築に関する質問が来た。その都度、著者なりの説明をするも、最後まで納得はされなかったかもしれない。結局、中性子星に関する深い理解のある高塚さんとの共同研究を行うことができなかったのは非常に残念である。また、重力波観測が成功し、これからいよいよ中性子星に関わる更なる事実が観測的にわかってくるかもしれない矢先の不幸であり、高塚さん自身も非常に残念に思っていたことと思う。今後、重力波観測やその他の観測、理論の研究を進めることで、中性子星の物理がより理解されることであろう。そのように中性子星の理解が進む中で、また高塚さんを思い出しながらみんなで議論ができれば良いと思う。

V. CONCLUSION

重力波の直接観測がいよいよ可能となった。この結果、波源である中性子星の観測的な制限も可能となりつつある。実際、たった1回の連星中性子星合体からの重力波の観測から、これまでとは質のことなる観測的な制限がたくさんできた。今後、ますます観測事例が増えることで、さらなる制限もできるであろう。また、連星コンパクト天体の合体時に次ぐ、重力波源として超新星爆発があるが、バウンス直後の重力波振動数は比較的小さく、より広い密度範囲に関する状態方程式への制限ができるかもしれない。このような観測を通して、近い将来高密度領域における状態方程式や中性子星の物理の理解が進むであろう。その時は、高塚さんを思い出しながら議論できれば良いと思う。

-
- [1] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016).
 - [2] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017).
 - [3] B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration), *Astrophys. J.* **848**, L12 (2017).
 - [4] K. Hotokezaka, K. Kyutoku, Y. Sekiguchi, and M. Shibata, *Phys. Rev. D* **93**, 064082 (2016).
 - [5] Y. Sekiguchi, K. Kiuchi, K. Kyutoku, and M. Shibata, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 211101 (2011).
 - [6] E. Annala, T. Gorda, A. Kurkela, and A. Vuorinen, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 172703 (2018).
 - [7] H. Sotani, K. Iida, K. Oyamatsu, and A. Ohnishi, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2014**, 051E01 (2014).
 - [8] B. Müller, H. -T. Janka, and A. Marek, *Astrophys. J.* **766**, 43 (2013).
 - [9] T. Kuroda, K. Kotake, and T. Takiwaki, *Astrophys. J. Lett.* **829**, L14 (2016).
 - [10] H. Kawahara, T. Kuroda, T. Takiwaki, K. Hayama, and K. Kotake, *Astrophys. J.* **867**, 126 (2018).
 - [11] H. Sotani, T. Kuroda, T. Takiwaki, and K. Kotake, *Phys. Rev. D* **99**, 123024 (2019).
 - [12] H. Sotani and T. Takiwaki, *Phys. Rev. D* **94**, 044043 (2016).
 - [13] H. Sotani, T. Kuroda, T. Takiwaki, and K. Kotake, *Phys. Rev. D* **96**, 063005 (2017).

NICER観測と中性子星

安武 伸俊 (千葉工大)

近年、様々な観測機器が開発されて宇宙を観る目が飛躍的に向上している。このうち、今回の講演では最先端のX線観測機器であるNICERにスポットをあて、近い将来に期待されている中性子星観測について紹介した。

NICERは、Neutron star Interior Composition ExploreRの省略であり、NASAとしては中性子星内部に注目した初めての観測プロジェクトであり、2017年6月に打ち上げられた。焦点面検出器として主流になっているCCDカメラに比べて、NICERのエネルギー分解能は20倍ほど良いため、より細かに理論モデルと比較することが可能となっている。問題はいかに理論と比較、整合させるかという点であろう。

Neutron star Interior Composition ExploreRといっても内部からのX線を捉えるわけではない。そもそも NICERが対象天体から受け取るデータは点状の光源としてである。その時間発展やエネルギー分解能を解析することで、質量半径関係や球対称を超える制限を得ることを目指すわけである。具体的には、コンパクトネスと、星表面のホットスポットの面積比や温度を理論モデルと照合する事になる。理論的にはコンパクトネスは状態方程式によって決まり、星表面のホットスポットの面積比や温度は理論モデルから非一様な温度分布を作ることが必要になる。その際、強磁場天体を考えると星内部の熱輸送が磁場などによって非一様になる。一方で、通常のパルサーは表面の降着によってのみ非一様温度分布が決められると考えられるために、NICERによる質量半径関係を定めるためのターゲットとしてはパルサーである（マグネターは別の文脈でターゲットになっている。）。これらNICERによる制限と、他の観測（例えば電波など）との相補的な制限により、最終的に5%の幅で半径を制限することが期待されている。

また講演では、反グリッチ現象の観測結果も紹介した。現状のNICER観測による結果では、これまでの反グリッチのモデルで提唱されていたモデルで説明できるという報告がある [P. Ray et al. (2019)]。すなわち、渦のピン留めが外れたときに、降着によってスピニアップされたクラストからコアへ角運動量が輸送されるといったモデルである。

このようにNICERは、核物理分野や天文分野に大きなインパクトを与えていると思われる。ゆえに結果を待つ側としては待ち遠しくてしょうがない訳であるが、`一体いつになるのか?`という点に関して、ホームページからおおよそわかるようになっている。すでに観測は開始されており、当たり前だが、データが統計的に十分に溜まれば観測は終了となる。この予定されている観測量に関して、各ターゲットごとにどれくらい観測データが溜まっているかが公開されているのだ。これが、信頼できる結果を得るまでのカウントダウンになっている。

ユニバーサル多体斥力そしてクォーク遷移 —高塚さんを追って—

山本安夫
(理研仁科センター)

1 ユニバーサル多体斥力と中性子星 EOS

ハイパー核現象の解析を通じて YN・YY 相互作用の性質を調べ、理論的相互作用モデルをテストすることはハイパー核物理の基本的課題であり、YN 散乱実験の貧困さを補うものである。中間子論的 YN・YY 相互作用モデルから有効相互作用を導出しハイパー核現象の解析結果を相互作用モデル構築にフィードバックさせる—1990年代には、このような研究の道筋に従って、Nijmegen group 等による現実的相互作用モデルが提唱された。

2000年代初頭、ハイパー核の研究に裏付けられた現実的 YN・YY 相互作用に基づき、ハイペロン (Λ , Σ) を含む中性子星物質に対する G 行列計算を遂行する計画が高塚さんによって提唱され、西崎・山本・高塚 (NYT) による成果に結実した [1]。ここで得られた重要な結論は、中性子星の最大質量 (当時は $1.44M_{\odot}$) を与えるために必要とされる高密度 3 核子間斥力 (TNR) の効果がハイペロンの混合によって消えてしまうということであった (EOS のソフト化)。この矛盾の解決として、NYT 論文においては、3 体斥力が NNN のみならず、ハイペロン Y を含む 3 体 (NNY, NYY, YYY) にもユニバーサルに働く (TBRu) と仮定された (高塚さんのアイデア)。2010 年に $2M_{\odot}$ の中性子星が発見されたことにより研究の流れが変わった。ハイペロン混合がもたらす EOS のソフト化の問題は深刻になり「ハイペロンパズル」という言い方が一般的になった。TBRu という高塚のアイデアでこのパズルが解けるかどうかは、TBRu が存在すればハイペロン混合があっても $2M_{\odot}$ の中性子星が存在しうることを定量的に示せるかどうかという課題に帰着するに至ったのである。

TBRu は現象論である。次のステップは模型的展開 (実体論的段階) である。そこで提案されたのが、Rijken-Yamamoto による Multi-Pomeron exchange potential (MPP) [2] と玉垣・高塚さんの String Junction model (SJM) [3] である。前者は Nijmegen models の延長上にある。MPP においては核力芯の重要な要素である pomeron exchange が 3 核子、4 核子に拡張された。pomeron は SU_3 スカラーなので、MPP は 3-4 核子間にユニバーサルに働く斥力というわけである。(ちなみに pomeron の実体は two-gluon exchange であることが分かっている。) 一方、SJM は閉じ込め力に起因するモデルであり、MPP とは異なる描像に基づいている。MPP と SJM はモデルの基礎は異なっているが、実際的には良く似ている。

MPP と SJM のいずれにしても、実体論的段階におけるモデルは現象論的要素 (現象に合わせるべきパラメータ) を含む。MPP で言えばその強さがそれにあたる。一方、range の方は 2 体系の解析で決められた pomeron mass で決まっている。MPP が与えるような高密度領域での斥力効果は、核物質の適切な非圧縮率 K を与える上で不可欠の要素であり中性子星物質の EOS の硬さを決める。高密度領域での非圧縮率を高エネルギー重イオン衝突実験で求める可能性は昔から議論されてきたが、いまだ確定的な結論は得られていない。それに対して、古本・桜木・山本は核-核弾性散乱の角度分布、典型例で云うと $E/A=70\text{MeV}$ での $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 弾性散乱の角度分布に斥力効果が顕著に現れることを発見し、それによって MPP の強さを決めると十分に硬い ($2M_{\odot}$ を出す) EOS が得られることを示した [5]。ただし、純粋斥力である MPP の導入に際しては、核物質の saturation property を実現するために 3 体引力 (TBA) を同時に付加しなければならない。また、ハイペロン混合による EOS ソフト化の問題を解く際には、YN 散乱・ハイパー核等、ハ

イペロンに関わる現象の基本的特徴を全体的に再現する2体相互作用模型の存在が前提となるが、ここでは Extended-Soft-Core (ESC) model を用いる [4]。

MPP としては、3バリオン斥力 (強さ $G3P$) 及び4バリオン斥力 (強さ $G4P$) が取られる。上記の $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ 弾性散乱の解析から決められるのは両者を合わせた強さのみなので、 $G3P$ と $G4P$ の比率は適当に仮定される (EOS の硬さを変える唯一のパラメータ): $G4P$ の異なる強さを有するセットを MPa および MP⁺ とし、 $G4P=0$ のセットを MPb とする。TBA 部分はそれぞれに応じて決められる。MPa, MPb, MPa⁺ を ESC 部分に加え、核物質に対する G 行列計算から得られる saturation parameters の値をテーブル1に与える。MPP 部分の違い ($G4P$ の強さ: MPb < MPa < MP⁺) は主に非圧縮率 K の値に現れている。図1には、ESC(一点鎖線)、ESC+MPa(赤実線)、ESC+MPb(青実線) に対する E/A 曲線 (saturation curve) が密度 ρ の関数として与えられる。MPP 部分が saturation に決定的な役割を果たしていることがわかる。

Table 1: Calculated values of saturation parameters.

	ρ_0 (fm^{-3})	E/A (MeV)	E_{sym} (MeV)	L (MeV)	K (MeV)
ESC+MPa	0.151	-16.3	31.7	55.7	248
ESC+MPb	0.155	-16.1	31.4	49.2	217
ESC+MPa ⁺	0.148	-16.5	31.4	55.1	275

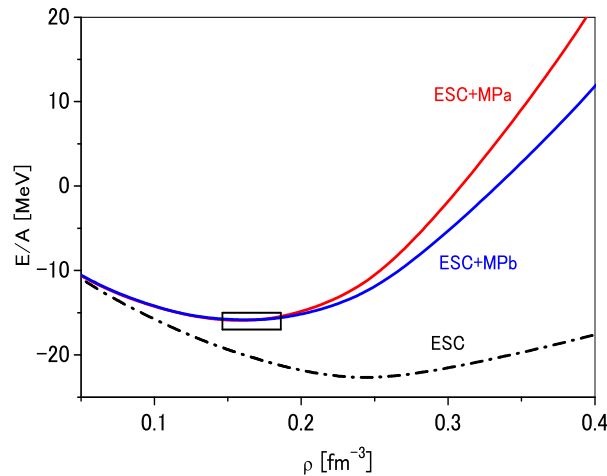


Figure 1: Saturation curves for symmetric nuclear matter

図2はESC(一点鎖線)、ESC+MPb(青実線)、ESC+MPa(赤実線)、ESC+MPa⁺(ピンク実線)から導かれる中性子星の質量-半径関係を示す。saturation curves の場合と同様に、MPP 部分の決定的な役割によって $2M_{\odot}$ の最大質量が実現していることが分かる。ここで注目すべきことは、MPP 部分の斥力性の増大によって質量と半径が同時に増大することである。このことは、中性子星物質 EOS の選別において最大質量のみならず半径の観測が重要であることを意味する。実際、重力波観測で得られた中性子星合体イベント GW170817 は、 $(1.4 \sim 1.5)M_{\odot}$ に対する半径が ~ 13 km 以下であることを示しているが、このことは我々の場合で言えば大きい $G4P$ 値を有する MPa⁺ は排除されるべきことを意味する。

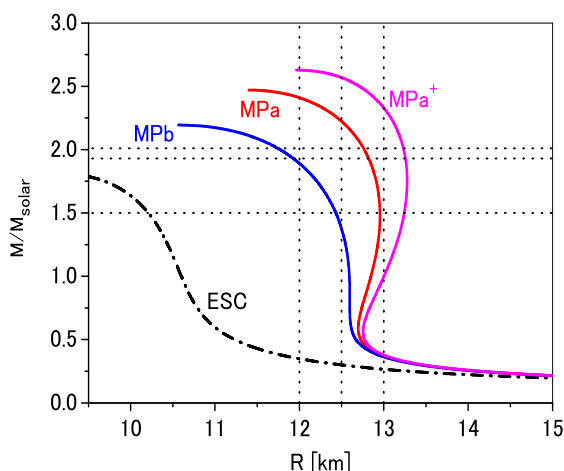


Figure 2: ESC+MPa(赤実線)、ESC+MPb(青実線)、ESC+MPa+(ピンク実線)、ESC(一点鎖線)、に対するMR曲線

図3はハイペロン(Λ, Σ^-)混合EOSより導かれる中性子星の質量-半径関係を示す。実線(破線)がハイペロン混合がある(ない)場合である。破線から実線への低下がEOSソフト化を示す。MPP斥力は、 N, Λ, Σ^- に等しく働いており、そのおかげでハイペロン混合によるEOSのソフト化(最大質量の減少)にもかかわらず、MPaの場合(赤実線)は $2M_\odot$ をクリアしている。MPbの場合(青実線)には $2M_\odot$ をやや下まわすが、もし、 Σ^- mixingがない(Λ mixingのみ)と仮定すると $2M_\odot$ に達する(一点鎖線)。これはmixingによるEOSソフト化の効果は Λ より Σ^- の方が著しいためである。興味深いことは、 $(1.4 \sim 1.5)M_\odot$ に対する半径 R はハイペロン混合があっても変わらず、 $R((1.4 \sim 1.5)M_\odot)$ の精密な観測によってMPaとMPbに対するMR曲線が(すなわちEOSが)選別できることが示唆される。

計算から得られる定量的結論をまとめると次のようになる。詳細はRef.[6]。

- (1) 我々の取り扱いにおいては、バリオン間相互作用は基本的に地上実験データに基づいて決められる。EOSの硬さを変えるパラメータはMPP斥力の強さ($G3P$ と $G4P$ の割合)のみである。それによって中性子星の質量と半径は同時に変わるため、半径 R の観測から斥力効果の強さが決められる。
- (2) MPP斥力($G3P$ と $G4P$ の割合)の不定性の範囲で $R(1.5M_\odot) = 12.3 \sim 13.1$ km が得られる。この R 値に対してハイペロン混合によるEOSのソフト化は影響しない。
- (3) $R(1.5M_\odot)$ の観測値が $12.9 \sim 13.1$ km なら、 $G4P$ の強い斥力効果による硬いEOSがハイペロン混合によってソフト化されていることを意味する。
- (4) $R(1.5M_\odot)$ が $12.3 \sim 12.5$ km なら $G4P$ に起因する強い斥力効果は存在しない。 $2M_\odot$ が実現されるためには Σ^- 混合による強いEOSソフト化がない(Λ 混合のみ)と考えられる。

2 ESC QQ interaction と中性子星におけるクォーク相

中性子星内核におけるクォーク相の存在は古くからの研究テーマである。「ハイペロンパズル」をめぐるも、ハドロン相からクォーク相への遷移によって説明する多くの試みがなされた。低密度領域のハドロン相EOSと高密度領域のクォーク相EOSのクロスオーバー(現象論的内挿で繋

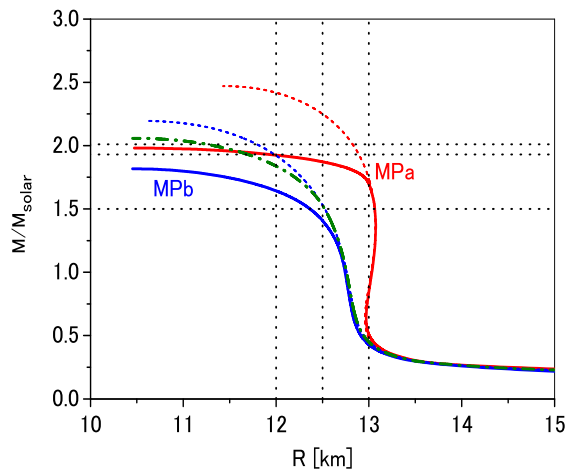


Figure 3: ハイペロン混合 EOS より導かれる中性子星の質量-半径関係。赤実線 (ESC+MPa)、青実線 (ESC+MPb)、点線はハイペロン混合なしの場合、一点鎖線は Λ 混合のみを含む場合。

ぐ) によって、最大質量 $2M_{\odot}$ の MR 曲線を明快に導いたのが、益田・初田・高塚 (MHT) の仕事である [8]。ここでクォーク相 EOS は NJL model (平均場近似) で与えられるが、 $2M_{\odot}$ を実現するに十分硬い EOS を出すために、強さを現象論的パラメータとする斥力項 (vector repulsion) が必要とされた。

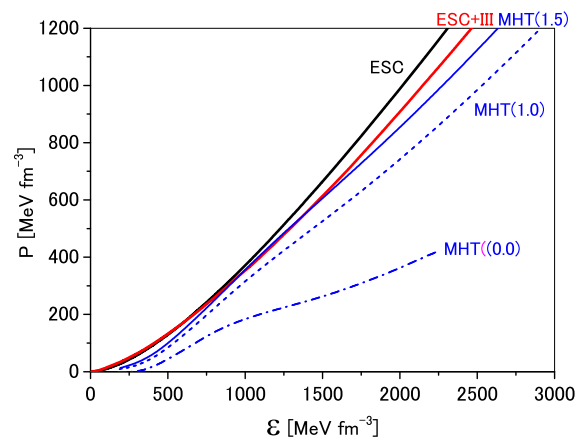


Figure 4: エネルギー密度 ϵ の関数としての圧力 P 。赤実線 (ESC+III)、黒実線 (ESC)、青線は MHT model : 実線 ($g_V/G_s = 1.5$)、点線 ($g_V/G_s = 1.0$)、一点鎖線 ($g_V/G_s = 0.0$)

ここでは、クォーク物質に対して平均場近似を用いず、Quark-Quark (QQ) interaction を用いた G 行列計算によって EOS を導く。Th.A. Rijken により、ESC Baryon-Baryon (BB) interaction を基礎に、QQ interaction の meson-exchange 部分が次のように求められた [7]。ESC BB interaction における BBM coupling constants は Quark-pair creation model による値に合わせてフィットされている事を踏まえて、3Q 波動関数による folding の結果が BBM 値を与えるように QQM coupling

constants を決め QQ interaction を構成する。得られる ESC QQ interaction V_{ESC} には、single meson exchange のみならず、pomeron exchange や meson-pair exchange 等の ESC model の諸特徴が踏襲される。当然ながら V_{ESC} には ad hoc parameter は含まれない。

次に、QQ interaction V_{QQ} によって baryon (3Q bound state) を記述できるように、閉じ込め力 V_{conf} と hyperfine (HF) interaction V_{HF} を V_{ESC} に付加する。

$$V_{QQ} = V_{conf} + V_{HF} + V_{ESC} \quad (1)$$

V_{conf} には HO 型を仮定する。 V_{HF} としては One Gluon exchange potential や Instanton-Induced Interaction (III) が知られているが、ここでは後者を採用する。 V_{conf} および V_{III} に含まれる parameters は、N, Δ , Λ の mass を再現するように決める。

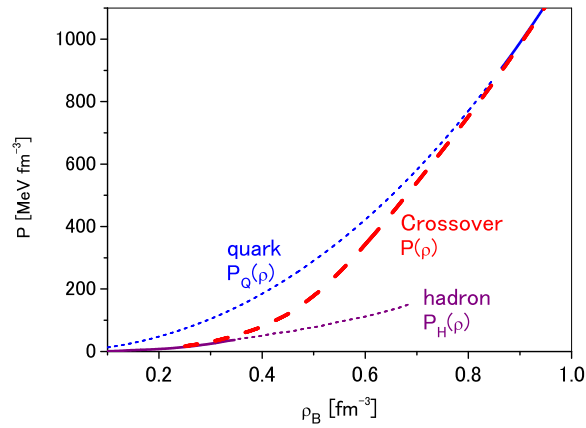


Figure 5: ハドロン相の圧力 P_H とクォーク相の圧力 P_Q のクロスオーバーが赤破線で示される。

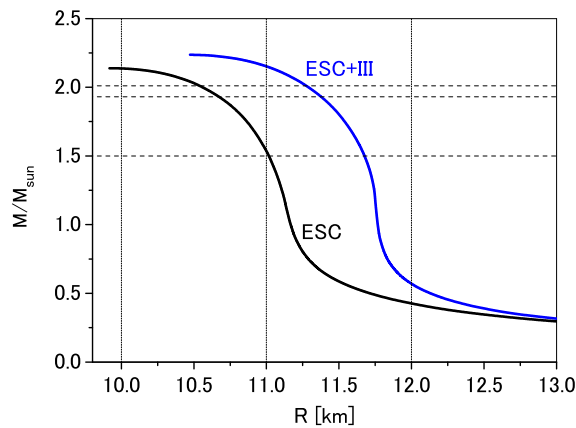


Figure 6: ハドロン相とクォーク相のクロスオーバー模型より得られる MR 曲線: 青実線 (ESC+III)、黒実線 (ESC)。

V_{QQ} を用いた G 行列計算によって Quark Matter (QM) の EOS を求める。QM は u, d, s, e^- が化学平衡にあるとする ($\mu_d = \mu_s = \mu_u + \mu_{e^-}$)。図 4 に圧力 P がエネルギー密度 ϵ の関数として与えられている。黒実線が V_{ESC} 、赤実線が $V_{ESC} + V_{III}$ に対する結果である。引力である V_{III} によって EOS は柔らかくなることが分かる。比較のために MHT [8] で NJL model から平均場近似で求められた EOS を青線で示す。このモデルでは vector repulsion の強さ g_V が EOS の硬さを決めるが、我々の結果は g_V の大きな値 ($g_V/G_s = 1.5$) に対応する青実線に近いことが分かる。このような硬い EOS は最大質量 $2M_\odot$ を導き出すために必要である。我々の場合には、硬い EOS が no parameter の V_{ESC} より自然に導かれることが重要なポイントである。

我々の QM EOS は MHT における QM EOS (大きな g_V 値の場合) によく似ており、全く同様に hadronic matter EOS とクロスオーバーが可能である。図 5 は hadronic matter の圧力 $P_H(\rho_B)$ と QM の圧力 $P_Q(\rho_B)$ のクロスオーバーを示す。MHT 論文における対応する図と非常に似ている。

図 6 はハドロン相とクォーク相のクロスオーバーの仮定に基づいて得られる MR 曲線である。黒線は V_{ESC} より、青線は $V_{ESC} + V_{III}$ より得られる。 $2M_\odot$ を越える最大質量および $(1.4 \sim 1.5)M_\odot$ に対する半径に関して良い結果になっていることが分かる。

MHT 論文のクロスオーバーモデルでは、 $\sim 2\rho_0$ 以下で hadronic matter EOS、 $\sim 5\rho_0$ 以上で QM EOS が与えられ、 $2\rho_0 \sim 5\rho_0$ の領域はもっともらしい関数で内挿される。すなわち、この領域の EOS は unknown であり、この事情は我々の計算でも全く変わらない。MHT 論文より先に進むためには、この遷移領域に対する何らかの modeling が必要と考えられる。

References

- [1] S.Nishizaki, Y.Yamamoto and T.Takatsuka, Prog. Theor. Phys.**105** (2001), 607; **108** (2002), 703.
- [2] Y.Yamamoto, T.Furumoto, N.Yasutake and Th.A.Rijken, Phys. Rev. **C90**, (2014) 045805; Eur. Phys. J.A **52** (2016) 19.
- [3] R.Tamagaki, Prog. Theor. Phys.**119** (2008), 965.
- [4] Th.A.Rijken, M.N.Nagels and Y.Yamamoto, Prog. Theor. Phys. Suppl.**No.185** (2010), 14.
- [5] T.Furumoto, Y.Sakuragi and Y.Yamamoto, Physical Review **C80** (2009), 044614.
- [6] Y.Yamamoto, H.Togashi, T.Tamagawa, T.Furumoto, N.Yasutake and Th.A. Rijken, Physical Review **C96** (2017), 065804.
- [7] Th.A. Rijken, private communication.
- [8] K.Masuda, T.Hatsuda and T.Takatsuka, Prog. Theor. Exp. Phys. **2013**, 073D01.

ストレンジネス物理と中性子星

原田 融

大阪電気通信大学共通教育機構

1 はじめに

中性子星内部にはハイペロンなどのストレンジネスが出現していると考えられている。中性子星はすなわち巨大なハイパー核でもある。近年の理論計算によれば、高密度核物質中ではハイペロンの存在そのものやポテンシャルの性質が中性子星の組成などの内部構造に大きな影響を与えることが知られている。通常の原子核の核子数密度 $\rho_0 \simeq 0.16 \text{ fm}^{-3}$ (質量密度は約 $2.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$) のおよそ 2-3 倍になると、相互作用を含めた中性子のフェルミエネルギーがハイペロンと核子の質量差をこえるため、ハイペロンは必ず混在すると考えて良い。特に Σ^- 粒子や Ξ^- 粒子は負電荷を持つため、相互作用の性質によっては Λ 粒子よりも混在しやすい可能性がある。

2010 年以降に太陽質量の 2 倍におよぶ大質量の中性子星が発見されて [1], ストレンジネス核物理の研究分野では、大きな問題 (ハイペロン・パズル) に直面している [2]. 高塚さんら [3] が当初からその問題点を指摘していたように、中性子星内部にハイペロンが混在してくると中性子星物質の状態方程式が軟らかくなり、太陽質量の 2 倍の中性子星は支えられずにつぶれてブラックホールになってしまう。さらにハイペロンの混在は中性子星の冷却過程でも大きな影響を与える。これらの深刻な問題を解き明かすためには、さらに詳細なハイペロンの相互作用や核物質中のハイペロンの性質の知識とその理解が必要である。 Σ^- 粒子や Ξ^- 粒子と原子核の間の相互作用の理解はどこまで進んでいるのだろうか？

現在、東海村の大強度陽子加速器施設 (J-PARC) では高統計で精密な実験が進められており、これまで実現できなかった中性子過剰ハイパー核や $S = -2$ ハイパー核や K^- 中間子原子核などのストレンジネス核物理の研究が進展すると期待されている。本研究会の講演ではストレンジネス核物理を中心に現在の理論的研究を概観した。ここでは、理論的研究の立場から原子核中の Σ^- , Ξ^- 粒子のポテンシャルとその性質について取り上げることにする。

2 原子核中の Σ^- 粒子

ハイペロンの核内での振る舞いは中性子星の質量とその構造を決定するための重要な要因であると考えられている。特に Σ 粒子は核内では強い相互作用のもとで $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ 転換が起こるため、 Λ ハイパー核の構造や ΛNN の 3 体力の性質にも大きな影響を与えている。したがって核内における Σ 粒子の性質とその役割を明らかにすることは、ストレンジネス核物理の重要な課題のひとつである [4]. 最も基本となる Σ 粒子と核子との間の相互作用については、いまだによく分かっていない。最近、待望の $\Sigma^{\pm} p$ 散乱実験 (J-PARC E40) が高統計で行われ、その解析が進められているので、まもなく ΣN 相互作用の貴重な情報が得られると期待している。

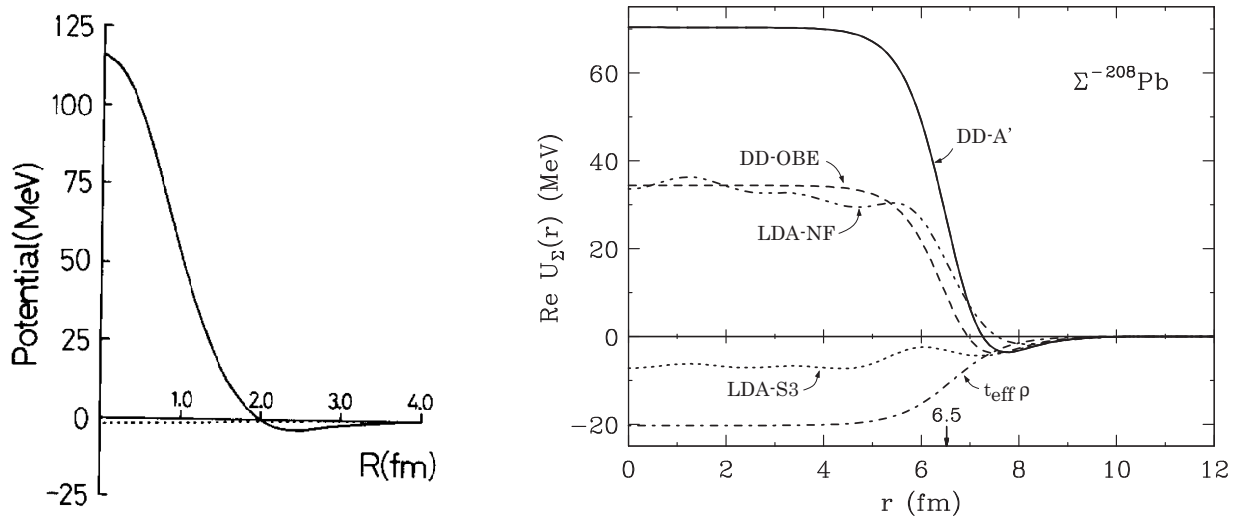


図 1: (左) ${}^3\text{H}$ 核と Σ^- 粒子によるアイソスピン $T = 3/2$, スピン $S = 0$ 状態のポテンシャル. 実線は強い斥力的な実部を, 破線は弱い虚部を示す. 1990 年に理論計算から初めて求められた [6]. (右) ${}^{208}\text{Pb}$ 核に対する Σ^- ポテンシャルの実部のいろいろな模型による理論値 [7]. DD-A', DD-OBE, LDA-NF の模型では核内部に強い斥力芯を, 核表面から外側部分に弱い引力を示す.

原子核と Σ^- 粒子の間のポテンシャルは, 歴史的にはまずエキゾチック原子である Σ^- 原子の X 線測定による準位のエネルギーシフトと幅の実験データの解析から求められてきた. しかし Σ^- 原子の X 線データは 23 種の測定値に限られ, その実験誤差も大きいため, その理論解析に紆余曲折があったが, 現時点では Σ 核ポテンシャルの実部は強い斥力芯と表面付近の弱い引力からなり, 虚部は大きな吸収を持つと予想されている [5]. 図 1 には, いろいろな模型から理論的に求められた Σ^- 核ポテンシャルを示す. 図 1(左) は, ${}^3\text{H}$ 核と Σ^- 粒子の間のポテンシャルで, ${}^4_2\text{He}$ の存在を理論的に予言した際に同時に求められたものである [6]. これはアイソスピン $T = 3/2$, スピン $S = 0$ 状態の Σ^- 核ポテンシャルの実部に強い斥力があることを示している. 図 1(右) は, いろいろな模型による ${}^{208}\text{Pb}$ 核に対する Σ^- 核ポテンシャルの実部を示す [7]. DD-A', DD-OBE, LDA-NF の模型では核内部に強い斥力芯, 核表面から外側に弱い引力があることがわかる. これらの斥力は, 2 体 ΣN の 3S_1 , $I = 3/2$ チャネルの強い斥力芯によるものでスピン-フレーバー $SU(6)$ 対称性によるクォーク・パウリ禁止状態に起因していると解釈できる. その特徴は最近の格子 QCD によるバリオン間相互作用の研究によっても確認されている [8]. 図 2(左) には, Σ^- - ${}^{208}\text{Pb}$ 原子の X 線による準位 $(nl) = (9k)$, $(10l)$ のエネルギーシフトと幅の実験データを示す. DD-A', LDA-NF や $t_{\text{eff}}\rho$ など模型のポテンシャルを用いて計算した理論値と比較すると, ポテンシャルの形状が異なるにも関わらず, X 線データを良く再現することがわかる [7]. これは Σ^- 原子の X 線データは原子核の表面付近にだけ敏感であるため, 原子核内部のポテンシャルの性質を決定することは困難であることを示している.

野海らは, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{115}\text{In}$, ${}^{209}\text{Bi}$ を標的にした (π^-, K^+) 反応を用いて Σ ハイパー核生成のスペクトルを測定し, Σ^- 核ポテンシャルの実部が斥力的であることを示した [9]. 図 2(右) には, ${}^{209}\text{Bi}$ を標的にした (π^-, K^+) 反応による Σ^- 生成スペクトルを歪曲波近似 (DWIA) の枠組みで計算した理論値 [7] を示す. 実部に斥力芯がないポテンシャル ($t_{\text{eff}}\rho$ など) を用いると実験データとの一致は良くないが, 強い斥力芯と表面付近の引力からなるポテンシャル (DD-A', LDA-NF など) では良く再現することがわかる. これらのポテンシャルは (π^-, K^+) 反応による Σ^- 生成スペクトルと Σ^- 原子の X 線の

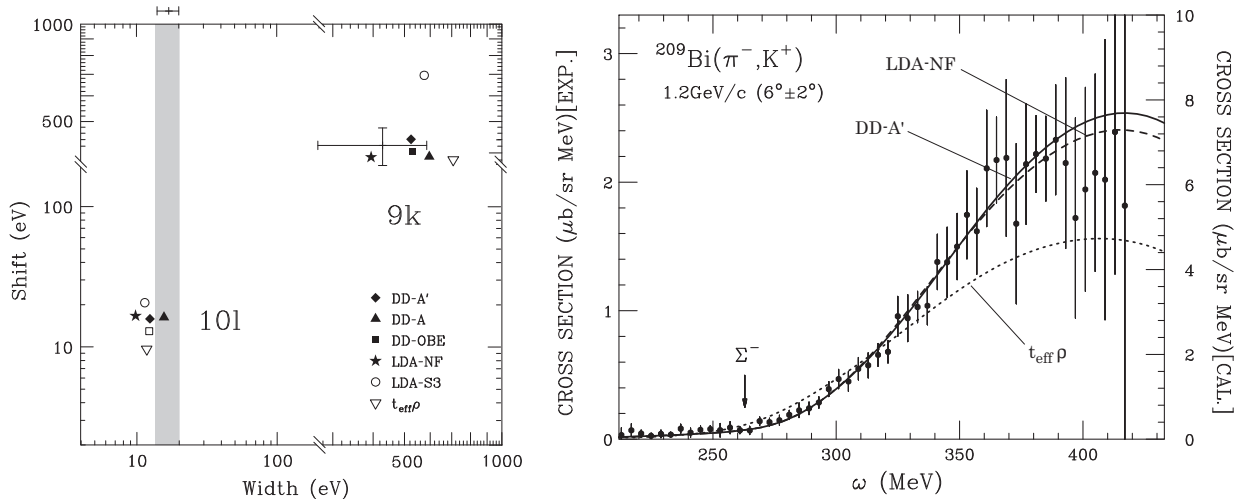


図 2: (左) Σ^- - ^{208}Pb 原子の X 線による準位 ($n\ell$) = ($9k$), ($10l$) のエネルギーシフトと幅の実験値と理論値との比較 [7]. DD-A', DD-A, DD-OBE, LDA-NF, LDA-S3, $t_{\text{eff}}\rho$ などのモデルによるポテンシャルを用いた. (右) ^{209}Bi を標的にした (π^-, K^+) 反応による Σ^- ハイパー核生成スペクトルの実験値 [9] と理論値 [7]. DD-A', LDA-NF, $t_{\text{eff}}\rho$ のモデルによるポテンシャルを用いて求めた理論値を, それぞれ χ^2/N 値が良くなるように 0.33, 0.29, 0.17 倍して実験値と比較した.

実験データを同時に説明する. したがって, 核物質中の Σ ポテンシャルとしては, $V_{\Sigma} \simeq (+20)\text{--}(+30)$ MeV の斥力的であると考えられている. 2018 年, ^6Li を標的核とする (π^-, K^+) 反応実験 (J-PARC E10) の理論解析が行われ, Σ - ^5He ポテンシャルにウッズ-サクソン型を仮定すると, 実部の大きさが $V_{\Sigma} \simeq +30\text{MeV}$ の斥力で虚部が $W_{\Sigma} \simeq -40\text{MeV}$ のときによく再現することがわかった [10]. このポテンシャルの性質は, ^{28}Si や ^{208}Pb を標的核とした (π^-, K^+) 反応の Σ^- 生成スペクトルの理論解析の結果とも一致しており, Σ^- 核ポテンシャルは $+30\text{MeV}$ 程度の斥力であることが確かめられた. なお, これまでに Σ の束縛状態として発見された Σ ハイパー核は ^4_2He の $J^{\pi} = 0^+$, $T = 1/2$ 状態が唯一である [11, 12]. この状態は ΣN 相互作用の強いアイソスピン依存性によって引力的な ΣN の 3S_1 , $I = 1/2$ と 1S_0 , $I = 3/2$ チャンネルから構成されており, クォーク・パウリ禁止状態の 3S_1 , $I = 3/2$ チャンネルは含まないため, Σ の束縛状態として存在していることが明らかにされている [4].

3 原子核中の Ξ^- 粒子

さらに中性子星の内部構造に影響を与える可能性がある Ξ^- 粒子は, 原子核中でどのような性質を示すのであろうか. 核内での Ξ 粒子は強い相互作用による $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ 転換反応を起こすため, $\Lambda\Lambda$ ハイパー核の構造や $\Lambda\Lambda N$ の 3 体力の性質にも影響を与えると考えられる. 原子核中の Ξ^- 粒子のポテンシャルの性質を明らかにする有効な手段のひとつは, Σ^- 粒子の場合と同様に, Ξ^- 原子の X 線による準位エネルギーシフトと幅, および 2 重荷電交換の (K^-, K^+) 反応による Ξ^- 生成スペクトルによる実験と理論の解析であろう. これまでに ^{12}C などの原子核を標的とした (K^-, K^+) 反応の実験が行われ, Ξ^- 核ポテンシャルの実部の大きさは $V = (-24)\text{--}(-14)\text{MeV}$ と示唆されているが, 統計が十分ではないこともあって, 結局のところ, 良く分かっていない. またエマルジョンを用いたダブル Λ ハイパー核の生成実験から, $\Xi^- + ^{14}\text{N} \rightarrow ^{10}\text{Be} + ^5_2\text{He}$ の同定によって, 反応前の Ξ^- ハイパー核 (Ξ^- - ^{14}N) の Ξ^- 核ポテンシャルの実部が $-V_{\Xi} < 14\text{MeV}$ の引力であることが報告されている [13].

