

解 説

中性子星内部の高密度核物質の相転移と状態方程式

武藤 巧

(受取日：2007年10月25日，受理日：2008年3月3日)

Phase Transitions and Equation of State of Highly Dense Matter in Neutron Stars

Takumi Muto

(Received October 25, 2007; Accepted March 3, 2008)

Neutron stars are expected to have highly dense nuclear matter in their inner core region with density several times larger than usual atomic nuclei. In such highly dense matter, mesons and hyperons having the "strangeness" quantum number can appear as well as nucleons (neutrons and protons) and electrons. In this article, we give an overview of recent theoretical developments on phase transitions of normal neutron-star matter to a new phase including condensation of kaons, the lightest mesons having the strangeness. We consider coexistence of kaon condensation and hyperons in highly dense matter and discuss the effects of the kaon-condensed phase in hyperonic matter on the internal structure of neutron stars such as mass-radius relations. In particular, a possible existence of self-bound objects with kaon condensates and hyperons on any scale is suggested.

Keywords: neutron stars; kaon condensation; hyperons; equation of state; self-bound object

1. はじめに

1.1 中性子星という高密度天体

星が超新星爆発によってその進化を終えた後，中性子星というコンパクトな天体が残される場合がある。中性子星の存在は，1932年に中性子が発見されて程なく L. D. Landau, J. R. Oppenheimer によって示唆され，超新星爆発の際に形成されることが W. Baade と F. Zwicky によって予言された。その後，1967年に速い周期で回転するパルサーとして観測されて以来，一挙に中性子星という未知の天体の性質に関心が集まった。¹⁾

中性子星は，表面から中心に向かっていくにつれて物質の密度が大きくなる。その密度変化に応じて，中性子星の

内部はいくつかの層に分けられる。表面から中心に向かって数百 m までの領域は外殻と呼ばれる。そこでは表面付近の鉄やニッケルなどの通常の原子核から，電子が陽子に捕獲されることで中性子過剰になった原子核までが格子状に並んだ固体として存在し，高密度の電子の集まりの中に浸されている。更に内側へ表面からの深さが 1 km 程までの領域は内殻と呼ばれ，陽子の電子捕獲による中性子化が進む。一部の中性子が原子核の束縛から離れて超流動状態となって自由に運動している。更に中心までの内側の領域はコアと呼ばれ，核子は原子核という束縛状態を作らなくなる。そこでは超流動状態の中性子が大部分を占める。

通常の原子核内の核子数密度は $\rho_0 \sim 0.16 \text{ fm}^{-3}$ ($1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm}$) でほぼ一定である。この値は質量密度に換算す

ると約 $2.8 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ となり、角砂糖1個の大きさが数億トンに相当するほどの高密度である。しかしながら、太陽ほどの質量を持ちながら半径が高々10 km程度しかない中性子星では、中心に近い内部コアの核子数密度は ρ_0 の更に数倍から10倍程度に達する可能性がある。中性子星のように、巨大な質量をもつ物質がこのような高密度状態で束縛されている系では強い重力が働き、そのために物質は押しつぶされようとする。一方、高密度の状況では一定の体積中に多数の核子が占有しているため、同じ量子状態を複数個占有することが出来ないというPauli原理によって、Fermi粒子である核子の多くは高いエネルギー準位を占め、大きな運動量を持って運動している。この運動によって生じる圧力（縮退圧）に加え、核力の短距離斥力による反発力が重力とつり合う結果、中性子星は安定な天体として存在している。

中性子星内部には、このような超高密度状態が内部コアに数km程度のマクロなスケールで広がっていると考えられ、中性子星物質と呼ぶ。中性子星物質は、文字通り中性子(n)を主成分とし、 β 平衡条件、 $n \rightleftharpoons p + e^- + \bar{\nu}$ を満たしながら陽子(p)と電子(e^-)を数%の割合で含み、全体として荷電中性を保っていると考えられている。

しかし最近までの研究を通して、中性子星物質では核子や電子の他にも様々な粒子が現れ、物質相としてこれまで予想されてきた以上に多様な性質を示す可能性が理論的に示唆されてきた。その中で、ここ20年以上に亘って特に関心が持たれている物質相の一つがK中間子凝縮相である。この解説では中性子星物質中での相転移に関連する話題としてK中間子凝縮（以下ではK凝縮と略記）を中心に、その発現機構について説明する。そこではストレンジネス（奇妙さ）量子数(s)がキーワードになる。次に、K凝縮相の状態方程式（equation of state, EOS）に基づく系の特徴や中性子星の構造への影響について、最近の我々の研究に基づいて解説する。また、こうした相の存在と、中性子星の冷却など熱的進化との関係について簡単に述べる。本稿を通じて、通常の物性系で対象となる原子・分子の世界だけでなく、素粒子・原子核という更にミクロな世界でも、熱力学的な観点からのアプローチが普遍的に用いられているということを強調したい。

1.2 高密度核物質とストレンジネス量子数

核子は、より基本的な粒子であるクォーク3個から構成され、バリオンと呼ばれる強い相互作用をするFermi粒子に属する。例えばpは[uud]、nは[udd]のようにアップ(u)、及びダウン(d)クォークを用いて表される。一方、核子の仲間であるハイペロンはu、あるいはdクォークに加え、より質量が大きくストレンジネス（奇妙さ）と呼ばれ

