中性子星はトポロジカル超流体か?

水島健 / 大阪大学大学院基礎工学研究科准教授 (計画研究 D01)

1. はじめに

中性子星は、超新星爆発によってできる天体の最終 形態のひとつで、10⁵⁷ 個程度の核子で構成される、い わば宇宙空間に浮かぶ巨大な原子核である。その半径 は10km 程度であり、例えるなら太陽と同程度の質量 を持つ天体が大阪市に収まっていることになる。高密 度のためフェルミ温度は10¹²K 程度と高温であり、核 子系はフェルミ縮退している。さらに、角運動量保存 則のため中性子星は元の恒星よりも高速に自転してお り、速いものでは0.01secの回転周期を持つ。近年で は10¹⁵Gにも及ぶ強大な磁場をともなう中性子星(マ グネター)も発見されており、最も高密度な天体であ る中性子星内部では極限環境下での量子縮退系が実現 されている。

中性子星内部の核子系が超流動を示すことは、1967 年にパルサーとしてその存在が確認される以前から理 論的に予言されていた。これは全角運動量が *J*=2 であ るスピン3重項 *p* 波 (³P₂) 超流動であると期待され、 ³He との関連性が指摘されてきた [1,2]。一方で、近年 では ³P₂ 超流動の秩序変数空間がスピン2のボース・ アインシュタイン凝縮体 (BEC) のそれと等価である ことがわかり、冷却原子系で蓄積されたトポロジカル 励起などの知見が中性子星へとフィードバックされつ つある [3]。ここでは、中性子星の内部構造と超流動の 存在の必然性を議論しながら、そのトポロジカルな側 面についての最近の研究成果 [4] を紹介する。

2. 中性子星の内部構造と超流動性

中性子星は図1に示すような層状構造をもつ。数mの大気層の下に電子とイオンから成る「外殻 (outer



図1: 典型的な中性子星の内部構造の概略図

crust)」があり、電子・中性子・中性子過剰核からな る「内殻 (inner crust)」がそれにつづく。「外核 (outer core)」は 10¹⁴g/cm⁻³ 程度の密度の中性子を中心に構 成され、電気的中性条件とベータ平衡条件のために若 干の電子と陽子を含む。さらに、大質量の中性子星に は「内核 (inner core)」が存在し、パイオン凝縮やクォー ク物質等の様々な仮説が提唱されている。

中性子星における超流動研究の歴史は古く、1957年の BCS 理論の提唱直後まで遡る。1959年に Migdal は BCS 理論を核子系へと応用した [5]。その論文の中で、中性子星内部において Δ =1MeV (T_c =10¹⁰K) 程度の転移温度をもつ超流動状態が存在することを予言した。

中性子星内部に超流動状態が存在することの観測 的根拠には以下の2つがある:(1) Vela パルサーにお けるグリッチ現象後の角速度の緩やかな回復[6]、(2) Cassiopeia-Aの中性子星における急速な温度低下[7]。 パルサーとは強い磁場を持ち回転している中性子星で あり、定常的に電磁波を放出しながら角運動量が減衰 していく。しかしながら、1969年に Vela パルサーに おいて突然角速度が増加する「グリッチ現象」が観測 された。グリッチ後に1カ月ほどの時間スケールで角 速度が定常的な減衰曲線へと回復する。核子系が常流 動状態であれば核子の平均衝突時間である 10⁻¹¹sec 程 度で定常状態へ減衰すると考えられるが、観測された 時間スケールはこれに比べて桁違いに長い。もし核子 系が超流動であればエネルギーギャップのために核子 間の衝突時間が指数関数的に長くなるので、グリッチ 現象からの緩和時間が桁違いに長いという観測事実と 合致する。

もう一つの根拠は超流動転移に伴う冷却過程の劇的 な変化である。中性子星が形成される初期段階ではそ の温度は 10¹¹K 程度であるが、その後、修正 Urca 過程 (例えば $n + n \rightarrow n + p + e + \bar{v}_e$)などを介して電子 (反)ニュートリノを放出することで、表面温度と内 部温度がそれぞれ 10⁶K、10⁸K 程度まで冷却される。こ のような冷却過程を詳細に解析していくと、天体の内 部構造が浮かび上がってくる [8]。2010 年に X 線天文 衛星「Chandra」の観測により Cassiopeia-A の中性子 星の表面温度が 9 年間で 4% も急速に下がっているこ とがわかった。この急冷は通常の Urca 過程などでは

TOPICS

説明できず、新たな冷却機構を必要とする。Pageらは、 クーパー対形成にともなうニュートリノ対放出という 新しい冷却機構を提案し、観測結果を矛盾なく説明す ることに成功した [7]。超流動転移近傍では中性子や陽 子はクーパー対を形成する。その際にニュートリノ対 を放出することで余分なエネルギーを天体の外へと運 び出す。この冷却過程は Urca 過程よりも高効率である。