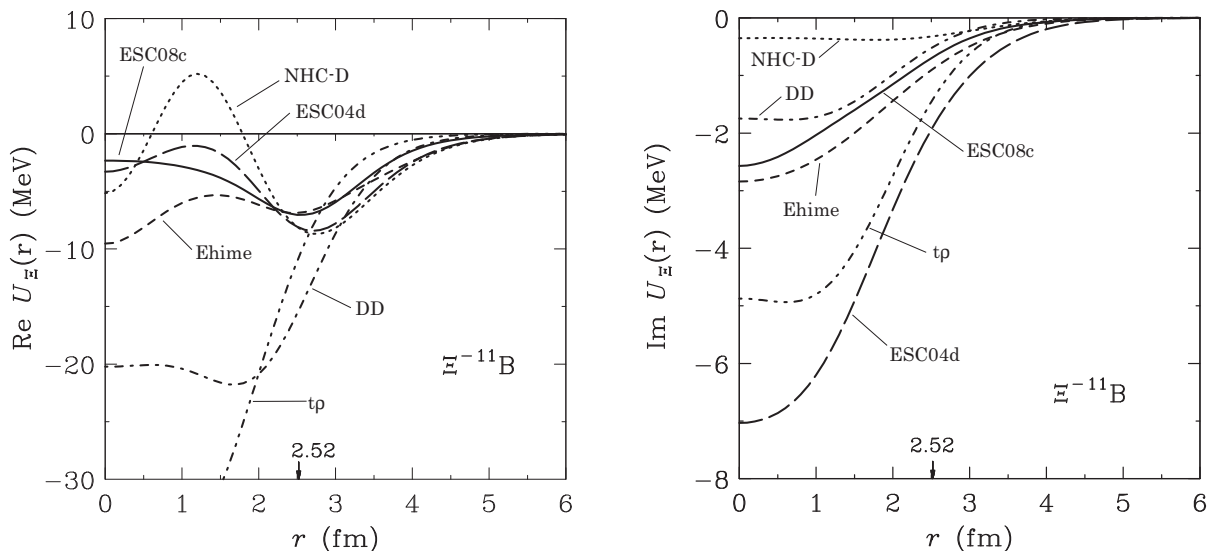


図 3: 理論模型による ^{11}B 核と Ξ^{-} 粒子の間のポテンシャルの (左) 実部と (右) 虚部. 有効 ΞN 相互作用として Ehime, NHC-D, ESC08c, ESC04d を用いた微視的な畳み込み模型と DD, tp の現象論的模型をそれぞれ示す.

図 3 には, 理論模型による ^{11}B 核と Ξ^{-} の三核間ポテンシャルの実部と虚部を示す. それぞれの模型によってポテンシャルの性質は大きく異なっているのが現状である. これを打開するためには, 現在解析が進められている ^{12}C を標的核にした (K^{-} , K^{+}) 反応による Ξ^{-} ハイパー核 $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の生成実験 (J-PARC E05) や計画されている Ξ^{-} 原子の X 線測定 (J-PARC E03) などにより, いまだ実験的にほとんど分かっていない Ξ ハイパー核の存在形態や原子核中の Ξ^{-} 核ポテンシャルについての新たな情報が必要である. また (K^{-} , K^{+}) 反応は, 通常の 2 段階過程である $K^{-}p \rightarrow \pi^0\Lambda$, $\pi^0p \rightarrow K^{+}n$ によって $\Lambda\Lambda$ ハイパー核を生成することができる. もし核内で $\Xi^{-}p\Lambda\Lambda$ 結合が強ければ, $\Lambda\Lambda$ ハイパー核の状態に Ξ^{-} 成分が混在するために, この Ξ^{-} 状態を戸口の状態にした 1 段階過程の $K^{-}p \rightarrow K^{+}\Xi^{-}$ 反応から $\Lambda\Lambda$ ハイパー核の生成も可能になる.

4 まとめ – 高塚さんに誘われて

中性子星内部の構造や冷却過程を理解するためには, 詳細なハイペロン相互作用や核物質中のハイペロンの性質などの解明が不可欠である. ここでは, その解明に向けた手段として, エキゾチック原子やハイパー核など, 原子と原子核での Σ^{-} , Ξ^{-} 粒子のポテンシャルの性質について議論した. J-PARC などで展開されるストレンジネス物理の実験と理論の研究の進展によって, 深刻なハイペロン・パズルを解き明かす手掛かりが得られることを期待したい.

私が 1990 年当初から斥力的な Σ^{-} 核ポテンシャルの理論的研究をしていたこともあってか, 突然, 高塚さんから「 Σ^{-} 核ポテンシャル (図 1 など) に関連する文献をすべて送って欲しい」と連絡があって, 該当箇所に付箋を張って岩手へ郵送したことを思い出します. 私はそれまでハイパー核の実験データの理論的解析からハイパー核の構造や生成過程を研究テーマにしていた, 中性子星研究とは全く接点がありませんでしたが, 高塚さんに誘われて, 2009 年頃から伝統ある「京都ミーティング」に時々参加するようになりました. 「広い見識を持つことは大切だから」ということが誘われた理由のよう

す。また「バリオン力とバリオン物質」(盛岡市, 2004年11月)をはじめ, 「核と人と宇宙」(花巻市, 2014年6月)など, いろいろな機会に(温泉)研究会にもお誘い頂きました。さらに学会や研究会・国際会議でお会いする毎に, いつも励まして頂きました。中性子星の話をもっと伺いたかったのに残念ではありません。高塚さんのご冥福を心からお祈りいたします。

参考文献

- [1] P. B. Demorest, *et al.*, Nature **467** (2010) 1081;
J. Antoniadis, *et al.*, Science **340** (2013) 1233232.
- [2] J. M. Lattimer, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **62** (2012) 485.
- [3] S. Nishizaki, Y. Yamamoto, and T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **105** (2001) 607; **108** (2002) 703.
- [4] 原田融, 日本物理学会誌 **73** (2018) 542.
- [5] E. Friedman and A. Gal, Phys. Rep. **452** (2007) 89.
- [6] T. Harada, S. Shinmura, Y. Akaishi, and H. Tanaka, Nucl. Phys. A **507**, 715 (1990).
- [7] T. Harada and Y. Hirabayashi, Nucl. Phys. A **759** (2005) 143; Nucl. Phys. A **767** (2006) 206 .
- [8] T. Inoue (HAL QCD Collaboration), PoS INPC2016 (2016) 277.
- [9] H. Noumi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 072301; **90** (2003) 049902(E);
P. K. Saha, *et al.*, Phys. Rev. C **70** (2004) 044613.
- [10] T. Harada, R. Honda, and Y. Hirabayashi, Phys. Rev. C **97** (2018) 024601.
- [11] T. Nagae, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1605.
- [12] T. Harada, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5287; Nucl. Phys. A **672** (2000) 181.
- [13] K. Nakazawa, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2015** (2015) 033D02.

格子 QCD による YN 相互作用

井上貴史 日本大学生物資源科学部

2019 年 8 月 22 日

概要

本報告書では、まず、強い相互作用の基礎理論である量子色力学 (QCD) から出発して得られたハイペロン相互作用を紹介する。続いて、それを応用して得られた核物質中のハイペロンの一体ポテンシャルを紹介する。最後に、中性子星のハイペロン問題への挑戦とその展望について述べる。

1 導入

従来、ハイペロン相互作用はクォーク模型や中間子交換模型などの有効模型による研究が盛んになされて来た [1, 2, 3]。これらの模型には実験データに合わせるパラメータが含まれており、その意味では現象論であるが、データが大幅に不足しているため、理論による予言でもあり、また、大きな不定性が残っているとも言える。実験データが不足しているのは、ハイペロンが短寿命で散乱実験が困難だからである。現時点では、 Λ ハイペロンと核子の相互作用が Λ ハイパー核の実験データから比較的良好に制限されているが、他のハイペロン、特に Ξ ハイペロンの相互作用については、ほとんど実験的な情報が無いに等しい。しかし、この不足を埋める実験側の取り組みが、近年、急速に進んでおり、今後の進展が期待されている。

一方で、2006 年に、強い相互作用の基礎理論である量子色力学 (QCD) から核力を導出する画期的な方法が開発された [4]。今日では HAL QCD 法と呼ばれるその方法は、格子 QCD の数値計算を利用する。HAL QCD 法は継続的に改良や拡張が加えられ、これまでに多くの成果をあげている [5, 6, 7]。例えば、最近では、八重項バリオン間の全ての S 波相互作用のポテンシャルが、ほぼ物理点での格子 QCD 数値計算によって引き出された [8]。これらの相互作用がどのような特徴を持ち、実在するハイパー核に対してどのような結果を与えるのかは興味深い。

中性子星は超新星爆発によって生じるコンパクトな天体である。太陽と同程度の質量を持ちながら半径は 10 km 程度しかない。クラストと呼ばれる外側の部分では原子核と電子からなり、核と呼ばれる内部では原子核が融けた一様な物質からなると考えられている。中性子星の核の大部分は、高密度のバリオン物質になるが、陽子は電子を伴う為に比率が低く抑えられ、主成分は中性子と考えられている。その物質に中性子を追加するのに必要なエネルギーすなわち化学ポテンシャルは、中性子のフェルミ統計性を反映して、高密度では非常に大きくなっているはずである。従って、中性子星の中心部では、質量が中性子と比べて数百 MeV も大きいにも関わらず、ハイペロンの化学ポテンシャルが中性子のそれを下回ると考えられてきた。つまり、中性子星物質にはハイペロンが混在しているのが常識とされてきた。現象論や有効模型を用いた具体的な計算も、微妙な差を除いて一致してハイペロンの出現を予言し

ている。しかし、2010年に太陽質量の2倍を超える中性子星が発見された事もあり [9]、今はこの常識が再検討されている。なぜなら、ハイペロンが混在すると物質の圧力が下がるので、大きな質量の中性子星を支えるのは難しいからである。これを「中性子星のハイペロン問題」と言う。

中性子星のハイペロン問題を解く鍵はハイペロン相互作用である。バリオン物質中のハイペロンの化学ポテンシャルは、ハイペロンと物質との相互作用で決まるからである。次節では、格子 QCD の数値計算から引き出したハイペロン相互作用を紹介する。物質中の粒子のエネルギー $E(k)$ は運動エネルギー $T(k)$ と一体ポテンシャル $U(k)$ の和で表され、粒子の化学ポテンシャル μ は質量 M と一体ポテンシャル $U(0)$ の和で与えられる。次々節では、格子 QCD ハイペロン相互作用を用いて計算した、ハイペロンの一体ポテンシャル $U_Y(k)$ を紹介する。最後の節では、中性子星のハイペロン問題へ挑戦し、今後の展望を述べる。

2 格子 QCD によるハイペロン相互作用

量子色力学からハドロン相互作用を引き出す HAL QCD 法は次の様に行う。(1) 格子 QCD でハドロン 2 体系の数値シミュレーションを行い、空間相関を含んだ 4 点関数を測定する。(2) 4 点関数に含まれている散乱観測を再現する様に、ハドロン相互作用のポテンシャルを定義し導出する。この方法によって、原理的には全てのハドロン相互作用を QCD から引き出す事ができる。我々は昨年までに、八重項バリオン間の全ての S 波相互作用に対して、ポテンシャルを導出した。測定に用いたゲージ配位は「京配位」と呼ばれるもので、クォーク質量がほぼ現実的であり、ハドロンの質量もほぼ現実世界の値と一致している [10]。例えば、 π 中間子は 146 MeV、核子は 958 MeV、 Λ ハイペロンは 1140 MeV である。代表として、得られたポテンシャルの内の、ストレンジネス $S=-2$ を持つバリオン間の部分を図 1 に示す。 $S=-2$ バリオン間にはこれらの他にアイソスピン $I=2$ を持つ $\Sigma\Sigma^1S_0$ 相互作用もあるが省略している。この図では演算子基底のポテンシャル $V_C(r)$ と $V_T(r)$ を示している。誤差棒はモンテカルロ計算に伴う統計誤差をジャックナイフ法で見積もったものである。これらのポテンシャルは、実験データを一切使わずに、QCD のみに基づいた、純粋な理論予言である。

これらのポテンシャルを眺めていても、ハイペロン相互作用の本質的な特徴を捉えるのは難しい。良く知られているように、フレーバー SU(3) 対称性が厳密であれば、八重項バリオンの全ての対は、次の様に 6 種類の多重項に分類できる。

$$8 \times 8 = 27 + 8s + 1 + 10^* + 10 + 8a \quad (1)$$

右辺の最初の 3 つは対称な規約表現で、残りの 3 つは反対称な規約表現である。この対称性が厳密なときは、S 波の相互作用も独立な 6 種類に帰着される。現実世界においては、フレーバー SU(3) 対称性は厳密には成り立っていないが、近似的に良く成り立っている。我々が数値計算を行った「京配位」においても、フレーバー SU(3) 対称性は良く成り立っている。従って、図 1 に示したバリオン基底のポテンシャルを規約表現基底に回すと、表現対角なポテンシャルが 6 種類得られ、表現非対角なポテンシャルはほぼゼロになる。バリオン間 S 波相互作用の本質は、この表現対角な 6 種類のポテンシャルに見ることができる。表現基底ポテンシャルの図は参考文献の [11] にあるのでここでは省略する。この表現基底のポテンシャルは $S=-2$ バリオン間ポテンシャルから回して作ったものであるが、フレーバー SU(3) 対称性が厳密であれば、全てのストレンジネスで共通である。この共通性を利用すると、表現基

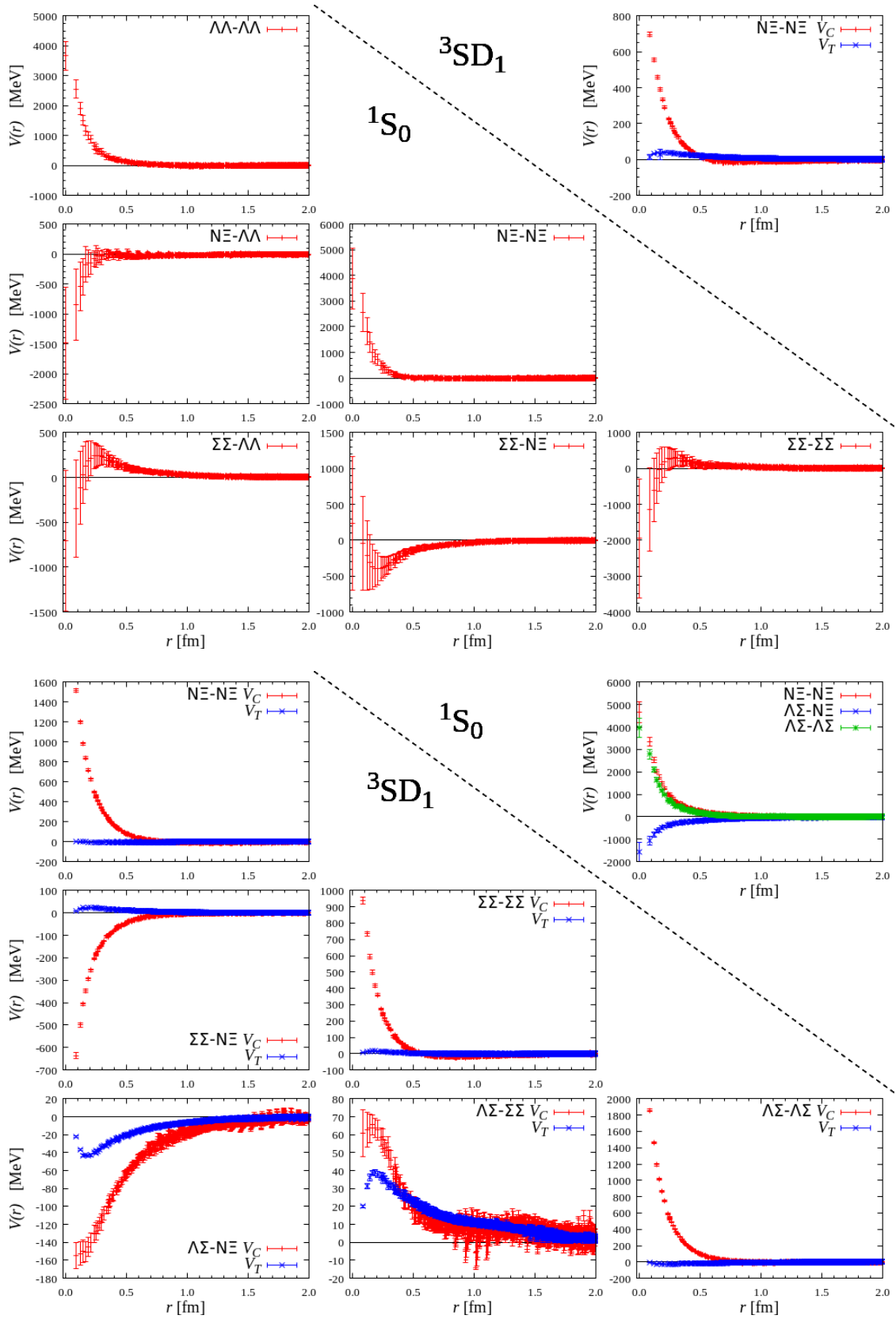


図1 ストレンジネス $S=-2$ を持つバリオン間における S 波相互作用のポテンシャル。上半分にアイソスピン $I=0$ 部分を、下半分に $I=1$ 部分を示している。 $I=2$ の $\Sigma\Sigma\ ^1S_0$ は省略されている。

底ポテンシャルから、 $S=-1$ バリオン間の相互作用、例えば ΛN 相互作用も作る事ができる。

3 核物質中におけるハイペロンの一体ポテンシャル

核物質は核力で相互作用する無限個の核子からなる仮想的な一様物質である。背景に負電荷を想定して、陽子間クーロン相互作用は考慮しない。Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 近似は核物質を扱う伝統的な手法である。我々は、前節で紹介した QCD に基づくハイペロン相互作用と BHF 近似を用いて、核物質中におけるハイペロンの一体ポテンシャルを調べる。

BHF 近似では、核子やハイペロンの一体ポテンシャルは G 行列と呼ばれる行列の要素を足しあげることによって得られる [12, 13, 14]。ここで、G 行列は核物質中のバリオン散乱を記述する行列であり、次の Bethe-Goldstone 方程式の解として得られる。

$$G_{a,b}(\omega) = V_{a,b} + \sum_c \sum_{k,k'} V_{a,c} \langle k, k' \rangle \frac{Q_c(k, k')}{\omega - E_c(k, k') + i\epsilon} \langle k, k' | G_{c,b}(\omega) \quad (2)$$

ここで、 $V_{a,b}$ は相互作用ポテンシャルであり、結合チャンネル空間の行列になっている。また、 $Q(k, k')$ はパウリ排除の因子 (の角度平均) である。ここで、 $E_c(k, k')$ は中間状態のバリオン対のエネルギーであるが、それぞれのバリオンの一体ポテンシャルを含んでいる。つまり、BHF の方程式は複雑な連立方程式系になっているので、G 行列と一体ポテンシャルが自己整合になるまで、反復法で解かれる。

ここでは 2 つの代表的な核物質、すなわち、純粋中性子物質 (Pure Neutron Matter) と対称核物質 (Symmetric Nuclear Matter) を考える。核力ポテンシャルには実績のある現象論を用いる。具体的には Argonne V18 の 2 体核力 [15] に Urbana IX の 3 体核力 [16] を加えて核子の一体ポテンシャルを計算し利用したが、ハイペロン一体ポテンシャルの結果は現象論的核力の選択にほとんど依存しない。ハイペロン相互作用には、前節で紹介した、我々が HAL QCD 法で QCD から引き出した結果を使う。ストレンジネス $S=-1$ の部分は、前節の最後で述べた、フレーバー SU(3) 対称性を利用したものである。ただし、格子 QCD ハイペロン相互作用は S 部分波についてしか求まっていないので、ハイペロン一体ポテンシャルの計算も S 部分波の寄与のみになる。それ以外の部分波の寄与は入っていない。バリオンの質量には現実世界の値 $M_N=939$ MeV, $M_\Lambda=1116$ MeV, $M_\Sigma=1193$ MeV $M_\Xi=1318$ MeV を用いる。京配位のバリオン質量を使っても、得られるハイペロン一体ポテンシャルはほとんど変わらない。

図 2 は、得られたハイペロン一体ポテンシャル $U_Y(k)$ を運動量 k の関数として示している。左が純粋中性子物質で、右が対称核物質である。バリオン密度はどちらも標準核密度 $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ である。誤差棒は、我々の相互作用ポテンシャルに含まれる統計誤差が伝搬した誤差である。この図から、QCD と BHF 近似の組み合わせは、標準核密度の対称核物質中に止まったハイペロンについて、中心値で言って、 $U_\Lambda(0) = -28$ MeV, $U_\Sigma(0) = +15$ MeV, $U_\Xi(0) = -4$ MeV と予言する事が分かる。要するに、対称核物質から、 Λ ハイペロンと Ξ ハイペロンは引力を受け、 Σ ハイペロンは斥力を受ける。QCD に基づいて得られた Λ ハイペロンの引力は、現実世界の Λ ハイパー核の存在と整合している。値の -28 MeV も、実験データからの示唆、約 -30 MeV とよく一致している。近年の実験データから、 Σ ハイペロンについては、 20 MeV 程度の斥力が示唆されている。我々の QCD に基づいた結果はそれとよく一致している。我々の計算結果は Ξ ハイペロンに弱い引力を予言しているが、これは最近に発見された Ξ ハイパー核の存在と整合している [17]。この様に、純粋に QCD から出発したハイペロン一体ポテンシャル

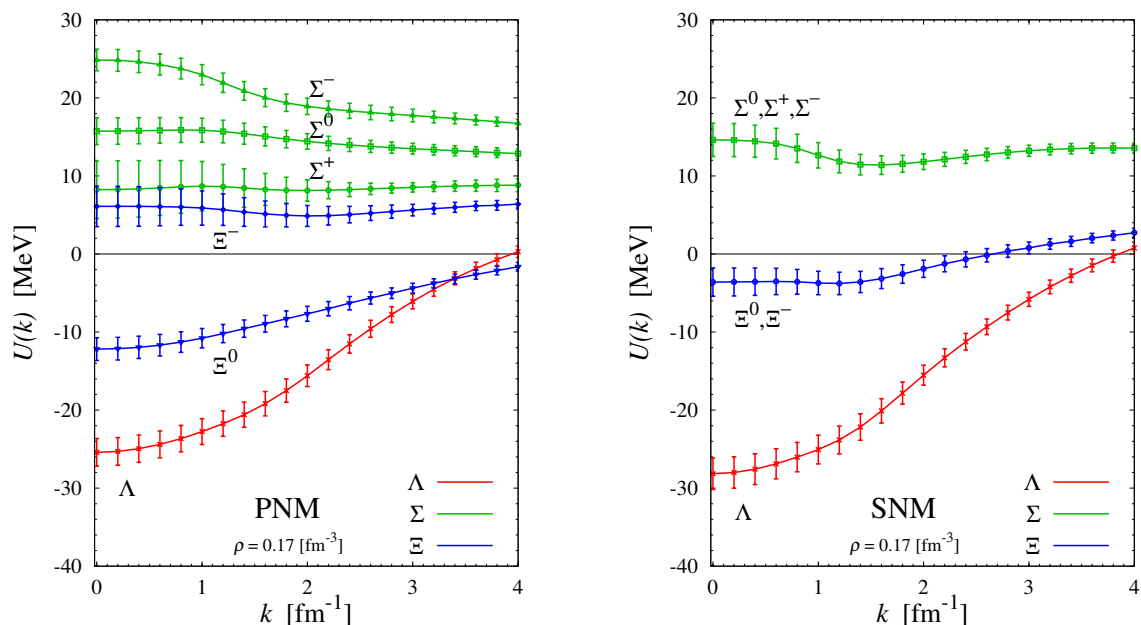


図2 核物質中のハイペロンの一体ポテンシャル $U_Y(k)$ 。左は純粋中性子物質 (PNM) の結果。右は対称核物質 (SNM) の結果。バリオン密度はどちらも標準核密度。

ルの結果は、幾つかの大胆な簡単化をした割には、全体的に実験の結果と良く一致している。

4 中性子星のハイペロン問題への挑戦と展望

中性子星物質の標準的な描像は、多数の中性子と、少数の陽子と電子と μ 粒子からなる、電気的中性かつ化学平衡 (弱い相互作用によるベータ崩壊と逆ベータ崩壊の平衡) な様な物質である。つまり、バリオン物質な成分は純粋中性子物質に近い非対称核物質である。陽子の比率は密度とともに上昇する。現象論的核力の選択にも依るが、標準核密度で 5% 程度、4 倍の標準核密度で 15% 程度になる。

図3は、標準的な中性子星物質におけるハイペロンの化学ポテンシャルを密度の関数とした示したものである。比較の為に中性子の化学ポテンシャルも載せている。化学ポテンシャルの原点は核子の質量にとっている。これらの化学ポテンシャルは、BHF 近似で計算した一体ポテンシャルから求めたものである。前節と同様に、核力には現象論を、ハイペロン相互作用には QCD から導出したものを用いている。従って、ハイペロンの化学ポテンシャルには、S 部分波相互作用の寄与しか入っていない。高密度ほど高角運動量部分波の相互作用の寄与が無視できなくなると考えられる。ハイペロン化学ポテンシャルの点線部分は、低密度で有効な S 部分波のみの計算を、そのまま高密度まで行った結果である。

電荷中性のハイペロンは、化学ポテンシャルが中性子の化学ポテンシャル μ_n を下回ると出現する。負の電荷を持つハイペロンは、電気的中性を保ちつつ中性子を 1 つ陽子に換える事が可能なので、そのぶん有利であり、化学ポテンシャルが $2\mu_n - \mu_p$ を下回ると出現する。図3の点線部分を採用すると、標準核密度の 3 倍付近から中性子星物質にハイペロンが出現し始める。

不十分な理論計算の結果に基づいているので、上の予想はあまり信頼できない。中性子星のハイペロン問題を解決するには、高密度における不確定なハイペロン化学ポテンシャルを、基礎理論 QCD に基づいて確定しなければならない。ここで行った計算に対しては、少なくとも、P 部分波相互作用を取り

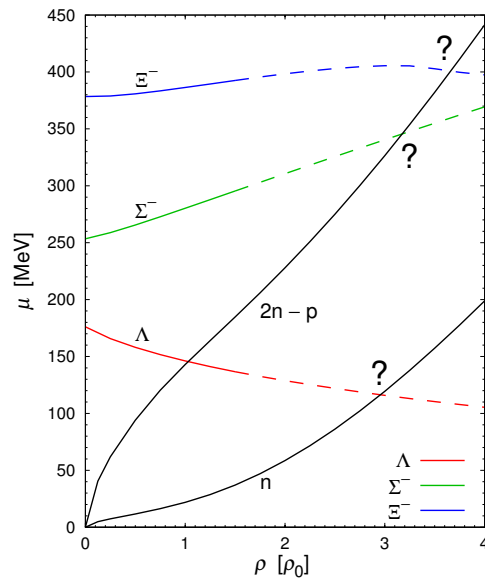


図3 標準的な中性子星物質におけるバリオン化学ポテンシャルの比較。化学ポテンシャルの原点は核子質量。

入れる必要がある。また、フレーバー SU(3) 対称性の小さな明示的破れも重要かもしれない。バリオン間 P 波相互作用については、我々は既に HAL QCD 法を使って導出する技術を開発しており、クォークが重い世界でテストもしている [18]。その結果、フレーバー・スピン依存性など、興味深い性質を明らかにした。一方で、バリオン間 P 波相互作用を QCD から引き出すコストは非常に高く、クォークが現実的に軽い物理点の近辺で実行する事は、スーパーコンピュータ「京」の性能では不可能と言う事も判った。幸いにも日本では、次世代の大型計算機「富岳」の製造が進んでおり、2021 年に本格稼働が予定されている。我々は「富岳」を使って、物理点でバリオン間 P 波相互作用を導出したいと考えている。そして、その結果を使って、中性子星のハイペロン問題に再挑戦したい。また、「富岳」を使えば、物理点で、応用に十分な精度で核力を導出する事も期待できる。今回は現象論的核力を用いたが、将来は全てのバリオン間相互作用に QCD から引き出した結果を使って、中性子星物質の研究を行いたい。また、バリオン無限系の理論も、BHF 近似を越えた、より正確な理論に切り替えたいと考えている。それらの研究を通して最終的に、中性子星の謎をミクロな立場から解明したい。

謝辞

高塚先生の突然の訃報をととても残念に思っています。私が中性子星の物理に、特にハイペロン問題に興味を持ったのは、高塚先生の学会講演を聴いたのが始まりでした。その後も、先生からは集中講義や論文を通して多くを学ばせていただきました。ここに感謝を表します。

この研究は HAL QCD Collaboration の下で行われました。メンバーに感謝します。ゲージ配位の生成に対して PACS Collaboration に感謝します。データ保存場所の提供に対して JLDG team [19, 20] に感謝します。格子 QCD 数値計算は、RIKEN R-CCS の京コンピュータ (hp120281, hp130023, hp140209, hp150223, hp150262, hp160211, hp170230) と、RIKEN Wako の HOKUSAI GreatWave (G15023, G16030, G17002) と、筑波大学の HA-PACS (14a-20, 15a-30) を用いて行われました。本研究は JSPS 科研費 (C)18K03628 の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] M. Oka, K. Shimizu and K. Yazaki, Nucl. Phys. A **464**, 700 (1987).
- [2] Y. Fujiwara, C. Nakamoto and Y. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **76**, 2242 (1996).
- [3] T. A. Rijken, V. G. J. Stoks and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **59**, 21 (1999)
- [4] N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **99**, 022001 (2007); S. Aoki, T. Hatsuda and N. Ishii, Prog. Theor. Phys. **123**, 89 (2010); N. Ishii *et al.* [HAL QCD Coll.], Phys. Lett. B **712** (2012) 437
- [5] H. Nemura, N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda, Phys. Lett. B **673**, 136 (2009);
- [6] T. Inoue *et al.* [HAL QCD Collaboration], Prog. Theor. Phys. **124**, 591 (2010); Phys. Rev. Lett. **106**, 162002 (2011); Nucl. Phys. A **881**, 28 (2012); Phys. Rev. Lett. **111**, 112503 (2013)
- [7] K. Sasaki *et al.* [HAL QCD Collaboration], PTEP **2015**, no. 11, 113B01 (2015)
- [8] T. Doi *et al.* [HAL QCD Collaboration], EPJ Web Conf. **175**, 05009 (2018), H. Nemura *et al.* [HAL QCD Collaboration], EPJ Web Conf. **175**, 05030 (2018), K. Sasaki *et al.* [HAL QCD Collaboration], EPJ Web Conf. **175**, 05010 (2018), N. Ishii *et al.* [HAL QCD Collaboration], EPJ Web Conf. **175**, 05013 (2018).
- [9] P. Demorest, T. Pennucci, S. Ransom, M. Roberts and J. Hessels, Nature **467**, 1081 (2010)
- [10] K.-I. Ishikawa *et al.* [PACS Collaboration], PoS LATTICE **2015**, 075 (2016)
- [11] Takashi Inoue for HAL QCD Collaboration, AIP Conference Proceedings 2130, 020002 (2019)
- [12] M. Baldo, G. F. Burgio and H. J. Schulze, Phys. Rev. C **61**, 055801 (2000)
- [13] M. Kohno and Y. Fujiwara, Phys. Rev. C **79**, 054318 (2009)
- [14] Y. Yamamoto, T. Furumoto, N. Yasutake and T. A. Rijken, Phys. Rev. C **90**, 045805 (2014)
- [15] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks and R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995)
- [16] J. Carlson, V. R. Pandharipande and R. B. Wiringa, Nucl. Phys. A **401**, 59 (1983).
- [17] K. Nakazawa *et al.*, PTEP **2015**, no. 3, 033D02 (2015).
- [18] N. Ishii *et al.* [HAL QCD Collaboration], PoS LATTICE **2013**, 234 (2014).
- [19] Japan Lattice Data Grid, <http://www.jldg.org/jldg/>
- [20] T. Amagasa *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **664**, no. 4, 042058 (2015).

ハイペロン・パズルとクォーク模型によるバリオン3体系考察

鈴鹿高専 仲本 朝基

1. 高塚さんとの些細な交流

高塚龍之さんと私は、研究面においても特に深い交流があったわけではありませんが、高塚さんをご高名でありながらその飾らないお人柄で、研究会などで一緒になった我々にもよく声をかけていただきました。これまでも2度、移動中に偶然一緒になってお話をさせていただきました。1度目は2006年のKEK研究会において、宿舎から研究会会場へ向かう道中で、当時からお悩みだったハイペロン・パズルの解決策として、クォーク・パウリ効果は考えられないか?とご質問されたと記憶しています。その時に、私の研究内容が、中性子星研究にも繋がっているんだ、と、初めて自覚した瞬間でもありました。2度目は2013年に広島で開催された物理学会において、学会会場からある祝賀会の会場への移動の途中でした。その時に私が、クォーク模型による3体力の研究に着手したことを告げたら、

「それは、一度は是非、検証しておく必要があるね」

とのお言葉をいただき、背中を押していただいたことが印象に残っています。

私の研究も道半ばで、途中経過報告という形ではありますが、この研究会の講演概要として、以下にご報告させていただきます。

2. 背景と方針

中性子星内部にハイペロン相が現れると状態方程式が軟化し、観測されるような中性子星質量を支えられなくなるというハイペロン・パズルについては、高塚さんの問題提起以来、多くの研究がなされた現状においても、未だに決定的な解決には至っていない。その解決に向けて有望な候補の一つが、斥力的3体力の効果であるが、その起源が問題となる。

ここでは、クォーク模型の立場から3体効果について検証してみたい。クォーク模型によるアプローチの利点としては、バリオン多体系の記述を模型の枠組みにおいて統一的に取り扱えること、そしてパウリ効果や各種相互作用の効果を独立に評価できる点にある。本研究では、この利点を最大限に活用する。

3. 3バリオン系におけるクォーク・パウリ効果

まず考えられる斥力効果として、運動学的効果、すなわちパウリ効果がある。白色矮星が電子による縮退圧（電子によるパウリ効果）で支えられていると解釈されるように、本来、中性子星も中性子による縮退圧で支えられるものと考えられるが、それだけで足りないのであれば、更なる下層構造であるクォーク縮退圧、すなわちクォーク・パウリ効果によって支えられている可能性がある。

クォーク・パウリ効果については、3バリオン系における共鳴群法 (RGM) ノルム核の固有値問題を解くことで評価する [1]。この手法の直感的理解として、次のように解釈できる。例として2バリオン系の波動関数

$$\Psi_{B_1 B_2}(1; 2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_{B_1}(1)\Phi_{B_2}(2) - \Phi_{B_1}(2)\Phi_{B_2}(1)] \quad (1)$$

を考えると、 $\langle \Psi_{B_1 B_2}(1; 2) | \Psi_{B_1 B_2}(1; 2) \rangle = 1$ が満たされている。この2バリオン系の波動関数を、6クォーク系の波動関数と解釈して表し直すと、クォーク反対称化演算子 \mathcal{A} を用いて

$$\Psi_{(3q)_1(3q)_2}(123; 456) = \mathcal{A} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} [\Phi_{(3q)_1}(123)\Phi_{(3q)_2}(456) - \Phi_{(3q)_1}(456)\Phi_{(3q)_2}(123)] \right\} \quad (2)$$

となり、この場合の overlap

$$\langle \Psi_{(3q)_1(3q)_2}(123; 456) | \Psi_{(3q)_1(3q)_2}(123; 456) \rangle = \mu \quad (3)$$

を計算すると、 μ は必ずしも 1 にはならない。これはすなわち、クォークを反対称化したことによる効果であり、クォーク・パウリ効果である。とりわけ μ が正確に 0 であれば、そのような2バリオン系は6クォーク配位の観点から考えると存在確率が0、つまりパウリ禁止状態を意味する。 μ が正確に0ではなくても、1よりずっと小さい0に近い値を持つような2バリオン系も存在確率が小さいため、そのような系は実現しにくいはずである（このような系は almost Pauli-forbidden state と呼ばれ、ここでは準パウリ禁止状態と呼ぶことにする）。これはあたかも斥力ポテンシャルをもつ系の波動関数と同じような振舞いであることから、クォーク・パウリ効果による斥力と解釈できるが、この構造的斥力効果は、相互作用ポテンシャルにおける引力の有無に関わらず、支配的であることが2バリオン間相互作用の研究からわかっている。

今、各バリオンにおいてカラー1重項を仮定した $(0s)^9$ 動径波動関数をもつスピン S 、ハイパーチャージ Y 、アイソスピン I の3バリオン系における固有値方程式

$$\sum_{B'_1 B'_2 B'_3} \left\langle \Psi_{SYI}((0s)^9 : B_1 B_2 B_3) \left| \frac{1}{6} \mathcal{A} \right| \Psi_{SYI}((0s)^9 : B'_1 B'_2 B'_3) \right\rangle C(SYI; B'_1 B'_2 B'_3) = \mu_{SYI} C(SYI; B_1 B_2 B_3) \quad (4)$$

を解く。 \mathcal{A} は反対称化演算子

$$\mathcal{A} = [1 - 9(P_{36} + P_{69} + P_{93}) + 27(P_{369} + P_{396}) + 54(P_{36}P_{59} + P_{69}P_{83} + P_{93}P_{26})] \times \sum_{P=1}^6 (-1)^{\pi(P)} \mathcal{P} - 216P_{26}P_{59}P_{83} \quad (5)$$

で、クォーク置換演算子 P_{ij} は i 番目のクォークと j 番目のクォークの置換を、 P_{ijk} は i, j, k 番目のクォーク間に跨った置換を意味する。その他の各記号の説明や計算方法等の詳細については文献 [1] に譲る。

計算結果から、準パウリ禁止状態である系は、 $S = \frac{1}{2}$ 系においては $\Sigma NN(I=2)$ すなわち Σ^-nn 、 $\Sigma\Sigma N(\frac{5}{2})$ すなわち $\Sigma^- \Sigma^-n$ 、 $\Xi\Xi\Lambda - \Xi\Xi\Sigma(0)$ 、 $\Xi\Xi\Xi(\frac{1}{2})$ の各系、 $S = \frac{3}{2}$ 系においては $\Sigma NN(1)$ 、 $\Sigma\Sigma N - \Sigma\Lambda N(\frac{3}{2})$ 、 $\Xi\Sigma N(2)$ すなわち $\Xi^- \Sigma^-n$ 、 $\Xi\Xi\Lambda(0)$ 、 $\Xi\Xi\Sigma(1)$ の各系だけであることがわかった。つまり、ハイペロンを含む最も低い閾値をもつ ΛNN 系が準パウリ禁止状態になっていない状況では、クォーク・パウリ効果だけでは、中性子星内部におけるハイペロン混在時の強い斥力的効果は期待できない、ということが言える。