る量子数を持つクォーク(s)を含むバリオンである。sクォークを持つ粒子に関わる反応が、強い相互作用で起こる場合は反応の前後で系のストレンジネス量子数は変わらず、崩壊など弱い相互作用に関わる場合は系のストレンジネス量子数が変化するという特徴がある。“奇妙さ”という名前の由来には、この様な性質が関係している。比較的良く知られたハイペロンとしては、例えば[uds]からなる Λ (1116)、[dds]からなる Σ^- (1197)、[dss]からなる Ξ^- (1321)などがある。括弧内の数字は粒子の質量をエネルギーの単位MeV（百万電子ボルト）で表したものである。核子の質量は約940 MeVであるので、ハイペロンは一般に核子よりもかなり重い。このため通常の原子核中にはハイペロンは顔を出さない。ところが中性子星物質のような高密度の状況では、通常の原子核に比べて同じ体積中により多くの核子が占有しているため、Fermi粒子の性質として、Fermiエネルギーにある核子は、より大きな1粒子エネルギーを持っている。従って高密度でそのエネルギーがハイペロンと核子の質量差よりも充分に大きくなれば、 $n \rightarrow \Lambda + \nu + \bar{\nu}$, $n + e^- \rightarrow \Sigma^- + \nu$, などの過程を通じてハイペロンが中性子星物質中に現れる。核子、ハイペロンが核物質中で感じるポテンシャルの効果も考慮した現実的な計算では、 $(2-3)\rho_0$ 以上の密度で Λ , Σ^- などのハイペロンが中性子星物質中に混在することが示唆されている。²⁾以後、ハイペロンが混在した中性子星物質をハイペロン物質と呼ぶ。

このように、高密度核物質中にはストレンジネスという質量の大きなクォークの自由度が現れ得るが、ストレンジネス量子数を持つ基本粒子にはハイペロンの他に、ハイペロンと核子間に働く強い力を媒介するK中間子がある。一般に中間子はクォークとその反粒子としての反クォークの対で表現される。例えば核子間の力（核力）を媒介する中間子として知られている π 中間子は、 $\pi^+ = [u\bar{d}]$, $\pi^- = [d\bar{u}]$ (“-”は反クォークを表す)のように書ける。K中間子は、 $K^- = [s\bar{u}]$ のようにsクォークを含む中間子である。以下では負電荷を持つ K^- を対象とする。K中間子は500 MeVほどの質量を持つが、 K^- とバリオン（核子およびハイペロン）との間に強い引力が働き、その引力のエネルギーがK中間子の質量に匹敵するほど大きければ、中性子星物質中に K^- が現れた方が、エネルギー的に有利になる。いったんこのような状況になると、K中間子はBose粒子であり、同じ量子状態を占有する粒子の数は制限を受けないため、最低エネルギー状態にマクロな数のK中間子が占有し、いわゆるBose-Einstein凝縮を起こす。これがK凝縮である。歴史的にはK凝縮の可能性が示唆される以前に、核力を媒介する基本的な π 中間子の凝縮の可能性が理論・観測両面から追究されてきた。K凝縮は、 π 中間子凝縮との比較や共存可能性を視野に入れながら、ストレンジネス自

由度が関係するユニークな系としてその特徴が明らかにされてきた。³⁾

2. 高密度核物質の相転移としてのK凝縮

2.1 K凝縮とカイラル対称性

K凝縮が高密度物質中に現れる起因力であるK中間子-バリオン相互作用のように、核媒質中でのK中間子のダイナミクスは、低エネルギーハドロン現象を記述するカイラル対称性と呼ばれる内部対称性によって規定される。スピン1/2をもつ粒子について質量を無視するとスピンの運動量と同じ向きを持つ状態（右巻き）と反対方向を持つ状態（左巻き）に分類される。この右巻きと左巻きの状態を互いに逆回転させる変換がカイラル変換で、カイラル変換の下での系の対称性をカイラル対称性という。K中間子は、カイラル対称性の自発的な破れに伴って現れる擬スカラー粒子（スピンが0でパリティが負）の仲間であることが知られている。カイラル変換によってK中間子も変換を受け、スピンが0でパリティが正の、スカラー中間子の成分が混じる。これら擬スカラー中間子とスカラー中間子がパートナーになって、カイラル変換の下で不変なダイナミクスが実現される。

カイラル対称性から決まるK中間子-バリオン相互作用の基本的な形は、K⁻中間子に対してFig.1に示すようなダイアグラムで与えられる。（以下では簡単化のため、ハイペロンとして Λ , Σ^- だけを考える。）ダイアグラムでは左から右の向きに時間が進行し、各粒子がそれぞれの直線に沿って時間とともに伝搬していく過程が示されている。例えばFig.1(a)はK⁻中間子（破線）とバリオン（B= Λ , p, Σ^- , n）が時空間の1点（・）で散乱して再び出て行く過程を表し、(b)はK⁻中間子とpまたはn（実線）が1点（・）で消滅し、新たに Λ , または Σ^- （二重線）が生成していく過程、およびそれらの時間発展を逆にした過程を表す。