3.³P₂ 超流動相とトポロジー

さて、中性子星内部はどのような超流動状態であ ろうか? Migdal ら初期の研究ではスピン1重項s波 (¹S₀) 超流動状態が考えられていた。しかしながら、 1966年に Wolf は中性子の密度が 2 × 10¹⁴ g/cm³ 以上 の高密度となる外核領域では¹S₀状態は存在し得ない ことを指摘した [9]。中性子間の相互作用ポテンシャル は、0.5fm 以上の長距離ではπ中間子交換による引力 である一方で、ベクター中間子交換に起因する斥力芯 が短距離で存在する。高密度領域である外核では斥力 芯のために¹S₀転移温度が消失する。Page らは上述の Cassiopeia-A の急冷現象を説明するために外核の中性 子が³P,超流動状態であることを指摘し、その転移温 度が 10⁹K 程度であると評価した [7]。この ³P₂ が存在 するのであれば冷却は今後数十年間続くと予想されて いる。継続的な観測により将来³P₂ 超流動の存在が実 証されるかもしれない。なお、陽子は比較的密度が小 さいために外核において¹S。超伝導状態である。

さらに、ベクター中間子交換過程は短距離で強いLS 力を誘起する。中性子間のLS力が無視できる場合は ³Pの全ての相互作用チャンネル(³P₀, ³P₁, ³P₂)は縮退 する。このような状況は超流動³Heで実現されており、 B相である Balian-Werthamer 状態の特別な状況は³P₀ 状態とみなすことができる。LS力は³P₀, ³P₁に対して は斥力として働く一方で、³P₂ 状態に対してのみ引力と なり得る。このため外核では、³P₂超流動状態が実現し ていると期待される [1,2]。

³P₂ 超流動の基底状態は Ginzburg-Landau(GL) 自由エ ネルギー $F=\alpha tr[dd^*]+\beta_1|trd^2|^2+\beta_2[tr(dd^*)]^2+\beta_3tr(d^2d^{'2})$ より決定される。ここで、一般にスピン3重項p波秩 序変数は2階テンソル $d_{\mu i}$ によって表されるが、J=2の制約によりトレースレス対称テンソルとなる。その 結果として、現れる超流動相も³Heのそれと比べて大 きく異なる。Sauls-Serene [10] は³P₂ 超流動のGL 自 由エネルギーと秩序変数がd波超流動のそれ [11] と 等価であることを見出し、その超流動相図を明らか にした(図2(a))。相図は Nematic 相、Cyclic 相およ び Ferromagnetic 相の3 相からなるが、弱結合極限で は Nematic 相が安定である。興味深いことに、spin-2 BEC においても同様の相図 [12] が得られ、各状態の秩 序変数空間も³P₂ 超流動のものと等価である。そのた め各相について spin-2 BEC で用いられている名称を用 いた。

Nematic 相は時間反転対称性を保った状態である。 ただし、GLの4次項の範囲では D_{∞} 対称性を持つ1軸 性 Nematic (UN)相から D_2 , D_4 対称性を持つ2軸性 Nematic (BN)相まで無限に偶然縮退している。この 縮退は6次以上のGL項や外場によって解くことがで きる。実際に超流動フェルミ液体理論に基づいて計算 された磁場中での $^{3}P_2$ 超流動相図を図2(b)に示す。零 磁場では最も対称性の高いUN相が安定化するが、磁 場を印加することによって D_2 -BN、 D_4 -BN相へと逐次 相転移する[4]。高温側では2次相転移であるが、低温 では1次相転移となり3重臨界点が存在する。10¹⁵G 程度の磁場を有するマグネターの内部では3重臨界点 に近い状況が実現していると期待される。3重臨界点 近傍では比熱が増大するため、マグネターの冷却機構 にも大きな影響を与えると考えられる。



図 2:(a) GL 理論による ³P₂ 超流動相図。(b) 準古典理論による温度—磁場相図。細線と太線はそれぞれ 2 次・1 次相転移 線を表し、白丸は 3 重臨界点を示す。

縮退した Nematic 相は全て DIII クラスのトポロジカ ル超流動である。UN 相はフルギャップであり、特徴 的な d ベクトル構造を示す(図 3(a))。³He の BW 状態 に類似した構造であり、そのトポロジカル構造は非自 明な 3 次元巻きつき数で表される。一方の D₄-BN 相は フェルミ面の北極と南極に点ノードを持つギャップレ ス相であり、Z₂数で特徴付けられる [13]。いずれも表 面にイジングスピンを持つマヨラナ粒子をともない、 異常な磁気応答を示す。

Ferromagnetic 相は超流動 ³He の A1 相と等価であ り、完全スピン偏極したクーパー対 (S_{z} =+1) が軌道 角運動量 L_{z} =+1 に凝縮した状態である。つまり、時間 反転対称性を自発的に破った Weyl 型超流動状態であ る。