4. Interaction kernel の評価

運動学的斥力効果が期待できないため、次に動力的効果について検討する。2バリオン系において重要な短距離斥力の起源となったカラー磁気項 $\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \delta(r)$ 及びカラー電気項 $\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c \delta(r)$ の定性的振る舞いに注目する。ここで λ_i^c はカラーSU(3)演算子、 $\boldsymbol{\sigma}_i$ はスピンSU(2)演算子である。定性的な特徴を調べるために、我々は以下のようなRGM exchange kernel

$$K^{(E)} = K_V^{(E)} - (\epsilon_{B_1}^V + \epsilon_{B_2}^V + \epsilon_{B_3}^V) K_1^{(E)}, \quad (6)$$

$$K_V^{(E)}(\vec{R}_a, \vec{R}_b; \vec{R}'_a, \vec{R}'_b) = \frac{1}{6} \left\langle \Psi_{S_a S_z I_z}(B_1 B_2 B_3, v) \delta(\vec{R}_{B_1 B_2} - \vec{R}_a) \delta(\vec{R}_{B_1 B_2 - B_3} - \vec{R}_b) \right. \\ \left. \times \left[V \left[\mathcal{A} - \sum_{P=1}^6 (-1)^{\pi(P)} \mathcal{P} \right] \right] \Psi_{S_a S_z I_z}(B_1 B_2 B_3, v) \delta(\vec{R}_{B_1 B_2} - \vec{R}'_a) \delta(\vec{R}_{B_1 B_2 - B_3} - \vec{R}'_b) \right\rangle$$

のdiagonal element を評価する。ここで $V = \lambda_i^c \cdot \lambda_j^c \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \delta(r)$ 及び $\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c \delta(r)$ 、 $K_1^{(E)}$ はRGM exchange norm kernel、 ϵ_B^V は V によるバリオン内部エネルギーへの寄与である。この計算に含まれる唯一のパラメータである調和振動子パラメータ b に対しては標準的な0.60 fmを採用する。

我々が関心を持つのは3体効果であるので、(5)式の3体に跨る項(P_{369} 以降の項たち)を通してkernelに寄与する効果のみを調べる。ただし、RGM exchange kernelは(7)式からわかるように本来non-localであり、相対波動関数を掛けてバリオン間相対距離について積分されたものが、いわゆる有効ポテンシャルとみなされるべきものであるため、kernelの段階ではsingularになる項が幾つか現れる。そういった項の寄与は大きい可能性が予想されるが、ここではそれらの項を除外したものについてのみを評価対象とする。

$NNN(I = \frac{1}{2})$ 、 ΛNN 、 Σ^-nn 、 Ξ^-nn 系における、これら相互作用を合算した結果をFigure 1に示す。横軸のR(fm)は、3バリオンが正三角形の配置になっているときのバリオン間距離である。これらから言えそうなことは、3バリオン系依存性が大きい、ということである。このことは、文献[2]において、カラー磁気項が3バリオン系に依存せず常に斥力的であるとの主張とは異なる結果であるが、文献[2]の計算は、3バリオン系での期待値を求めたもので、2バリオン間相互作用からの寄与が含まれており、純粋な3体バリオン間力の評価にはなっていないものと思われる。いずれにしろ我々の計算においても、結論を出すためには、singularな項の寄与を調べる必要がある。

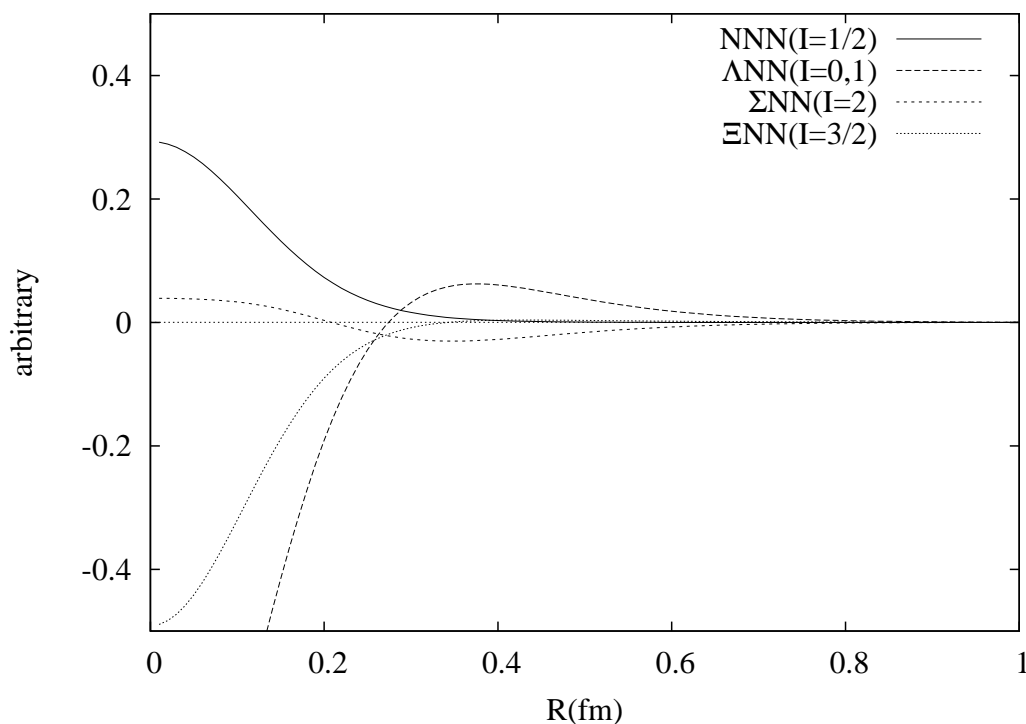


Figure 1: 全スピン $S = \frac{1}{2}$ をもつ 3 バリオン系の正三角形配置における RGM exchange kernel の diagonal element を示す。実線が $NNN(I = \frac{1}{2})$ 系、長破線が $\Lambda NN(0, 1)$ 系、短破線が $\Sigma NN(2)$ すなわち $\Sigma^- nn$ 系、点線が $\Xi NN(\frac{3}{2})$ すなわち $\Xi^- nn$ 系である。

5. まとめ

ハイペロン・パズルの解決に向けて、クォーク模型によるバリオン 3 体効果について調べた。クォーク・パウリ効果による構造的な斥力効果の有無について調べた結果、 Σ を含む 3 バリオン系については準パウリ禁止状態が多く見つかったが、ハイペロンを含む最も閾値が低い ΛNN 系においては確認されなかった。カラー磁気項及びカラー電気項によるクォーク間相互作用の 3 体効果への寄与について（一部の主要と思われる項を除き）調べた結果、3 バリオン系に大きく依存するよう思われた。

高塚龍之さんのご冥福を祈るとともに、故人の悲願であったハイペロン・パズルの解決へ向けて今後も精進していきたいと思ひます。

References

- [1] C. Nakamoto and Y. Suzuki, “Quark-Pauli effects in three octet-baryons”, Phys. Rev. C **94**, 035803 (2016).
- [2] Aaron Park, Woosung Park, and Su Hounng Lee, “Tribaryon configurations and the inevitable three nucleon repulsions at short distance”, Phys. Rev. D **98**, 034001 (2018).

重イオン衝突と中性子星

— ハドロン相関とハドロン間相互作用を中心に —

京都大学・基礎物理学研究所 大西 明

1 高塚さんと中性子星の物理

高塚さんからは中性子星について多くを学ばせていただきました。高塚さんとは大学院生の頃(1987-1992)からお会いしており、私がストレンジネス核物理・中性子星の物理を研究するようになってから頻りに議論させてもらうこととなりました。私が現象論的な相互作用・状態方程式を使って研究するスタイルであったため、核力から出発する研究を進めてこられた高塚さんからは、しばしば「いきなり現象論的な状態方程式を用いても、結果は信用できない」とコメントをいただくなど、「かわいがって」もらっていました。新学術領域科研費研究の「中性子星核物質」(代表:田村裕和・東北大学)では理論班(代表:大西)の連携研究者として参加していただき、新学術の研究会にはほとんど参加していただきました。議論していただいたこと、および長年の貢献に改めて感謝したいと思います。

高塚さんの中性子星物理への大きな問題提起には、普遍的な3バリオン斥力が存在するはずである [1]、最大質量とともに冷却についても同時に説明できなければ、ハイペロン・パズル問題は解決したことにならない [2] の2つがあります。これらの問題提起にはいまだに理論的な解決がみられておらず、今後も研究を進めるべき高塚さんからの宿題といえるでしょう。

さて、武藤さんから頂いたお題は「重イオン衝突と中性子星」です。ともに高密度物質の状態方程式(EOS)探索を大きな目標とする課題であり、古くから重イオン衝突データとコンパクト天体現象観測から推測されるEOSの比較が行われてきました。ただし高エネルギー重イオン衝突ではほぼアイソスピン対称な高温物質が作られる、中性子星コアでは低温・アイソスピン非対称物質からなる、などの違いがあります。この温度と非対称度の違いと重イオン衝突の非平衡性のため、重イオン衝突データからコンパクト天体現象に用いる状態方程式を直接的に引き出すことは容易ではなく、また相転移の次数などの性質も変わる可能性があります。例えばRHICのビームエネルギー走査実験(BES)では10 GeV程度の衝突エネルギーにおいて負の側方フローが観測されており、状態方程式の軟化を示す(1次相転移の可能性を示唆する)[3]ののですが、非対称度の大きな中性子星物質では重い中性子星を支えるため、高塚さんが提案したように [4]、クロスオーバー転移のように軟化を起こさない状態方程式が好ましいと考えられるようになってきています。

一方、 $2\rho_0$ 程度までの密度における非対称度の違いから現れるエネルギー(対称エネルギー)については世界的に実験・理論研究が進んでおり [5]、中性子星物質の理解に大きな役割を果たします。例えば現在までの原子核データから制限された対称エネルギーから求めた典型的な質量($1.4M_\odot$)の中性子星半径は、重力波観測から制限された半径と中心値・誤差ともに同程度であり、地上実験と天体観測の両面からさらに制限することが目指されています。最近の重イオン衝突を用いた研究では、中性子過剰核衝突からのパイ中間子比(π^-/π^+ 比)が高密度($\rho \sim 2\rho_0$)での対称エネルギーのよいプローブとなるとの指摘があります [6]。ただし高密度対称エネルギーと π^-/π^+ 比の相関は直接的ではなく、これも今後明らかにすべき課題の一つといえます [7]。

こうした高密度核物質のEOSを直接探る研究に加えて、高密度物質状態方程式を理論的に調べる上で不可欠となるハイペロン-核子、ハイペロン-ハイペロン相互作用を重イオン衝突からのハドロン相関関数を使って調べることが近年可能となってきました。今回はこのハドロン相関関数とハドロン間相互作用について報告させていただきました。

2 ハドロン相関関数で探るハドロン間相互作用

重イオン衝突や高エネルギーの陽子-陽子、陽子-原子核衝突では、1 event で多くのハドロンが生成され、その生成量については温度・化学ポテンシャル・体積で与えられる統計モデルにより精度よく記述できることが知られています。それぞれのハドロンが統計的に(独立に)作られる場合には、終状態の2粒子相対波動関数によって2粒子の相関が生まれます。

$$C(\mathbf{q}) = \frac{N_{12}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)}{N_1(\mathbf{p}_1)N_2(\mathbf{p}_2)} \simeq \int d\mathbf{r} S(\mathbf{r}) |\varphi_{\mathbf{q}}(\mathbf{r})|^2 \quad (1)$$

ここで N_{12} は2粒子を同時に観測する確率、 N_1, N_2 は独立に観測する確率、 $S(\mathbf{r})$ は生成点間の相対距離の分布関数、 $\varphi_{\mathbf{q}}(\mathbf{r})$ は終状態の相対運動量が \mathbf{q} の場合の相対波動関数です。この公式は同種粒子の場合に波動関数が(反)対称化されることを用いて、粒子源の大きさを測るために広く持ちいられてきました。一方で粒子源の性質が分かっている場合には、波動関数の情報が得られることとなります。

こうした考え方に基づいて、近年高エネルギー原子核衝突からの相関関数が $\Lambda\Lambda, p\Xi^-, p\Omega, K^-p$ などの様々なハドロン対について観測されてきました。こうしたハドロン間の相互作用は、相互作用から出発して高密度物質のEOSを求めるため、特にハイペロン・パズル(ハイペロンを含む物質のEOSでは観測されている重い中性子星 ($M \simeq 2M_{\odot}$) を支えられない)を解決する上で必要ですが、散乱実験は極めて困難です。 $\Lambda\Lambda, N\Xi$ 相互作用についてはダブル・ハイパー核、 Ξ 核生成実験により情報は得られますが、実験の統計では相関関数が有利と思われます。

これまでの研究で、我々は (K^-, K^+) 反応と重イオン衝突での $\Lambda\Lambda$ 相互作用研究の提案 [8, 9] を出発点として、 $\Lambda\Lambda$ [10, 11] (実験 [12, 13])、 $p\Xi^-$ [14] (実験 [15])、 $p\Omega^-$ [16, 17] (実験 [18])、 K^-p [11, 19, 20] 等のハドロン相関について調べてきました。どのハドロン対についても相互作用を正確に決めるには至っていませんが、RHIC-STAR, LHC-ALICE, HADES 等の複数の実験グループが測定を進め、格子QCD [21] やカイラル動力学 [22] からのハドロン間相互作用をこれまでとは別の観測量でその妥当性を確認することができている等、ハドロン間相互作用研究の新たな方向性を拓けたのではないかと考えています。

3 まとめ

重イオン衝突と中性子星の物理はこれからも高密度核物質研究の2つの柱として、これからも発展していくと期待されます。今回紹介したハドロン相関関数による相互作用の制限は、高塚さんが目指してきた「核力に基づく中性子星の物理」を一歩進められたのではないかと思います。高塚さん、安らかに眠りください。

References

- [1] S. Nishizaki, T. Takatsuka and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. **108** (2002) 703.
- [2] T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112** (1993) 27.
- [3] Y. Nara, H. Niemi, A. Ohnishi and H. Stcker, Phys. Rev. C **94** (2016), 034906.
- [4] K. Masuda, T. Hatsuda and T. Takatsuka, Astrophys. J. **764** (2013) 12.
- [5] I. Tews, J. M. Lattimer, A. Ohnishi and E. E. Kolomeitsev, Astrophys. J. **848** (2017), 105.
- [6] B. A. Li, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 192701.
- [7] N. Ikeno, A. Ono, Y. Nara and A. Ohnishi, Phys. Rev. C **93** (2016), 044612 Erratum: [Phys. Rev. C **97** (2018), 069902].
- [8] A. Ohnishi, Y. Hirata, Y. Nara, S. Shinmura and Y. Akaishi, Nucl. Phys. A **670** (2000) 297.

- [9] C. J. Yoon *et al.*, Phys. Rev. C **75** (2007) 022201.
- [10] K. Morita, T. Furumoto and A. Ohnishi, Phys. Rev. C **91** (2015), 024916
- [11] A. Ohnishi, K. Morita, K. Miyahara and T. Hyodo, Nucl. Phys. A **954** (2016) 294.
- [12] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **114** (2015), 022301.
- [13] S. Acharya *et al.* [ALICE Collaboration], arXiv:1905.07209 [nucl-ex].
- [14] T. Hatsuda, K. Morita, A. Ohnishi and K. Sasaki, Nucl. Phys. A **967** (2017) 856.
- [15] S. Acharya *et al.* [ALICE Collaboration], [arXiv:1904.12198 [nucl-ex]].
- [16] K. Morita, A. Ohnishi, F. Etminan and T. Hatsuda, Phys. Rev. C **94** (2016), 031901.
- [17] K. Morita, S. Gongyo, T. Hatsuda, T. Hyodo, T. Iritani, Y. Kamiya, A. Ohnishi, in prep.
- [18] J. Adam *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Lett. B **790** (2019) 490.
- [19] S. Cho *et al.* [ExHIC Collaboration], Prog. Part. Nucl. Phys. **95** (2017) 279.
- [20] Y. Kamiya, T. Hyodo, K. Morita, A. Ohnishi, in prep.
- [21] K. Sasaki *et al.* [HAL QCD Collaboration], EPJ Web Conf. **175** (2018) 05010;
F. Etminan *et al.* [HAL QCD Collaboration], Nucl. Phys. A **928** (2014) 89;
T. Iritani *et al.* [HAL QCD Collaboration], Phys. Lett. B **792** (2019) 284;
S. Gongyo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120** (2018), 212001.
- [22] K. Miyahara and T. Hyodo, Phys. Rev. C **93** (2016), 015201.

微視的理論に基づく核物質の EOS

鷹野正利（早稲田大学先進理工学部物理学科）

1 はじめに

学生の頃、高塚さんの中性子星に関する集中講義（1991年）を受講したことを思い出す。その講義では、まずは G 行列の方法で核物質の通常相が論じられ、「最低次で核力の非中心力の効果が消える」と言う特徴が指摘された。そして次に、スピン軌道力が生きる相として中性子物質の P 波超流動が解説され、またテンソル力が 1 次で生き残る相として、 π 中間子凝縮相の Alternating Layer Spin (ALS) 構造が解説された。そのどちらもが、生の核力の特徴と核物質の相転移との関係が明確に示されており、非常に魅力的であった。

当時私は、生の核力から出発して核物質 EOS を調べ、中性子星等の天体物理学に応用することに興味を持ち、変分法による核物質の研究を推進した。ただし Jastrow 波動関数を仮定したハミルトニアン期待値を計算するクラスター変分法そのものではなく、それを参考にしつつ核物質の一核子当たりのエネルギーを動径分布関数の汎関数として表現する、エネルギー汎関数を用いた変分法を提唱した[1]。このエネルギー汎関数は、動径分布関数の Fourier 変換である構造関数が満足すべき不等式を必ず保証する性質を持つように作成する。そこでまず、スピン・アイソスピンが任意に偏極した一様 Fermi 粒子系において、一般化された構造関数に対する必要条件を導出した[2]。この研究に対して高塚さんからは、これら構造関数の必要条件が、実際の量子多体計算に対してどれだけ実践的な意味があるかを明らかにすべき、との意見をいただいたことを覚えている。それ以来高塚さんには、我々の変分法を用いた核物質、中性子星、超新星物質等の研究に対して、常に貴重な暖かいコメントをいただくこととなった。

2 テンソル力を考慮したエネルギー汎関数を用いた変分法と π 中間子凝縮

我々はエネルギー汎関数を用いた変分法を提唱し、強い短距離引力に斥力芯を持つ原子間力で相互作用する極低温液体 ${}^3\text{He}$ のエネルギー計算に適用して、ある程度妥当な解を得た後、それを一様核物質のエネルギー計算へと適用した。特に 2 体核力は 2 核子のスピン・アイソスピンに依存するだけでなく、テンソル力やスピン軌道力が重要な役割を果たすため、それらを適切に取り扱うためのスピン・アイソスピン依存の中心力的及び非中心力的核子間相関を取り入れる必要があり、エネルギー汎関数の構築は非常に複雑になる。さらに核物質の場合は 3 体核力も無視できないため、そのポテンシャルエネルギー期待値は 3 体分布関数を用いて表現されるが、我々は Kirkwood の仮定に基づき、3 体分布関数を 2 体分布関数と関連づけた。特に 3 体核力の 2π 交換項も核子間のスピン・アイソスピン状態に強く依存しテンソル力も無視できない

ため、テンソル相関も考慮したエネルギー表式は相当複雑化する。

現在得られているエネルギー汎関数は、2体核力として中心力とテンソル力からなる $AV6'$ ポテンシャルを用い、3体核力として現象論的斥力項と 2π 交換項からなる UIX ポテンシャルを用いた核物質ハミルトニアンに対応しており、スピン・アイソスピン依存の動径分布関数とテンソル力型分布関数の汎関数として表される。さらにスピン・アイソスピン依存の中心力的またはテンソル力的構造関数に対する必要条件を自動的に保証する [3]。

このエネルギー汎関数を上記の分布関数について変分し、それらに対する Euler-Lagrange 方程式を導出する。そしてそれを解くことで、十分に最小化された核物質のエネルギーを得る。特に中性子物質に対する計算結果は、これと同じハミルトニアンから出発した Auxiliary Field Diffusion Monte Carlo の計算結果[4]と非常に良く一致する。このことは我々の計算結果の信頼性の高さを示す。

次に Akmal ら (APR) のクラスター変分法による EOS [5]と比較すると、APR で予言される π 中間子凝縮相への1次相転移は、我々の計算では見られなかった。実際 Akmal らは、アイソベクトルのスピン縦応答関数より得られる応答の平均エネルギーの不連続なソフト化を、 π 中間子凝縮への相転移とみなしている。一方我々の計算では、応答の平均エネルギーについて定性的には類似の傾向を得たが、APR のような不連続性は見られない。APR の変分法では限られた変分パラメータ空間内でエネルギーの最小化が行われるのに対し、我々の変分法では十分な最小化が行われる、という違いが、このような結果の遠因かもしれない。一次相転移が起こる際には、ALS 構造のような核子の非一様分布という空間対称性の破れが重要に思われる一方で、APR などの変分計算にはそのような核子の非一様分布の自由度は無いためである。

3 有限温度核物質 EOS と原始中性子星

我々はさらに、Schmidt-Pandharipande (SP)の方法[6]を用いて、この変分法を有限温度核物質へと拡張している。SPの方法では、絶対零度の一様核物質に対するクラスター変分法の拡張によって、有限温度核物質の自由エネルギーが計算されるため、我々の変分法も同様な方法で拡張できる。これを用いれば、超新星爆発、原始中性子星、中性子星連星合体などに適応できる核物質 EOS が作成できるであろう。

そこで手始めとして、2体核力として中心力成分だけから成る $AV4'$ ポテンシャルを、3体核力として UIX ポテンシャルの現象論的斥力項のみを用いて、中性子物質および対称核物質の1核子当たりのエネルギーを求め、さらに SPの方法によって有限温度へと拡張し、対応する1核子当たりの自由エネルギーを求めた。次にそれらを陽子混在度について内挿することで非対称核物質の1核子当たりの自由エネルギーを求めた。そして低密度で核子がクラスターを形成する領域に関しては、Togashi EOS [6]を代用した。以上の核物質 EOS にニュートリノを含むレ

プトンを混合させ、レプトン混在度 Y_l とエントロピー S が一定の、静的原始中性子星の構造計算を行った。但し3体核力の斥力部分は現象論的であるため、その強度を変化させ、原始中性子星構造への影響を調べた。結果を図1に示す。3体斥力が原始中性子星の構造に大きく影響することが読み取れる。

今後は、より現実的な核力を用いた核物質 EOS の精密化と、その中性子星への適用を目指す。

4 おわりに

学生の頃に受講した高塚さんの集中講義に紹介されてきている通り、おそらく核子多体系の相転移の可能性は、ほぼ全て高塚さんに提唱し尽くされているように思われる。そこで後に続く我々が目指すべきなのは、それらの相転移が本当に実現するかどうか、さらに信頼性を高めた理論計算によって検証することだと思われる。未だに通常相核物質 EOS 計算で苦勞しているのが現状であるが、是非変分法による ALS 構造の検証などにも辿り着きたい。

なおこの研究は、富樫甫（九大理）、横田玲子、小路薫（早大先進理工）との共同研究で行われている。また早稲田大学特定課題 2019C-255, 2019R-040, 2018B-183 の助成を受けたものである。

高塚さんには、私が学生の頃から様々なご指導をいただき、大変お世話になりました。変分法での核物質 EOS 研究を進展させてゆく際、他に類似の研究をしている方々が少ない中、高塚さんに常に気にかけていただき、励まし続けていただいたことは、私自身の大きな支えとなりました。高塚さんの優しい笑顔が今でも思い出されます。高塚さん、本当にありがとうございました。

References

- [1] M. Takano and M. Yamada Prog. Theor. Phys. 91 (1994) 1949.
- [2] M. Takano and M. Yamada, Prog. Theor. Phys. 88 (1992) 1131.
- [3] K. Shoji, et al., in preparation.
- [4] A. Lovato, et al., Phys. Rev. C83 (2011) 054003.
- [5] A. Akmal, et al., Phys. Rev. C58 (1998) 1804; A. Akmal et al., Phys. Rev. C56 (1997) 2261.
- [6] K. Schmidt and V. A. Pandharipahde, Phys. Lett. B87 (1979) 11.
- [7] H. Togashi, et al., Nucl. Phys. A961 (2017) 78.

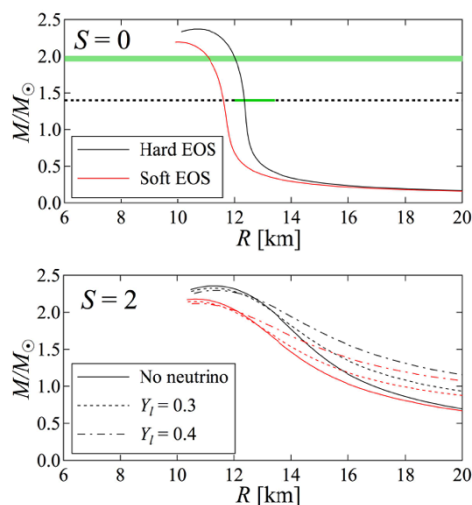


図1：原始中性子星の質量と半径の関係

3 体力を考慮した絶対零度及び有限温度ハイペロン物質の状態方程式

富樫 甫（九州大学理学研究院）

本稿では高塚さんを偲び、高塚さんが精力的に研究を進められていた高密度核物質の状態方程式とそれを用いた中性子星内部におけるハイペロン混在の研究について、変分法による最近の結果を報告する。近年我々が構築した現実的核力に基づく超新星爆発計算用核物質状態方程式を拡張し、絶対零度及び有限温度の高密度一様相における Λ ハイペロン混在まで考慮したバリオン物質の状態方程式をクラスター変分法によって作成した。この際、 Λ ハイペロンが関連する 2 体相互作用は、ハイパー核の実験値を再現するように決定された 2 体中心力ポテンシャルを利用した。一方、 Λ ハイペロンが関連する 3 体相互作用 (ΛNN , $\Lambda\Lambda N$, $\Lambda\Lambda\Lambda$ 力) については、3 体核力ポテンシャルに含まれる斥力項を拡張し、これをバリオン間に働く 3 体力とした。得られた状態方程式を用いて中性子星構造に対する 3 体バリオン力の影響を調べたところ、 $\Lambda\Lambda N$ 及び $\Lambda\Lambda\Lambda$ 間に働く 3 体力は、 Λ 粒子の混合臨界密度にはほとんど影響しないが、重い中性子星の中心部における Λ 粒子混在度に影響を与えることで、中性子星の最大質量にも変化を生じさせることが確認された。

1 現実的核力に基づく超新星爆発計算用状態方程式

大質量星が進化の最終段階で起こす重力崩壊型超新星爆発やその後形成される中性子星の冷却過程の研究において、有限温度核物質の状態方程式 (EOS) は重要な役割を果たす。例えば、生まれたばかりの原始中性子星は、内部に大量のニュートリノが閉じ込められた高温高密度物質であると考えられる。そこで星の内部を等エントロピー物質とみなし、一核子あたりのレプトン混在度を一定にした仮定の下で近似的な原始中性子星の静的な構造を調べる研究が、有限温度核物質 EOS を用いて行われてきた [1]。一方で、近年精力的に研究が進んでいる超新星爆発の数値シミュレーションでは、原始中性子星のような静的な例とは異なり、数値計算で現れる核物質の熱力学状態が時間発展とともに変化するため、広範囲の密度、温度、粒子組成に対する核物質の熱力学量を予め用意しておく必要がある。このような理由から、シミュレーションに使える形式で提供されている核物質 EOS は非常に限られており、超新星爆発のダイナミクスと EOS を直接関連づけた議論は十分に行われているとは言えない。さらに、これまでの超新星爆発計算で使われてきた核物質 EOS はすべて、一様核物質相が現象論的なモデルに基づいて作成されていた。

このような状況のもとで、近年我々は世界に先駆け、現実的核力に基づく新しい高密度天体シミュレーション用の核物質 EOS を構築した [2]。この研究では、2 体核力 Argonne v18 (AV18) と 3 体核力 Urbana IX (UIX) から出発したクラスター変分法により一様核物質相の EOS を構築し、これを Thomas-Fermi 計算によって非一様核物質相の EOS へと拡張した。この手順によって作成した超新星爆発計算用の EOS テーブルは、密度 $10^{5.1} - 10^{16}$ g/cm³、陽子混在度 0 - 0.65、温度 0 - 400 MeV ほどの領域をカバーしており、ユーザーガイドと併せて web 上 (<http://www.np.phys.waseda.ac.jp/EOS>) で公開されている。なお、我々の EOS は既存の現象論的モデルに基づいた超新星爆発計算用 EOS に比べて軟らかい傾向を示しており、これが我々の EOS の代表的な特徴のひとつとなっている。最近では、球対称重力崩壊型超新星爆発 [3]、原始中性子星冷却 [4]、さらに連星中性子星合体 [5] などのシミュレーションに我々の EOS テーブルが利用されつつあり、EOS の軟らかさと高密度天体現象のダイナミクスとの関連性が調べられている。また EOS 自体にも様々な改良が加えられ、低密度非一様相における多核種混合 [6]、高密度におけるハドロン相とクォーク相のクロスオーバー現象 [7]、次章で述べるハイペロン混在 [8] などを考慮した EOS へと拡張され始めている。

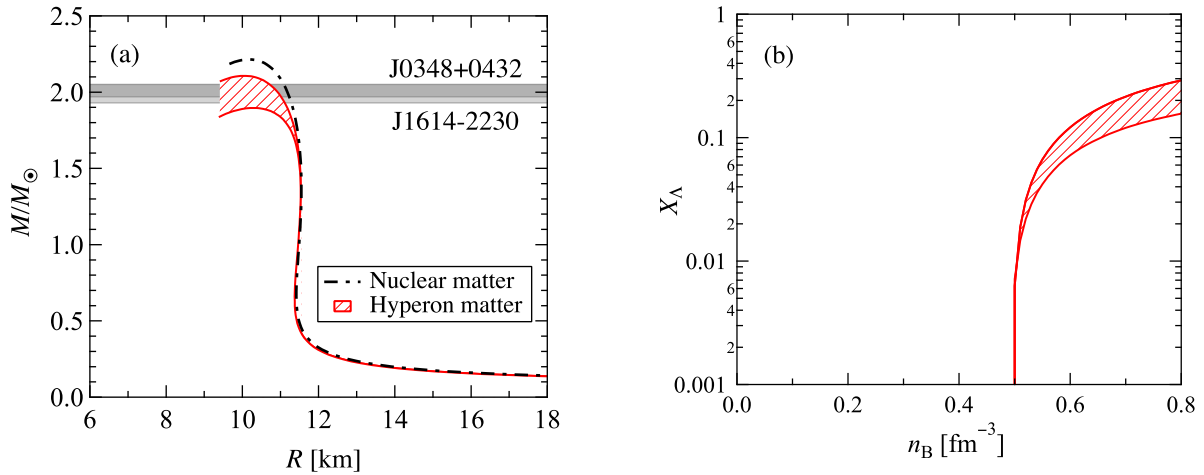


図 1: (a) Λ ハイペロン物質の EOS に基づく中性子星の質量 M と半径 R の関係。比較のため、 Λ を含まない通常の核物質 EOS に基づく結果 (点破線) も示す。(b) バリオン数密度 n_B に対する中性子星物質における Λ ハイペロンの混在度 x_Λ 。

2 ハイペロン混合系への拡張

超新星爆発計算用 EOS テーブルでは、数値シミュレーション中のトラブルを回避するため、すべての物理量が滑らかに推移する必要がある。そのため、我々の核物質 EOS をハイペロン混合系へと拡張する際にも、ハイペロン相互作用からの寄与は核力パートと自己無頓着に取り扱い、ハイペロン混在度とともに熱力学量がスムーズに変化しなければならない。さらに近年の研究では、ハイペロンの出現に伴う EOS の軟化現象によって、理論計算から予測される中性子星の最大質量が、太陽質量の 2 倍近い質量を持つ中性子星の観測データ [9] と矛盾してしまうという問題 (ハイペロンパズル) がある。現実的な相互作用から出発した多体計算の場合、その多くはハイペロンパズルを解決するため、ハイペロンが関連する 3 体力の必要性を示唆している [10]。本研究ではまず、高密度物質内部で最も出現が期待されており、かつ地上でのハイパー核実験データも比較的豊富な Λ ハイペロンの混合のみに着目し、上記の課題を克服するため次のようにクラスター変分法の改良を行った。

まず、2 体相互作用までを含む 2 体ハミルトニアン of Jastrow 波動関数による期待値を 2 体クラスター近似で表し、これを 2 体力エネルギーとする。この際、2 体核力は従来の通り AV18 を採用し、 Λ ハイペロンに働く 2 体相互作用 (ΛN , $\Lambda\Lambda$) は軽いハイパー核に対する第一原理計算から決定した中心力ポテンシャル [11] を用いる。一方で 3 体力ポテンシャルの不定性は非常に大きいため、これまでの一様核物質の研究 [12] に倣い、Fermi 気体波動関数によるエネルギー期待値に調節パラメータを導入する手法で 3 体力エネルギーを評価する。すなわち、3 体核力 (NNN) の寄与は UIX ポテンシャルに基づいた従来の手法を用いる [12]。 Λ ハイペロンが関連する 3 体相互作用 (ΛNN , $\Lambda\Lambda N$, $\Lambda\Lambda\Lambda$ 力) については、3 体核力 UIX に含まれる状態依存性のない現象論的斥力項を利用し、これをそれぞれの 3 粒子間に働く 3 体力とみなす。ただし、各 3 粒子間に働く相互作用の強さは調節パラメータによって補正する。今回の研究では、対称核物質の飽和密度における Λ 粒子の単一粒子ポテンシャルが経験値 (-30 MeV) を再現するように ΛNN 力の強さを調整した。一方で、 $\Lambda\Lambda N$ と $\Lambda\Lambda\Lambda$ 力の強さは同じと仮定し、その強さを調節パラメータによって変化させることで、それらが中性子星構造に与える影響を調べる。上記の手順で求めた 2 体力エネルギーと 3 体力エネルギーの和を絶対零度における 1 バリ

オンあたりの全エネルギーとし、Schmidt-Pandharipande の変分法で有限温度 EOS へと拡張した。

図 1 (a) は、本研究で得られた絶対零度 EOS を中性子星の構造計算に適用した結果であり、中性子星の質量と半径の関係を示す。今回の研究では $\Lambda\Lambda N$ と $\Lambda\Lambda\Lambda$ 力を考慮しない場合から、両者の強さが NNN 間の斥力と同じ強さになるまで調節パラメータを変化させた。これに伴う中性子星の質量の変化が図 1 (a) の赤色の領域にあたる。 Λ ハイペロン混在によって EOS の軟化現象は生じるが、 $\Lambda\Lambda N$ と $\Lambda\Lambda\Lambda$ 力の斥力効果が強まることで中性子星の最大質量は増加し、重い中性子星の観測データとも矛盾しない結果を得ることができた。図 1 (b) は、中性子星物質における Λ ハイペロン混在度 x_Λ を示す。赤色の領域は、図 1 (a) と同様、 $\Lambda\Lambda N$ と $\Lambda\Lambda\Lambda$ 斥力効果の増加に伴う x_Λ の変化を示す。これらの 3 体力は、 Λ 粒子の混合臨界密度にはほとんど影響しないが、両者の斥力効果が強まるにつれて高密度における x_Λ は減少することがわかる。すなわち、 $\Lambda\Lambda N$ と $\Lambda\Lambda\Lambda$ 斥力の増加は、重い中性子星の中心部における x_Λ をより抑制することで、中性子星の最大質量を増加させることがわかった。なお本稿では省略したが、有限温度 EOS を用いた原始中性子星物質の内部でも同様の結果が確認された。

3 最後に

本稿では、クラスター変分法による現実的核力に基づいた核物質 EOS を Λ ハイペロン混合系へと拡張した最近の研究結果について報告した。従来の一様核物質に対するクラスター変分法を踏襲し、2 体ハミルトニアンと 3 体ハミルトニアンを別々に扱うことで、これまでに構築した超新星爆計算用核物質 EOS と自己無頓着な Λ ハイペロン物質の EOS を構築することができた。今後は、高温低密度領域における核子、 Λ 、そして α 粒子が混合した一様ガス相における熱力学量を求め、 Λ ハイペロン混合まで考慮した高密度天体シミュレーション用 EOS テーブルの完成を目指す。

本稿で紹介した研究を進める上で、高塚さんが行われた多くの先行研究は、私にとって大変貴重な指針となりました。また大学院生の頃から、貴重なご助言と温かい励ましを何度も頂戴し、心から感謝しております。高塚さんからは学びたいことがまだまだたくさんあり、突然の訃報は残念でなりません。高塚さんのご冥福を心からお祈り申し上げます。

参考文献

- [1] T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. 82 (1989) 475; 85 (1991) 427; 95 (1996) 901.
- [2] H. Togashi et al., Nucl. Phys. A 961 (2017) 78.
- [3] H. Togashi, K. Nakazato, and K. Sumiyoshi, in preparation.
- [4] K. Nakazato, H. Suzuki, and H. Togashi, Phys. Rev. C 97 (2018) 035804.
- [5] E. R. Most et al., arXiv:1904.04220 [astro-ph.HE]; 1907.10328 [astro-ph.HE].
- [6] S. Furusawa et al., J. Phys. G 44 (2017) 094001.
- [7] G. Baym et al., arXiv:1903.08963 [astro-ph.HE].
- [8] H. Togashi, E. Hiyama, Y. Yamamoto and M. Takano, Phys. Rev. C 93 (2016) 035808.
- [9] P. B. Demorest et al., Nature 467 (2010) 1081; J. Antoniadis et al., Science 340 (2013) 6131.
- [10] T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. Suppl. 156 (2004) 84.
- [11] E. Hiyama et al., Phys. Rev. C 66 (2002) 024007; 74 (2006) 054312; 80 (2009) 054321.
- [12] H. Togashi and M. Takano, Nucl. Phys. A 902 (2013) 53.