Fig.1(a)はK⁻中間子の運動量 $k=0$ でも有限の値を持ち、カイラル対称性から形がユニークに決まる項と、カイラル対称性を顕わに破る項とに分けられる。特に後者はK中間子-核子（N）散乱振幅に対してKNシグマ項（ Σ_{KN} ）と呼ばれる量に関係し、バリオン数密度 ρ_B に比例して、 $-\rho_B \Sigma_{KN}$ という形で系のエネルギー密度に寄与する。 Σ_{KN} は、カイラル対称性を顕わに破るuクォーク、sクォークの質量 m_u , m_s と、核子中のクォークの成分の大きさを含んでいる。ストレンジネス量子数を含む、より広い群で捉えたカイラル対称性の顕わな破れの大きさを反映して m_s の値が大きく、その結果、 Σ_{KN} はK中間子のエネルギーに大きな引力効果を与える。 Σ_{KN} の大きさについては不定性があるが、最近の詳細な計算から $\Sigma_{KN} = (300 \sim 400)$ MeV程度と見なされている。⁴⁾ Fig.1(b)は有限の k に依存する湯川型相互作用の

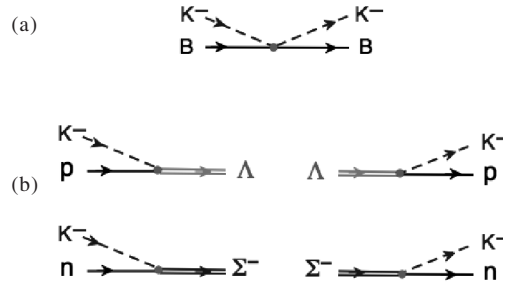


Fig.1 Diagrams contributing to the K⁻-baryon (B) interactions (B= Λ , p, Σ^- , n). (a) is for the s-wave K⁻-baryon interactions, and (b) is for the p-wave ones.

バーテックスを持つp波K中間子-バリオン相互作用で、K⁻Nとハイペロンの結合が系のエネルギーに関係する項である。これらFig.1で示されるK⁻中間子-バリオン間の引力相互作用が凝縮の起因力を担う。

中性子星内部のような無限系を反映させ、空間的に一様な凝縮を考えると、K中間子凝縮状態は基底状態でK⁻中間子場の期待値をとった状態として

$$\langle K^- \rangle = \frac{f}{\sqrt{2}} \sin \theta \quad (1)$$

と表される。但し、ここでは簡単化のため $k=0$ を仮定した。(1)で f は中間子の崩壊に関係する定数で、100 MeV程度の大きさを持つ。また、 θ はカイラル対称性の枠組みで通常相（非凝縮相）の状態から凝縮相を結ぶ回転角で、K凝縮の強さを表す。⁵⁾ このように、K凝縮の起因力となる相互作用を含めたダイナミクスと、K凝縮状態の構造とがカイラル対称性という統一的な枠組みの下で捉えられる。

また、上述のように、秩序パラメータが(1)で表されるK凝縮状態は、無限系での空間的に一様な凝縮、あるいは理想Bose粒子系のBose-Einstein凝縮のように、運動量空間での凝縮として特徴付けられる。

2.2 K⁻凝縮の発現機構

中性子星物質中でK⁻中間子が出現するときには、



の過程を通じてストレンジネスが増えていく。そして安定した凝縮状態では β 平衡条件、 $n \rightleftharpoons p^+ e^- + \bar{\nu}$ 、とともに(2)についての化学平衡条件が満たされている。各粒子の化学ポテンシャル μ_i ($i=p, n, K^-, e^-$)を用いると、(2)についての化学平衡条件は、 $\mu_n = \mu_p + \mu_K$ 、また β 平衡条件は、 $\mu_n = \mu_p + \mu_e$ と与えられる。⁶⁾ これらの条件は、系の

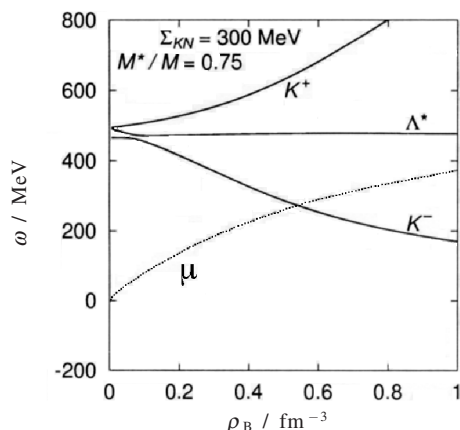


Fig.2 The lowest energies of K^+ , K^- , and collective $\Lambda(1405)$ -nucleon hole state (denoted as Λ^*) carrying the quantum number of kaon (solid lines) and the charge chemical potential (dotted line) as functions of the baryon number density ρ_B in neutron-star matter (taken from ref.8).