TOPICS



図3:(a) Nematic 相のギャップ構造とトポロジカル不変量。(b) 非ユニタリ Cyclic 相のギャップ構造。

最も興味深く、超流動³He に対応する状態が無い のは Cyclic 相である。正四面体対称性を持つこの相 は時間反転対称性を自発的に破った非ユニタリ状態 であり、フルギャップと点ノードという2つの異なる ギャップ構造を持つ Weyl 超流動体である(図3(b))。 8つの点ノードは4組のモノポール・反モノポール対 とみなすことができ、非自明な Berry 曲率の源となっ ている。それを反映して、Cyclic 相の表面では複雑な フェルミアーク構造が現れる。一方で、各モノポール・ 反モノポール対近傍の準粒子は粒子・正孔対称な Weyl 粒子対として振舞う。そのためCyclic 相の低エネルギー 有効ハミルトニアンは質量の無い3次元マヨラナ粒子 のハミルトニアンに帰着される。

4.おわりに

ここでは、中性子星の研究の歴史を概観しながら、 その内部における³P₂超流動の存在の必然性と、各相 のトポロジカル構造について簡単に紹介した。表題へ の現時点での答えは、「中性子星内部には³P₂超流動が 存在し得て、それは非自明なトポロジーを持つ」とい える。弱結合極限では最も対称性の高い UN 相が安定 である。ただし図 2(a) でみられるように、弱結合極限 は Nematic と Cyclic 相の相境界近傍にあるため、実際 の基底状態は強結合効果に敏感であり、現実的な高密 度核物質でどのような相が安定になるかは自明ではな い。

また、ここでは詳しく触れなかったが、中性子星は 高速に回転する超流動体であり、量子渦というトポロ ジカル欠陥を必然的にともなう。渦のサイズは10-100 fm 程度であるのに対して平均渦間隔は1-10 μm と非 常に疎に分布している。しかしながらグリッチの起源 などを議論する際に渦は本質的な役割を演じる。さら に、spin-2 BEC の知見から、BN 相や Cyclic 相などに は非可換統計に従う分数量子渦の存在が議論されてい る [3,12]。この非可換統計性は秩序変数空間に起因し たものであり、いわゆるマヨラナ粒子に起因するもの とは質が異なる [12]。非可換分数渦にマヨラナ粒子が 存在するのか、そしてグリッチなどの動的現象への影響はどうなるのか、などといった問題が今後の課題であろう。また、外核の陽子も¹S₀超伝導であるが、それが第1種なのか第 II種超伝導体なのかは未だ議論の的である[14]。陽子の超伝導特性によって外核の磁場分布も変更され得るので、重要な未解決問題である。

最後になったが、³P₂超流動に現れる UN/BN 相や Cyclic 相は立方晶系の奇パリティ超伝導体において実 現され得ることに触れておきたい [4]。UBe₁₃ などのよ うな立方晶系の非従来型超伝導体を³P₂の観点から見 直すことも面白いかもしれない。

本稿は新田宗土氏(慶應義塾大学・研究分担 D01) 及び益田晃太氏(東京大学)との共同研究に基づく。

- [1] R. Tamakagaki, Prog. Theor. Phys. 44, 905 (1970).
- [2] M. Hoffberg et al., Phys. Rev. Lett. 24, 775 (1970).
- [3] K. Masuda and M. Nitta, Phys. Rev. C 93, 035804 (2016); arXiv:1602.07050.
- [4] T. Mizushima, K. Masuda, and M. Nitta, arXiv:1607.07266.
- [5] A. B. Migdal, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **37**, 249 (1959) [Sov. Phys. JETP 37, 176 (1960)].
- [6] G. Baym et al., Nature 224, 879 (1969).
- [7] D. Page et al., Phys. Rev. Lett. 106, 081101 (2011).
- [8] D. G. Yakovlev et al., Phys. Usp. 42, 737 (1999).
- [9] R. A. Wolf, Astrophys. J. 145, 834 (1966).
- [10] J. A. Sauls and J. W. Serene, Phys. Rev. D 17, 1524 (1978).
- [11] N. D. Mermin, Phys. Rev. A 9, 868 (1974).
- [12] Y. Kawaguchi and M. Ueda, Phys. Rep. 520, 253 (2012).
- [13] M. Sato, Phys. Rev. B 81, 220504 (2010).
- [14] B. Link, Phys. Rev. Lett. 91, 101101 (2003).



紹

介

みずしま たけし

1977 年生まれ。岡山県出身。 2005 年岡山大学大学院自然科 学研究科博士課程修了。日本 学術振興会特別研究員 (DC1)、 岡山大学助手、同助教を経て、 2014 年より現職。趣味は山 登りやサイクリング、食べ(飲 み)歩きだったが、現在は専 ら育児に奮闘中。