高塚さんと仲間たち

－「小研究会」と温泉－

和田正信(元日大理工)

講演題目について簡単に説明します。「仲間たち」とは、高塚さんと私が世話人の一人としておこなった「小研究会」の世話人や、参加した研究者のことです。「温泉」の意味は、この研究会が冠研究会で、例えば、「高塚さんの定年記念研究会」であり、必然的に温泉ホテルを会場としていたことです。「小研究会」には玉垣さんはほぼ参加していました。玉垣さんの研究姿勢は学問的厳しさと人間的暖かさを伴い、高塚さんはその姿勢を継承しているように思います。そういう意味で、高塚さんと仲間たちの背後には、玉垣さんの存在は通奏低音のように響いています。

－写真1 高塚、玉垣、宮沢賢治－

この写真は1992年の研究会の際の高塚、玉垣さんの写真と、高塚さんの「定年記念研究会」の参加者に配られた宮沢賢治の置物の写真を合成したものです。高塚さんと賢治が手を後ろに回したポーズがよく似ていることに注意してください。高塚さんは科学者でありながら芸術的精神を持ち、特に賢治を愛していました。

(1) 高塚さんと宮沢賢治

私の好きな賢治の童話『銀河鉄道の夜』の一部を引用します。この部分は私の最も気に入っているものです。銀河鉄道に乗車しているジョバンニとカンパネルラに対して、同乗していた鳥捕りの男が緑色の切符を持つジョバンニに対してしゃべる部分です。

「おや、こいつは大したもんですぜ。こいつはもう、ほんとうの天上へさへ行ける切符だ。天上どこじゃない、どこでも勝手にあるける通行券です。こいつをお持ちになれば、なるほど、こんな不完全な幻想第四次の銀河鉄道なんか、どこまででも行ける筈でさあ、あなた方大したもんですね。」

特に、「こんな不完全な幻想第四次の銀河鉄道・・・」の部分は、現在の宇宙論に通じるもので、混沌とした四次元時空をどこでも勝手に、どこまででも行ける銀河鉄道は、宇宙認識の可能性の広がりを示しているように思います。今頃は、玉垣さん、高塚さんや賢治は緑色の切符をもって銀河鉄道に乗って宇宙を旅行している様子を想像します。

－写真2 岩手山と小岩井牧場－

岩手を思うときに、賢治が愛した岩手山と小岩井牧場を忘れることが出来ません。牧場の中の樹齢約100年の一本桜は見事で、桜の花が咲くころに行くと見ると圧巻でしょう。

(2) 高塚さんとの出会い(1969.8)

1967年、玉垣さんは北大から基研教授として移り、私は日大理工の講師として就職しました。この年は平穏無事に過ごしました。

1968年、医学部処分問題で東大闘争が起こり、20億円脱税問題で日大闘争が起こりました。その後、いろいろな問題を抱えた全国の大学で紛争が起こりました。授業ボイコット、バリケード封鎖、授業再開のためのロックアウトや機動隊に守られた入試など、教育・研究はストップしました。

1969年に私は研究条件を確保するために、基研アトム研究員として夏休みに基研に行きましたが、京大は学園封

鎖をしており、計算センターは使えませんでした。無駄になったフォートランカードを入れた重い紙箱を持ち帰りました。玉垣さんとの共同研究「クオーク模型による核力研究」は進展しませんでした。その時期、玉垣研究室に出入りしていた院生の高塚さんに出会い、その後、約 50 年の付き合いになります。

(3) 日大闘争について(1968-1970)

1) 20 億円脱税問題

研究費増額要求に対し、当局は研究費の有効利用を名目に校費研究費枠(無税)で研究手当として個人配分し、使用報告・領収書添付を義務付けました。当初は研究費の増額、自由使用の便利さを歓迎したが、次第に使用の不自由さや奥さんのデパート買い物の領収書提出など不正使用が起り、この方式は脱税とみなされ、総額約 20 億円になり、問題が発覚して大学紛争になりました。

2) 担当執行制で権力強化

大学正常化を名目に、学部段階では担当執行部制を敷き、教授会は形式化しました。総長選は自由立候補方式で 2 回選挙制でしたが、立候補者資格審査で 1 回選挙制へ、次は選挙なしで理事会で決定する制度になりました。大学の自由と民主主義が衰退していき、現在の大学法人化の姿を思い出します。

教職員の勤務評価が強化され、一時は組合の委員長、書記長は解雇され、裁判闘争の結果和解に至りました。A(+10%)、B(0%)、C(-10%)のボーナス査定が導入され、大学運営批判をすると C 評価を受けました(私も)。

3) 研究費重点配分

教室に対する研究費人頭配分から重点配分に移り、研究費の個人申請制度が強化され、すぐ結果が出る研究課題が流行りだし、現在の日本の研究費状況に似ていました。

余録 講演で述べなかったことですが、紛争までは日大理工学部では副手制度があり、院生と任期付き副手の 2 重籍を認めていましたが、紛争時に助手・副手層から副手制度の撤廃を求められ、大学院退学を条件に任期なしの助手昇格を認めることになり、全員は助手昇格しました。しかし、内 2 名の助手は大学院退学を隠して、奨学金を受給していることが、当該大学からの問い合わせで発覚し、助手を辞職しました。彼らは活動家であったため、改革派と言われていた東大の社会学有名科教授、京大のドイツ語教授、広大の素粒子論教授らから私たちに抗議文「私大の研究費が足りないから、優秀な人なら 2 重籍で奨学金の受給は許される。助手辞職は 2 重籍を理由とした弾圧だ」というものでした。私たちはこれに対して、「東大など国立大で 2 重籍を許していないにもかかわらず、私大なら許されるとするのは、私大に対する差別主義であり、植民地主義であって、大学改革に反する」と反論文を送りました。その後、抗議文が来なくなりました。この時から「大学改革」の底流にエリート意識、差別意識が隠れていることを知りました。現在の大学の状況は「大学改革」の名による大学の差別化で、予測した通りだと思っています。

(4) 玉垣さん還暦の会「核と星」研究会 (1992.10)

物理学会(新潟大学)後、南魚沼市(旧六日町)にある日大八海山セミナーハウスで玉垣さんの還暦の会「核と星」研究会を高塚さん、京大核理論研の人たちと企画しました。高塚さんと一緒に世話人になった最初の研究会でした。高塚さんは多くの研究者に呼びかけ、大槻、池田、星崎、佐藤勝、堀内、土岐さんら約 50 名の核物理、宇宙物理、物性分野などの研究者が集まり、盛大な研究会になりました。この研究会に集まった研究者の多くは後程の仲間になりました。写真の高塚さんは前列で足を組んでおり、大物の風格を示しています。

—写真3 「核と星」研究会—

参加者全員の名前を挙げませんが、写真を見て各自が参加者の名前を確認してください。以後の写真でも同様の扱いをします。

夜はセミナーハウス設置の 60cm 大型望遠鏡で観望を楽しみました。この天文台は日大の学生、教職員、地元小中高の先生で、使用講習会を受講して「天文台使用許可書」を取得した人が自由に使用できる、天文愛好家に解放されたユニークな設備です。なお、高塚さんは岩手大学天文部の顧問をしていました。

—写真4 八海山天文台—

(5)「バリオン力とバリオン物質」研究会 (2004.11)

高塚さんが提唱し、「バリオン力とバリオン物質」研究会を開きました。私の定年記念研究会を兼ねたもので、私は定年記念講演「核力研究の歩み」をおこないました(報告集:「バリオン力とバリオン物質」)。玉垣さんはわざわざ参加されました。高塚さんは若手研究者に参加を呼びかけ、26名の研究者が岩手に集まり、大学で研究会をした後、温泉に移動し、くつろぎながらも活発な議論を続けました。この時集まった若手研究者が大きく育っているように思います。

会食後の2次会で、玉垣さんは「琵琶湖周航の歌」を歌い、皆で合唱しました。高塚さんの「月の沙漠」は好評で、アンコールで数回歌いました。この研究会は「月の沙漠」研究会と言われています。高塚さんの葬儀の際、「月の沙漠」が流されたと聞いています。「月の沙漠」の歌詞(一部)を収録しておきます。

「月の沙漠」

1)月の沙漠をはるばると 旅のらくだがゆきました

金と銀とのくらおいて 二つならんでゆきました

.....

沙漠をこえてゆきました だまってこえてゆきました

—写真5 「バリオン力とバリオン物質」研究会(月の沙漠研究会)—

(6)玉垣さん放談会 (2005.3)

物理学会(東京理科大学)の際、学会に出席されなくなった玉垣さんを東京に呼び、富士山の眺めを楽しんでもらうため「放談会」を南箱根温泉で開きました。山の家を利用して、高塚さん好みの蛸1匹、魚屋で買ってきて料理し、清酒八海山を飲みながら談笑しました。加藤、大西さんは用事で帰った後、5名で富士山を眺めたり、伊豆箱根の観光を楽しみました。十国峠からの富士山展望を玉垣さんは楽しみました。

—写真6 玉垣さん放談会—

(7) 玉垣さん喜寿の会「核物理放談会」(2008.9)

物理学会(山形大学)の際、蔵王温泉で玉垣さん喜寿の会「核物理放談会」を開き、玉垣さんは記念講演「私と核物理—喜寿迄と喜寿から—」をおこないました。玉垣さんの強い研究意欲を感じました(報告集:「祝喜寿の栞」)。後は放談会になり、食事と温泉を楽しみました。

堀内、元場、東崎、田辺、糸永、山本、岡本、巽、武藤、新村、原田さんら17名が集まりました。お祝いに田辺さんが探し求めてきたニッカウイスキー「竹鶴」を贈りました。当時、NHK朝ドラで「マッサン」が放送されており、ニッカウイスキーが話題になっていました。

－写真7 「核物理放談会」(蔵王山)－

翌日、ほとんどの人は学会に出かけたのですが、玉垣さんの希望で、高塚、田辺、西崎さんと5名で蔵王山登山をしましたが、頂上付近はガスが深く、登山は五里霧中でした。

(8)「バリオン物質と中性子星」研究会 (2011.1)

高塚さんの退職記念研究会を兼ねて、「バリオン物質と中性子星」研究会を開き、赤石、初田、国広、加藤、肥山、山本、大西、巽、武藤、新村さんら26名が集まり、盛会でした。

高塚さんの記念講演『高密度核物質と中性子星—私の歩みと課題—』がありました(報告集:「核物理、中性子星、そして大学」)。参加者に南部鉄器「宮澤賢治」文鎮が贈られました。写真1に載せたものです。

玉垣さんは不自由になりかけた身体で参加され、講演『高塚さんとの共同研究40年』をおこないました。北国の雪道を玉垣、高塚さんと三人で肩を組んで歩いたことが思い出されます。

－写真8 「バリオン物質と中性子星」研究会－

写真は古手のテーブルですが、多くの若手研究者が3つのテーブルに集まり、賑やかでした(全員集合写真は報告集参照)。高塚さんは若手研究者と温泉に入り、酒を酌み交わすことが好きでした。私も同様です。

(9) 玉垣さん「傘寿の会」(2012.3)

物理学会(関西学院大学)の際、玉垣さんを励ますため、「玉垣さん傘寿の会」を高塚さんと相談して開きました。高塚さんに電話して玉垣さんの様子を聞くと、かなり病状が進んでいるとのことで、急遽開いた会合でした。高塚さんは事務的な準備をすべてこなし、池田さんをはじめ大勢の仲間が集まりました。難病で身体が不自由になった玉垣さんとの最後の会合でした。

私の友人のお菓子屋製造「栗タルト」を贈り、喜ばれ、礼状メールを頂きました。

－写真9 玉垣さん「傘寿の会」－

(10)「核と人と宇宙」研究会 (2014.6)

核・宇宙物理、社会・大学問題を広く議論する研究会は花巻温泉で開かれました。いつもの盛岡・繋温泉から花巻温泉に場所を変え、気分も変えようとの高塚さんの配慮の表れでしょう。樋浦さんの「傘寿の会」を兼ねました。かつて北大、岩手大に関係した、庄野、赤石、加藤、大西、阿部、斎藤さんら18名参加しました。原発問題や大学法人化問題なども議論しました。

樋浦さんの講演、『私の半生—おもいだせるままに—』を聞きました(報告集:「核と人と宇宙」)。樋浦さんの青春時代の苦しい挫折を通して研究者に成長する話に感銘を受け、ロマン・ロラン著『ベートーベンの生涯』の最後の部分に書かれた「苦悩を通して歓喜に」(Durch Leiden Freude)の思いを共有しました。片山敏彦訳は「苦しみをつき抜けて歓喜にいたれ!」ですが、樋浦さんの場合はそれほど勇ましくないとします。

庄野さんはわざわざ参加され、『核物理屋からみた原子力開発の歴史(?)と現代の原発問題』の題目で話されました。庄野さんの反原発運動の歴史の重みを感じる話でした。私も一時、私企業で原子炉研究をしており、後に核理論に転身しましたが、庄野、高塚さんの反原発の生き方に同意できます。なお、庄野さんは2年後に逝去されました。

－写真10 「核と人と宇宙」研究会－

(11) 玉垣さんを偲ぶ研究会 (2015.6)

2015年1月11日、玉垣さんは長い闘病の末、逝去されました。3月の物理学会(早稲田大学)の際、高塚さんと「玉垣さんを偲ぶ研究会」の開催を相談しました。高塚さんは基研での開催を考えていたようで、任せました。6月には「原子核・クオークと中性子星」研究会を開催し、玉垣さんを尊敬した約70名の研究者が参集しました(報告集:「原子核・クオークと中性子星—これまでとこれから—」)。玉垣さんは素粒子、原子核、宇宙と広い分野に亘って開拓的な研究を推し進め、多くの若い研究者に強い影響を与えたことに感銘を受けました。

多くの研究者の協力があつたとしても、約3か月でこのような研究会をまとめ上げた高塚さんの人間力に感服した思いがあります。

—写真11 「玉垣さんを偲ぶ研究会」—

(12) 高塚さんとの別れと川蟬 (2019.1.1)

2019年元旦、午前9時頃、高塚さんは逝去されました。同じ時刻頃、私は近くの公園を散歩していました。私は元日本野鳥の会会員であったので、散歩の際は野鳥の写真を撮ることにしています。いつもはシラサギかカモを撮るのですが、たまたまカワセミ(川蟬)を見つけて、感激しながらシャッターを押し続けました。川蟬の鋭い眼光は高塚さんを思い出させます。高塚さんは鋭い目で現実を見つめ、将来を見抜きました。

—写真12 川蟬—

私は2日から旅行に出て、旅先で加藤さんからの携帯電話で高塚さんの死亡を知り、深い悲しみに陥りました。葬儀には出られなかったので、弔電を打つことにし、その最後に「お疲れさまでした。静かに深くお休みください」と記しました。その後、高塚さんの死と川蟬の写真が気になり、川蟬に関する短歌か俳句がないかなと思い、検索した結果、正岡子規の俳句に川蟬の句を発見しました。自分の高塚さんに対する気持ちと相通じるものがあると思い、この俳句を高塚さんの霊に捧げます。

川蟬や 柳静かに 池深し

子規

写真1 高塚、玉垣、宮沢賢治 (1992.10)



写真2 岩手山と小岩井牧場 (2010.5)



写真3 玉垣さん還暦の会「核と星」研究会(1992.10)



写真4 八海山天文台



写真5 「バリオンカとバリオン物質」研究会
(2004.11)



写真6 玉垣さん放談会(2005.3)



写真7 玉垣さん喜寿の会「核物理放談会」
(2008.9)



写真8 「バリオン物質と中性子星」研究会(2011.1)



写真9 玉垣さん「傘寿の会」(2012.3)



写真10 「核と人と宇宙」研究会(2014.6)



写真11 玉垣さんを偲ぶ研究会(2015.6)



写真12 川蟬(2019.1.1: 9時ごろ撮影)



岩手大での高塚さん ―共同研究、大学運営、社会的活動について―

岩手大・理工 西崎 滋

§ 1. はじめに

高塚さんは、1977年5月、教養部を改組して創設された人文社会科学部のスタッフとして岩手大学に赴任されました。当初は人文・社会・自然科学分野を融合した総合科学部を目指していましたが、諸般の事情により人文・社会科学分野のみの学部となりました。当時、物理関係のスタッフとしては、教育学部に4名、人文社会科学部（以後、人社学部と略）に4名、工学部に数名が在籍していました。その後学生の臨時増募でスタッフ増もありましたが、度重なる改組を経て教育・人社学部の流れを受け継ぐスタッフは現在4名となっています。また、教育研究経費については、実験系教員の研究費がそのまま配分されていたため、かなり潤沢な研究費が個人研究費として配分されていましたが、そのかなりの部分は外国雑誌の購入に費やしました。現在はその研究費も当時の3分の1以下となっています。こうした地方大学で、高塚さんは研究のアクティビティを維持されて、核子超流動、 π 凝縮、中性子星の冷却、有限温度の核物質、熱い生まれたばかりの中性子星、中性子星におけるハイペロンの混在、等の研究に貢献されました。ここでは、岩手大学における共同研究、大学運営、社会的活動について、高塚さんの活動の一端を紹介します。

§ 2. 共同研究

工学部学生定員の臨時増に伴い、物理学のスタッフが1名増となり、1987年5月に西崎が赴任しました。その2年後の7月には、物理例会において共同研究の研究計画について検討しました。人社学部のスタッフの専門分野が天体核・宇宙線・原子核・ハドロン物理でしたので、高塚さんの発案により共通の課題として「中性子星物理」を設定しました。そして、夏期セミナーとして、高塚さんから「中性子星のはなし」と題した3回の講義をしていただきました。この講義は、宇宙進化から始めて、パルサーの発見から中性子星の内部構造やそれと状態方程式との関係など多岐にわたっており、最後は「1987A」の観測の話で締めくくられました。そのセミナーから30年経過していますが、その時取り上げていた話題は今でもホットな話題となっています。

具体的な共同研究としては、非対称核物質における核子間有効相互作用の導出とそれを利用した中性子星物質・超新星物質の研究があります。折しも科研費重点領域研究「短寿命核ビームの科学」で中性子過剰核の研究が進められており、そうした研究との接合を念頭に入れておられたのは高塚さんの新しい課題へのチャレンジ精神と先見性を表していると思います。ハイペロンと核子間の相互作用の知見が進むとともに、山本さんの協力を得て、ハイペロンと核子およびハイペロン間の有効相互作用を導出して、中性子星中でのハイペロンの混在を検討しました。ハイペロンの混在により状態方程式が軟化するため、中性子星の最大質量が小さくなり、当時知られていた中性子星の質量よりも小さくなってしまいました。その原因は、核物質の飽和性を再現するために導入した、核子間の現象論的

3体力にあり、中性子星の質量を支えるためにはハイペロンと核子およびハイペロン間にも核子間と同様に3体斥力が必要である事が分かりました。さらに、その一つの可能性として、玉垣さんのString-Junction 模型による普遍的3体力を取り入れて、中性子星の諸性質の研究へと発展していきました。

高塚さんは、大学においては教育と大学運営に時間をとられるので、大学での研究活動としては大型計算機を利用した計算の実行と計算結果の検討に時間を割く程度で、主な研究を自宅でされていたものと思います。中性子星物質の状態方程式は西崎が準備しましたが、それをういた中性子星のモデル計算は熱い中性子星の研究に取り組むまでご自身で実行されていました。また、超流動のギャップ計算については最後までご自身で実行していました。指導する学生・院生はいませんでしたので、定期的にセミナーを開催して他の研究者の論文と一緒に読むということはありませんでした。共同研究を始める時の方針であった、各自の仕事を大事にして可能な範囲での共同研究に徹しておられたように思います。

§ 3. 大学運営

高塚さんが1989年10月に教授に昇任されて以降、岩手大学においても他大学と同様に数々の改組・改革がありました。1990年4月には人文社会科学研究科が設置され、大学院修士課程がスタートしました。文系の大学院ではありましたが、文理融合を理念として設置され、理系の教員も共通科目等を担当しました。1991年に大学設置基準が大綱化され、教養課程が廃止され、全学共通教育へと位置付けが変更されました。それを受けて、1993年4月には人社学部に環境情報科学コースが設置され、人社の理系教員も専門教育に携わるようになりました。このコースは、高塚さんが評議員(1995.5~2003.3)をされていた2000年4月には環境科学課程に発展的に改組し、人社学部は1学科3コース制から4課程制へと移行しました。

教授会での積極的な発言もあって、同僚からの信頼も厚く、助教授時代から全学委員会の委員に選出されるなど、大学運営に主体的に関わり、まさに学部におけるオピニオンリーダーの役割を果たしておられました。2001年4月から4年間は人社学部長の重責に当たられました。弁護士の少ない地域の要望にも応えるためもあって、法科大学院の設置に奔走されましたが、教員確保の困難等で実現することはできませんでした。また、2004年4月より国立大学は法人化されましたが、その5年程前の教職員組合の学習会で、評価による交付金配分が財政面での弱体化・不安定化や文科省による運営面での管理統制の強化に通じ、基礎的・長期的視野の研究が衰退し、実学偏重と教養教育の軽視を助長し、将来的には国立大学の規模縮小・再編、大学自治・学問の自由の後退・消滅をもたらし、バランスのとれた学術の発展を阻害することになるであろうと独法化の問題点を指摘されていました。国立大学法人の現状をみると、まさに危惧されたとおりの事が国立大学で起こっているように思います。

2006年4月から副学長(教員組織担当)、2008年6月から理事・副学長(学術・教員組織担当)として、大学運営の矢面に立たれて職務に当たられました。教員を全学組織である学系に所属させ、専任担当とする学部の教育を担当するとした学系制度を構想・実施するのに尽力されました。国立大学法人のおかれている状況を考えると、先見性のある制度と考えていましたが、教員の学部への所属意識の強さのためその有意性を十分に発揮できず、スタートから10年後の2017年3月には元の学部所属に戻りました。新制大学が発足して70年が経過しましたが、依然としてその前身組織の亡霊が生き続けているように感じます。

§ 4. 社会的活動

高塚さんの社会的活動として特筆すべきものは、東日本大震災後に取り組みされた原発からの早期撤退を求める運動があります。2011年12月には、大学教師、医師、弁護士の三者に賛同を求めて、アピール「原発に依存しない社会、再生可能エネルギーへの転換を」を発表しました。それを引き継ぎ、継続して追求する団体として、2013年2月には「原発からの早期撤退を求める岩手県学識者の会」の結成に尽力され、昨年(2018年)の6月まで、事務局長として会を主導されました。多分野の会員を抱えていることもあり、会議の準備や議事録の作成など、隅々まで気を配りながら運営されました。

会の主な活動としては、2013年11月に『もう原発はやめましょう！再稼働を許さず「原発ゼロ」を今から未来へ！』と2017年2月に『核ゴミ最終処分―“もうこれ以上増やさない！”が議論の前提』、岩手県民に向けてアピールを発表しました。県庁の記者クラブで発表し、各紙新聞記者からの取材を受けたりもしました。いずれも時宜を得た内容のアピールを県民に届けようとするもので、アピール内容の原稿準備、内容検討の過程で高塚さんは大きな貢献をされました。また、毎年2・3回の講演会・学習会や毎月1回程度の事務局会議を開催されました。

2016年11月に「原発再稼働 STOP! どうする核のゴミ! 全国交流集会 in 岩手」が開催されました。岩手県内の原発問題に取り組む市民団体の代表として、高塚さんは交流集会冒頭の基調報告を担当されました。現状分析等聞き応えのあるすぐれた基調報告をされたことから、主催者の「これで全国交流集会は成功だ」との声が聞こえてきました。

原発問題の他にも、憲法・安全保障関連法の問題に関心を持たれていて、

岩手大学教職員・退職教職員アピール「私たちは『立憲主義』『法の支配』を破壊する解釈改憲に反対します」(2014年6月)

岩手県の大学関係者・研究者・弁護士有志アピール「安全保障関連法施行にあたり、改めて同法の廃止を求めます」(2016年3月)

の呼びかけ人を務めました。

以上のような社会的活動において、高塚さんは的確で深い情勢判断の下に指導力・牽引力を遺憾なく発揮されました。また、幅広い多くの知己と連携をとりつつ共同行動を進められており、講演会の講師の選考などをスムーズに行うことができました。永年の知己と

の交流をととても大切にされていることには感心させられました。

§ 5. おわりに

教育研究に限らず大学運営や社会的活動に大学人として正面から取り組んで来られた高塚さんを失ったことは誠に残念でなりません。特に、これからも高塚さんの貢献を期待されていた社会的活動においては、中心にポツカリと穴が空いてしまったような喪失感に襲われており、残された者でどこまでそれを補えるか心配でなりません。

最後に、高塚さんが退職される時に残された文章の一部を掲げて、諸活動へのご貢献を称えるとともにご冥福を祈りたいと思います。

『振り返れば、「大学管理法」「大学紛争」「大綱化」「任期制」「教員養成削減」「専門職（法科）大学院」そして「法人化」等々、「大学とは」と自問し、その都度いろいろと考えさせられました。何と云っても大学は**学問研究をする場**、これを通じて**人材を養成する場**です。そして、**大学の自治・学問の自由は国民の権利を預かっていることでもあり、自分なりに多少とも実践して来ました**。今日、国立大学を巡る状況は大変不透明であり、「大学の変質」さえ危惧されますが、しかし、そうであればこそ、**大学の原点を守る「精神のフロンティア」として、地方に立ち全国を俯瞰する総合大学として、意識を強める必要がある**と感じます。』

(岩手大学広報 NO. 453 (2010/6))

Kyoto Conference on High Density Quark-Hadron Matter and Neutron Stars

Kiken, Kyoto University, Kyoto, Japan

May 2019

Summary of Talk

Sachiko Tsuruta

Title: **The Temperature of Neutron Stars and Memory of Takatsuka san**

Historical Background

We start the talk with historical background. As early as in the 1930s Oppenheimer and Volkoff first calculated structure of neutron stars and predicted that theoretically neutron stars can exist. Baade and Zwicky proposed that such a star can exist as a collapsed core after a supernova explosion. Soon after that the World War II started and related scientists were too busy with the War to be able to speculate on a hypothetical star. After the War, some scientists resumed continuation of such speculations. In the 1950s John A. Wheeler's group at Princeton calculated the structure of dense stars from white dwarfs to neutron stars. In their calculations the ideal Fermi gas was used for the equations of state (EOS). In 1959 A.G.W. Cameron published a paper where the work by Wheeler's group was extended to include nuclear forces in the EOS. This paper also discussed temperature of neutron stars.

In the early 1960s Giacconi et al. discovered Sco X-1 as the first extrasolar system X-ray source, and some scientists, including Hayakawa and Salpeter, suggested that it is a neutron star. In the mid-1960s Tsuruta and Cameron carried out detailed calculations of neutron star cooling. The results showed that a neutron star can be hot enough for at least as long as about a million years and hence it is observable as an X-ray source. However, the X-rays detected from Sco X-1 was stronger than predicted from neutron star cooling calculations. About the same time Friedman et al. observed lunar occultation of the Crab Nebula and found that its X-ray source is extended, and hence it was not from a tiny neutron star. Moreover it was found that the X-rays from Sco X-1 showed wrong spectrum (not a blackbody). In 1965 Bahcall and Wolf hence suggested

that if there are pions in a neutron star the star will cool too fast to be observed.

However, soon after that in 1968, to everyone's surprise, discovery of a radio pulsar by Bell, Hewish, etc., was reported. Gold and Pacini suggested that a pulsar is a rotating magnetic neutron star, which turned out to be the case. Since then many pulsars were discovered. However the observed radiation did not come from the stellar surface, but from the circumstellar magnetosphere. Starting with the launch of the first X-ray satellite mission UHURU in 1970 many extraterrestrial X-ray sources were discovered as compact stars in binaries and X-ray pulsars. However, X-rays from these objects came from an accretion disk around a star or from near the magnetic poles of a star, not from the stellar surface. The Einstein X-ray mission launched in 1978 gave first time the upper limits to neutron star temperatures. However, we had to wait until 1990 when ROSAT, a more powerful X-ray observatory, was launched, that we finally could directly 'see' a neutron star itself (in the sense of detecting radiation from the surface, not just the upper limits). The observed data (both from the Einstein and the ROSAT) did agree with the temperatures predicted from earlier neutron star cooling calculations. Until then the observed X-rays were from the circumstellar matter which were stronger than the fainter surface radiation. With the launch in 1998 of still more powerful Chandra and XMM-Newton X-ray observatories, more stellar surface radiation has been detected.

Since the first discovery of a pulsar many physicists and astronomers joined the effort to find out more about neutron stars. In 1990 the US-Japan Seminar on The Structure and Evolution of Neutron Stars (SENSE) was held in Kyoto, to discuss neutron star problems in general, including its thermal evolution. The proceedings of that meeting review the progress and developments in neutron star and related problems up to that point. Many refereed journal articles and reviews appeared since then, which covered subsequent developments in the neutron star fields.

Thermal Evolution Models of Neutron Stars – Summary

To calculate thermal evolution of stars, we solve basic stellar structure-evolution equations which consist of (1) hydrostatic equilibrium, (2) mass-density relation, (3) energy balance and (4) energy transport, simultaneously with several supplementary equations. For neutron stars we use general relativistic version of these equations. In the case of neutron stars the major supplementary equations are: the Equation of State

(EOS), the equations for neutrino emissivity, opacity, and specific heats. Another important information is the composition. Generally the central core consists of neutrons, with several percent of protons with electrons (and muons) to keep charge neutrality. When the density is high this neutron-dominated matter transforms to other 'exotic' particles such as hyperons, quarks, and/or pion and kaon condensates. These particles may become superfluid (or superconductor if charged). The central core with the high density matter is surrounded by very thin crusts. The inner crust immediately outside the dense core is made of free neutrons, electrons and neutron-rich heavy nuclei, which is surrounded by the outer crust consisting of electrons and heavy nuclei which become less neutron-rich as we go toward the surface. The surface and the atmosphere generally consist of ordinary heavy nuclei such as Fe, but it may be covered by such light particles as Hydrogen and Helium if the star is young (due to the fallback material after a supernova explosion). In addition to cooling, heating can become important. In the case of pulsars with magnetic fields of around 10^{12} Gauss the Vortex creep heating in the inner crusts can become effective.

Earlier to More Recent Work

Most of the stellar interior is isothermal and uniform in density, and the first two hydrostatic equations which control the mechanical structure can be decoupled from the last two thermodynamic equations. In the early days the isothermal method was adopted where we first solve the mechanical equations and then the thermodynamic equations after that. Then the energy balance equation gives cooling curves. Many of us still use this method even now depending on their purpose - such as making a toy model for qualitative exploration of some properties and behavior to obtain physical insight, etc.

However after observations started giving information on the stellar temperatures some groups including ours adopted a more accurate method (referred to as the 'exact evolutionary method' for convenience) where four basic stellar structure-evolution equations are solved simultaneously (although most other groups use a 'semi-exact' method where the exact calculations are carried out only to the outer boundary of the central core and the results are matched by the envelope obtained by separate calculations). As time went on, as more observation data accumulated parallel theoretical progress continued mainly with the improvements on the input

microphysics.

As to the Tsuruta group's case, the first calculations in the 1960s adopted a simpler isothermal method. After the observed temperature data started appearing Nomoto and Tsuruta created an exact evolutionary code for neutron stars. The input microphysics, such as the EOS, core composition and superfluidity/superconductivity of constituent particles such as neutrons, protons and hyperons, continued to be improved, with direct collaboration with the nuclear physics group of Tamagaki, Takatsuka, Tatsumi, Muto, Nisizaki, etc. Therefore, Takatsuka san's contribution and influence to our neutron star thermal evolution work have been invaluable.

Neutron star thermal evolution related work by Tsuruta's group over many years since 1965 was published in numerous refereed journals, reviews and conference proceedings. The more recent of major publications include Tsuruta et al. 2009 (the *Astrophysical Journal*), Tsuruta 2009 (the review in the Springer series), Tsuruta 2017 (the review in the World Scientific), etc. In these more recent papers we included various neutrino cooling processes, both normal standard and fast nonstandard, as well as the vortex-creep heating, with a stellar core consisting of hyperon-mixed neutron matter and pion condensates. The theoretical models thus obtained were compared with the then up-dated observational data on neutron star temperatures (which by then became large in numbers). The results are that the detected temperatures and temperature upper-limits of most isolated neutron stars are consistent with the standard cooling (in some cases with additional vortex creep heating) and some with the fast nonstandard cooling, with the exception for the Vela pulsar data, which required the nonstandard cooling with superfluid suppression. This need for the nonstandard cooling with additional superfluid suppression has been supported further by another independent information from the observation data of some transient sources (called SXT, the soft X-ray transients) in the low-mass X-ray binaries.

Tsuruta received the 14th MG (Marcel Grossman) Award in 2015, mainly for her contribution to the neutron star field, including her first prediction of observability of neutron star temperatures and the work which continued since then in that and related fields.

Current and Future Work

Currently Tsuruta's group is continuing studies on neutron star thermal evolution and

related problems. Here we briefly summarize the major work in this area.

- **Thermal evolution problems with improved EOS:** Recently it was found that mass of neutron stars can be as high as $\sim 2M_{\odot}$. The best and most recent EOSs our group used until recently, TNI2u, 3u and 6u, did not give the stellar mass going up to beyond $2M_{\odot}$. Recently the Tamagaki-Takatsuka group created a realistic EOS with maximum stellar mass going beyond $2M_{\odot}$, which we named TNI8u, for convenience. It was kindly made available to us by them. We finished calculations of thermal evolution of stars with a hyperon-mixed core with TNI8u. We are now in the process of writing a paper on this work for publication. We are hoping this work will be extended to stars with pion condensates and quarks in the future. I regret very much that Takatsuka san is no longer available now, but I do hope others in this group, such as Tatsumi san, Muto san, Nishizaki san, etc. will continue to supply us the needed models with new EOS, with various constituent particles including hyperons, pion and kaon condensates, quarks, mixed-phases, etc.

- **Magnetar Heating:** The observation data on temperatures are now available for many magnetars, neutron stars with ultra-high magnetic fields of $\sim 10^{14-15}$ Gauss. These temperatures are too high for cooling alone and not even with the vortex creep heating, meaning that some other heating mechanisms are needed. Among these we are currently investigating two scenarios (i) the ambipolar heating in the interior, and (ii) heating from above the stellar surface through the magnetic reconnection in nanoflares just above the surface.

(I) The magnetic decay in the interior through the ambipolar diffusion supplies the energy source. We have just finished the calculation for the ambipolar heating of magnetars for a simpler case with no possible complications arising if neutrons are in the superfluid state. The results were compared with the magnetar temperature data, and we found that the results are positive. The observed temperatures of many magnetars are consistent with the amipolar heating. We are now in the process of writing a paper for publication to report the results. Currently we started exploring the effect of neutron superfluidity and the work will continue to the immediate future.

(II) The energy released in the stellar core due to magnetic decay can be transported to

the magnetosphere through Alfvén waves. Also through magnetar superflares during the bursting phases a lot of magnetic energy released from the star can be stored in the magnetospheres. Part of that energy can be released just above the surface by magnetic reconnections in nanoflares, and that can heat the star from outside. We are currently exploring this case, which will continue to the future.

Concluding Remarks

Our current so-called 'Kyoto Nuclear, Particle and Dense Star Group' started over 30 years ago when I first got in touch with the Kyoto Tamagaki, Takatsuka, Tatsumi group for their help, and we started and continued interactions and collaborations, which have been extremely successful. Over long years it kept expanding to today's larger group activities. We owe to Tamagaki san, Takatsuka san, Tatsumi san, Muto san, Yasutake san, and others who have joined us, for our great success today.

Our Montana group has been still in the middle of our collaboration on neutron star thermal evolution problems, most recently with Takatsuka san supplying to us microphysics needed for our calculations, such as new EOS, composition, superfluidity of constituent particles such as hyperon and pion condensates, etc., when I received the sad news of Takatsuka san's passing away. So it was a great shock to me and I am very sad. However, my hope is that those who are left behind in this group will still continue to help our collaborations and close interactions in the coming days. (More details are found in my banquet speech.)