荷電中性条件, 及びバリオン数保存条件を課しながら系のエネルギーを極値にするという一般的な熱力学の考察からも導かれる。特に荷電中性条件に関するLagrangeの未定乗数 μ を用いて,

$$\mu_K = \mu_e = \mu \quad (3)$$

であることが示される。

K凝縮の臨界密度近傍で, 中性子星物質中での K^- 中間子の振る舞いを考えよう。通常相からの連続相転移を仮定すると, K凝縮の臨界密度 ρ_B^C では1個の K^- 中間子が持つ最低エネルギー ω は K^- の化学ポテンシャル μ_K に等しくなり, そこで K^- 中間子のBose-Einstein分布関数は発散し, 凝縮への相転移が引き起こされることになる。従って ρ_B^C は(3)と合わせて,

$$\omega = \mu \quad (4)$$

という条件を満たす密度として与えられる。⁷⁾

我々の以前の結果として, 中性子星物質中での ω (実線) 及び μ (点線) の ρ_B 依存性を, $\Sigma_{KN} = 300$ MeVの場合についてFig.2に示す。⁸⁾ Fig.2にあるように, K^- の他に K^+ , 及び K^-p の共鳴状態と考えられる $\Lambda(1405)$ と p の対からなる粒子-空孔状態(Λ^* と表記)がK中間子の量子数を持つ状態として現れるが, 凝縮に関わるのは K^- 中間子だけである。真空($\rho_B = 0$)での質量の値494 MeVから始まり, ρ_B の増大とともに K^- 中間子-バリオン相互作用の引力効果で, ω は単調に減少していく。

一方, 系の荷電化学ポテンシャル μ は μ_e に等しく, ρ_B とともに単調に増加する。そして両者は $\rho_B \sim 0.55 \text{ fm}^{-3}$ ($= 3.2 \rho_0$)で交差し, (4)を満たす。臨界密度は理論の中に含まれる不定パラメータに依存するが, $\rho_B^C = (3 \sim 4) \rho_0$ と見積もられている。

K^- 凝縮が発現する際の反応過程(2)はストレンジネスの変化を伴い, 弱い相互作用の一種である。原子核同士の衝突実験のように, 強い相互作用を介して反応が進むのに特徴的な $O(10^{-23}) \text{ sec}$ (原子核の中を光と同程度の速さで通り抜けるのに要する時間)で反応が進むような状況に比べてはるかに長い時間をかけて反応が起こるため, 中性子星内部のように十分に長い時間スケールで安定して存在する物質中で発現が期待される。

自由空間における理想Bose気体や, 原子同士の相互作用が弱い希薄なアルカリ金属原子気体のように, 予め凝縮体となるべきBose粒子が存在する系では, 系の温度が凝縮が起こるかどうかの鍵を握る。実際, これらの系では粒子の熱運動によって運動量に幅がある。粒子は, その幅に含まれる運動量に対応するド・ブローイ波が重なり合ってきた, 熱的ド・ブローイ波長の広がりを持つ波束を伴う。系を極低温にすることによって, 波束の広がりや粒子間隔よりも大きくなると, 粒子同士の波動関数の重なりが大きくなり, 量子統計性が顕著になる。このように, 物性系を対象となるBose粒子系では, 熱的揺らぎとBose統計性の競合で凝縮するか否かが決まる。⁹⁾ それに対し, 通常の中性子星内部は温度が 10^8 K ($\sim 0.01 \text{ MeV}$)程度なので, 核子のFermiエネルギー(数十MeV)との比較でいえば極低温と見なせる状況である。従って中性子星内部におけるK凝縮の発現機構には, 温度効果は本質的でない。この場合, 通常相(非凝縮相)に凝縮体となるべきK中間子はもともと存在せず, バリオン数密度 ρ_B が大きくなりK中間子-バリオン間の引力が十分に強くなって初めてK中間子が自発的に出現する。この様にK凝縮では, K中間子が周りのバリオン系と強く相互作用する系として特徴づけられ, 温度ではなく ρ_B が凝縮の成否を決める外部パラメータとなる。

3. ハイペロン物質中でのK凝縮

3.1 理論的枠組

K凝縮と, 通常の中性子星物質中に Λ , Σ^- , ...といったハイペロンが混在したハイペロン物質とはどちらも同じ高密度領域で存在し得る物質相である。そこで両者が共存し得るか否かという問題が起こる。ここでは, ハイペロン物質中でのK中間子凝縮を取り扱い, 両者の共存・競合の問題を検討しよう。^{10,11)}

K中間子-バリオン相互作用を含むK中間子のダイナミクスを与える枠組として, カイラル対称性を具現する有効

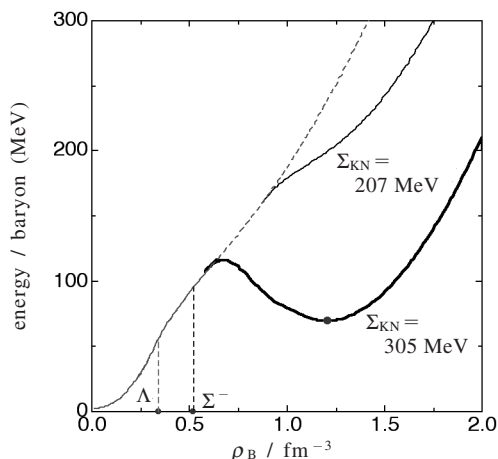


Fig.3 The total energies per baryon in the kaon-condensed phase as functions of the baryon number density ρ_B . For comparison, the energy per baryon for the noncondensed hyperonic matter is shown by the dotted line.