高密度核物質の織り成す多様な状態と中性子星の熱的進化

野田常雄 (久留米工大)

1 序

中性子星は星全体が巨大な原子核と例えられる高密度な天体である。このような天体は、内部に熱源を持たないため、超新星爆発時の高温状態から X 線やニュートリノの放射によって冷却されていく。それらの放射率は温度に依存するため、初期段階 ($< 10^4$ yr) においては内部からのニュートリノ放射が支配的となり、それ以降は X 線による表面からの放射で冷えていく。ニュートリノ放射過程は、星の内部の高密度核物質の状態に強く依存するため、星の冷え方と内部の状態の間には密接な関係がある。

中性子星を形作る高密度核物質は、中性子過剰の核物質のみならず、メソン凝縮やハイペロン混合、核子の超流動やクォーク閉じ込め解放等の、通常の原子核では出現しない状態を取りうると考えられている。このような物質は、ニュートリノ放射過程や状態方程式が異なるため、中性子星の構造や熱的進化に多大な影響を与える。しかし、中性子星の内部のような状態はその密度に対し温度が非常に低いため、温度が高くなってしまいう地上実験での検証が困難であり、中性子星の観測と理論計算とを比較することで探求が行われている。また、高密度核物質の状態は、星による個体差はなく圧力と温度で一意に決定される。そのため、どの星においても状態方程式は同じものを用いなければならない、中性子星の構造に対する大きな制限となる。

我々は QCD 相転移を含む状態を考慮し、クォーク物質を含むコアを持つ中性子星のモデルを構築し、その熱的進化について調査した。その際に、核子の超流動 ($n: {}^1S_0, {}^3P_2, p: {}^1S_0$) 及びクォーク物質におけるカラー超伝導の影響を含め、それらの影響を検討した。

2 観測からの制限

2.1 単独中性子星

単独中性子星は、伴星を持たない中性子星である。超新星残骸の中でパルサーとして見つかるものが多いが、観測されるものは比較的近傍のものに限られる。また、質量に関しては測定が非常に困難であり、質量の範囲が知られているものもその範囲が大きくなる。中性子星の年齢に関しては、誕生時の超新星爆発が客星として地上で目視で観測されたもの (歴史的超新星) については、その爆発時期については信用できるものと考えられる。以下に中性子星の熱的進化を考慮する際に重要となる観測を述べる。

2.1.1 Cassiopeia A (CXOU J232327.9+584842)

Cassiopeia A は知られている限り最も若い超新星残骸であり、その中心には中性子星 CXOU J232327.9 + 584842 (以降 “Cas A”) の存在が確認されている。この天体に対応する歴史的な超新星の信頼できる記録はなく、残骸の膨張速度から爆発時期が約 330 年前と見積もられている。Chandra による観測結果より、Cas A

の質量は比較的大きく ($1.5\text{--}2.4M_{\odot}$)、有効温度は“スタンダード”な中性子星の温度と同等であることが得られている [1]。年齢と質量のわりに高い温度を示しているため、Exotic な過程では説明が難しい。また、直近の 20 年間にわたり表面温度の急激な低下を示唆する観測の解析結果 [2] もあるが、それを否定する結果 [3] もあり、議論の最中である。本研究ではこの急激な温度低下については考慮しないこととする。

2.1.2 3C58 (PSR J0205+6449)

3C58 は超新星 SN1181 の超新星残骸であり、その内部にパルサー PSR J0205+6449 が観測されている。肉眼で観測された超新星の一つで、明月記等の史料に記載のある歴史的超新星である。パルサーの有効温度は、年齢と比較すると非常に冷えており、強いニュートリノ放射過程を示唆しているが、質量は不明である。

2.1.3 Vela Pulsar (PSR J0835-4510)

Vela パルサー (帆座パルサー) は約 11000 年前の超新星の残骸中に見つかったパルサーであり、太陽系から近く初期の頃から X 線での観測が行われている。有効温度は年齢と比較して低く、また、温度の下限が観測されている。他の観測値は上限のみのもが多く、下限がわかっているものとして、冷却ダイアグラム上重要な天体となる。同様な下限値が知られている中性子星として、Geminga (PSR J0633+1746) が挙げられる。

2.2 連星中性子星

連星をなす中性子星は、直接冷却ダイアグラム上に載るものではない。しかし、質量や半径の観測が可能であり、冷却モデルの制限となる。特に重要なものとして、近年観測された $2M_{\odot}$ の質量を持つ中性子星が挙げられる [4, 5]。 $2M_{\odot}$ の質量は状態方程式に対する強い制限となり、TOV 方程式を解いた際の最大質量がこの質量 ($2M_{\odot}$) を超える必要がある。冷却計算を行う上で、この状態方程式の制限は、非常に強力なものとなる。大きな質量を持つ中性子星では Exotic な状態へ遷移する際のソフト化が問題となる。強いソフト化を伴う相転移は中性子星内部で実現しないものとなる。

他の連星中性子星として冷却計算に影響を与えるものとして、伴星からのガス降着が起きている中性子星がある。これらは年齢-温度の冷却ダイアグラム上には表せないが、質量降着率と温度のダイアグラムで表現が可能である。降着中性子星の観測より、いくつかの星に関しては、“スタンダード”な冷却過程では説明できないことが分かっており、このような星に関しては何らかの強い冷却過程が必要となる。

近年観測された中性子星合体イベントも、重要な中性子星の観測である。重力波と電磁波によるマルチメッセンジャー観測が GW170817 に対して行われ [6]、これによりある程度状態方程式を制限できることがわかった [7]。ニュートリノによる同時観測や重力波の波形からの状態方程式の制限こそできていないが、今後の観測において、様々な観測が出てくるものと期待できる。

3 計算モデル

本研究では、“スタンダード”なハドロン物質と、クォーク物質の出現を考慮した。ハドロン物質では核子の超流動を、クォーク物質ではカラー超伝導を考慮し、ニュートリノ放射への影響を含めた。核子の超流動は中性子の 1S_0 、 3P_2 状態と、陽子の 1S_0 状態を考慮し、カラー超伝導では CFL 状態と 2SC 状態を考慮した。超流動・超伝導状態は、常流動・常伝導状態からの相転移の際に強いニュートリノ放射を示し [8]、相転移後には他のニュートリノ放射過程を抑制する。ギャップエネルギーを Δ とすると、抑制されるニュートリ

ノ放射は $\exp(-\Delta/k_B T)$ に比例する。CFL 状態においてはすべてのカラー・フレーバーが、2SC 状態においては 3 カラーの内 2 カラーが、それぞれ超伝導状態になっているとする。 Δ が温度 T に対し十分大きい ($\Delta \sim$ 数十 MeV) と仮定すると、CFL 状態では強くニュートリノ放射を抑制し、2SC 状態ではニュートリノ放射を約 1/3 に抑制すると考えられる。核子の超流動については、それぞれの状態について密度依存する臨界温度モデルを作成し (図 1)、星内部の各層においてニュートリノ放射の計算を行った。

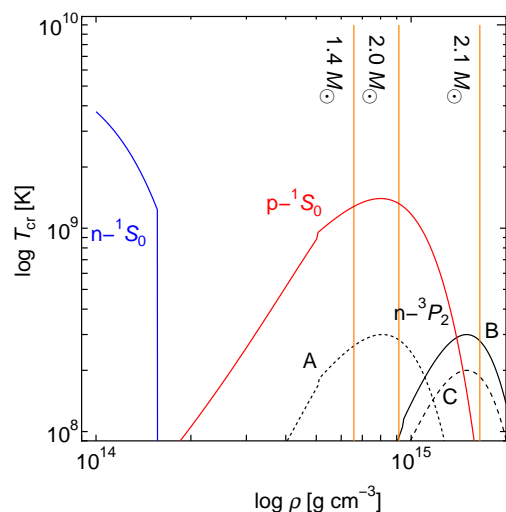


図 1 核子超流動の臨界温度の密度依存。縦線の質量は、その質量での中心密度を示す。 $n-^3P_2$ の 3 本 (A~C) は冷却計算に用いたモデルを指す。

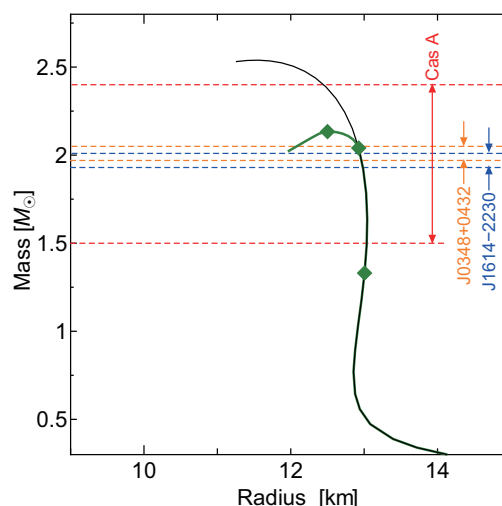


図 2 本研究で用いた状態方程式の $M-R$ 関係。マークは計算に用いたモデルを示す。細い実線はハドロン物質のみの場合。

状態方程式はハドロン相とクォーク相の間での 1 次相転移を考慮し、幾何学構造の混合相を持つもの [9] を採用した。この状態方程式での $M-R$ 関係を図 2 に示す。この状態方程式を用いると、クォーク相を考慮した場合においても最大質量が $2.13M_\odot$ となり、近年の $2M_\odot$ の観測結果と矛盾しない。混合相においては、幾何学構造の決定に Wigner-Seitz 近似を用い、構造のサイズより両相の体積比を得ることでバルクのニュートリノ放射を決定している。また、この状態方程式においては、最大質量時においても中止部が混合相となり、クォーク相・ハドロン相の両方によるニュートリノ放射が有効となる。また、ハドロン相では高密度状態での陽子の存在比が 1/9 を超え、Direct URCA 過程によるニュートリノ放射が有効となる。

計算パラメータとして、中性子星の質量を $1.41M_\odot, 2.04M_\odot, 2.13M_\odot$ とした 3 種類を用い、中性子の 3P_2 超流動モデル 3 種類を用いた。表面組成は ^{56}Fe を仮定し、計算を行った。

4 結果

超流動モデル A,B,C について、それぞれの熱的進化計算の結果を図 3,4,5 に示す。カラー超伝導のモデルの違いについては、赤色の実線が CFL 状態を、破線が 2SC 状態を表す。いずれのモデルにおいても、初期 ($t < 10^3$ yr) においては重い星が良く冷え、軽い星が冷えにくくなり、後期 ($t > 10^3$ yr) においては中間質量のものが最も冷えにくくなった。また、最も重い $2.13M_\odot$ については、CFL 状態のカラー超伝導のモデルでは、中性子の 3P_2 超流動の臨界温度の密度依存が高密度側にシフトしているものほど冷え方が緩やかになることがわかる。2SC 状態のモデルにおいては、中性子の 3P_2 超流動に依存せず、急激に冷えてしまっているこ

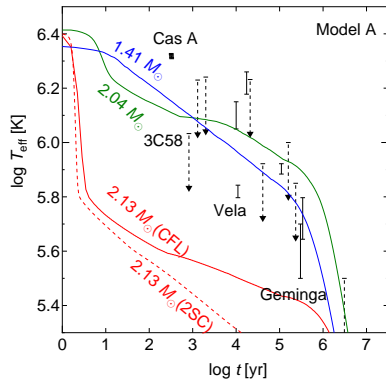


図3 中性子 3P_2 超流動に A モデルを採用した際の冷却曲線。黒色の実線及び破線は観測値の温度範囲 (実線は上限と下限、破線は上限のみ) を示す。観測値については [10] を参照。

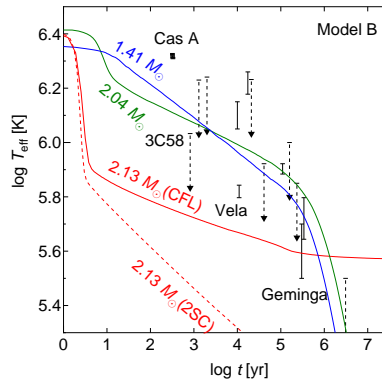


図4 図3と同様だが、中性子 3P_2 超流動に B モデルを採用したものの。

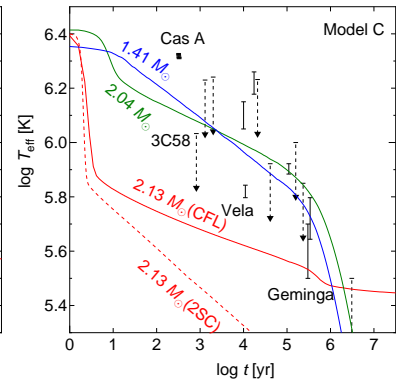


図5 図3と同様だが、中性子 3P_2 超流動に C モデルを採用したものの。

とがわかる。

この結果は、カラー超伝導のモデルが、中性子星の冷却に大きな影響を与えることを示唆している。中性子星内部で実現するカラー超伝導状態が 2SC の場合、クォーク相が出現する重い星は急激に冷えることとなり、現在観測されている単独中性子星はクォーク相を含まないこととなる。対して、CFL カラー超伝導状態になる場合には、ハドロン相による冷却が優勢となり、重い星の冷却曲線は温度の低い観測値を説明可能な範囲を通ることができる。その場合、中性子の 3P_2 超流動の効果が中性子星の冷却に大きな影響を与える。また、中間質量の星の冷却曲線は、初期に温度低下を示しているが、これは陽子の 1S_0 超流動によるものであり、超流動状態の領域が初期の星内部で急激に広がることで、温度低下を招くことがわかる。今回の結果と観測値との整合性については、冷却曲線が通らない観測値が多くみられる。これは、表面組成を ${}^{56}\text{Fe}$ と考慮したため温度が低く出ているためであり、He や C の軽元素による表面組成を考慮することにより、Cas A をはじめとした温度の高い観測値を説明可能となりうる。

5 まとめと展望

本研究においては、最大質量が $2M_{\odot}$ に達するクォーク相を考慮した状態方程式を用いた中性子星の冷却計算を行った。クォーク相ではカラー超伝導のモデルが CFL か 2SC かによって、異なる冷却のパターンを示すことが分かった。2SC 状態の場合、クォーク相のニュートリノ放射が支配的となりハドロン相側の冷却の違いが現れにくいこととなり、CFL 状態の場合はハドロン相側の冷却効果が顕著に表れるという結果となった。さらに、ハドロン相側の冷却が効く場合、中性子の 3P_2 超流動のみならず、陽子の超流動の効果も表れることがわかる。中性子星内部でのクォーク物質の存在については、今回の冷却計算からはそれを否定することはできない。クォークによる強いニュートリノ放射は星を急速に冷却するが、CFL 状態のようなニュートリノ放射の抑制効果の強い状態が出現すると、温度の低い観測値を説明可能な範囲を冷却曲線が通ることになる。

中性子星の熱的進化においては、高密度核物質における各種の“超”状態をきちんと考慮する必要がある。

本研究ではクォーク・中性子・陽子それぞれの状態を考慮したが、他の Exotic 粒子 (ハイペロン等) を考慮した場合もそれらの超流動の考慮が必要となることが言える。これらの状態については、今後も核物理・宇宙物理の両面での議論が必要である。

6 最後に

高塚さんとは、私がまだ学生であった 2008 年の“京都ミーティング”以降、中性子星内部の核物質の諸状態について、議論等をさせていただきました。10 年間程度のお付き合いでしたが、核子超流動の考え方から研究に対する姿勢まで、さまざまなことを学ばせていただきました。研究会・学会等で高塚さんの前で講演をする際には、高塚さんに納得していただくことを目標にしていたのですが、的確に問題点をご指摘いただき、“次回こそは”とモチベーションを高めたものです。若手の話をしっかりと聞いて的確なご指摘をされる、研究者の鑑のような方でした。私が現職に就いた際に温かい激励を頂いたことや、懇親会の席での豪快な笑い声など、高塚さんの人となりもまた魅力的でした。

高塚さんの訃報を聞いた際には、正直なところすぐには信じられませんでした。前から体調がよくないとはお聞きしていたものの、きっとまた元気なお姿を見せてくれるもの、と思っていた節がありました。亡くなられて半年が過ぎましたが、いまだに“このアイデアを高塚さんに話したら...”と考えてしまうことがあり、高塚さんの存在がいかに大きなものであったか、ということをおもひ知らされます。高塚さんのご恩に感謝いたしますとともに、ご冥福を心よりお祈りさせていただきます。

高塚さん、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] W. C. G. Ho, and C. O. Heinke, *Nature*, **462**, 71 (2009).
- [2] C. O. Heinke et al., *Astrophys. J.* **691**, 1035 (2009).
- [3] B. Posselt et al. *Astrophys. J.* **779**, 186 (2013).
- [4] P. B. Demorest et al., *Nature*, **467**, 1081 (2010).
- [5] J. Antoniadis et al., *Science*, **340**, 448 (2013).
- [6] B. P. Abbott et al., *Astrophys. J. Lett.* **848** L12 (2017).
- [7] D. Radice et al., *Astrophys. J. Lett.* **852** L29 (2018).
- [8] D. Page et al., *Astrophys. J. Suppl.* **155**, 623 (2004).
- [9] N. Yasutake et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **665**, 012068 (2016).
- [10] T. Noda et al., *Astrophys. J.* **765**, 1 (2013).

中性子星における強磁場の役割と現象への影響

丸山 智幸

日本大学，生物資源科学部

この報告書で記述する研究を始めて口頭発表したのはKEKの研究会でした。このとき、一番前に座って熱心に聞いてくれたのが、高塚さんであり、その後本研究を評価し、励まして続けてくれました。そういった意味で、本研究を継続しているとき、高塚さんを思い出さざる終えません。

記憶を遡ると、高塚さんに始めてあったのは東北大でのセミナーであり、高塚さんはパイオン凝縮の研究を説明していただけたのだと思います。ただ、私はそのとき修士の院生で残念ながらさっぱり分からなかったと記憶しています。その後、博士課程の時代にも集中講義に来られたことを覚えています。少しは進歩していたので、話のさわりぐらいは理解したような気がします。

時は巡り、私も中性子星と関係した高密度核物質についての研究分野に参入することになりました。研究会のたびに話しかけていただき、何度か一緒に食事し、楽しい時間を過ごせたことを覚えています。

もう会えないのかと考えると非常に寂しい気持ちになります。大学の学部長、副学長も務められ、研究のみならず種々の方面に活発に活躍されている姿を思い出し、少しでも近づけられるように今後も動力して生きたものだと思っています。

高温・高密度ハドロン物質の様々な相についての研究は、原子核、素粒子、天体物理学で広く興味を持たれている。中性子星の研究はこの分野を発展させる上で最も示唆に富む対象である。近年、非常に強い磁場を持つ中性子星、マグネターが発見され [1]、そのような強磁場を保つ仕組みがいかなるものであるのかは、この研究にさらなる疑問を与えるものとなっている。

ところで、中性子星内部のハドロン物質を知る観測量は限られており、ニュートリノ放出は、内部の相変化を知ることが数少ない観測量の一つである [2]。そこで我々はハイペロンを含む強磁場ハドロン物質におけるニュートリノ散乱および吸収の断面積の計算を行うこととした [4]。

計算の行う磁場を z 方向を向いた一様磁場 $\vec{B} = B\hat{z}$ とし、その強度 B は天文学的には大きい、強い相互作用のオーダーでは弱いものであると仮定する。このとき、粒子 a の化学ポテンシャル μ_a に対して磁場の強度は、 $\sqrt{eB} \ll \mu_a$ の関係が成り立ち、磁場のバリオンに対する影響は摂動で扱うことが可能である。摂動の範囲では、荷電粒子の運動による電磁カレントは平均するとほとんどゼロとなるため無視でき、スピンの偏極からの寄与だけを考えればよいことになる。

実際の計算において、中性子星物質の状態方程式等の性質は相対論的平均場理論で計算しバリオンの平均場を結合定数等のパラメーターはPM1-L1 [3] を用いることにする。、その上で、ニュートリノと構成粒子との断面積 σ を磁場に依存しない σ^0 と磁場に比例する $\Delta\sigma$ に分け、 B の一次までとることで以下のように書かれるものとする。考慮して、

$$\sigma = \sigma^0 + \Delta\sigma. \quad (1)$$

図 1 に、上段に散乱 ($\nu_e \rightarrow \nu_e$) 断面積、下段に吸収 ($\nu_e \rightarrow e^-$) 断面積の磁場依存部分 $\Delta\sigma$ を、磁場に依存しない部分通常部分 σ^0 で割った量を示した。磁場の強さは $B = 2 \times 10^{17} \text{G}$ とし、散乱については散乱角を $\theta_f = 0^\circ$ 、吸収については入射角を $\theta_i = 0^\circ$ と固定し、ニュートリノの入射エネルギーは各密度での化学ポテンシャルの値で計算を行った。

この図をみると、磁場方向（北極方向）で散乱は最も大きく、吸収は最も小さくなり、逆方向（南極方向）ではその反対となっている。このことは、ニュートリノが北極方向に多く放出され、南極方向に少なく放出されることを示している。

そこで、強磁場中のニュートリノ輸送を考え、この非等方放出が超新星爆発のダイナミクスにどのように影響するかを調べることにする。

ニュートリノの位相空間関数 $f_\nu(r, k)$ を定義する。系はほぼ的に平衡状態に近く、 $\partial f_\nu / \partial t = 0$ と仮定し、 f_ν を以下のように平衡部分と非平衡部分に分けられるものとする

$$f_\nu(r, k) = f_0(r, k) + \Delta f(r, k) = \frac{1}{1 + \exp(|k| - \varepsilon_\nu(r))} + \Delta f(r, k). \quad (2)$$

さらに、ニュートリノは直線軌道を取り、媒質による吸収だけが輸送方程式に寄与するものとする。このとき、 f_ν に関するボルツマン方程式は以下のように書かれる：

$$c\hat{k} \cdot \frac{\partial}{\partial r} f_\nu(r, k) = c\hat{k} \cdot \frac{\partial \varepsilon_\nu}{\partial r} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\nu} + c\hat{k} \cdot \frac{\partial \Delta f}{\partial r} \approx -\frac{\sigma_{AB}(r, k)}{V} \Delta f(r, k), \quad (3)$$

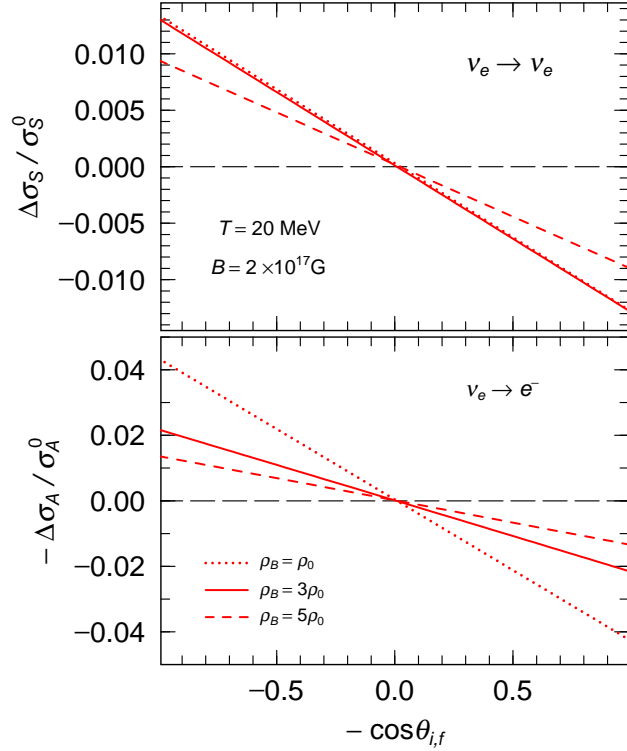


図 1: 温度 $T = 20 \text{ MeV}$ で磁場が $B = 2 \times 10^{17} \text{G}$ のバリオン物質でのニュートリノの散乱断面積（上段）と吸収断面積（下段）における破線、点線、実線はそれぞれ密度が $\rho_B = \rho_0, 3\rho_0$ and $5\rho_0$ であるときの結果を示している。

ここで、 V は系の体積、 c は光速を表し、 λ_ν は平均自由行程で $\lambda_\nu = V/\sigma_{AB}$ で計算される。ここで、 $x_L \equiv (r \cdot k)/|k|$ 、 $R_T \equiv r - (r \cdot k)k/k^2$ を定義し、上記の式を以下のように書き直す：

$$c \frac{\partial \varepsilon_\nu}{\partial x_L} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\nu} + c \frac{\partial \Delta f}{\partial x_L} = -\frac{\sigma_{AB}}{V} \Delta f(x_L, R_T, k), \quad (4)$$

この解は以下のように求まる

$$\Delta f(x_L, R_T, k) = \int_0^{x_L} dy \left[-\frac{\partial \varepsilon_\nu}{\partial x_L} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\nu} \right] \exp \left[-\frac{1}{c} \int_y^{x_L} dz \frac{\sigma_{AB}(z, R_T, k)}{V} \right], \quad (5)$$

以下で、パルサーキック [4] とスピン減速 [5] という原始中性子星に関係した二つの動的現象について、強磁場によるニュートリノの非等方放出との関連を議論することにする。本研究では、質量が太陽質量の 1.68 倍 $M_{NS} = 1.68M_\odot$ で、温度が $T = 20\text{MeV}$ 、レプトンフラクシオンが $Y = 0.4$ の中性子星に対し、ニュートリノ伝搬と放出を計算した。その中性子星の密度分布を図 2 の上段 (a) に示した。

最初に、超新星爆発後によって形成された中性子星が、爆発の反動で高速に運動するパルサーキック現象でのキック速度を計算する。

まず、中性子星内部にバリオン密度が $\rho_B = \rho_0$ となる球面を有効球面 S_N と定義し、赤道面から S_N まで伝搬したニュートリノの n 方向に対する全運動量を以下の式で計算する：

$$P = \int_{S_N} dr \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \Delta f(r, k) (k \cdot n) \delta[k - (k \cdot n)n]. \quad (6)$$

この P の極角 θ に関する度依存性は以下の式で近似される。

$$P = P_0 + \Delta P \approx P_0 + P_1 \cos \theta \quad (7)$$

放出ニュートリノの全エネルギー E_T と全運動量 P_z (磁場方向のみノンゼロ) の間に $P_z/E_T = P_1/3P_0$ の関係が得られる。原子中性子に $B = 2 \times 10^{17}\text{G}$ の一様磁場があるものとして計算を実行

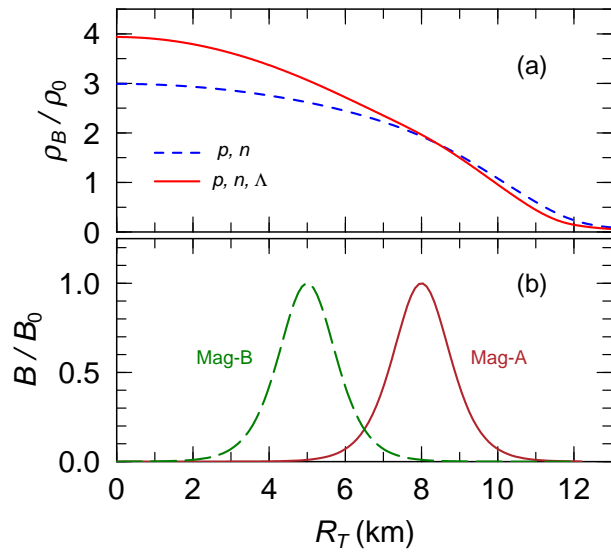


図 2: 上段：温度 20MeV、レプトン・フラクシオン 0.4 で、1.68 太陽質量の原始中性子星での、ラムダを含むとき (実線) と含まないとき (点線) のバリオン密度分布 (a)。下段：本計算で用いる赤道面 ($z = 0$) でのトロイダル型の磁場分布、実線、破線はそれぞれを Mag-A, Mag-B を表す。

すると、ラムダが含まれるする場合と含まれない場合で、それぞれ、 $P_z/E_T = 0.0194$ と 0.0176 という値が得られた。ここに、現実的なニュートリノ放出エネルギー $E_T \approx 3 \times 10^{53}$ erg と中性子星の質量 $M_{NM} = 1.68M_\odot$ を代入しすると、キック速度は、ラムダを含む場合が $v_{Kick} = P_z/M_{NS} = 580$ km/s, 含まない場合が 520 km/s という結果になった。観測されたキック速度 400 km/s と比べて十分な大きさが得られることが分かる。

次に、スピン減速について考えることにする。

マグネターの自転周期 $1 - 10$ 秒と、ミリ秒のものまでである通常の中性子星と比べて、かなり大きなものとなっている。このことは磁場によるスピン減速機構の存在を示唆している。

超新星爆発シミュレーションでは、超新星爆発で形成される原始中性子星において、赤道に沿ったトロイダル型の磁場分布が生じることが示されている [6]。このトロイダル型磁場によるニュートリノ放出の異方性を考えると、大きなスピン減速を説明する可能性がある。

このために、トロイダル磁場の分布を以下の式で与えることにする：

$$\vec{B}(r) = B_{pol} \frac{4e^{z/a_0}}{[1 + e^{z/a_0}]^2} \cdot \frac{4e^{(r_T - r_0)/a_0}}{[1 + e^{(r_T - r_0)/a_0}]^2} \hat{e}_\phi, \quad (8)$$

$r \equiv (r_T \cos \phi, r_T \sin \phi, z)$, $\hat{e}_\phi \equiv (-\sin \phi, \cos \phi, 0)$ と定義され、 a と r_0 はパラメーターである。

そして、中性子星内部でのニュートリノ伝搬から単位時間当たりの角運動量喪失とエネルギー放出の比 $(cdL_z/dt)/(E_T/dt)$ を計算し、スピン減速率 \dot{S}/S を以下の式で求めることとする。

$$\frac{\dot{S}}{S} = \frac{S}{2\pi c I_{NS}} \left(\frac{cdL_z/dt}{dE_T/dt} \right) \mathcal{L}_\nu, \quad (9)$$

ここで、 \mathcal{L}_ν はニュートリノ光度、 I_{NS} は中性子星の慣性モーメントを表す。

文献 [7] の数値シミュレーションの結果として、トロイダル磁場の強度が 10^{16} で、そのときの極性磁場の強度が $B_{pol} = 10^{14}$ G であることが示されている。そこで、磁場分布 (8) に上記の値を用い、さらに $a_0 = 0.5$ km とし、 r_0 に関して二つのパラメーター、 $r_0 = 8.0$ km (Mag-A) と $r_0 = 5.0$ km (Mag-B) を用意し、それぞれについて計算を実行し、両者を比較することとした。図 2 の下段に我々の用いた原始中性子星内部のバリオン密度分布、下段に磁場分布を示す。

実際の計算では、ニュートリノ光度を $\mathcal{L}_\nu \approx 3 \times 10^{52}$ erg·s⁻¹, 原始中性子星の自転周期を $S = 10$ ms [2] と仮定して計算を行った。表に計算したスピン減速率 \dot{S}/S の計算結果を示す。比較のため、通常の計算に用いられる磁気双極子放出 (MDR) によるスピン減速の大きさを [8], 極性磁場を $B_{pol} = 10^{14}$ G として計算し、その結果も示した。

この表の結果をみれば、強磁場中性子星のスピン減速に対し、我々の計算結果が、磁気双極子放出による結果を大きく上回っていることが分かる。従って、我々が導入した強磁場による非等方ニュートリノ放出の効果が、強磁場中性子星の高速スピン減速に対して重要な働きをしていることが結論できる。

Comp.	$I_{NS}[\text{g}\cdot\text{cm}^2]$	Mag.	$\frac{cdL_z/dt}{dE_T/dt}$	$\dot{S}/S \text{ (s}^{-1}\text{)}$	
				Ours	MDR
p, n	1.36×10^{45}	Mag-A	3.34	3.5×10^{-6}	9.9×10^{-8}
		Mag-B	0.48	5.0×10^{-7}	
p, n, Λ	1.54×10^{45}	Mag-A	5.45	6.4×10^{-6}	7.8×10^{-8}
		Mag-B	0.39	4.6×10^{-7}	

以上の様に、我々はニュートリノ散乱、吸収について強磁場中による非等方性の計算を行った。ここでは記さなかったが、ニュートリノ生成でも散乱、吸収と同じ非等方性、すなわち、磁場方向に多く、反対方向に少なく放出されるところを発見した [9]。

本研究では、上記の中で最も大きい吸収効果をニュートリノ伝搬に取り入れ、超新星爆発直後に形成される原始中性子星に関連した二つの現象、パルサーキックとスピン減速に対するニュートリノの非等方放出の効果を概算し、この効果が決して小さくないことを示した。

参考文献

- [1] S. Reddy, M. Prakash and J.M. Lattimer, Phys. Rev. **D58**, 013009 (1998).
- [2] P. Arras and D. Lai, Phys. Rev. **D60**, 043001 (1999).
- [3] T. Maruyama, H. Shin, H. Fujii, T. Tatsumi, Prog. Theo. Phys. Vol. 102, 809 (1999).
- [4] T. Maruyama, N. Yasutake, M.K. Cheoun, J. Hidaka, T. Kajino, G.J. Mathews and C.Y. Ryu, Phys. Rev. **D86**,(2012) 123003.
- [5] T. Maruyama, J. Hidaka, T. Kajino, N. Yasutake, T. Kuroda, T. Takiwaki, M.K. Cheoun, C.Y. Ryu and G.J. Mathews, Phys. Rev. **C89** 035801 (2014).
- [6] J. Braithwaite and H.C. Spruit, Nature **431**, 891 (2004).
- [7] T. Takiwaki, et al., Astrophys. J. **691**, 1360 (2009).
- [8] A.G. Lyne and F.G. Smith, Pulsar Astronomy CUP (1990).
- [9] T. Maruyama, J. Hidaka, T. Kajino, N. Yasutake, T. Kuroda, T. Takiwaki, M.K. Cheoun, C.Y. Ryu, G.J. Mathews, Phys. Rev. **D90**, 067302 (2014) .

強磁場中性子星での熱輸送

核物理と物性物理の新たな接点

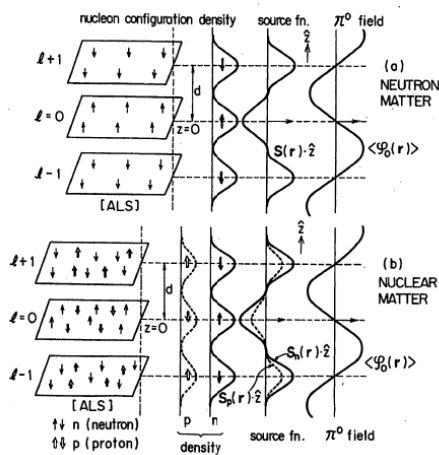
大産大 異 敏隆

1. 序

高塚さんは生涯研究者であることを誇りに思われていた。殆ど全ての会に出席され、生前最後まで希望されていた年末の「京都ミーティング」への参加が叶わずに逝かれた。「京都ミーティング」は約 40 年前から続いている小さな研究会で、玉垣、高塚、鶴田さんを中心に始まった。発表、議論の時間を気にしない、素粒子、物性物理など他の分野の話題を含む、現在進行中の内容や問題提起も OK というユニークなものである。ここでは、しばしば中性子星の物理を媒介とした核物理と物性物理の接点が重要な問題となった。高塚さんも、よく核物理と天体物理の連繋を大切に、微視的な立場から巨視的な現象を説明する魅力を語られていた。核子、クォークの超流動、超伝導、高密度物質の磁性（強磁性、反強磁性）などがその例である。ここでは、過去の研究の足跡をたどるとともに、未完ではあるが、未来志向だった高塚さんをみならって、新しい接点について阿武木啓朗（愛教大）、安武伸俊（千葉工大）、丸山智幸（日大）さんたちと議論していることを紹介する。

2. 核子超流動、 π 凝縮、...

1967 年、Hewish, Bellらによってパルサーが発見され、強い磁場を伴って高速で回転する中性子星像が確立された（佐藤文隆さんの言によれば、このような形で中性子星が発見されるとは誰も思わなかった、というくらい非常な驚きだったらしい）。回転周期は非常に正確なものだが、時々グリッチと呼ばれる回転周期の不連続的減少が観測された。Baym, Pethick, Pinesによって、その緩和時間が核子の超流動によるという解釈が与えられた。しかし、そのとき考えられていたのはMigdalが指摘した 1S_0 型のクーパー対で、低密度領域でのみ存在する [1]。これに対して、核密度より大きな密度領域では 3P_2 型のクーパー対が可能であることを示したのが、1969-1970 年玉垣さんたちで [2]、その後高塚—玉垣によって大きく発展させられた [3]。物性物理での ^3He の 3P 超流動の発見が 1972 年だったことを思い出すと、その先見性が際立つ。その後vortexを用いたグリッチの模型が精力的に行われたこともある [4]。また、1976 年にはFlowersらによってギャップが小さいとき、Cooper対の生成・消滅を伴う非平衡過程により、中性カレントの媒介によるニュートリノ対生成によって中性子星の冷却が効果的になることが指摘されている [4]。その後クォーク物質の超伝導も精力的に研究された。



高密度核物質での固化の可能性、磁性的な性質に関しては、高塚さんを含む京都グループによって中性 π 凝縮との関連で研究された。”議論物理”の一つの成果として、中性 π 凝縮相での核子系がALS(Alternating-Layer-Spin)構造と呼ばれる一次元的な層状反磁性構造をもつことが指摘された。これは一元的に局在したネマティック液晶と類似している。この成因は核力の言葉でいえばテンソル力の一次の寄与によるものであり、 π 中間子の言葉では擬スカラー凝縮はスピンの依存した構造

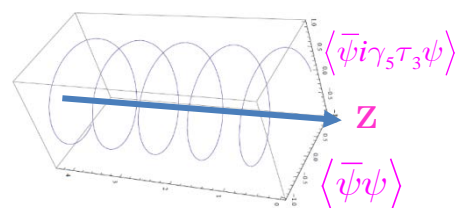
を誘起するということになる。中性子星の現象との関連では、中性子星の冷却、“固化”によるグリッチ機構、相転移によるmini-collapseなどが考えられる。ALS構造、 3P_2 超流動など京都グループの研究は90年の国際会議”Structure and Evolution of Neutron Stars” (SENS90), 93年のレビュー論文”Various phases in high-density matter and neutron stars” [5]にまとめられている。後者の論文は高塚さんのお気に入り、しばしば言及されている。

後で述べるように p 波超伝導や π 凝縮は最近クォーク物質での非一様カイラル相や物性物理でのトポロジカル物質の物理とも関係があることがわかってきた。

3. クォーク物質での π 凝縮

高温・高密度でのカイラル対称性の回復、クォークの非閉じ込めについては多くの人はそのように考えられているように思われるが、両者の関係は未だよく理解されていないと思われる。特に高密度側が全く不明である。ここでは低温の高密度核物質においてクォークの非閉じ込めが先行し、クォーク物質になるとき、 $\langle \bar{q}q \rangle$ は有限に留まり、カイラル対称性は自発的に破れていることを仮定する。さらにクォークの Fermi エネルギーが大きくなると、 $\bar{q}q$ 対の生成が抑圧されることからやがてカイラル対称性は回復することが期待される。例えば NJL 模型はクォーク物質でのこのような振る舞いを記述する一つの現象論的模型と考えることができる。通常、擬スカラー型の $\bar{q}q$ 対の凝縮は、真空は良いパリティ状態だと仮定すると消えてしまうが、物質中では一般に非零になることが許されます。その場合に非自明な解は、空間的に変化する凝縮になる。これは非一様カイラル相と呼ばれているものです。今アイソスピン SU(2)の場合を考えると、一番簡単な配位として二重カイラル密度波(Dual Chiral Density Wave, DCDW)と呼ばれるものが考えられる [6]。

$$\begin{aligned} \langle \bar{\psi}\psi \rangle &= \Delta \cos qz, \\ \langle \bar{\psi}i\gamma_5\tau_3\psi \rangle &= \Delta \sin qz \end{aligned}$$



このような相がコンパクト星内部に存在すれば、ALS 構造と同様に、空間的非一様性に起因する弾性的、粘性的効果をもたらせ、中性子星の振動ひいては重力波放出に関係するかもしれない。また、phonon はじめ NG ボソンの熱励起は熱力学量に効くことが考えられる。空間的非一様凝縮は外場として弱い相互作用の結節点において付加的な運動量をあたえ、クォークによるニュートリノ放出が可能になり、その結果中性子星の冷却が著しく速くなる。一方、この状態は ALS 構造とは異なり、軸性量子異常により、磁場への応答を計算すると、磁場を 0 にした極限でも磁化が非零になることがわかる。すなわち、強磁性の性質を示し、DCDW 相は中性子星の自発磁化の機構をあたえると考えられる。

4. DCDW と Weyl 半金属

非一様カイラル相、DCDW についてはいろんな場所で議論してきたので、ここでは最近の結果を紹介する。物性物理の分野では最近トポロジカル絶縁体、トポロジカル超流動などの物理が目目され、理論的、実験的に活発に研究されている。Dirac 粒子ということに絞れば、二次元グラフェンが代表的な系だったが、最近では Dirac 絶縁体、Dirac 半金属、Weyl 半金属など三次元物質で議論されている [7]。

DCDW 相でのクォーク粒子エネルギーは NJL

を用いると、 $E_p^\pm = \sqrt{E_p^2 + q^2/4 \pm q\sqrt{p_z^2 + m^2}}$ と

書ける。 $q/2 > m$ に注意すると、

$p_\perp = 0, p_z = \pm K_0 = \pm\sqrt{(q/2)^2 - m^2}$ なる 2 点で

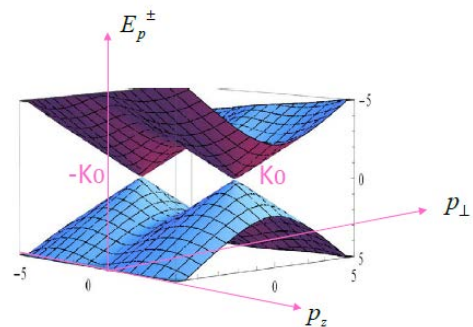
ギャップレスの分散関係を示すことがわかる。同

じ分散関係をもつ場合が Weyl 半金属の議論でも

表われ、 $\pm K_0$ を Weyl nodes (points) と呼ぶ。実際 $p_z = \pm K_0$ 近傍での Hamiltonian の形は

一定のカイラリティーまたはヘリシティを持つ Weyl Hamiltonian で記述される。DCDW

と Weyl 半金属の対応を図示すると次のようになる。



DCDW

Dynamical
mass M

“Momentum” k

Wave vector
 q (秩序変数)