Lagrangianを用いる。ハイペロンが混在すると、**Fig.1(a)**型の相互作用に加えて、**Fig.1(b)**で与えられるような、K中間子の空間運動量 k に依存する相互作用が生じる。その結果、バリオンは波動関数として p と Λ の状態、及び n と Σ^- の状態がそれぞれ重ね合わさった“準粒子状態”として存在する。¹⁰⁾ 現実的な取り扱いとして、非相対論的なバリオン-バリオン相互作用を用いてバリオンのポテンシャル項を導入する。バリオンのポテンシャルに現れるパラメータのいくつかは、核物質の飽和性、及び最近のハイパー核実験の情報を基にして定める。¹²⁾ 荷電中性条件、バリオン数保存条件、及び弱い相互作用に関する化学平衡条件、 $n \rightleftharpoons p + e^- + \bar{\nu}$, $n \rightleftharpoons \Lambda + \nu + \bar{\nu}$, $n + e^- \rightleftharpoons \Sigma^- + \nu$ の下で、K⁻中間子場に対して有効Lagrangianから導かれるEuler-Lagrange方程式を満たすように基底状態のエネルギーを求め、K凝縮相の臨界密度と凝縮相の基底状態のEOSを得る。

3.2 状態方程式と系の特徴

K凝縮相の臨界密度と凝縮相のEOSについての結果を以下に示す。**Fig.3**は、1バリオンあたりの系のエネルギー E をバリオン数密度 ρ_B の関数として実線で表したものである。比較のため、非凝縮相(Λ , p , Σ^- , n , e^- からなるハイペロン物質相)についての結果を点線で示した。

まず、通常の中性子星物質中にハイペロン Λ が $\rho_B = 0.34 \text{ fm}^{-3}$ ($= 2.1 \rho_0$)で現れ、更に Σ^- が $\rho_B = 0.53 \text{ fm}^{-3}$ ($= 3.3 \rho_0$)で現れる。K中間子と n の間のKNシグマ項

(Σ_{KN})として300 MeV程度にとった場合、 Λ と Σ^- が混在したハイペロン物質相からK凝縮が $\rho_B^c = 0.62 \text{ fm}^{-3}$ ($= 3.9 \rho_0$)で発現する。一般に、新しい相が出現することによって系のエネルギーが下がる。このとき系の圧力 P は

$$P = \rho_B^2 (\partial E / \partial \rho_B)_{S, N_i} \quad (5)$$

[系のエントロピー S 、および各粒子数 N_i ($i = K^-, \Lambda, p, \Sigma^-, n, e^-$) が一定の条件で系のエネルギー E を体積で偏微分することに相当する]で与えられることからわかるように、相転移の結果、 E の ρ_B 依存性が緩やかになることによって P が小さくなる。つまり同じ密度で相転移後の物質相は、より圧縮されやすくなることを意味する (EOSの軟化)。通常の中性子星物質からハイペロンが混在すると、EOSは軟化するが、K凝縮が発現した後、密度が大きくなるにつれてハイペロン物質の軟らかいEOSにK凝縮による軟化が加わるため、ハイペロン物質中でのK凝縮相のEOSは軟化の程度が顕著になる。その結果、 $\Sigma_{KN} = 305 \text{ MeV}$ の場合は、系のエネルギーが ρ_B の増加とともに下がり、 $P < 0$ の密度領域ができる。更に高密度になるとバリオン間の斥力が大きくなるため、EOSの堅さは回復する。その結果、エネルギーが ρ_B に関して極小値になる状態が出来、そこで圧力が0になる。[**Fig.3**の・点： $\rho_B = 1.2 \text{ fm}^{-3}$ ($= 7.6 \rho_0$)] それに対して $\Sigma_{KN} = 207 \text{ MeV}$ のようにK⁻中間子-バリオン相互作用が比較的小さい場合は、K凝縮が現れる臨界密度は $\rho_B^c = 0.87 \text{ fm}^{-3}$ ($= 5.5 \rho_0$)と大きく、その後のEOSの軟化も緩やかである。

3.3 自己束縛状態

以下では $\Sigma_{KN} = 305 \text{ MeV}$ の場合に得られたエネルギー極小状態の存在を考慮して、ハイペロン物質中でのK凝縮相のEOSが、中性子星の内部構造にどのような影響を与えるかを考えよう。そのために、 $\Sigma_{KN} = 305 \text{ MeV}$ について**Fig.3**の関係を圧力 P と体積 $1/\rho_B$ の関係に直した結果が**Fig.4**である。K凝縮がないハイペロン物質相 (非凝縮相：点線) 中に Λ 及び Σ^- が、K凝縮相 (実線) 中にハイペロン Σ^- が、それぞれ混在し始める密度の近傍では、物質の組成が密度の変化に敏感であるため、系のエネルギーの変化の仕方も大きくなる。そのことを反映して、特に**Fig.4**では実線と点線それぞれの振る舞いに凹凸の滑らかでない部分が現れる。

Fig.4に示されるように、K凝縮がないハイペロン物質相 (非凝縮相：点線) とハイペロン物質中のK凝縮相 (実線) との相平衡を考慮してMaxwellの等面積則を適用すると、非凝縮相からK凝縮相への相転移が1次となり、 $\rho_B = 1.5 \rho_0$ から $7.6 \rho_0$ まで密度に跳びが生じる。¹³⁾

また**Fig.3**のエネルギー極小値は**Fig.4**の・点 ($P = 0$)

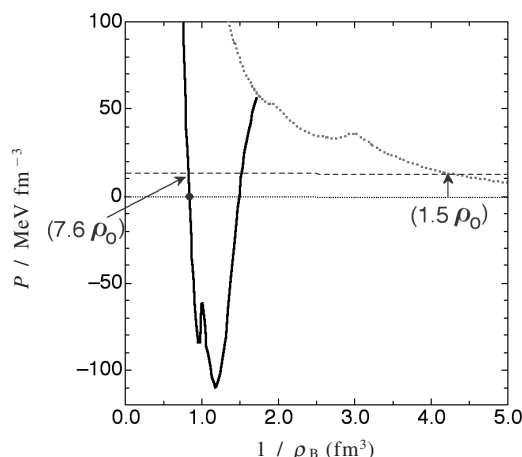


Fig.4 Pressures of the kaon-condensed phase (solid line) and noncondensed hyperonic matter (dotted line) as functions of the volume per baryon ($1/\rho_B$) for $\Sigma_{Kn} = 305$ MeV.

に対応し、準安定領域内にある。

次に、このEOSを用いて、中性子星の重力質量と半径の関係を求める。そのために、中性子星のような超高密度で重力が非常に強い天体に適用できるように一般相対論の効果が取り入れられた、静流体平衡を与える方程式 (Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) 方程式) をEOSと合わせて解く。¹⁾ 数値的には、中心密度をはじめに与え、星の表面で圧力がゼロになる境界条件で解いていく。中心密度を与えるごとに一つの中性子星が得られる。中心密度を変えて得られた、中性子星の重力質量 M と半径 R の関係をFig.5に示す。縦軸は太陽質量 $M_\odot$ を単位にしている。 $R < 2 GM/c^2$ (G は万有引力定数、 c は光速) となる領域は、半径がシュバルツシルド半径 $2 GM/c^2$ よりも小さくブラックホールになるため、安定な中性子星として存在できない領域である。

ハイペロン物質相からK凝縮相への1次相転移をMaxwellの処方で扱った結果が(I)の分枝である。中性子星内部のように中心に向かって強い重力で物質が圧縮されているような状況下では、ちょうど地球上で水と水蒸気が液体-気体の2相に分離するように、ハイペロン物質相 (非凝縮相) とK凝縮相は分離し、星の内部コア領域では中心に高密度相であるK凝縮相のコアがあり、その周りを非凝縮相が覆うような2層構造になる。そして非凝縮相とK凝縮相の境界でFig.4でみたような密度の跳びが現れる。¹⁴⁾

さて、分枝(I)とは別に、星の表面での圧力がゼロという境界条件をEOSのエネルギー極小点に対応させ、星の内部はそれよりも高密度領域のEOS (Fig.4の・点から連続的

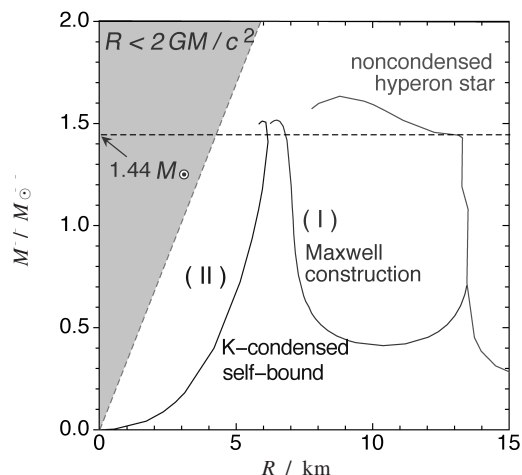


Fig.5 Gravitational mass to radius relations for neutron stars having the kaon-condensed phase in hyperonic matter.

につながらず $P \geq 0$ の部分)で構成されるようなTOV方程式の解が存在する。それがFig.5の分枝(II)である。(II)を構成するEOSには、バリオン密度 ρ_B に関するエネルギー極小状態近傍の準安定領域が含まれるが (Fig.4), 準安定領域は $\rho_B \sim 7.5 \rho_0$ と非常に高密度で、既に多くのストレンジネス数を持つ。やがて準安定領域の物質は、ストレンジネスを含まない安定な領域 (Fig.4で $\rho_B \sim 1.5 \rho_0$ 以下の非凝縮相の領域)に崩壊するが、弱い相互作用の反応過程で多段階的に崩壊するしかなく、実質的に安定な状態として存在し得る。(II)はFig.5からわかるように $R \sim 0$ から解が存在し、本質的に重力に依らずに強い相互作用で束縛されたK凝縮自己束縛系として、原子核スケールから中性子星の規模まで任意のスケールで存在できる。宇宙の質量の一部を担うバリオン起源のダークマターの候補としても考えられる。中性子星の規模の天体の場合、星の中心から表面までの全体が高密度のK凝縮相で占められ、通常の中性子星とは全く異なる内部構造になっている点が特徴的である。

3.4 観測との関連¹⁵⁾

一般に相転移があると、高密度核物質のEOSは柔らかくなり、より圧縮されやすくなる。その結果、中性子星の中心密度は相転移がない場合よりも大きく、半径はより小さくなり、コンパクトな天体になる。そして安定に存在できる中性子星の最大質量 $M_{\max}$ が小さくなる。我々の結果では、非凝縮のハイペロン物質相からなる中性子星の最大質量は $\sim 1.63 M_\odot$ であるが、K凝縮相を持つ中性子星では分枝