Weyl semimetal

Spin-orbit coupling (SOC)
strength M

Bloch momentum k

Spin splitting due to
magnetic impurities
or magnetic field b

4. 異常 Hall 効果

Weyl 半金属での特徴的な電磁応答は異常 Hall 効果と呼ばれるもので、伝導率は $j_x = \sigma_{xy} E_y$ で定義される。Weyl 半金属では $\sigma_{xy}^{\text{anom}} = \frac{e^2}{(2\pi)^2} 2K_0$ であたえられることが知られている。今 DCDW において同様な現象が期待できると考え、久保公式を用いて計算すると、Dirac sea からの寄与は

$$\sigma_{xy}^{\text{anom}} = \frac{e^2}{(2\pi)^2} \begin{cases} -q, & m > q/2 \\ -q + 2K_0, & m < q/2 \end{cases}$$

となることがわかる [8]。DCDW では後者の状況が実現されており、カイラル対称性の回復 $m \rightarrow 0$ に従って $\sigma_{xy}^{\text{anom}} \rightarrow 0$ になっていることがわかる。Weyl 半金属の場合との差は

$\sigma_{xy}^{\text{anom}}$ を計算する途中での正則化の際の有限量の任意性に由来する。第二項の物理的意味は、

k 空間における積分を k_z と残りの 2 次元 (k_x, k_y) での積分に分けてやるとよくわかる。後者の積分は、Berry 曲率の積分の形になり、量子 Hall 効果の場合と全く同じ寄与を与え、いわゆる TKNN 公式の形に書ける。

$$\frac{e^2}{(2\pi)^2} 2K_0 = \frac{2K_0}{2\pi} \nu (=1) \frac{e^2}{2\pi}$$

ここで、 ν は Chern 数で Berry 接続の巻きつき数を表している。異常 Hall 効果によって Maxwell 方程式に付加的な項が現われることにより、コンパクト星内部での輸送現象に効果があると考えられる。

5. 強磁場中での電気伝導と熱伝導

異常 Hall 効果は磁場がない場合にでも起きる現象だが、天体物理への応用を考えるとときには、磁場の効果が重要になる。特にマグネターでの輸送現象の解析には不可欠である。現象的にはマグネターの熱的進化、冷却に重要な寄与をする熱伝導がより興味ある物理量となるが、低温では電気伝導と密接に関係している。理論的な興味としては、磁場 B が存在する下での Hall 伝導度を計算し、 $B \rightarrow 0$ の極限を取ることで、異常 Hall 効果を議論できることがある。この解析を通して Weyl 半金属や DCDW の別のトポロジカルな側面を見ることができる。

熱伝導度 κ はエネルギー流 j^q を用いて $\mathbf{j}^q = -\kappa \nabla T$ で定義される。伝導電子による熱輸送

を考えると、一般の温度で計算すると複雑になるが、低温では電気伝導度と Wiedemann-Franz 則と呼ばれる関係

$$\kappa = LT\sigma$$

が成立することが知られている。ここで $L = (1/3)(\pi/e)^2$ は Lorentz 数と呼ばれている定数である。天体物理への応用としてはこれで十分であろう。

現状、強磁場中での熱輸送についてはあまり十分に理解されていないのではないかと考えられる。実際天体物理への応用としてよく引用される Potekhin らの仕事 [9] では Dirac 粒子としての取扱い、量子効果についての考察が不十分であるように見える。また、最近では Dirac 物質での輸送現象に興味もたれているようである [10]。以下では、異常 Hall 効果のあるなしにかかわらず、統一的な熱輸送の理解をめざす議論を紹介する。

電子の電気伝導度に対する古典的な描像は、Drude によるもので、Thompson による電子発見から 3 年後のことである。電子の寿命（緩和）時間または平均自由行程の逆数を τ とすると、磁場中での電流は

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{pmatrix} = \frac{ne^2}{m^*} \begin{pmatrix} \frac{\tau}{1+(\omega_c\tau)^2} & \frac{\omega_c\tau^2}{1+(\omega_c\tau)^2} & 0 \\ \frac{-\omega_c\tau^2}{1+(\omega_c\tau)^2} & \frac{\tau}{1+(\omega_c\tau)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix},$$

であたえられ、係数行列が伝導度 σ_{ij} をあたえる。ここで、 $\omega_c = eB/m^*$ はサイクロトロン振動数である。通常の伝導度は対角成分で与えられるが、散逸がない場合 $\tau \rightarrow \infty$ には $\sigma_{zz} \rightarrow \infty$ となり非物理的結果をあたえる。一方非対角要素は Hall 伝導度をあたえ、 $B \rightarrow 0$ の極限では $\sigma_{xy} \rightarrow 0$ となる。しかし、 $\tau \rightarrow \infty$ の極限で $\sigma_{xy} \propto 1/B$ となることに注意する。

伝導度を量子力学的に計算するには久保公式を用いればよい。Strada らによると、

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^I + \sigma_{ij}^{II}$$

と書ける [11]。 $\sigma_{xy}^I = \omega_c\tau\sigma_{xx}$ これは古典的な Drude-Zener の関係式で、 $\tau \rightarrow \infty$ の極限で $\sigma_{xy}^I \propto 1/B$ となる。第二項は非散逸的な量子効果を表し、

$$\sigma_{xy}^{II} = -\sigma_{yx}^{II} = ec \left. \frac{\partial N(E)}{\partial B} \right|_{E=E_F}$$

と書ける。ここで、 $N(E)$ はエネルギー E 以下の状態数であり、

$$\begin{aligned} N(E) &= \int_{-\infty}^E \text{Tr} \delta(\eta - H) d\eta \\ &= N(0) + N_F(E) \end{aligned}$$

となる。第一項は、スペクトラムの非対称があれば非零で存在し、異常 Hall 効果への寄与を表し、第二項は Fermi sea の効果を表す。実際、Weyl 半金属や DCDW の場合にはスペクトラムが非対称になり、Atiyah-Patodi-Singer (APS) η 不変量

$$\begin{aligned} \eta_H &= \sum_{\lambda} \text{sign}(E_{\lambda}) = \sum_{E_{\lambda} > 0} 1 - \sum_{E_{\lambda} < 0} 1 \\ &= \lim_{s \rightarrow 0} \sum_{\lambda} |E_{\lambda}|^{-s} \text{sign}(E_{\lambda}) \end{aligned}$$

を用いて $N(0) = -1/2\eta_H$ であたえられる [12]。

6. まとめと展望

ここでは天体物理と原子核、物性物理の新しい接点という観点から、トポロジカル物性としての中性子星物質での輸送現象を議論した。

Landau 準位が重要になる状況では、久保公式により伝導度は古典的な寄与と量子的なそれとの和であたえられる。後者は本質的には非散逸的な量で、状態密度の B 依存性から得られる。Weyl 半金属や DCDW では Fermion のスペクトラムが非対称になり、トポロジカルな寄与として、異常 Hall 効果を導く。この項は通常物質でも一般的に存在すると考えられるが、古典的寄与と比較してどのような性質をもつのだろうか？天体物理への応用として、以前の議論で適切に取り扱われているのだろうか？といった疑問が残る。

物性物理における Dirac 物質では実際に実験することにより輸送現象が調べられるようになってきた。

天体物理への応用として、低温では電気伝導と熱伝導が直接関係することから、マグネターの熱的進化を議論する際には更なる研究が必要である。内部にクォークが存在する場合にはそこの異常熱 Hall 効果を含む熱伝導度およびクラスト領域での電子の熱伝導度についての研究が興味深い。

最後に、高塚さん、言うことを聞かない不肖の弟子をいつも暖かく見守ってくださりありがとうございました。高塚さんとの共著論文はそんなに多くないのですが、議論を通して多くのことを学ぶことができ、それらが私の発想に大きな影響をあたえました。高塚さんと一緒に議論していた時間が愛おしく思われます。

参考文献：

- [1] A.B. Migdal, Sov.Phys.-JETP 10 (1960),176.
- [2] R. Tamagaki, Prog.Theor.Phys. 44 (1970), 905.
M. Hoffberg et al., Phys.Rev.Lett.24 (1970),775.
- [3] T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog.Theor.Phys. 46 (1971), 114.
T. Takatsuka, Prog.Theor.Phys. 47 (1972), 1062;48(1972), 1517.
- [4] For a review, D.Page et al, arXiv:1302.6626.
- [5] T. Kunihiro et al., Prog.Theor.Phys.Suppl. 112 (1993).
- [6] E.Nakano and T. Tatsumi, Phys.Rev.D71 (2005), 114006.
- [7] 野村健太郎 “トポロジカル絶縁体・超伝導体”、丸善、2016.
- [8] T.Tatsumi,R.Yoshiike,K.Kashiwa, Phys.Lett. B785(2018),46.
- [9] A.Y. Potekhin et al., Space Sci.Rev. 191 (2015), 239.
- [10] V. Konye, M.Ogata, Phys. Rev.B98 (2018), 195420.
- [11] P.Streda, J.Phys. C15 (1982),L717.
- [12] T.Tatsumi,K.Nishiyama,S.Karasawa, Phys.Lett. B743 (2015), 66.

高塚君のこと

2019年5月25日

東崎昭弘

「雨ニモマケズ・・・」、彼の生きる信条だったのだろうか？ 彼の岩手大学退職を記念した研究会で頂いた小さな置物。南部鉄器製の宮沢賢治像である。2011年の1月、東北大震災の少し前の研究会、盛岡近郊繋温泉でのことである。彼は岩手の人、その時の私の感想である。今年の元旦、彼の死の報に接したとき、かれは岩手の人だったと改めて確信した。

加速器など原子核に関する技術、航空技術の分野に関する研究に対してGHQの禁止が解かれたすぐ後のこと。原子力という言葉は間違っている、荒木源太郎教授の信念で京都大学に原子力工学ではなく原子核工学科が発足し、第一期生を受け入れたのが、1958年のこと。国立大学での先頭である。ちなみに東京大学は1961年から原子力工学科が進学振り分けに参加した。国際的にはA-bombからN-bombに替わっても日本では相も変わらず原子力発電、原子爆弾、水素爆弾。科学的正確さとは無縁の世界。

高塚龍之君は京大工学部原子核工学科の5期生、1962年の入学、私は4期生、1961年の入学。そして、田辺文也君は7期生。入学定員は僅か20名の学科、数学年の差でも互いに知り合う関係。それ以上の3人の共通点は玉垣良三氏を師としたことである。様々な偶然が重なり、3人の50年の付き合いが始まった。3体相関は2体相関を越える密度がある、3人の感想である。

1960年代の学生生活、第二次世界大戦の敗戦から日本をどうするのか、学生運動の主な関心。果たして、原子核力の平和利用は可能？ 核兵器との関連は？ 原子核工学の学生に突き付けられた深刻な課題である。福島第一の原発事故後の3人の行動から、一つの答えが見えて来る。原水爆禁止運動のなかで「原子核力の平和利用」を議論すべきでなかったのか、今思う残念なことのひとつである。そして、敗戦後から続く主要な政治テーマでもあったはず。

1970年大阪万博と敦賀の原発創業、日本のエネルギー問題の救世主としての原子核力、宣伝は日本の津々浦々に貫徹された。大都市に近く、貧しい農漁村に次々と建設された巨大な原子力発電所、一度事故が起これば対処は不可能、安全性観念の意図された欠如、不思議な白象(White elephant)である。やはり、一度は原子核力を学んだ者として、福島原発事故からの逃げは許されないのではないかと。50年の付き合いを通しての3人の思い。

彼の死から半年、もっともっと話すことがあったとの感が益々強くなる、心の隙間を思う日々である。

高塚龍之さんのこと

吉井 英勝

I 学生時代（写真 1）

1962年4月、原子核工学科入学。数理工学科、電気工学科などと組み合わせて約50人の「T-13組」が作られた。この「教養部」時代のクラスから、3回生以降の「原子核工学科」まで学生時代は、高塚さんとは一緒だった。彼は、スケッチなどを気分ののった時にはよく行う、絵の得意な人。文学なども好きな、理工系というより、文学部の学生という気風だった。私たちのなかに、学科は違うが、「工業製図」が嫌いでもちゅうから文学部に転入したひともあるが、そういう文学青年だったように感じている。原子核工学科で学年を超えて文芸誌「ぬくれお」というのを出した。挿絵や表装は高塚さんの仕事だった。「ぬくれお」は「ニュークレオン」「核子（かくし）」からとった名前、私が提案したものでした。当時の京大は、「樹々の緑」という歌に歌われたように「反戦・自由の伝統」に満ち溢れた学風があり、保守的な工学部といえども、自由・革新・進歩という座標軸にのっていたと思います。

この年の「11月祭」には、「13組」のクラスとして「おでん屋」を出すことになり、京都市内の「おでん屋」をあちこち回って、味とその出し方の勉強に励みました。調理場として、百万遍念仏道場・知恩寺の厨房を借りて、大量の「おでん」を作りました。完売して、赤字は出さずに済みました。いい加減だったのはお酒でした。当時の安い「ホワイト」「レッド」などといった安物のウイスキーを適当にブレンドして「〇〇カクテル」とか、「××カクテル」とかいい加減な名前を付けて売り出したりしました。

II 原子核工学科の中心、核をなすのは、「科学者の社会的責任論」

教養部の時代に、原子核工学科を中心にして、「読書会」を持ちました。文芸から、経済、社会、哲学、政治、革命論まで広い領域でした。中に、エンゲルス「自然弁証法」、マルクス「賃労働と資本」、レーニン「国家と革命」、毛沢東「矛盾論」、さらにトロツキーからサルトル、ポーポワールなどもありました。その中で、基礎になったのは、湯川秀樹、朝永振一郎、坂田昌一の3先生の「平和時代を創造するために」でした。

（写真 2）

III 大学院生協議会と技術者の別々の道

高塚さんは大学院へ進学して物理学者の道、私はサラリーマンの道へすすみましたが、意外なことに高塚さんが「宇宙論」の研究に関わることでは、私はスペースチャ

ンバーの開発、超高真空中での薄膜製造など、大気中から、 10^{-6} Torr 程度、さらに人工衛星レベルの 10^{-9} Torr、惑星間空間のおよそ 10^{-16} Torr、恒星間空間のおよそ 10^{-24} Torr の世界へどのような真空技術で接近するかなどということに取り組んでいました。理論物理と応用物理や実験屋で別々だったのですが、「真空」という言葉だけでつながりがありました。私の方は、富永五郎、金子条太郎、久武和夫、林税先生など応用物理の先生の門下生のごとく学んでおりました。

それが人生激変で、当時住んでいた大阪の堺市で、石油化学コンビナートの造成による公害・災害・環境問題がでてきて、「あんた、来年の堺市議会の候補者をやってくれ。環境問題で技術者の力をだしてくれ」ということになり、政治の道に進みました。堺市会議員 12 年、大阪府会議員 4 年という地方議員の時代は主に環境問題、そして 1988 年大阪で 1 議席を争う参議院補欠選挙の候補者に押されて闘ったら勝利して、参議院議員、その後衆議院議員と国会議員で 25 年間ほど原発、エネルギー宇宙開発などの分野でやってきました。

IV 環境・公害と災害、原発事故から何を考えるか

地球史的変動の時代にあって、原発が地震、津波、カルデラ噴火、豪風雨・豪雪などの自然現象の中で安全を保ちうるか、安全であり得るかということ、90 年代はじめから取り上げてきました。特に 2004 年 12 月のスマトラ沖地震・津波でインドのマドラス原発が損傷したことなど 2006 年の予算委員会以来ずっと地震、津波による電源喪失そして核燃料の冷却不能による暴走、核燃料のバーンアウト、メルトダウンの想定される危険を繰り返し追及しました。しかし、経済産業省、原子力安全委員会など、原発の安全に責任を負うべき担当部署が、「安全だ」ということを一貫して答えてきました。事実は、2011 年 3 月 11 日の地震で原発への冷却システムの動力を賄う「外部電源」、高圧鉄塔の倒壊が発生し、しばらくは電源を賄ったディーゼル発電機が津波で破壊されて「内部電源」喪失となり、内部、外部ともに破壊されて、全電源喪失で冷却機能を失い、核燃料の温度の急上昇、メルトダウン、さらに燃料被覆管のジルコニウムと水の反応で水素が発生し、水素爆発、そして外部へ大量の放射能拡散の事故を起こしました。

政治に科学が必要。科学に倫理、社会的責任が求められる。

原発の中には、軍事と利権が入っている。それを覚めた眼でしっかり見ることが大事。

- ・核分裂の発見は人類史上価値ある成果。
- ・核兵器開発し、広島と長崎で人体実験をしたのは犯罪行為。
- ・1969 年外交政策企画委員会で「外交政策大綱」→「潜在的核抑止論」（参考）

写真 1

故高塚龍之氏学生時代

1クラス20人の仲間たち

学者	6人	(+ 1 元学者⇒民間企業)
原発メーカー	10人	
民間会社・研究所	1人	
国公立研究所	1人	
官僚・国会議員	2人	
写真	1974年	



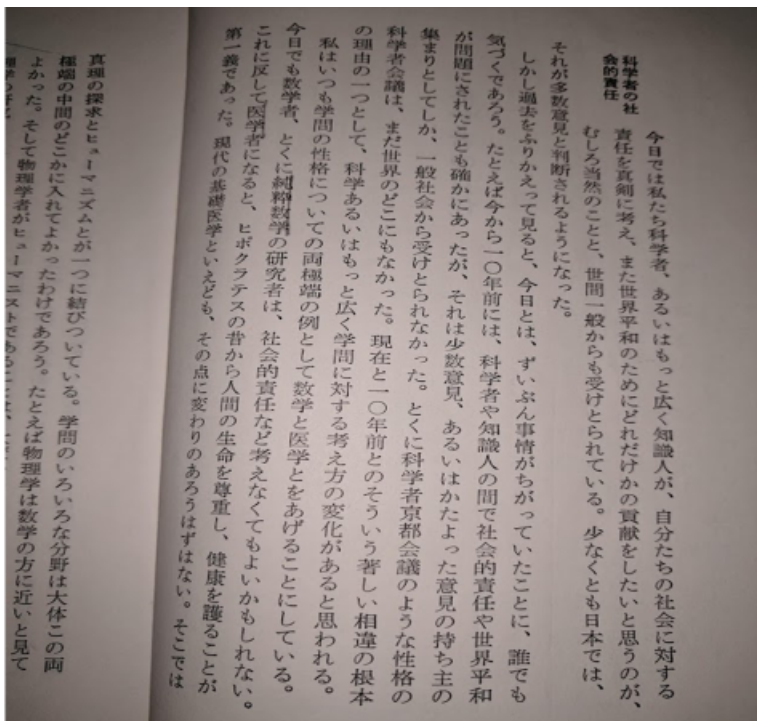
5



写真 2



56



57

参考：

1969年外務省「わが国の外交政策大綱」

「核兵器については、NPTに参加すると否とにかかわらず、当面核兵器は保有しない政策をとるが、核兵器製造の経済的・技術的ポテンシャルは常に保持するとともにこれに対する掣肘をうけないよう配慮する」＝潜在的核抑止

52

- ・ **1983年**：外務省が、（財）日本国際問題研究所に「原発テロ」に関する委託研究を出した。

1984年2月：『原子炉施設に対する攻撃の影響に関する一考察』（報告書）

外務省も原発テロを懸念。

53

有限クォーク物質の諸性質

飯田 圭 (高知大)

講演概要 :

つなぎ温泉で開催された研究会「バリオン物質と中性子星」(2011年1月29,30日、退職される高塚さんを囲んで) 当時を振り返るとともに、有限クォーク物質に関する研究の新しい潮流を紹介した。有限クォーク物質はクォーク・ハドロン1次相転移の核生成や、鉄より安定な自己束縛系を論じる上で、重要となりうる。飯田の大学院生当時、主要テーマの一つであった準安定核物質中におけるクォーク物質の量子核生成に関して、高塚さんとの間で展開された研究上のやりとりにまつわるエピソードを紹介した。当時は、3フレーバークォーク物質が最安定な自己束縛系となる可能性がバググ模型により頻繁に論じられていたが、本講演では、最近提案された、2フレーバークォーク物質が最安定になるという現象論的クォーク・中間子模型に基づく推論がもたらしうる帰結について論じた。これは、藤江(高知大学)の卒業研究に基づくものであり、この推論が正しいとすると、少なくとも中性子星クラスタの深部には2フレーバークォーク物質の液滴が存在し、場合によってはそれらの融合反応により熱が恒常的に発生する可能性すらある。

メッセージ :

1996年正月明けに核研の研究会で初めてお会いした際、いろいろと話を聞いていただいたこと、達筆なOHPスライド、つなぎ温泉の研究会参加直前に心温まるメッセージをいただいたことがいまだに忘れられません。心よりご冥福をお祈り申し上げます。今回の話を高塚さんが聴かれたらどのような反応をされたか、と想像をめぐらしている次第です。

強磁場中でのクォーク物質とハイブリッド星

遠藤友樹
(大阪産業大学)

1 Introduction

高密度物質の状態方程式 (Equation of State : EOS) の研究は、 $2.0M_{\odot}$ の中性子星観測の報告以来 [1, 2]、その「硬さ」が着目されるようになってきている。特に、星の中心部付近ではその高密度のために、核物質はハイペロンやクォークなどのエキゾチックな相になっていると考えられているが、このような相は状態方程式を軟化させることが知られており、これらのエキゾチックな相をいれた場合は $2.0M_{\odot}$ を支えることが困難となることが知られている (ハイペロンパズル)。このため、状態方程式の研究では、「硬化」させる何等かの寄与を導入する試みが多く行われている。さらに、重力波の観測 (GW170817) が報告され、様々な課題が提示されているが、特に中性子星の半径の範囲が狭められたことは [3, 4, 5, 6]、EOS 研究にさらなる条件を課したと言える。半径についてはこれまで観測から許容される範囲が広がったこともあり、相当な衝撃だったことは想像に難くない。EOS 研究はかつてない程、観測との適合性を求められるようになってきたと言えるだろう。

このような状況の中で、我々は強磁場に注目している。中性子星の多くはその表面磁場が 10^{12}G 程の強い磁場をもつことが知られ、この強磁場の起源も明確になっていないが、さらなる問題として、超強磁場中性子星 (マグネター) という、表面磁場が 10^{15}G に達するものも報告数が増えており、磁場についてはますます謎となっている。このようなマグネター内部の中心磁場は 10^{18-19}G にも達すると予測されているが [7]、その様な非常に強い磁場中ではランダウレベルが無視できなくなる。 10^{19}G をエネルギーとして見積もってみると、 $\sim (\text{数百 MeV})^2$ 程度になり、強い相互作用にも比肩する有意な影響があることが想定される。祖谷・巽の論文 [8] では、クォーク相の Lowest Landau Level (LLL) を考慮した結果、状態方程式は非常に固くなり、 $\sim 2.8M_{\odot}$ を支えられるほどになることが分かった。しかしこの研究では、LLL のみに留まっており、かつまた β 平衡を考慮していなかった。このため、本研究ではまず β 平衡を課し、かつ Second Landau Level (2LL) を考慮した計算を行った。

2 Formulation

モデルとしては [8] と同様にシンプルにハドロン相とクォーク相の 2 相からなるハイブリッド星としての系を考え、クォーク相のみに強磁場が効いているとした。クォーク物質は自由フェルミガスとし、Bag モデルを援用し [9]、ハドロン相の EOS は "SLy4" [10] を使った。まず LLL に対して β 平衡を課し、改めて定式化したところ、エネルギー密度の係数がわずかに異なる結果となり、

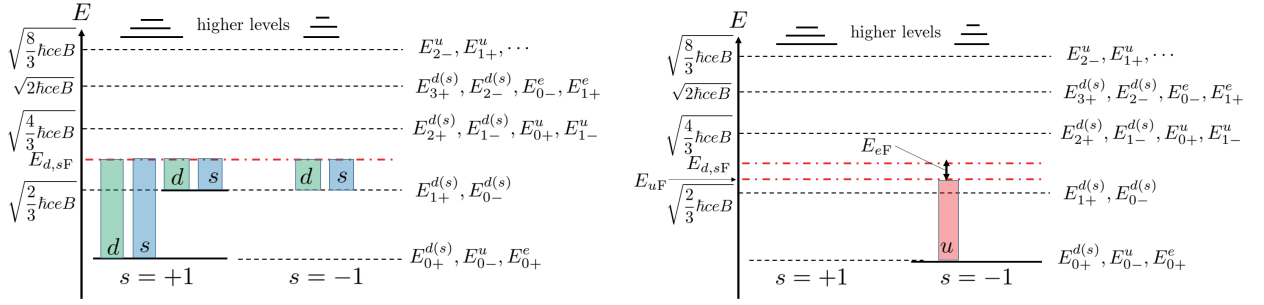


図1 各粒子のエネルギーレベルと閾値のイメージ。フェルミエネルギーは $E_{dF} = E_{sF}$ が d, s クォーク、 u クォークは E_{uF} 、電子は E_{eF} である。破線右側に並ぶ各閾値の $E_{n,s}^j$ は $j = u, d(s), e$ として各粒子を示し、 n がレベルを、 s はスピンの $s = \pm 1$ を表す。

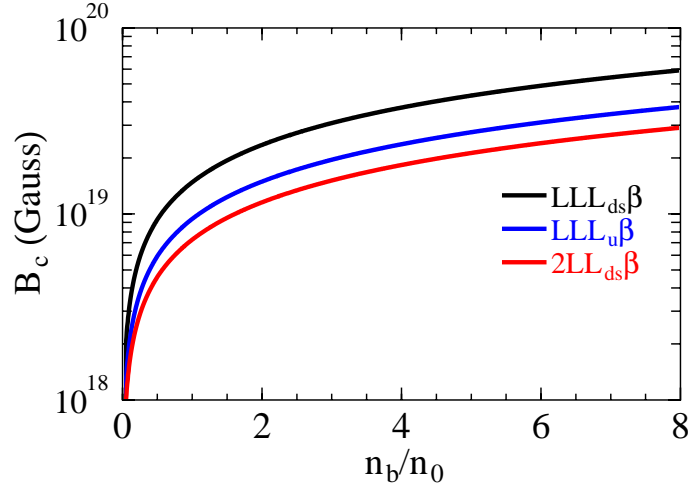


図2 $LLL_{ds} \beta$ は d, s クォークの $LLL \leftrightarrow 2LL$ の臨界磁場、 $LLL_u \beta$ は u クォークの $LLL \leftrightarrow 2LL$ の臨界磁場、 $2LL_{ds} \beta$ は d, s クォークの $2LL \leftrightarrow 3LL$ の臨界磁場。

β 平衡の影響は小さいことが分かった。次に 2LL の考慮を行ったが、LLL のみの場合と異なり、2LL まで考慮する場合は磁場の取り扱いについて注意を要する。図1に各粒子のフェルミエネルギーと閾値の schematic image を示す。2LL を考慮するときは、このように各粒子のレベルや閾値に注意しつつ、丁寧に定式化していく必要が出てくる。特に磁場が下がるにつれ、(荷電の異なる) 粒子によって $LLL \leftrightarrow 2LL$ の転移する臨界磁場が異なるため、磁場そのものについても注意深く扱う必要が出てくる。

図2に臨界磁場の値を示す。この図から分かるように、臨界磁場の値は粒子の種類と密度によっても異なる。このため、本研究では、電子および u クォークについては LLL、 d, s クォークについては 2LL になるように、磁場の値を以下のような密度依存の形で入れた。

$$B(n_b) = C_B \times 10^{18} \times \left(\frac{n_b}{n_0} \right)^{2/3} \text{ G}, \quad (1)$$

ここで n_b はバリオン数密度、 n_0 が normal density であり、 C_B が係数として磁場の値を変

する項である。

さらに、磁場 B の圧力への寄与として、 $\frac{B^2}{8\pi}$ を加えることが多数の文献でされているが、非等方性を考慮した場合は $\frac{B^2}{24\pi}$ が適しているという報告があり [11]、本研究においては、双方を取り扱うこととした。

$$\varepsilon_T = \varepsilon_M + \frac{B^2}{8\pi} \quad \text{and} \quad p_T = p_M + \frac{B^2}{24\pi} \quad (2)$$

$$\varepsilon_T = \varepsilon_M + \frac{B^2}{8\pi} \quad \text{and} \quad p_T = p_M + \frac{B^2}{8\pi} \quad (3)$$

3 Numerical results

得られたエネルギー密度と圧力の結果を図 3 に示す。添え字の”a”は式 (2)、“b”は式 (3) に対応している。このように、磁場を徐々に下げていき、d,s クォークの LLL \leftrightarrow 2LL 臨界磁場近くまで下げていく計算を行った。磁場を下げていくと EOS が LLL より下がっていく傾向が見られている。この傾向は磁場の値そのものが EOS へ与える影響が大きいといえることができる。一方、磁場 B の圧力への寄与の違い (式 (2) と式 (3)) の違いは、それほど大きくない結果が得られた。この図においてクォーク物質とハドロン物質が交差する点が相転移点に相当する。EOS は低エネルギー側からはハドロン物質から始まり、この点においてクォーク物質と接続し、この点より高いエネルギー密度ではクォーク物質になるように構成される。

図 4 に、EOS を TOV 方程式へ適用した結果を示す。LLL のみのケースと比較すると最大質量は減っているが、十分に硬い EOS として $2.0M_\odot$ を超える質量を支えていることが分かる。EOS とも対応しているが、磁場の大きさの差による影響が大きいことが分かる。一方で圧力項の入れ方の差については、星の質量についてもそれほど大きな差は見受けられなかった。これらの対応を以下の表 1 にまとめる。

Level	C_B	pressure term	maximum mass
LLLa	14.83	$\frac{B^2}{24\pi}$	2.86 M_\odot
LLLb	14.83	$\frac{B^2}{8\pi}$	2.90 M_\odot
2LLIa	13.44	$\frac{B^2}{24\pi}$	2.51 M_\odot
2LLIb	13.44	$\frac{B^2}{8\pi}$	2.55 M_\odot
2LLIIa	12.06	$\frac{B^2}{24\pi}$	2.24 M_\odot
2LLIIb	12.06	$\frac{B^2}{8\pi}$	2.28 M_\odot
2LLIIIa	9.28	$\frac{B^2}{24\pi}$	2.02 M_\odot
2LLIIIb	9.28	$\frac{B^2}{8\pi}$	2.04 M_\odot

表 1 各磁場の値および圧力項に対する最大質量。

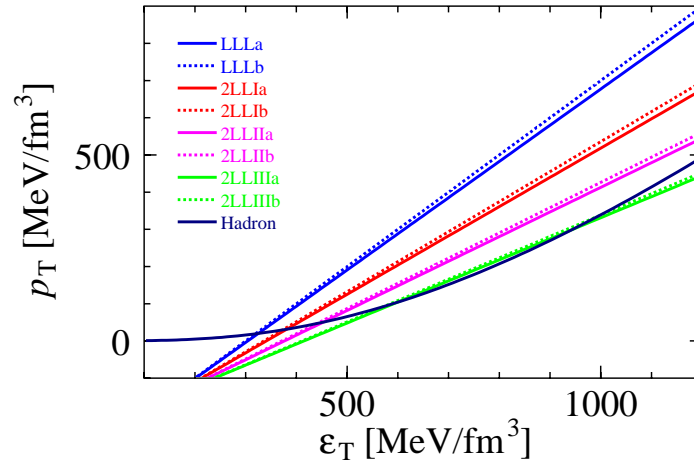


図3 各 C_B の値および圧力項に対するエネルギー密度と圧力の図. 破線は磁場の圧力項への寄与が $\frac{B^2}{8\pi}$ で実線は $\frac{B^2}{24\pi}$ である.

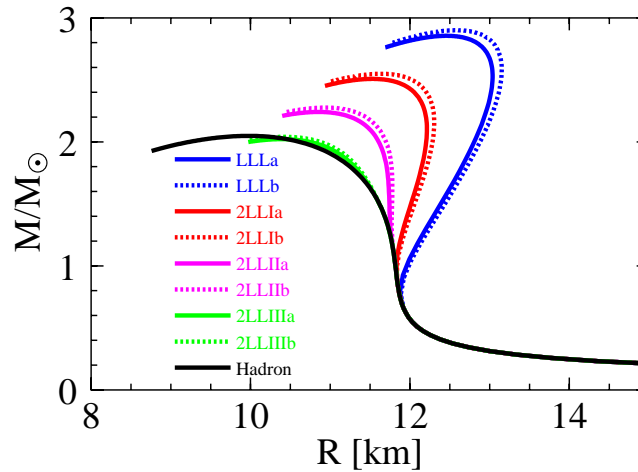


図4 各磁場の値および圧力項に対するハイブリッド星に対する質量と半径の関係。

4 Conclusion

系全体が β 平衡にあり、かつ d,s クォークが 2LL にある状況として考慮しても十分に硬い EOS が得られることが分かった。また磁場の値の変化が EOS へ及ぼす影響は非常に大きいことが分かった。一方で磁場の圧力への寄与の仕方について、異なる 2 種類の手法を行ったが、違いは小さいことが分かった。さらに磁場を下げていけば、3rd Landau Level (3LL) も考慮する必要が出てくる。3LL を考慮するような磁場の環境下においても EOS が十分に硬くなるかを試すことは非常に面白いと思われるが、磁場を下げていくとクォーク物質はハドロン物質に圧力で上回ることが出来ず、相転移しないことが想定される。実際に今回の計算でも、 $C_B = 9.28$ のケースではほぼ限界に近い結果となっている。ハドロン物質のモデルや Bag 定数にもよるが、それほどに磁場の値が

影響するというのは興味深い。また、2LL を考慮するだけでも各粒子の閾値などの取り扱いにかなりの注意を要することが分かったので、3LL を考慮する際にはさらに慎重に検討する必要性が出てくることが想定される。

そしてまた、本研究では核物質の EOS は硬いものを使っている（核物質の EOS そのもので $2.0M_{\odot}$ を支えられている）ため、柔らかい核物質の EOS を使えばより違いが明確となり、そのうえでどこまで重い星を支えられるかを検証するのも面白いと思われる。さらに、既述したように、本研究では各粒子のランダウレベルを指定して定式化したため、磁場は密度依存性を持たせた形を導入している。しかし、星の中心部における磁場はこのような形とは異なるはずであり、ある領域では全て LLL、別の領域では 2LL になっている等の、多様なレベルで構成されていることも十分考えられる。そのような多様なレベルを取り扱えるようになるにはかなりの困難さが伴うと思われるが、多様なレベルを考慮したうえで、EOS がどこまでの星を支えられるかを検証するのも非常に興味を持たれる。

参考文献

- [1] P. Demorest, T. Pennucci, S. Ransom, M. Roberts and J. Hessels, *Nature* **467**, 1081 (2010).
- [2] J. Antoniadis et al., *Science* **340**, 1233232 (2013).
- [3] B. P. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 1601101(2017).
- [4] A. Bauswein et al., *Astrophys. J.* **850**, L34(2017).
- [5] F. J. Fattoyev et al., *Phys. Rev. Lett.* **120**, 172702(2018).
- [6] E. R. Most, L. R. Weih, L. Rezzolla, and J. Schaffner-Bielich, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 261103 (2018).
- [7] D. Lai and S. L. Shapiro, *The Astrophysical Journal* **383**, 745 (1991).
- [8] H. Sotani and T. Tatsumi, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **447**, 3155 (2015).
- [9] A. Chodos et al., *Phys. Rev. D* **9**, 3471 (1974).
- [10] F. Douchin and P. Haensel *Astron. Astrophys.* **380**, 151 (2001).
- [11] L. Lopes and D. Menezes, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, **08 002**, 1508 (2015).

中性子星物質中の $\Lambda\Lambda$ 相互作用と Λ 超流動

-- 高塚龍之さんを偲んで --

高エネルギー加速器研究機構・名誉教授 赤石 義紀

高塚さんは、中性子星について2つの基本的課題を同時に解決しなければならないと常々強調されていました。その一は、2倍太陽質量に及ぶ重い中性子星を支え得る硬い状態方程式(EOS)を導き出すことであり、その二は、中性子星の極端に速い冷却をもたらすハイペロン冷却機構を抑制すること[1]でした。この報告では、第二の課題の解決策の一つであるハイペロン(特に Λ)超流動[1]の可能性を追究するために我々が描いているシナリオを紹介する。そこでは、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用が $N=Z$ 核物質中と $N \gg Z$ 核物質中で同じではないことが軸となっている。

2001年に公表された ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ (Nagara event)の発見[2]は、第二課題の解決策に大きな打撃を与えた。そこから抽出された $\Lambda\Lambda$ 相互作用の引力は Λ 超流動を引き起こすには弱すぎるという事実が明白になったからである。高塚さんは、この状況の下でも信念を曲げず、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用の引力を強める $\Lambda\Lambda$ - ΞN 結合効果[3]に着目して Λ 超流動の検討を4年前に再開した。この段階で私も高塚さん達に協力するところとなった。

さて、ストレンジネス $s=-2$ の2体系の相互作用は本質的に $\Lambda\Lambda$ - ΞN - $\Lambda\Sigma$ - $\Sigma\Sigma$ 結合相互作用である。従って、ストレンジネス $s=-2$ 核をダブル Λ ・ハイパー核として記述(例えば ${}^6_{\Lambda}\text{He}$)した場合の $\Lambda\Lambda$ 相互作用は、図1のように、 ΞN および $\Sigma\Sigma$ チャンネルの効果を繰り込んだものとなる。

Lambda hypernuclei

(Λ, N) description of hypernuclei
with NN, $N\Lambda$, $\Lambda\Lambda$ interactions

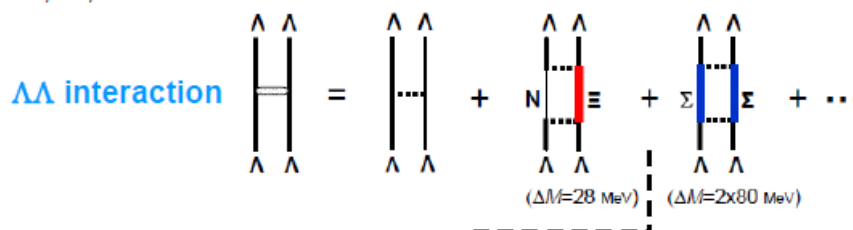


図1 ラムダ・ハイパー核における $\Lambda\Lambda$ 相互作用。質量差の小さい ΞN チャンネルの繰り込みによる引力が無視できない。

この $\Lambda\Lambda$ 相互作用を、中性子過剰 ${}^5_{\Lambda}\text{H}$ 核とNagara ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ 核の束縛エネルギー計算に使うと、図2に示すように ΞN チャンネル結合から来る引力に大きな違いが出てくる。 ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ 核では、

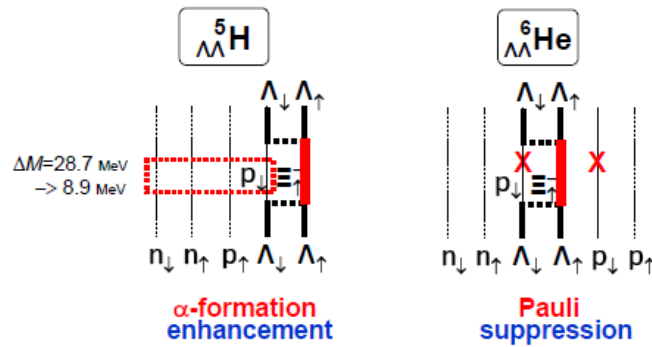


図2 Ξp 結合から来る $\Lambda\Lambda$ 相互作用の引力効果。 ${}^5_{\Lambda\Lambda}\text{H}$ と ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ とで大きな差が出る。

Ξp 結合から来る引力がパウリの排他率によって除去される (Pauli suppression)。一方、 ${}^5_{\Lambda\Lambda}\text{H}$ 核では、中間状態におけるアルファ・クラスター形成のため 同じ Ξp から来る引力は逆に大いに強められる (α -formation enhancement)。この様に、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用には Nagara から中性子星に向かって引力の強さによる階層構造 (ヒエラルキー) が生じる。図3は、後述の核媒質効果

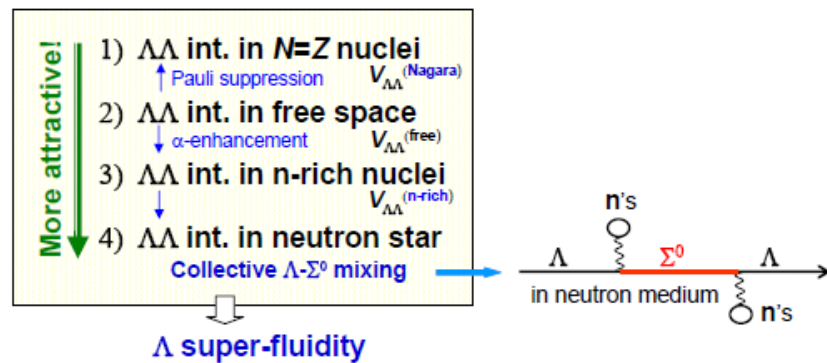


図3 $\Lambda\Lambda$ 相互作用の階層構造。中性子星物質中ではコヒーレントに Λ - Σ^0 混合[4] が起こり、有効 $\Lambda\Lambda$ 相互作用の引力は集団的に強められる。

を含めて、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用の階層構造を示したものである。Nagara から $\Lambda\Lambda$ 相互作用を決めてそれをそのまま中性子星物質中で使うという従来の考え方は、過去のものとしなければならない。

原子核中に置かれた $\Lambda\Lambda$ の相互作用は、媒質となるコア核との相互作用を通して変化する。図4は、これまでの軽いハイパー核の研究で解ってきた特徴的なハイペロンとコア核間の相互作用を図示したものである。なかでも重要なのは、『 $\square s$ 殻ハイパー核の過結合問題” と呼ばれた難問を解決した coherent Λ - Σ^0 coupling 作用、と世界初の Σ ハイパー核 ${}^4_{\Sigma}\text{He}$ の発見につながった Σ -formation 作用である。これらの作用も、 $N=Z$ 核物質中と $N \gg Z$ 核物質中の $\Lambda\Lambda$ 相互作用に大き

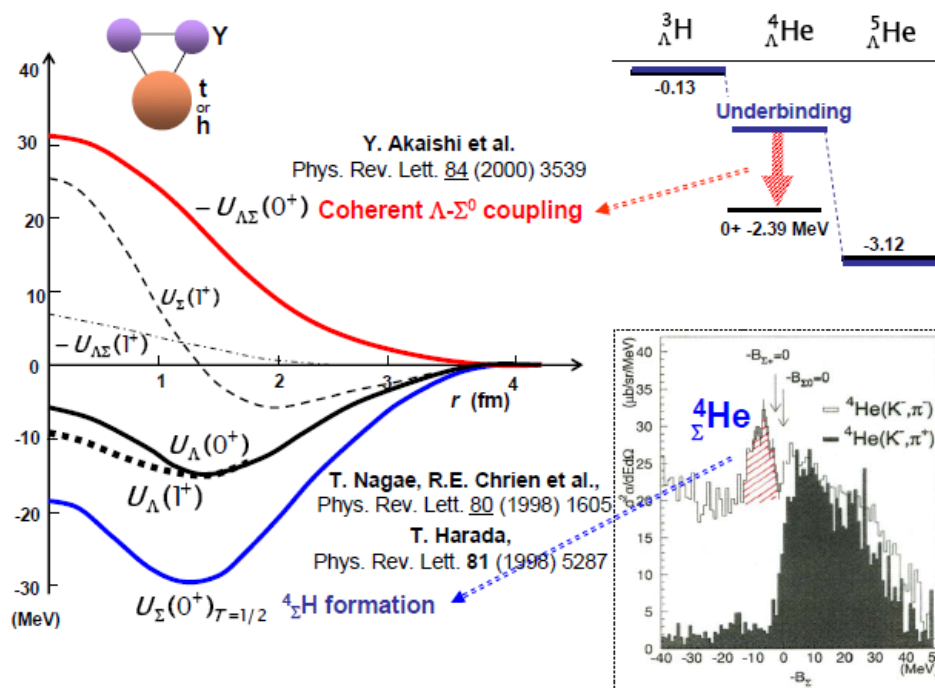


図4 ハイペロン(Λ, Σ)と媒質核(t, h)との相互作用。これら媒質との相互作用によって有効 $\Lambda\Lambda$ 相互作用の強さは変化する。

な差をもたらす。この差の定量的推定は、根村たちの $\Lambda\Lambda$ - $\Sigma\Sigma$ - $\Lambda\Sigma$ - $\Sigma\Sigma$ 全チャンネル結合 ab initio 計算の結果[5]を用いれば可能である。その推定によれば、中性子過剰核 ${}^5_{\Lambda}\text{H}$ における $\Lambda\Lambda$ 相互作用は Nagara 核 ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ におけるそれより 30~40%引力的である。藤岡たちは J-PARC に ${}^5_{\Lambda}\text{H}$ 探索実験を提案している。その結果が待ち遠しいところである。さて、図3のゴールにあたる中性子星物質中では、 Λ と中性子媒質の間の平均場相互作用でコヒーレントに Λ - Σ^0 混合が起こり[4]、有効 $\Lambda\Lambda$ 相互作用の引力は集団的に強められる。この媒質で強められた有効 $\Lambda\Lambda$ 引力で Λ 超流動が起こるかどうかが、に答えることが我々の最終目標である。そこへの道はまだ続く。

高塚さんと中性子星 Λ 超流動への道を歩んだのは短い期間で図3の $V_{\Lambda}^{(\text{free})}$ まででした。

その先を共に歩むことは最早ないとの思いが寂しさ呼び起こして行きます。

高塚龍之さんのご冥福をお祈り致します

参考文献

- [1] S. Tsuruta, T. Takatsuka *et al.*, *Astrophys. J.* **691** (2009) 621.
- [2] H. Takahashi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 212502.
- [3] Khin Swe Myint, S. Shinmura and Y. Akaishi, *Eur. Phys. J. A* **16** (2003) 21.
- [4] S. Shinmura *et al.*, *J. Phys. G* **28** (2002) L1.
- [5] H. Nemura *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 202502.

中性子星内部の中性子 3P_2 超流動のトポロジー —量子化された渦と中性子星表面の欠陥—

安井繁宏^A, 新田宗土^{A,B}

慶應義塾大学自然科学研究教育センター^A, 慶應義塾大学日吉物理学教室^B

概要

中性子星内部における中性子 3P_2 超流動はクーパー対におけるスピン ($S = 1$) と軌道角運動量 ($L = 1$) の組み合わせによる多様な内部構造に起因して豊かな相構造をもたらすことが知られており、トポロジカル物性の観点からも興味もたれている。本発表では中性子 3P_2 超流動の最近の理論研究の進展について概観するとともに、中性子星内部における量子化された渦と中性子星表面における欠陥の研究について報告する。

1 イントロダクション

中性子星は極限的な状況における核物質の性質を探るための実験室として興味もたれている。中性子星における高密度、高速回転、強磁場などによる影響によって通常の核物質では見られない新しい物性が発現する可能性が議論されている (レビュー論文として文献 [1, 2] を参照)。最近では太陽質量の 2 倍以上の質量をもつ重い中性子星の存在 [3, 4] や中性子星同士の合体による重力波の観測 [5] が注目を集めている。今後も中性子星の物理のように原子核物理と物性物理・天体物理を跨ぐ学際的な研究の発展が期待される。

これまでの研究により中性子星内部の主成分として中性子超流動体や陽子超伝導体が存在すると考えられている (レビュー論文として文献 [6–8] を参照)。超流動体や超伝導体の低エネルギー励起モードは通常相とは異なる性質をもつために、中性子星の天体的な性質 (例えばニュートリノ放出による冷却過程 [9–14], パルサーのグリッチ現象 [15–17] など) に影響を与えることが指摘されている¹。これらの研究の初期においては、中性子星表面における低密度の中性子物質では 1S_0 超流動が実現されることが Migdal によって提唱された [20]。しかし、中性子星の内部の高密度領域では S 波における核力の斥力芯のために 1S_0 超流動は存在することができない [21]。その代わりに、スピン-トリプレット ($S = 1$) および P 波 ($L = 1$) の組み合わせによる全角運動量 $J = 2$ の 3P_2 チャンネルにおける引力によって 3P_2 超流動が実現される [22, 23, 23–39]。中性子星における中性子 3P_2 超流動の存在の観測的な証拠として、中性子 3P_2 クーパー対によるニュートリノ放出の増大がカシオペア A における速い冷却を導くという議論がなされた [13, 14, 40]。また 3P_2 チャンネルの引力の起源は LS 力であることが核子-核子散乱の実験データの解析から知られている²。ただし核力の性質を詳しく考慮すると 3P_2 チャンネルだけではなく 3F_2 チャンネルも混じるので、 3P_2 チャンネルと 3F_2 チャンネルの混合を考えなければならない [26]。実際にこの二つのチャンネルは π メソン交換などに起因するテンソル相互作用によって結合して大きい対ギャップをもたらす。しかし、以下では議論の簡単化のために、 3F_2 チャンネルは 3P_2 チャンネルにおける相互作用に有効的に繰り込まれていると想定して 3P_2 チャンネルのみを考える。

中性子 3P_2 超流動が 1S_0 超流動とは異なる特徴の一つは強磁場に対する耐性である³。すなわち、中性子のクーパー対の 2 つのスピンが $\uparrow\uparrow$ あるいは $\downarrow\downarrow$ のように揃っているために、 $10^{15} - 10^{18}$ G のような強い磁場をもつ中性

¹グリッチが量子化された渦によって引き起こされる可能性については文献 [18, 19] を参照せよ。

²LS 力において 3P_0 , 3P_1 チャンネルは斥力であるために超流動の形成に直接的には寄与しない。

³磁場の起源については多くの研究がなされてきた。例えば、核子間のスピン依存力 [41–44], パイオンのドメインウォール [45, 46], クォーク物質におけるスピン分極 [47–49] などが議論された。ただし最近の核物質の多体計算によると核物質による強い磁場生成について否定的な結果が報告された [50]。

r	相	H	G/H	π_0	π_1	π_2	π_3	π_4
$-1/2$	UN	O(2)	$U(1) \times [\text{SO}(3)/\text{O}(2)]$	0	$\mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z}_2$	\mathbb{Z}	\mathbb{Z}	\mathbb{Z}_2
$-1 < r < -1/2$	D ₂ -BN	D ₂	$U(1) \times [\text{SO}(3)/\text{D}_2]$	0	$\mathbb{Z} \oplus \mathbb{Q}$	0	\mathbb{Z}	\mathbb{Z}_2
-1	D ₄ -BN	D ₄	$[U(1) \times \text{SO}(3)]/\text{D}_4$	0	$\mathbb{Z} \times_h \text{D}_4^*$	0	\mathbb{Z}	\mathbb{Z}_2

表 1: 中性子 3P_2 超流動のネマチック相の分類を示す (文献 [56] より)。 H は基底状態における対称性、 G/H はオーダーパラメーターの商空間であり、ホモトピー群 (π_0 から π_4 まで) を示す。 * は普遍被覆群であり $\mathbb{Q} = \text{D}_2^*$ はクォータニオン群を表す。 \times_h の定義については文献 [64] の §4.2.2 および Appendix A を参照せよ。

子星 (マグネター) においてもスピン方向によるエネルギー分離が起こらないためにクーパー対が壊れず、超流動状態が安定に存在することができる。

電子・原子系における 3P_2 超流動の研究対象として ${}^3\text{He}$ 超流動やスピン 2 の Bose-Einstein 凝縮などが議論されており、これらは中性子 3P_2 超流動の比較対象としても興味深い。対称性に基づく理論的な観点から、中性子 3P_2 超流動は豊かな相構造をもつことが知られている。すなわち、ハミルトニアンがもつ対称性 $U(1)_B \times \text{SO}(3)_S \times \text{SO}(3)_L \times T \times P$ 対称性はいくつかの次元の低い対称性に自発的に破れる⁴。一般的に 3P_2 超流動のオーダーパラメーターは 3×3 次元の行列 $A^{\mu i}$ ($\mu, i = 1, 2, 3$) で表すことができる。 μ, i のそれぞれの脚はスピン-トリプレット ($S = 1$) と P 波 ($L = 1$) の z 成分であり、 $A^{\mu i}$ は対称トレースレス行列である。 $A^{\mu i}$ の形によって異なる対称性をもつ。 $J = 2$ の超流動はネマチック相、サイクリック相、強磁性相をもつことが知られている [51]。

2 つの中性子の相互作用が弱い場合を考える。準古典近似を適用すると、中性子 3P_2 超流動の基底状態はネマチック相であることが知られている [27, 28, 52–57]。ネマチック相において $A^{\mu i}$ を次のような対角行列で表すことができる: $A = A_0 \text{diag}(r, -1 - r, -1)$ 。ただし A_0 は凝縮の振幅であり、 r はネマチック相の内部自由度を表すパラメーターである ($A_0 \geq 0$ および $-1 \leq r \leq -1/2$)。ネマチック相は対称性によって、uniaxial ネマチック (UN) 相 ($r = -1/2$)、D₂-biaxial ネマチック (D₂-BN) 相 ($-1 < r < -1/2$)、D₄-biaxial ネマチック (D₄-BN) 相 ($r = -1$) の 3 つの相に分類される。それぞれの相において基底状態は O(2) 対称性、D₂ 対称性、D₄ 対称性をもつ⁵。それぞれの相における Nambu-Goldstone ボソンの商空間やホモトピー群の分類を表 1 にまとめる [56, 57]。このホモトピーの帰結として、実空間のトポロジーに関連するテーマとして、量子渦における自発磁化の発生 [27, 53, 54, 56]、量子渦の中のソリトン [60]、半整数の非可換渦 [57] などが研究されている。

これとは別に運動量空間のトポロジカルな性質のために、中性子 3P_2 超流動を成分としてもつ中性子星は宇宙における巨大なトポロジカル物質と見なすことができる [61]。中性子 3P_2 超流動において対ギャップをもつ準粒子 (Bogoliubov 準粒子) は外部の摂動に対してトポロジカルに保護されている。すなわち、対称性によるトポロジカル物質の分類 [62] に従うと、中性子 3P_2 超流動は DIII クラスのトポロジカル超伝導であることが示される [61]。UN 相と D₂-BN 相は \mathbb{Z} で分類され、D₄-BN 相は \mathbb{Z}_2 で分類される。これらのトポロジカル超流動体の表面においてゼロ質量のマヨラナフェルミオンが存在することが知られている⁶。

以下では、まず中性子 3P_2 超流動の基礎理論と有効理論を紹介して、次に本講演で発表された内容として“量子化された渦”および“中性子星表面のトポロジカル欠陥”の内容をまとめる。

⁴ B はバリオン数、 S はスピン、 L は空間回転、 T は時間反転、 P は空間反転を表す。

⁵ UN 相、D₂-BN 相、D₄-BN 相の詳細な説明については例えば文献 [58, 59] の Appendix B を参照せよ。

⁶ 強磁性相やサイクリック相ではバルク空間においてゼロ質量のワイルフェルミオンが存在する [61, 63]。強磁性相では 1 個のワイルフェルミオンが存在して、サイクリック相では 4 個のワイルフェルミオンが存在する。これらのワイルフェルミオンは中性子星の冷却過程に大きな影響を及ぼす可能性がある。

2 中性子 3P_2 超流動の基礎理論と有効理論

中性子 3P_2 超流動の基礎理論は Bogoliubov-de Gennes (BdG) 方程式である。有限温度および有限磁場のもとでフェルミ流体補正を考慮しつつ BdG 方程式を自己無撞着に解くことによって相図を得ることができる [61]。臨界温度以下において、ゼロ磁場のときは UN 相であり、弱磁場のときは D_2 -BN 相であり、強磁場のときは D_4 -BN 相であることが知られている。また有限の強さの磁場において D_2 -BN 相と D_4 -BN 相の境界は低温側では 1 次相転移であり高温側では 2 次相転移である。1 次転移線と 2 次転移線の両者の交わる点において 3 重臨界点が存在する。3 重臨界点の周りでは様々な熱力学的量 (比熱, 帯磁率など) が発散するために中性子星内部の輸送に影響を与えると考えられる。最近、3 重臨界点の近傍における臨界指数の値が求められて新しいユニバーサリティークラスに属することが示された [65]。

BdG 方程式の基本粒子は中性子 (フェルミオン) であるが、臨界温度近傍では低エネルギー有効自由度である中性子クーパー対 (ボソン) によって記述される有効理論として Ginzburg-Landau (GL) 方程式が便利である [27, 28, 52–60, 66, 67]。このとき GL 自由エネルギー密度は $A^{\mu i}$ の多項式として表すことができ、それぞれの項の係数は BdG 方程式におけるフェルミオンのループ展開から一意的に決めることができる。研究の初期において $A^{\mu i}$ について 4 次までの項が求められた [27, 28, 52]。4 次までの項において、UN, D_2 -BN, D_4 -BN 相は縮退しており、BdG 方程式のハミルトニアンには存在しない“拡張された対称性”が $SO(5)$ 対称性として現れる。このため自発的な対称性の破れに伴う Nambu-Goldstone ボソンの個数はもとのハミルトニアンの対称性から予想されるものとは異なっており、擬 Nambu-Goldstone ボソンが存在することに注意しなければならない [68]。その後、4 次の項までの縮退は 6 次の項によって解けることがわかった [52, 56]⁷。またマグネターのような強い磁場における中性子 3P_2 超流動を議論するために、GL 方程式における磁場の高次項が求められた [66]。さらに、 $A^{\mu i}$ の 6 次の項までの展開では基底状態が局所的安定性しかもたないことが知られていたが、8 次の項を取り込むことによって大域的安定性をもつことが示された [58]。興味深いことに、8 次の項によって相図において D_2 -BN 相と D_4 -BN 相の間に 2 次相転移線だけでなく 1 次相転移線も現れること、つまり 3 重臨界点が存在することが示された。最近の研究によって、この 3 重臨界点は BdG 方程式の解析によって得られたものと近い臨界指数をもつことが明らかとなった [65]。このように高次項まで含めた GL 方程式は BdG 方程式と類似的な性質をもつので、BdG 方程式と並んで中性子星における中性子 3P_2 超流動の理解に役立つことが期待される。

3 量子化された渦

${}^3\text{He}$ 超流動で知られているように、回転する超流動体の内部には量子化された渦 (量子渦) が発生する。中性子 3P_2 超流動体における量子渦の間には斥力が働くため、中性子星内部に数多くの量子渦が発生すると渦格子 (vortex lattice) を作ることができる。中性子星における量子渦の個数は $N_v = 1.9 \times 10^{19} (1 \text{ ms}/P)(M/900 \text{ MeV})(R/10 \text{ km})$ 程度であると評価される [56]。ここで P は中性子星の回転周期、 M は中性子の質量、 R は中性子星の半径である。また典型的な格子間隔は $a \sim 10^{-6} \text{ m}$ であり量子渦コアのサイズは $\xi \sim 10 \text{ fm}$ であるとした。渦の別の生成機構としては、相転移のときに渦が生成される Kibble-Zureck 機構 [69, 70] がある。

もし中性子星における中性子 3P_2 超流動において Kibble-Zureck 機構と回転による渦の生成が同時に起これば渦格子は“渦ネットワーク”を作ると考えられており、その性質はオーダーパラメーター空間 (OPM; G/H , G はハミルトニアンの群, H は基底状態の群) のもつトポロジー (第 1 ホモトピー群) によって決定される (表 1)。セクション 2 において、中性子 3P_2 超流動のネマチック相は UN, D_2 -BN, D_4 -BN 相に分類されること、それぞれの基底状態は $O(2)$, D_2 , D_4 対称性をもつことを見た。それぞれの OPM は $G/H = U(1) \times \mathbf{R}P^2$, $U(1) \times SO(3)/D_2$,

⁷GL 方程式では磁場についてゼロ磁場, 弱磁場, 強磁場のそれぞれにおいて UN, D_2 -BN, D_4 -BN 相が実現される。これは BdG 方程式の結果とコンシステントである。

$U(1) \times SO(3)/D_4$ によって与えられ、第 1 ホモトピー群は $\pi_1(G/H) = \mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z}_2, \mathbb{Z} \oplus \mathbb{Q}, \mathbb{Z} \times_h D_4^*$ であることがわかる。これらの違いのために UN, D_2 -BN, D_4 -BN 相における量子渦の性質は異なる。UN 相において $\mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z}_2$ のうち、 \mathbb{Z} は整数渦を与えて \mathbb{Z}_2 は \mathbb{Z}_2 スピン渦を与える。 D_2 -BN 相において $\mathbb{Z} \oplus \mathbb{Q}$ のうち、 \mathbb{Z} は整数渦を与えて \mathbb{Q} はクォータニオンスピンによる非可換渦を与える。 D_4 -BN 相において $\mathbb{Z} \times_h D_4^*$ は半整数の非可換渦を与える。

中性子 3P_2 超流動体における量子渦は中性子星の“磁場”の観点からも興味深い⁸。GL 方程式による解析では、軸対称な整数量子渦のコアにおいて外部磁場がなくても強磁性が渦軸に沿って自発的に発生することが分かっている [55, 60]。一方で D_4 -BN 相における半整数量子渦のときは反強磁性が自発的に発生する [57]。ただし、これらの量子渦の集まりが作る (反) 強磁場の強さは十分強いわけではなく (10^8 G から 10^9 G の程度)、中性子星やマグネターのもつ磁場 (10^{12} G から 10^{15} G の程度) の起源を説明することは難しい。

中性子 3P_2 超流動における量子渦は“非可換統計”の実現にも関係している。 D_4 -BN 相における半整数渦は非自明な統計性をもつ [57]。2次元平面上では 2 つの半整数渦を交換すると非可換統計を与える⁹。また 3次元空間では半整数渦のネットワークは rung による結びつけによってお互いにエンタングルしている。アプリコソフ格子をつくる渦の間のエンタングルメントはパルサーのグリッチ現象に影響を与えるかもしれない。最近、Eilenberger 方程式と BdG 方程式による解析によって強磁場において量子渦のコアに 2 つのマヨラナフェルミオンが存在することが明らかにされた [71]。これらのマヨラナフェルミオンの存在が非可換統計にどのような影響を与えるのかは天体物理とともに物性物理としても興味深い問いである。

4 中性子星表面上の欠陥

中性子星内部の 3P_2 超流動体は無限に広がった物体ではなく中性子星の表面で境界条件をもつ。そこで中性子星表面において 3P_2 超流動体がどのように見えるのかを考える。ただし長波長スケールとして GL 方程式を用いた解析を行う [59]。長波長では中性子星の表面をシャープな面と見なすことができるだろう。そこで表面において、表面に垂直な法線ベクトル n に対してオーダーパラメーター $A^{\mu i}$ は $n^t A n = 0$ という境界条件を満たすと考える。これは、 A を n 方向に射影したベクトル $A_{\perp} \equiv A n$ が n と垂直である ($n \cdot A_{\perp} = 0$) という条件と同じである。ここで A_{\perp} は表面内の 2次元ベクトルであることに注意する。このとき $A^{\mu i}$ のもつ対称性は $(S^1 \times S^1)/\mathbb{Z}_2$ に破れる。この系は、中性子星の表面は十分に平らであるとするとして表面の曲率を無視すると、表面からの距離を座標としてもつ“境界付きの 1次元系”であると見なすことができる。ただし表面の角度によって法線ベクトル (n) の向きは異なるので、境界条件は表面の角度に依存することに注意する。そのため、 A_{\perp} は中性子星の表面の位置 (緯度や経度) によって変化し、また表面エネルギーの大きさも表面の位置に依存する。例えば、強磁場においてバルク相が D_4 -BN 相であるとき、磁場方向を軸とした極地 (北極, 南極) で表面エネルギーが大きくなり赤道上では小さくなる。このため、表面エネルギーと重力エネルギーの拮抗によって中性子星の表面の形状は扁平楕円体に変化すると考えられる。一般的に、バルク空間における中性子 3P_2 超流動の対称性と表面における対称性は異なる。実際に表面からバルク空間への距離に応じて UN, D_2 -BN, D_4 -BN 相はお互いに移り変わることができる。ただし、例外的にバルク空間と表面で対称性が変化しない場合もある。例えば、強磁場においてバルク相が D_4 -BN 相であるとき、磁場方向の極地における表面の対称性とバルク空間の対称性は同じである。

A_{\perp} の方向は表面の 2次元面内のみ制限されていることより、 A_{\perp} は中性子星の球面上の 2次元ベクトル場であると考えることができる。ここで、球面上の連続したベクトル場についてのポアンカレ-ホップの定理を思い出そう。すなわち、球面上のベクトル場のインデックス (ベクトルのゼロ点 (=特異点あるいは渦) の数) の和は球面のオイラー数 ($\chi = 2$) に等しい。この定理は“つむじ風定理”あるいは“無風定理”と呼ばれ、2次元面で風が吹

⁸ 中性子は電荷中性なので超伝導のようなマイスナー効果は起きないことに注意する。

⁹ 非可換統計は 2 粒子の入れ替えの経路によって状態が異なる。経路に依存しない通常の量子統計 (ボソン統計, フェルミオン統計) とは異なる量子統計である。

磁場の強さ		ゼロ磁場		弱磁場		強磁場	
バルク相		UN		D ₂ -BN		D ₄ -BN	
N_+	N_-	10	8	12	10	8	6
$N_+ - N_-$		2		2		2	

表 2: バルク相 (UN, D₂-BN, D₄-BN 相) の球表面における正, 負電荷渦の数 N_+ , N_- を表す (文献 [59] を参照)。

くときに表面上で無風の点が必ず (少なくとも)2 点存在する、ということの意味する。中性子 3P_2 超流動において A_\perp は球面上の 2 次元ベクトル場と見なされるので A_\perp の特異点は (少なくとも)2 点存在する。このときベクトル場の特異点を湧き出し口あるいは吸い込み口と見なすことによって 2 次元渦として正電荷渦と負電荷渦を定義する。正, 負電荷渦の電荷は $q = \pm 1$ であることに注意すると、正電荷渦の個数 (N_+) および負電荷渦の個数 (N_-) の差は必ず 2 である ($N_+ - N_- = 2$)。これは中性子 3P_2 超流動のダイナミクスに依らずにポアンカレ-ホップの定理から一般的に導かれる結論であるが、 N_+ あるいは N_- を一意的に決めることはできないことに注意する。

N_+ , N_- の具体的な値は、GL 方程式に対してバルク相と表面の境界条件を課して解くことによって求めることができる。その結果、磁場の強さによってバルク相が UN, D₂-BN, D₄-BN 相のように変化するとき、それぞれの相において正電荷渦と負電荷渦の個数は $(N_+, N_-) = (10, 8), (12, 10), (8, 6)$ のように変化することが分かった (表 2)。このとき、バルク相の種類によらずに正電荷渦の個数と負電荷渦の個数の差は 2 でありポアンカレ-ホップの定理を満たすことが確認できる。一方、バルク相の種類によって正電荷渦と負電荷渦の数が変化することは興味深い結果である。例えば、磁場がゼロ磁場から弱磁場に変化することによってバルク相が UN 相から D₂-BN 相に変わるとき、正電荷渦と負電荷渦はそれぞれ 2 個ずつ増える。さらに弱磁場から強磁場に変化するとき、正電荷渦と負電荷渦はそれぞれ 4 個ずつ減る。このとき、正電荷渦と負電荷渦は必ず対として増えたり減ったりしなければならない。これはポアンカレ-ホップの定理からも要請される性質である。

表面上に 2 次元渦が生成することは、 1S_0 波超流動では見ることができない 3P_2 超流動に特徴的な性質の一つである。数学におけるポアンカレ-ホップの定理が天体現象と関連していることも興味深い。中性子星表面の 2 次元渦の存在や性質を調べるためにはどのような天体観測を行えばよいだろうか?あるいは中性子星の他の現象 (グリッチや冷却など) にどのような影響を及ぼすだろうか?またバルク空間における非一様な解としてドメインウォールが議論されている [72]。ドメインウォールは表面現象にどのような影響を与えるだろうか?このような表面におけるトポロジー現象は冷却 ^3He 原子ガス [73, 74] や液晶 [75] などにおける表面近傍の “プージャム” として研究が進められており、物質階層を跨いだ普遍的な現象としても面白い問題である。

5 結語に代えて

本講演では中性子星内部の中性子 3P_2 超流動における量子渦と表面欠陥を議論した。中性子 3P_2 超流動は、高密度における核物質の新しい形態としての興味だけではなく、宇宙におけるトポロジカル物質としても興味深い研究対象である。現在における中性子星の物理のこのような広がりや、中性子星の分野を切り開いたパイオニアとしての高塚龍之氏の多大な功績なしにはあり得なかったことは疑いようがない。これまでの高塚龍之氏の貢献に心より感謝を捧げたい。今後も中性子 3P_2 超流動の微視的な研究を深めて物性論としての面白さを探るとともに新しい天体現象の解明につなげて、原子核物理・物性物理・天体物理を包括する研究が展開できれば幸いである。

謝辞

本研究は文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業“トポロジカル・サイエンス”(S1511006) および日本学術振興会科学研究費助成事業(16F16322, 16H03984, 18H01217, 17K05435, 19K14713, 15H05855)の助成を受けました。

参考文献

- [1] V. Graber, N. Andersson, and M. Hogg, *Int. J. Mod. Phys. D* **26**, 1730015 (2017), arXiv:1610.06882 [astro-ph.HE] .
- [2] G. Baym, T. Hatsuda, T. Kojo, P. D. Powell, Y. Song, and T. Takatsuka, *Rept. Prog. Phys.* **81**, 056902 (2018), arXiv:1707.04966 [astro-ph.HE] .
- [3] P. Demorest, T. Pennucci, S. Ransom, M. Roberts, and J. Hessels, *Nature* **467**, 1081 (2010), arXiv:1010.5788 [astro-ph.HE] .
- [4] J. Antoniadis, P. C. C. Freire, N. Wex, T. M. Tauris, R. S. Lynch, M. H. van Kerkwijk, M. Kramer, C. Bassa, V. S. Dhillon, T. Driebe, J. W. T. Hessels, V. M. Kaspi, V. I. Kondratiev, N. Langer, T. R. Marsh, M. A. McLaughlin, T. T. Pennucci, S. M. Ransom, I. H. Stairs, J. van Leeuwen, J. P. W. Verbiest, and D. G. Whelan, *Science* **340** (2013), 10.1126/science.1233232.
- [5] B. Abbott *et al.* (Virgo, LIGO Scientific), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017), arXiv:1710.05832 [gr-qc] .
- [6] N. Chamel, *Journal of Astrophysics and Astronomy* **38**, 43 (2017).
- [7] B. Haskell and A. Sedrakian, *Astrophys. Space Sci. Libr.* **457**, 401 (2018), arXiv:1709.10340 [astro-ph.HE] .
- [8] A. Sedrakian and J. W. Clark, arXiv:1802.00017 [nucl-th] .
- [9] D. G. Yakovlev, A. D. Kaminker, O. Y. Gnedin, and P. Haensel, *Phys. Rept.* **354**, 1 (2001), arXiv:astro-ph/0012122 [astro-ph] .
- [10] A. Y. Potekhin, J. A. Pons, and D. Page, *Space Sci. Rev.* **191**, 239 (2015), arXiv:1507.06186 [astro-ph.HE] .
- [11] D. G. Yakovlev, K. P. Levenfish, and Yu. A. Shiblanov, *Phys. Usp.* **42**, 737 (1999), arXiv:astro-ph/9906456 [astro-ph] .
- [12] C. O. Heinke and W. C. G. Ho, *Astrophys. J.* **719**, L167 (2010), arXiv:1007.4719 [astro-ph.HE] .
- [13] P. S. Shternin, D. G. Yakovlev, C. O. Heinke, W. C. G. Ho, and D. J. Patnaude, *Mon. Notices Royal Astron. Soc.* **412**, L108 (2011).
- [14] D. Page, M. Prakash, J. M. Lattimer, and A. W. Steiner, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 081101 (2011), arXiv:1011.6142 [astro-ph.HE] .
- [15] G. Baym, C. Pethick, D. Pines, and M. Ruderman, *Nature* **224**, 872 (1969).
- [16] D. Pines, J. Shaham, and M. Ruderman, *Nature Phys. Sci.* **237**, 83 (1972).
- [17] T. Takatsuka and R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.* **79**, 274 (1988).
- [18] P. E. Reichley and G. S. Downs, *Nature Phys. Sci.* **234**, 48 (1971).
- [19] P. W. Anderson and N. Itoh, *Nature* **256**, 25 (1975).
- [20] A. B. Migdal, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **37**, 249 (1960), [Sov. Phys. JETP10,no.1,176(1960)].
- [21] R. A. Wolf, *Astrophys. J.* **145**, 834 (1966).
- [22] F. Tabakin, *Phys. Rev.* **174**, 1208 (1968).
- [23] M. Hoffberg, A. E. Glassgold, R. W. Richardson, and M. Ruderman, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 775 (1970).

- [24] R. Tamagaki, Progress of Theoretical Physics **44**, 905 (1970).
- [25] T. Takatsuka and R. Tamagaki, Progress of Theoretical Physics **46**, 114 (1971).
- [26] T. Takatsuka, Progress of Theoretical Physics **47**, 1062 (1972).
- [27] T. Fujita and T. Tsuneto, Progress of Theoretical Physics **48**, 766 (1972).
- [28] R. W. Richardson, Phys. Rev. **D5**, 1883 (1972).
- [29] L. Amundsen and E. Ostgaard, Nucl. Phys. **A442**, 163 (1985).
- [30] T. Takatsuka and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **112**, 27 (1993).
- [31] M. Baldo, J. Cugnon, A. Lejeune, and U. Lombardo, Nucl. Phys. **A536**, 349 (1992).
- [32] O. Elgaroy, L. Engvik, M. Hjorth-Jensen, and E. Osnes, Nucl. Phys. **A607**, 425 (1996), arXiv:nucl-th/9604032 [nucl-th] .
- [33] V. A. Khodel, V. V. Khodel, and J. W. Clark, Phys. Rev. Lett. **81**, 3828 (1998), arXiv:nucl-th/9807034 [nucl-th] .
- [34] M. Baldo, O. Elgaroy, L. Engvik, M. Hjorth-Jensen, and H. J. Schulze, Phys. Rev. **C58**, 1921 (1998), arXiv:nucl-th/9806097 [nucl-th] .
- [35] V. V. Khodel, V. A. Khodel, and J. W. Clark, Nucl. Phys. **A679**, 827 (2001), arXiv:nucl-th/0001006 [nucl-th] .
- [36] M. V. Zverev, J. W. Clark, and V. A. Khodel, Nucl. Phys. **A720**, 20 (2003), arXiv:nucl-th/0301028 [nucl-th] .
- [37] S. Maurizio, J. W. Holt, and P. Finelli, Phys. Rev. **C90**, 044003 (2014), arXiv:1408.6281 [nucl-th] .
- [38] S. K. Bogner, R. J. Furnstahl, and A. Schwenk, Prog. Part. Nucl. Phys. **65**, 94 (2010), arXiv:0912.3688 [nucl-th] .
- [39] S. Srinivas and S. Ramanan, Phys. Rev. **C94**, 064303 (2016), arXiv:1606.09053 [nucl-th] .
- [40] C. O. Heinke and W. C. G. Ho, The Astrophysical Journal Letters **719**, L167 (2010).
- [41] D. H. Brownell and J. Callaway, Il Nuovo Cimento B (1965-1970) **60**, 169 (1969).
- [42] M. Rice, Physics Letters A **29**, 637 (1969).
- [43] S. D. Silverstein, Phys. Rev. Lett. **23**, 139 (1969).
- [44] P. Haensel and S. Bonazzola, Astron. Astrophys. **314**, 1017 (1996), arXiv:astro-ph/9605149 [astro-ph] .
- [45] M. Eto, K. Hashimoto, and T. Hatsuda, Phys. Rev. **D88**, 081701 (2013), arXiv:1209.4814 [hep-ph] .
- [46] K. Hashimoto, Phys. Rev. **D91**, 085013 (2015), arXiv:1412.6960 [hep-ph] .
- [47] T. Tatsumi, Phys. Lett. **B489**, 280 (2000), arXiv:hep-ph/9910470 [hep-ph] .
- [48] E. Nakano, T. Maruyama, and T. Tatsumi, Phys. Rev. **D68**, 105001 (2003), arXiv:hep-ph/0304223 [hep-ph] .
- [49] K. Ohnishi, M. Oka, and S. Yasui, Phys. Rev. **D76**, 097501 (2007), arXiv:hep-ph/0609060 [hep-ph] .
- [50] G. H. Bordbar and M. Bigdeli, Phys. Rev. **C77**, 015805 (2008), arXiv:0809.3498 [nucl-th] .
- [51] N. D. Mermin, Phys. Rev. A **9**, 868 (1974).
- [52] J. A. Sauls and J. Serene, Phys. Rev. **D17**, 1524 (1978).
- [53] P. Muzikar, J. A. Sauls, and J. W. Serene, Phys. Rev. **D21**, 1494 (1980).
- [54] J. A. Sauls, D. L. Stein, and J. W. Serene, Phys. Rev. **D25**, 967 (1982).
- [55] V. Z. Vulovic and J. A. Sauls, Phys. Rev. **D29**, 2705 (1984).
- [56] K. Masuda and M. Nitta, Phys. Rev. **C93**, 035804 (2016), arXiv:1512.01946 [nucl-th] .