(I), (II) とともに $1.5 M_{\odot}$ を少し超える程度にまで下がる (Fig.5)。中性子星の質量については、理論的に得られる高密度核物質の EOS に対する試金石となる観測結果がある。PSR 1913+16 という中性子星の連星系の観測で、中性子星の質量が精確に得られた。そのうち大きい方の質量は $(1.442 \pm 0.003) M_{\odot}$ という値が得られた。このことから高密度核物質の EOS は、少なくとも最大質量が $1.44 M_{\odot}$ 程度よりも大きくなるという条件を満たすものでなければならない。その後、連星系をなす多くの電波パルサーで、質量が $(1.35 \pm 0.04) M_{\odot}$ という非常に狭い範囲に集中しているという観測結果が報告された。このことは柔らかい EOS を示唆しているようである。一方、 $2 M_{\odot}$ ほどの大きな質量を持つ中性子星を示唆する観測結果も以前からいくつかあったが、誤差が大きく確定的なことを言うには時期尚早である。仮にこの様な大きな質量の中性子星の存在が確定すれば、EOS は堅くしなければならず、相転移を含むような柔らかい EOS と相容れない。非常に高密度でバリオン間の斥力効果を効かせるなど、EOS を高密度領域で堅くする何らかの効果を検討する必要が出てくるだろう。

中性子星内部の状態を、冷却機構やエネルギーの輸送過程の検討を通して内部の温度分布や表面温度と関連づける試みも、理論・観測両面から活発に行われている。¹⁶⁾ 中性子星内部に K 凝縮相があると、 $\langle K^- \rangle$ を凝縮した K^- 中間子として、非凝縮相では起こらない、 $N + \langle K^- \rangle \rightleftharpoons N + e^- + \bar{\nu}$, $N + e^- \rightleftharpoons N + \langle K^- \rangle + \nu$, ($N = p, n$) という過程が可能になる。^{5,17)} これらの過程は著しく大きな反応率になるため、 ν , $\bar{\nu}$ によってエネルギーが星外に放出されることによって、中性子星の冷却などの熱的進化に大きな影響をもたらすことが知られている。中性子星の表面温度の観測から、いくつかの中性子星で通常の冷却機構では説明できないほど表面温度が低いことがわかっており、内部に K 凝縮相など、特異な相が実現していることを示唆していて注目される。¹⁶⁾

4. おわりに

高密度核物質中でのストレンジネス自由度が顕在化するハドロン相 (バリオンや中間子を構成要素とする物質相) として、ハイペロン物質中での K 凝縮の臨界密度、EOS と系の特徴を最近の我々の研究に基づいて説明した。また、中性子星の内部構造との関連で、1 次相転移に起因して内部コアが非凝縮相と K 凝縮相の 2 層構造になる可能性や、「K 凝縮自己束縛系」としての中性子星から密度異性体としての原子核まで、任意のスケールの特異な構造を持つ物質相が自然界に存在し得ることを示した。

この様な系の特徴は、K 凝縮の存在によるバリオン系との引力効果とハイペロンの混在効果により、EOS が軟化し、

非常に高密度でコンパクトな対象になること、しかもストレンジネス成分が占める割合が大きな系であることである。一方、この様な高密度の状況では、ハドロンは構成要素であるクォークがハドロン内での閉じ込めから自由になり、 u , d , s クォークがほぼ等量の組成で顕在化するストレンジ物質と呼ばれる状態が、通常核物質よりも低いエネルギー状態として存在する可能性が指摘されている。¹⁸⁾ 更に最近では、クォークの対相関による超伝導相やその中の K 凝縮相など、クォークが顕在化する物質相 (クォーク相) に関心が寄せられている。¹⁹⁾ これらハドロン相とクォーク相におけるストレンジネス多体系の間の関係を解明することは、高密度状況での量子色力学 (QCD) の多様な相構造を理解する上で重要であり、今後の興味深い課題である。

最近の原子核実験との関連では、K 中間子が原子核に深く束縛され、核子系が高密度になった状態 (K 中間子原子核) の存在が理論的に示唆され、実験面からその探索が議論されている。^{20,21)} この様な核内に束縛された K 中間子の状態と、中性子星内部のような高密度状態にある無限系での一様な K 凝縮状態との関係を明らかにすることを通して、高密度核物質中での K 中間子のダイナミクスの解明が進むと期待される。この様に、高密度核物質の研究は、原子核物理と素粒子・天体物理、物性物理等、様々な分野との学際的なつながりを通じて研究領域を広げながら、着実に進展しつつある。

謝 辞

本解説の内容は、京都大学理学部・巽 敏隆、岩手大学人文社会科学部・高塚龍之、千葉工業大学・菅原昌彦氏との議論に負うところが大きい。ここに厚く感謝したい。また本記事の執筆を薦めていただいた千葉工業大学・筑紫 格博士に感謝する。本研究は千葉工業大学研究助成金、及び日本学術振興会 科学研究費補助金・基盤研究 (C) (課題番号 18540288) を用いて行われた。

文 献

- 1) 中性子星のような高密度天体に関する教科書として、例えば、S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars, The Physics of Compact Objects*, Wiley-Interscience (1983).
- 2) T. Takatsuka, *Prog. Theor. Phys. Supplement* **156**, 84 (2004); and references cited therein.
- 3) K 中間子凝縮、及び π 中間子凝縮については、T. Kunihiro, T. Muto, T. Takatsuka, R. Tamagaki, and T. Tatsumi, *Prog. Theor. Phys. Supplement* **112**, (1993).
- 4) S. J. Dong, J.-F. Lagae, and K. F. Liu, *Phys. Rev.*

- D **54**, 5496 (1996).
- 5) T. Tatsumi, *Prog. Theor. Phys.* **80**, 22 (1988).
 - 6) 原始中性子星のような中性子星の誕生初期の高温時を除いて、通常の中性子星では温度が低く、ニュートリノは周りの物質と殆ど反応せず星外に逃げってしまうため、 β 平衡条件にニュートリノは関与しない。
 - 7) T. Muto and T. Tatsumi, *Phys. Lett. B* **283**, 165 (1992).
 - 8) H. Fujii, T. Maruyama, T. Muto, and T. Tatsumi, *Nucl. Phys. A* **597**, 645 (1996).
 - 9) Ed. by A. Griffin, D. W. Snoke, and S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation*, Cambridge Univ. Press (1995).
 - 10) T. Muto, *Nucl. Phys. A* **697**, 225 (2002).
 - 11) T. Muto, *Nucl. Phys. A* **754**, 350c (2005); *AIP Conference Proceedings* **847**, 439 (2006); *Phys. Rev. C* **77**, 015810 (2008).
 - 12) A. Gal, *Prog. Theor. Phys. Supplement* **156**, 1 (2004); and references cited therein.
 - 13) 本来、ここで扱っている様な多成分系に対しては、Maxwell の処方ではなく、Gibbs 条件によって2相間の相平衡を扱う必要がある。しかしながら、そのためにはそれぞれの相での表面張力、クーロン力、荷電遮蔽などの有限の大きさの効果を考慮する必要があり、それらの効果を取り入れると、大域的な構造としてはMaxwell の処方得られる結果に近くなるという指摘がある。ここでは取り扱いの簡単化のため、Maxwell の処方を用いた。この問題については、例えば次の文献を参照。T. Maruyama, T. Tatsumi, D. N. Voskresensky, T. Tanigawa, T. Endo, and S. Chiba, *Phys. Rev. C* **73**, 035802 (2006); T. Maruyama, T. Tatsumi, T. Endo, and S. Chiba, *Recent Res. Devel. Physics* **7**, 1 (2006).
 - 14) 13)で指摘したように、非均一系での相平衡の取り扱いには注意が必要であるが、物性系に見られるような均一系での相平衡との関係を明らかにすることは興味深い問題である。
 - 15) 高密度核物質のEOSと中性子星の構造や冷却等、観測との関連について、例えば J. M. Lattimer and M. Prakash, *Phys. Rep.* **442**, 109 (2007).
 - 16) S. Tsuruta, *Phys. Rep.* **292**, 1 (1998).
 - 17) H. Fujii, T. Muto, T. Tatsumi, and R. Tamagaki, *Nucl. Phys. A* **571**, 758 (1994); *Phys. Rev. C* **50**, 3140 (1994).
 - 18) N. Itoh, *Prog. Theor. Phys.* **44**, 291 (1970); E. Witten, *Phys. Rev. D* **30**, 272 (1984).
 - 19) レビューとして例えば, Ed. by A. Nakamura, T. Hatsuda, and A. Hosaka, *Prog. Theor. Phys. Supplement* **153** (2004).
 - 20) Y. Akaishi and T. Yamazaki, *Phys. Rev. C* **65**, 044005 (2002); T. Yamazaki and Y. Akaishi, *Phys. Lett. B* **535**, 70 (2002); A. Dote, H. Horiuchi, Y. Akaishi, and T. Yamazaki, *Phys. Lett. B* **590**, 51 (2004); *Phys. Rev. C* **70**, 044313 (2004).
 - 21) T. Suzuki et al., *Phys. Lett. B* **597**, 263 (2004); M. Iwasaki et al., arXiv: nucl-ex/0310018; T. Kishimoto et al., *Nucl. Phys. A* **754**, 383c (2005).

要 旨

中性子星は、その内部コア領域が通常の原子核よりも数倍大きな密度を持つ高密度核物質になっていると考えられている。そのような高密度物質中には、核子（陽子、中性子）、電子に加えて、“ストレンジネス”量子数を持つ中間子やハイペロンが現れる可能性がある。本解説では、通常の中性子星物質から、ストレンジネスを担う最も軽い中間子であるK中間子の凝縮を含む新しい相への相転移について、最近の理論面での進展を概観する。高密度物質中でのK中間子凝縮とハイペロンの共存について考察し、ハイペロンを伴うK中間子凝縮相が、質量-半径の関係といった中性子星の内部構造へ及ぼす影響について議論する。特に、K中間子凝縮とハイペロンからなる自己束縛状態が任意のスケールで存在する可能性が示唆される。



武藤 巧 Takumi Muto
千葉工業大学情報科学部教育センター物理学教室, Faculty of Information and Computer Science, Chiba Institute of Technology, TEL. 047-454-9611, FAX 047-454-9689, e-mail: takumi.muto@it-chiba.ac.jp
研究テーマ：高密度物質とストレンジネス多体系
趣味：散歩