- [57] K. Masuda and M. Nitta, arXiv:1602.07050 [nucl-th] .
- [58] S. Yasui, C. Chatterjee, M. Kobayashi, and M. Nitta, Phys. Rev. **C100**, 025204 (2019), arXiv:1904.11399 [nucl-th] .
- [59] S. Yasui, C. Chatterjee, and M. Nitta, arXiv:1905.13666 [nucl-th] .
- [60] C. Chatterjee, M. Haberichter, and M. Nitta, Phys. Rev. **C96**, 055807 (2017), arXiv:1612.05588 [nucl-th] .
- [61] T. Mizushima, K. Masuda, and M. Nitta, Phys. Rev. **B95**, 140503 (2017), arXiv:1607.07266 [cond-mat.supr-con] .
- [62] A. P. Schnyder, S. Ryu, A. Furusaki, and A. W. W. Ludwig, Phys. Rev. B **78**, 195125 (2008).
- [63] T. Mizushima and M. Nitta, Phys. Rev. **B97**, 024506 (2018), arXiv:1710.07403 [cond-mat.supr-con] .
- [64] S. Kobayashi, M. Kobayashi, Y. Kawaguchi, M. Nitta, and M. Ueda, Nucl. Phys. **B856**, 577 (2012), arXiv:1110.1478 [math-ph] .
- [65] T. Mizushima, S. Yasui, and M. Nitta, arXiv:1908.07944 [nucl-th] .
- [66] S. Yasui, C. Chatterjee, and M. Nitta, Phys. Rev. **C99**, 035213 (2019), arXiv:1810.04901 [nucl-th] .
- [67] S. Yasui, C. Chatterjee, and M. Nitta, in *8th International Conference on Quarks and Nuclear Physics (QNP2018) Tsukuba, Japan, November 13-17, 2018* (2019) arXiv:1902.00674 [nucl-th] .
- [68] S. Uchino, M. Kobayashi, M. Nitta, and M. Ueda, Phys. Rev. Lett. **105**, 230406 (2010), arXiv:1010.2864 [cond-mat.quant-gas] .
- [69] T. W. B. Kibble, J. Phys. **A9**, 1387 (1976).
- [70] A. Vilenkin and E. P. S. Shellard, *Cosmic Strings and Other Topological Defects* (Cambridge University Press, 2000).
- [71] Y. Masaki, T. Mizushima, and M. Nitta, arXiv:1908.06215 [cond-mat.supr-con] .
- [72] S. Yasui and M. Nitta, arXiv:1907.12843 [nucl-th] .
- [73] D. Vollhardt and P. Wölfle, *The Superfluid Phases of Helium 3*, Dover Books on Physics Series (Dover Publications, New York, 2013).
- [74] G. E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet* (Clarendon, Oxford, 2003).
- [75] M. Urbanski, C. G. Reyes, J. Noh, A. Sharma, Y. Geng, V. S. R. Jampani, and J. P. F. Lagerwall, Journal of Physics: Condensed Matter **29**, 133003 (2017).

超新星物質とニュートリノ

高塚さんから受けた影響とその後の発展

住吉 光介
沼津工業高等専門学校

本報告では天体核物理学の研究において高塚氏から受けた影響とその後の発展について当時の状況を振り返りながら述べたい。高塚氏の早くからの超新星物質についての研究が超新星爆発における状態方程式の基礎となり、熱い中性子星の考え方が超新星ニュートリノや爆発シミュレーションへの発展の元になっている。

1 高塚さんとの関わり

私の高塚さん(親しみを込めて、以下もこの呼び名とさせていただきます)の関わりは1990年頃からで、私は大学院生で、物理学会の高密度天体セッションにいつも活発に議論をされる重鎮の先生がいらっしゃる、という認識であった。私は修士から博士に入りテーマを大きく変えて中性子星に関する研究をはじめたところで、1991年3月の東京理科大学での学会で、hot neutron star in RMF theory という発表をするにあたり、大変緊張をして望んだ記憶が残っている。高塚さんはすべての発表を厳しく吟味されていて、常に質問やコメントをして会場に緊迫感があった。さながら高密度天体のセッションのご意見番であり、私も毎回のように喝をいただいた。そうした高塚さんの厳しくも真摯な研究への取り組みは、中性子星や状態方程式の研究分野を牽引するものであり、私は高塚さんから中性子星にまつわるシナリオや考え方の基本の多くを学んだ。高塚さんとは直接一緒に仕事をしてはいないのだが、私の影の研究指導者であり、その後の研究の方向性に大きな影響を与えたと言っていいだろう。

超新星爆発の物理は、1987年2月に観測された超新星1987Aの例があり、それが契機となり多くの研究者が惹きつけられ、原子核物理分野での研究も盛んになっていた。高塚さんもその一人であり、早くから仕事をされていた。この当時のことをもっとよく伺っておけばよかったと今になって思う。この超新星では岐阜県神岡町のニュートリノ観測装置カミオカンデでニュートリノが検出されており、この発見により中心天体の誕生や爆発メカニズムにおけるニュートリノの本質的な役割が明らかになった。高塚さんは1987年4月に超新星ニュートリノバーストの時間プロフィールと中性子星におけるパイ中間子凝縮の関連を論文出版[1]されており、アイデアの豊富さと研究の素早さが伺える。

2 超新星物質

高塚さんは超新星最内部の高温高密度物質についての研究を早くから手がけておられて、それが周辺分野での後続研究の基礎になっている。私の研究もそのあとを追いかけていたもので、いつも高塚さんの論文を読んで、そこにある概念や手法などを元に研究を進めてきた。超新星爆発は太陽の10倍以上の質量を持つ星の重力崩壊から始まり、高密度で発生したニュートリノが中心に閉じ込められたまま、中心密度が原子核物質密度を越えたところではね返り、その際に発生

する衝撃波の伝播がきっかけとなり爆発に至る。この中心に誕生するのが中性子星のもととなる高密度天体であるが、まだ温度が高く、内部にはニュートリノが大量に閉じ込められているため、原始中性子星 (proto-neutron star) と呼ばれる。(高塚さんはよく hot neutron star と呼ばれていたのので、当時私も同じ呼び方をしていたと思う。) 高塚さんはこの天体の内部物質を超新星物質と呼んで特徴づけて研究していた [2]。ニュートリノが閉じ込められたまま熱平衡・化学平衡になっており、断熱的で核子あたりエントロピーが一定であると考えて多体系を扱うことで、高温高密度での基本的な性質を調べることができる。これが超新星内部を調べる際の標準的な考え方となっている。

超新星コアでの高温高密度物質は、コアバウンスから衝撃波発生、原始中性子星の誕生と超新星ニュートリノ放出に関わっており、どのような密度・温度でどんな組成になっているのかが爆発メカニズムを探る基本となる。1980 年頃から超新星物質の研究が始まっており、初期の段階では関数系を用いた数値シミュレーションが行われた (例えば [3])。また、有効相互作用による原子核や非一様物質の研究も行われている (例えば [4])。その中で原子核物理の立場から、微視的な計算をもとに高温高密度物質の計算をされた高塚さんの研究 [2, 5] は先進的なものであり、この研究により hot neutron star の構造、温度分布、陽子の割合などの基本的な性質が明らかになった。

3 相対論的平均場理論

1990 年ごろから相対論的多体理論の発展があり、Dirac Brückner Hartree-Fock 理論 [6] による核物質の飽和性における相対論的な記述の重要性の指摘に基づいて、その有効理論である相対論的平均場理論による核物質や原子核の研究が盛んになってきていた [7]。これに興味を持った私は高塚さんの考え方を使得、相対論的平均場理論により中性子星・超新星物質の性質を計算して、さらに hot neutron star の構造を調べるという研究を行った [8]。その試みが冒頭の物理学会での話に繋がるのだが、今から思えば微視的な核子多体理論で本格的な研究を行っているところへ、不勉強な私が簡素な理論計算で参入しており、多体理論は違うとはいえ、超新星物質の考え方などのやり方は高塚さんの後追いなので、たいへん未熟な状態の発表だったのではないかと思える。レベルの違う比較とはいえ非相対論と相対論ということで、どのような違いがあるのか、という論点をあげることはできたのだが、もっと高塚さんと議論をしてどういう違いがあるのかを突き詰めるべきであったと今更だが反省している。

相対論的平均場理論による私の研究成果について、毎回の物理学会での発表で高塚さんの様々な質問や意見コメントを受けながら (かなり良い側に解釈すれば、セッションの話題作りに貢献していたのかもしれないが)、私自身はこのまま研究テーマを続けていけるのだろうか、高塚さんの後追い (平たくいうとモノマネ) のままではないか、という危機感を持っていた。そういうわけで物理学会で口頭発表を終えて落胆していると、天文分野の鈴木英之さんから初めて声をかけられて、原始中性子星の冷却過程の数値シミュレーションでは状態方程式がなくて困っている。相対論的平均場理論の計算が使えないだろうか、という話をセッション後にいただいて、数値シミュレーションに用いるための状態方程式データテーブルを構築する、という応用へ向かうこととなった。

4 原始中性子星冷却と超新星ニュートリノ

原始中性子星は超新星爆発の際に中心に誕生して、ニュートリノ放出により内部の熱エネルギーが持ち去られて冷却していき、冷えた中性子星になっていく。この時放出されるニュートリノが1987年の例で有名となった超新星ニュートリノである。このニュートリノは原始中性子星の表面から出てくるので、高温高密度の超新星物質の性質を反映したものになっており、状態方程式を探るうえで貴重な情報源である。異なる状態方程式を用いて原始中性子星冷却の数値シミュレーションを行って、ニュートリノの光度・平均エネルギーの時間変動にどのような違いが現れるかを調べることで、超新星ニュートリノを高温高密度物質の密度や温度のプローブとすることができる [8, 9, 10, 11]。

原始中性子星はニュートリノ閉じ込めの影響ではじめは陽子の割合が大きい状態であり、このニュートリノ放出による冷却過程のなかで中性子過剰となり、最終的な冷えた中性子星となる。中性子過剰となった際にはハイペロンなどの新たな自由度を持った粒子が出現する可能性がある。この点について高塚さんは非常に早くから目をつけておられて、1987年の超新星爆発観測時のニュートリノシグナルの検出時刻の間隔をながめて、ニュートリノ放出のあとにパイ中間子凝縮がおこることで観測シグナルの時間ギャップを説明できる [1]、と提案したわけで、高塚さんの研究の先見性を物語っている。

5 超新星の状態方程式データテーブル

高塚さんの研究とは何か違う方向へという意識もあり、私の原始中性子星における状態方程式の研究は、その後、超新星爆発の数値シミュレーションにおける状態方程式テーブル作成への研究へと発展していった。超新星の研究では広い密度・温度・組成を系統的に網羅する必要があり、微視的な多体理論により全てをカバーするのは難しかったため、1990年代において相対論的平均場理論による計算は仕方がないところなのだが、高塚さんは納得されていないようであった。論争は非相対論と相対論という本質的な違いにも及び、物理学会や研究会ではいつでも高塚さんから質問や意見がくるので、緊迫感を持って発表と質疑応答をすることとなり大変であったが、いつでも気にしていただいているという意味でたいへんありがたいことであった。

超新星シミュレーション用の状態方程式は1980年代の解析的な公式の状態方程式による系統的研究を経て、1990年代になってLattimer & Swestyらによる状態方程式セット [12] (Hillebrandt & Wolffによる状態方程式 [13]の方が早いのだが、データが普及しなかった) が現れた。当時はこれが唯一のものであり、超新星への影響を探るための比較計算ができない状態であった(ただし、非圧縮率の3セットはある)。また、エネルギー公式が非相対論のSkyrme Htree-Fock計算的なものであったので、高密度での因果律を満たさないこと、サブルーチンによる提供なので計算ができない領域がある、などの問題があった。そこで我々は相対論的平均場理論による原子核構造や核物質の研究の蓄積をもとにして状態方程式データテーブルを構築することとしてHong Shenさんを中心として研究を行った [14, 15, 16]。このデータテーブルShen EOSはのちに広く普及することとなり、相互作用の改良やハイペロン・クォークの出現、多核種混合の取り扱いなどへ拡張されていった [17]。こうしたことで高塚さんとだいぶ違う方向へ進んだつもりでいたが、2018年には高塚さんはクォーク物質への接続を含めた状態方程式データテーブル作成に寄与 [18]

されており、高塚さんの研究テーマの追求と広がりによって改めて感銘を受けたのであった。

近年になって、微視的な多体理論による状態方程式データテーブルの構築 [19] が富樫さんらによって行われ、1990年代にはできなかった Dirac Brueckner Hartree-Fock 計算をもとにした状態方程式データテーブルの構築 [20] も古澤さんによって行われている。原子核実験、中性子星観測および重力波の検出により状態方程式に対する制限が多々現れるなか、(広く使われているがゆえに安易に変えることができない状態だった) Shen EOS にも改良を施すことにした。その第一報のため 2019 年 3 月の物理学会講演申し込みをしたとき、高塚さんがセッションに現れて、どんな質問や意見をされるだろうか、厳しいことを言われるに違いないと意を決して投稿したのであった。ところが 1 月初めに突然の訃報があり、何とも信じられない思いであった。3 月に高塚さんのいない物理学会の高密度天体セッションで、新しい状態方程式の口頭発表を行なったのだが、そこに高塚さんがおられないこと、意見をいただけないことで何とも寂しい思いでいっぱいであった。微視的な計算による状態方程式データテーブル、相対論的平均場理論の改良 [21] について高塚さんは一体どのように思われているだろうか。

6 超新星シミュレーションから再び状態方程式へ

私の状態方程式データテーブルの研究は、そののち超新星爆発を自分で計算するという方向へ向かい、超新星の数値シミュレーションによる研究が主な研究課題となった。2000年代には球対称では状態方程式を変えても爆発しないということが決定的になり、対流などの多次元的な効果を扱うことが必須となったので、私は 6 次元ボルツマン方程式を解く [22] ことで第一原理的にニュートリノ輻射流体现象を扱うというテーマに取り組み、京コンピュータを用いた大規模計算の共同研究 [23] を手がけるなど、高塚さんとはだいぶ違う方向となってしまう、研究会などでの接点がやや少なくなってしまっていたのだが、高塚さんが大学業務などをこなしながら常に自らの研究を進めて発表されているのをいつも尊敬しながら見ていた。核物理・状態方程式の研究を根幹に新しい実験・観測事実に向き合い、さまざまなアイデアで取り組んでおられる姿勢を見て、自らもしっかり研究を続けなければといつも思っていた。多次元の超新星爆発における状態方程式の影響についての研究はようやく新たな段階に入ったところであるので、数値シミュレーションからもう一度原子核物理に立ち戻って、状態方程式について取り組みたいと思い始めたときに高塚さんがおられないのは何とも残念でならない。状態方程式からスタートして超新星爆発まで至る道筋を立てたところ [24] で、この後どういう道筋で考えるべきかじっくりと意見を伺いたかった。高塚さん、長い間研究とお仕事お疲れ様でした。たくさんの意見と質問をありがとうございました。

参考文献

- [1] T. Takatsuka. Pion-Condensed Neutron Star and Supernova 1987A. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 78, No. 3, pp. 516–520, Sep 1987.
- [2] T. Takatsuka. Characteristic Features and Releasable Energy of Hot Neutron Stars. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 82, No. 3, pp. 475–480, Sep 1989.

- [3] M. Takahara and K. Sato. Supernova Explosions and the Soft Equation of State. *Astrophysical Journal*, Vol. 335, p. 301, Dec 1988.
- [4] R. Ogasawara and K. Sato. Nuclei in Neutrino-Degenerate Dense Matter. II —Hot Case—. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 70, No. 6, pp. 1569–1582, Dec 1983.
- [5] T. Takatsuka, S. Nishizaki, and J. Hiura. Proton Abundance in Dense Supernova Matter. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 89, No. 2, pp. 551–554, Feb 1993.
- [6] R. Brockmann and R. Machleidt. Relativistic nuclear structure. I. Nuclear matter. *Physical Review C*, Vol. 42, No. 5, pp. 1965–1980, Nov 1990.
- [7] B. D. Serot and J. D. Walecka. The relativistic nuclear many-body problem. In J. W. Negele and E. Vogt, editors, *Advances in Nuclear Physics*, Vol. 16, p. 1. Plenum Press, New York, 1986.
- [8] K. Sumiyoshi and H. Toki. Relativistic Equation of State of Nuclear Matter for the Supernova Explosion and the Birth of Neutron Stars. *Astrophysical Journal*, Vol. 422, p. 700, Feb 1994.
- [9] H. Suzuki. Supernova neutrinos. In M. Fukugita and A. Suzuki, editors, *Physics and Astrophysics of Neutrinos*, p. 763. Springer-Verlag, Tokyo, 1994.
- [10] K. Nakazato, H. Suzuki, and H. Togashi. Heavy nuclei as thermal insulation for protoneutron stars. *Physical Review C*, Vol. 97, No. 3, p. 035804, Mar 2018.
- [11] K. Nakazato and H. Suzuki. Cooling Timescale for Protoneutron Stars and Properties of Nuclear Matter: Effective Mass and Symmetry Energy at High Densities. *Astrophysical Journal*, Vol. 878, No. 1, p. 25, Jun 2019.
- [12] J. M. Lattimer and D. F. Swesty. A generalized equation of state for hot, dense matter. *Nuclear Physics A*, Vol. 535, No. 2, pp. 331–376, Dec 1991.
- [13] W. Hillebrandt, K. Nomoto, and R. G. Wolff. Supernova explosions of massive stars - The mass range 8 to 10 solar masses. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 133, No. 1, pp. 175–184, Apr 1984.
- [14] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi. Relativistic equation of state of nuclear matter for supernova and neutron star. *Nuclear Physics A*, Vol. 637, pp. 435–450, July 1998.
- [15] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi. Relativistic Equation of State of Nuclear Matter for Supernova Explosion. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 100, pp. 1013–1031, November 1998.

- [16] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi. Relativistic Equation of State for Core-collapse Supernova Simulations. *Astrophysical Journal, Supplement Series*, Vol. 197, p. 20, December 2011.
- [17] M. Oertel, M. Hempel, T. Klöhn, and S. Typel. Equations of state for supernovae and compact stars. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 89, No. 1, p. 015007, Jan 2017.
- [18] G. Baym, T. Hatsuda, T. Kojo, P. D. Powell, Y. Song, and T. Takatsuka. From hadrons to quarks in neutron stars: a review. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 81, No. 5, p. 056902, May 2018.
- [19] H. Togashi, K. Nakazato, Y. Takehara, S. Yamamuro, H. Suzuki, and M. Takano. Nuclear equation of state for core-collapse supernova simulations with realistic nuclear forces. *Nuclear Physics A*, Vol. 961, pp. 78–105, May 2017.
- [20] S. Furusawa, H. Togashi, K. Sumiyoshi, K. Saito, H. Suzuki, and S. Yamada. Nuclear equations of state for astrophysical simulations based on a Dirac - Brueckner Hartree - Fock calculation. *Progress of Theoretical and Experimental Physics.*, 2019. submitted.
- [21] K. Sumiyoshi, K. Nakazato, H. Suzuki, J. Hu, and H. Shen. Influence of density dependence of symmetry energy in hot and dense matter for supernova simulations. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1908.02928, Aug 2019.
- [22] K. Sumiyoshi and S. Yamada. Neutrino Transfer in Three Dimensions for Core-collapse Supernovae. I. Static Configurations. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 199, No. 1, p. 17, Mar 2012.
- [23] H. Nagakura, W. Iwakami, S. Furusawa, H. Okawa, A. Harada, K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Matsufuru, and A. Imakura. Simulations of Core-collapse Supernovae in Spatial Axisymmetry with Full Boltzmann Neutrino Transport. *Astrophysical Journal*, Vol. 854, No. 2, p. 136, Feb 2018.
- [24] 住吉光介. 原子核から読み解く超新星爆発の世界, 基本法則から読み解く物理学最前線, 第21巻. 共立出版, Oct 2018.

超新星ニュートリノで探る核物質状態方程式

中里健一郎¹

九州大学基幹教育院

核物質状態方程式が超新星ニュートリノに与える影響を調べるため、原始中性子星冷却の準静的な進化計算をおこなった。計算には、非圧縮率や対称エネルギー、effective mass の異なる多数の現象論的状态方程式を作成して用いた。その結果、ニュートリノ光度曲線から見積もられる冷却時間スケールは、中性子星質量が同じであれば、effective mass の他には中性子星半径のみで決まることがわかった。さらにこの結果を応用して、超新星ニュートリノ観測から中性子星の質量と半径を見積もる新たな手法を提唱した。

1 はじめに

太陽の約 10 倍以上の質量を持つ恒星は、進化の最後に重力崩壊を起こし、その結果、多くの場合は超新星として爆発し、中性子星を形成することが知られている。この過程で大量のニュートリノが放出されるため、ニュートリノを詳しく観測することにより、形成される中性子星の性質や核物質の状態方程式を探ることが出来ると考えられる。実際、ニュートリノによる総放出エネルギーは中性子星の重力束縛エネルギーに対応し、過去には SN 1987A の観測データを用いて、中性子星の質量を探ろうという試みもなされた [1, 2]。また、Kamiokande におけるニュートリノ検出のタイミングから、生まれただけの中性子星（原始中性子星）の内部で相転移が起こった可能性も議論された [3, 4]。

原始中性子星はエントロピーが高く lepton rich であるが、ニュートリノの放出によって温度が下がり neutron rich になってゆく。この研究では、Multigroup Flux-Limited Diffusion scheme のニュートリノ輸送を組み込んだ準静的進化コード [5] を用いて、原始中性子星内部でエントロピーや electron fraction が変化していく過程を、バウンス直後から数十秒のタイムスケールにわたって数値計算する。原始中性子星のモデルは質量の異なるものをいくつか考え、球対称のニュートリノ輻射流体コードを用いた大質量星の重力崩壊の計算結果から、あるタイミングにおける衝撃波より内側の領域を切り取って、初期条件を作成する [6]。原始中性子星冷却の計算にはパラメータ化された現象論的状态方程式 [7] を用いることで、形成される中性子星の質量や半径によって放出される超新星ニュートリノのシグナルがどう変化するかを、さまざまな中性子星の mass-radius 関係を持つ状態方程式にたいして調べる。

2 状態方程式

この研究では系統的かつ包括的な数値計算を実行するため、一核子あたりのエネルギー w が次のような関数形で与えられる現象論的状态方程式を用いる：

$$w(n_b, Y_p) = w_0 + \frac{K_0}{18n_0^2}(n_b - n_0)^2 + S(n_b)(1 - 2Y_p)^2, \quad (1)$$

ここに、 n_b , Y_p はそれぞれバリオン数密度、proton fraction である。また、飽和密度、飽和エネルギーはそれぞれ $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$, $w_0 = -16 \text{ MeV}$ とする。非圧縮率は $K_0 = 220, 245, 270 \text{ MeV}$ の 3 通り

¹e-mail address: nakazato@artsci.kyushu-u.ac.jp

の場合を考える。対称エネルギーの密度依存性についても、以下のような 2 次関数で考える：

$$S(n_b) = S_0 + \frac{L}{3n_0}(n_b - n_0) + \frac{1}{n_0^2} \left(S_{00} - S_0 - \frac{L}{3} \right) (n_b - n_0)^2, \quad (2)$$

ここに、 S_0 , L はそれぞれ飽和密度における対称エネルギーとその微分量に対応する。また、 S_{00} は 2 倍の飽和密度における対称エネルギーで、連星中性子星合体からの重力波 GW170817 の解析から $S_{00} = 46.9 \pm 10.1$ MeV と見積もられている [8]。この研究では、これらの値について MeV 単位で $(S_0, L, S_{00}) = (30, 35, 35), (30, 35, 40), (30, 35, 45), (30, 35, 55), (31, 50, 40), (31, 50, 45), (31, 50, 55), (32, 65, 45), (32, 65, 55), (33, 80, 55)$ の 10 通りの場合を考える。これに K_0 の 3 通りを合わせて計 30 組のゼロ温度状態方程式を作成し、中性子星の mass-radius 関係を計算した結果を図 1(a) に示す。ただし、飽和密度以下の非一様相を含む領域では、Shen et al. [9] による状態方程式になめらかに接続した。この図から分かる通り、典型的な質量を持つ中性子星の半径は 11–13 km の範囲に収まり、GW170817 の観測結果 [10] ともコンシステントとなる。

次に、理想フェルミ気体の熱力学量を用いて、有限温度の効果を状態方程式に取り入れる。質量 M_i^* を持つフェルミ粒子 i の理想気体が数密度 n_i 、温度 T の状態にあるときの内部エネルギー密度を $\varepsilon_i^F(n_i, T; M_i^*)$ 、圧力を $P_i^F(n_i, T; M_i^*)$ 、一粒子あたりのエントロピーを $s_i^F(n_i, T; M_i^*)$ とする。この研究で用いる状態方程式では、中性子 ($i = n$) と陽子 ($i = p$) の effective mass をそれぞれ M_n^* , M_p^* として、一核子あたりのヘルムホルツ自由エネルギー F_b 、圧力 P_b 、一核子あたりのエントロピー s_b をそれぞれ以下で与える：

$$F_b(n_b, Y_p, T) = w(n_b, Y_p) + \frac{1}{n_b} \left[\varepsilon_n^F(n_n, T; M_n^*) - \varepsilon_n^F(n_n, 0; M_n^*) + \varepsilon_p^F(n_p, T; M_p^*) - \varepsilon_p^F(n_p, 0; M_p^*) \right] - T s_b(n_b, Y_p, T), \quad (3a)$$

$$P_b(n_b, Y_p, T) = P_b^{(0)}(n_b, Y_p) + P_n^F(n_n, T; M_n^*) - P_n^F(n_n, 0; M_n^*) + P_p^F(n_p, T; M_p^*) - P_p^F(n_p, 0; M_p^*), \quad (3b)$$

$$s_b(n_b, Y_p, T) = (1 - Y_p) s_n^F(n_n, T; M_n^*) + Y_p s_p^F(n_p, T; M_p^*), \quad (3c)$$

ただし、 $P_b^{(0)} = n_b^2 \frac{\partial}{\partial n_b} w$ はゼロ温度における圧力であり、この表式 (3) は $T = 0$ のときに前述したゼロ温度の状態方程式に帰着することが分かる。一般に、effective mass は中性子と陽子で異なり、密度や温度にも依存するが、この研究では簡単のために定数として、それぞれの静止質量との比で $M_n^*/M_n = M_p^*/M_p = 1$ の場合と、 $M_n^*/M_n = M_p^*/M_p = 0.5$ の場合の 2 通りを考える。これに前述したゼロ温度の状態方程式 30 通りを組み合わせると、計 60 組の有限温度状態方程式を作成し、原始中性子星冷却からのニュートリノ放出の計算に適用した。

3 結果とその応用

原始中性子星が放出するニュートリノの光度は、一般に、時間とともに単調に減衰する。この研究の計算結果ではいずれの場合も、ニュートリノは (i) 最初の 10–20 秒のうちに急減光し、(ii) 続く数十秒間は減光が緩やかとなった後、(iii) 再び急激に減光することが認められた。これは次の理由によると考えられる [7]。(i) の段階では、温度効果によって膨れていた原始中性子星が縮んでいくことで、ニュートリノの放射面積が減少し、急減光する。これが (ii) の段階になると、原始中性子星の半径がゼロ温度の

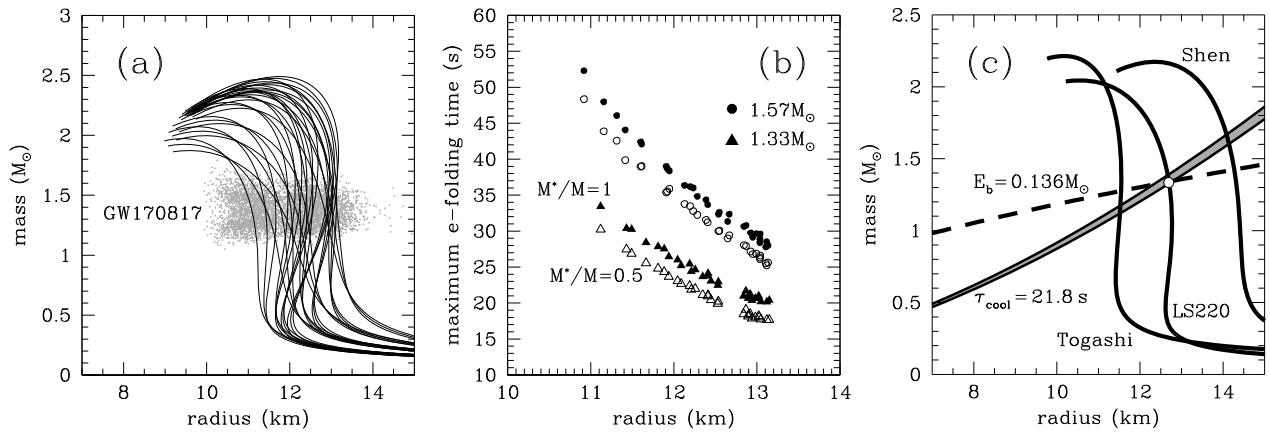


図 1: (a) この研究で用いた状態方程式による中性子星の mass–radius 関係。灰色の点は GW170817 の解析から示唆された分布 [10]。 (b) 原始中性子星の冷却時間スケールと最終的に形成される中性子星の半径の関係。三角、丸はそれぞれ中性子星の重力質量が $1.33M_\odot$, $1.57M_\odot$ のモデルに対応し、黒塗り、白抜きはそれぞれ effective mass が $M_n^*/M_n = M_p^*/M_p = 1, 0.5$ のモデルに対応する。 (c) ニュートリノ観測による中性子星の質量と半径の見積もり。灰色の帯は $\tau_{cool} = 21.8$ s の場合の式 (4)、点線は $E_b = 0.136M_\odot$ の場合の式 (5) に対応する。実線は右から Shen et al. [9], Lattimer & Swesty ($K_0 = 220$ MeV) [12], Togashi et al. [13] の状態方程式による中性子星の mass–radius 関係を表し、白抜きの丸は Lattimer & Swesty の状態方程式による $m = 1.334M_\odot$ の中性子星の半径を示す。

中性子星の半径と同程度になって収縮が収まるため、減光は一旦、緩やかとなる。しかし、この段階でも原始中性子星内部では、依然としてニュートリノがトラップされており、lepton rich でエントロピーもそこそ高い環境になっている。このニュートリノは時間をかけてゆっくり放出され、(iii) の段階になって放出すべきニュートリノがなくなると再び光度は急落する。結果として、ニュートリノ光度曲線の減衰の時定数は、(ii) の段階で最大値をとることになる。そこでこの研究では、反電子型ニュートリノの光度曲線の e -folding time の最大値を原始中性子星の冷却時間スケール τ_{cool} と定義する。

この研究で計算された原始中性子星冷却モデルの τ_{cool} を図 1(b) に示す。この図から、原始中性子星の質量が同じであれば、冷却時間スケールは effective mass が大きいほど長く、最終的に形成される中性子星²の半径 r が大きいほど短くなるのが分かる。冷却時間スケールと effective mass の相関については、次のように説明できる。理想フェルミ気体の場合、低温極限において熱エネルギーは $M_i^* T^2$ に比例する。また、ニュートリノ光度は原始中性子星の温度 T に依存する。冷却時間スケールは熱エネルギーをニュートリノ光度で割った値で評価でき、ニュートリノ光度が等しくなるタイミングで比較すれば、 T も等しく、effective mass が大きいモデルの方が蓄えている熱エネルギーも大きくなるため、冷却に時間がかかることになる。一方、この研究では K_0, S_0, L, S_{00} の異なるさまざまな状態方程式を用いたにも関わらず、得られた τ_{cool} が r という単一のパラメータと強く相関することは特筆に値する。中性子星の半径が大きい場合、内部の密度は低くなるため、ニュートリノの平均自由行程が長くなり、結果として冷却が早まる。また図 1(b) からは、中性子星の質量 m が大きいほど冷却時間スケールが長くなることもわかるが、これについては内部密度が高いためニュートリノの平均自由行程が短くなることに加えて、そもそも蓄えている熱エネルギーが大きいことも、その理由として考えられる。

²原始中性子星の半径と重力質量は冷却の過程で変化していくため、この研究ではゼロ温度での中性子星の半径 r と重力質量 m を議論に用いる。言うまでもなくこれらは、中性子星の mass–radius 関係としてプロットされる量そのものである。

以上より、原始中性子星の冷却時間スケールは m が大きいと長くなり、 r が大きいと短くなる。この依存性を連続的に扱うため、べき関数を仮定してフィッティングしたところ、

$$\tau_{\text{cool}} = \tau^* \left(\frac{m}{1.4M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{r}{10 \text{ km}} \right)^{-3.5}, \quad (4)$$

という経験則が得られた。ただし比例係数 τ^* は effective mass に依存する。以下では、この経験則を用いて超新星ニュートリノの情報だけから中性子星の質量と半径に制限を与える手法を紹介する。

すでに触れたとおり、超新星ニュートリノとして放出される総エネルギーは中性子星の重力束縛エネルギー E_b に対応する。よって、 E_b は τ_{cool} と同様、ニュートリノ観測から測定できると期待される量である。Lattimer & Prakash [11] によると、それまでに提案されてきた多くの状態方程式にたいして、次の経験則が成り立つ:

$$\frac{E_b}{m} = \frac{0.6\beta}{1 - 0.5\beta}, \quad (5)$$

ここに $\beta = Gm/rc^2$ で、 c , G はそれぞれ光速と重力定数である。これにより、ニュートリノ観測で得られた $(E_b, \tau_{\text{cool}})$ にたいして、式 (4), (5) を連立させて解くことにより、 (m, r) を求めることができる。

図 1(c) を用いて具体的に説明する。最終的に重力質量 $m = 1.334M_{\odot}$ の中性子星が形成される場合について、Lattimer & Swesty [12] の状態方程式のうち $K_0 = 220 \text{ MeV}$ のものを用いて原始中性子星冷却の計算を行なったところ、冷却時間スケールは $\tau_{\text{cool}} = 21.8 \text{ s}$ となった [7]。一方、Tolman–Oppenheimer–Volkoff 方程式を解くことで、 $m = 1.334M_{\odot}$ の中性子星は $E_b = 0.136M_{\odot}$ を持つこともわかる。そこで、ニュートリノ観測から $(E_b, \tau_{\text{cool}}) = (0.136M_{\odot}, 21.8 \text{ s})$ が得られたと仮定し、それを用いて (m, r) が正しく求まるかを検討する。言うまでもなく、解は mass–radius plane 上で式 (4) と式 (5) が交差する点として得られる。ただし、式 (4) の τ^* には不定性があるため、図 1(c) では $0.5 \leq M_n^*/M_n = M_p^*/M_p \leq 1$ とした場合の領域を、帯で示した。またこの図では、Tolman–Oppenheimer–Volkoff 方程式を解いて得られた「正解」の (m, r) を白抜き丸で示した。図から分かる通り、この研究で提案された手法によって、かなり「正解」に近い (m, r) を得ることができる。さらに得られた (m, r) は、Shen et al. [9] や Togashi et al. [13] といった他の状態方程式による中性子星の mass–radius 関係からは離れた位置にあり、このことからニュートリノ観測により核物質状態方程式を、ある程度、制限できると期待される。

4 おわりに

この研究では、現象論的な状態方程式を用いて、原始中性子星の冷却によるニュートリノ放出の系統的かつ包括的な数値計算を実行した。さらにその結果を用いて、超新星ニュートリノ観測から中性子星の質量と半径を見積もる新たな手法を提唱した。今後の方向性として、まず、核物質状態方程式をはじめ、ニュートリノ反応率などの microphysics の精緻化が挙げられる。ニュートリノ光度曲線の積分量と微分量は m と r について異なる依存性を持つ関数で与えられるため、両者を組み合わせることによって中性子星の重力質量 m と半径 r が求められる、というのがこの研究で提唱したことのエッセンスであり、それ自体は一般的に成り立つと期待できるが、それが具体的にどのような関数形になるかは、effective mass の依存性も含めて、今後、詰めていくべき課題である。また、この手法を実際のニュートリノ検出器で得られる観測量に焼き直して検討することも必須である [14]。この研究を基盤として、超新星ニュートリノと核物質状態方程式を結ぶ議論が活発になされることを期待したい。

本稿は鈴木英之さんとの共同研究に基づいており、同氏に感謝の意を表します。この研究はJSPS 科研費 JP17H05203, JP19H05811 の助成を受けたもので、数値計算は大阪大学核物理研究センターの協力により、同大学サイバーメディアセンターのスーパーコンピュータを用いて行なわれました。最後に、学会や研究会の場で多くの的確なコメントをいただき、常に励ましていただいた高塚龍之さんに哀悼の意を込めて、本稿を閉じます。

参考文献

- [1] K. Sato, and H. Suzuki, Phys. Lett. B **196**, 267 (1987).
- [2] J. M. Lattimer, and A. Yahil, Astrophys. J. **340**, 426 (1989).
- [3] T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **78**, 516 (1987).
- [4] T. Takatsuka, Prog. Theor. Phys. **80**, 361 (1988).
- [5] H. Suzuki, in *Astrophysics of Neutrinos*, edited by M. Fukugita and A. Suzuki (Springer-Verlag, Tokyo, Japan, 1994), p. 780.
- [6] K. Nakazato, K. Sumiyoshi, H. Suzuki, T. Totani, H. Umeda, and S. Yamada, Astrophys. J. Suppl. **205**, 2 (2013).
- [7] K. Nakazato, and H. Suzuki, Astrophys. J. **878**, 25 (2019).
- [8] N.-B. Zhang, and B.-A. Li, Eur. Phys. J. A **55**, 39 (2019).
- [9] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi, Astrophys. J. Suppl. **197**, 20 (2011).
- [10] B. P. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 161101 (2018).
- [11] J. M. Lattimer, and M. Prakash, Astrophys. J. **550**, 426 (2001).
- [12] J. M. Lattimer, and F. D. Swesty, Nucl. Phys. A **535**, 331 (1991).
- [13] H. Togashi, K. Nakazato, Y. Takehara, S. Yamamuro, H. Suzuki, and M. Takano, Nucl. Phys. A **961**, 78 (2017).
- [14] Y. Suwa, K. Sumiyoshi, K. Nakazato, Y. Takahira, Y. Koshio, M. Mori, and R. A. Wendell, Astrophys. J. **881**, 139 (2019).