小特集

X線観測で探る宇宙プラズマ

X-Ray Observations of Plasma in the Universe

1. はじめに

1. Introduction

松 下 恭 子 MATSUSHITA Kyoko 東京理科大学理学部第一部 (原稿受付: 2019年 8 月20日)

宇宙に存在する原子のほとんどはプラズマとして存在し ており、宇宙空間はプラズマの貴重な実験室となってい る. X線観測は宇宙プラズマの有力な研究手段の1つであ る. この小特集では、宇宙に存在するプラズマのうち、X 線を放射するものにスポットをあて、特にプラズマの加熱 や冷却、核融合に関連する話題を紹介する.

プラズマの塊である恒星では対流および自転により磁場 が撹乱される.光球上空では磁気解放により瞬時にプラズ マが生成され,惑星間空間にも放出される(第2章).恒星 の進化の最期に残される白色矮星,中性子星,ブラック ホールといったコンパクトな天体にガスが降着すると,さ まざまなプラズマ状態が実現することになる(第3章).一 部の恒星や白色矮星は最期に超新星爆発を起こす.その際 に核融合によってさまざまな元素を合成し,星間空間に元 素をばらまくとともに,星間ガスを衝撃波により加熱す る.超新星の残骸は数万年の間高温のプラズマとして観測 される(第4章).加熱された星間ガスは銀河から吹き出 し,銀河間空間に元素やエネルギーを供給することもあ る.宇宙最大の天体である銀河団では,原子のほとんどは, 数千万度のプラズマとして,銀河間空間を満たす(第5 章).

宇宙のプラズマは核融合を起こすような恒星の中心領域 や超新星爆発時のように極めて高温高密度なものから,星 間空間や銀河間空間を満たすプラズマのように極めて低密 度なものまで幅が広い.粒子同士の衝突だけではなく,強 い電磁波により電離がすすむこともある.これらのプラズ マからのX線を人工衛星により観測することにより,地上 とは異なる低密度環境でのプラズマの衝撃波加熱や,冷 却,超高磁場など極限状況でのプラズマ現象などを研究す ることができる.宇宙空間は非常に希薄なため衝撃波など において加速された粒子がエネルギーを失うには時間がか かるため,相対論的粒子からの電磁放射も観測することが できる.

低密度なプラズマからは電子と原子核のクーロン相互作 用によって制動放射が起こる.電子がマックスウェル分布 であれば連続スペクトルに特有の折れ曲がりからプラズマ の温度を測定できる.星間空間や銀河間空間の磁場中に相 対論的電子が存在すればシンクロトロン放射が起こり,ま た低エネルギー光子と高エネルギー電子が逆コンプトン散 乱を起こすと電子から光子にエネルギーが渡される.X線 はなめらかな金属面にすれすれに入射すると全反射を起こ すことを利用してX線望遠鏡を作製可能である.現在主流 である CCD 検出器を 焦点面に配置 する ことにより 0.5-10keVのX線の検出感度が高い.このエネルギー帯域 には酸素から鉄までの主要な元素の輝線が数多く存在する ために,これらの輝線を用いて,プラズマの温度,密度,電 離非平衡状態,ガスの運動などさまざまな物理量を測定す ることができる.詳細はそれぞれの記事を参照されたい.

宇宙からのX線は地球大気を透過しないため、その観測 のためには人工衛星などにより大気の外に出る必要があ る.1999年に打ち上げられたアメリカのチャンドラ衛星は 空間分解能にすぐれ、同じ年に打ち上げられたヨーロッパ のXMM-Newton衛星は集光能力にすぐれ、ともに現在も 活躍中である.日本もこれまで、X線天文衛星を開発し研 究を続けてきた.2005年に打ち上げられた「すざく」衛星 は軌道の高いチャンドラ衛星やXMM-Newton衛星とは異

Department of Physics, Tokyo University of Science, TOKYO 162-8601, Japan

author's e-mail: matusita@rs.kagu.tus.ac.jp

なり,低軌道であり地球放射線帯の内側に位置する.その 結果,太陽風などによるバックグラウンドが低減され,天 球上に広がった微弱なX線観測に威力を発揮した.日本が 開発した全天X線監視装置(MAXI)は宇宙ステーション 「きぼう」日本実験棟に搭載され,2009年より恒星表面の爆 発現象(第2章)やブラックホールなどコンパクトな天体 (第3章)の時間変動を観測した.2016年に打ち上げられた 「ひとみ」衛星では残念ながら打ち上げ一ヶ月後に異常事 象が発生し通信不能となったが、その初期観測の結果は Nature を含む複数の論文誌に掲載された(第5章).「ひ とみ」衛星に搭載されたマイクロカロリメータは数 eV の エネルギー分解能を持ち、宇宙プラズマの観測に威力を発 揮する.「ひとみ」衛星によりはじまった超精密分光のサ イエンスを切り開くべく、2021年度打ち上げに向けて X 線分光撮像衛星(XRISM)計画が進んでいるところであ る.

● ● 小特集 x線観測で探る宇宙プラズマ

2. X線で見る恒星のコロナとフレア

2. Stellar Coronae and Flares Observed in the X-Ray Band

坪 井 陽 子 TSUBOI Yohko 中央大学大学院理工学研究科 (原稿受付:2019年8月20日)

太陽ではフレアとよばれる爆発現象が起こっている. 自転の運動エネルギーが星の内部のタコクラインと呼ばれる層で強い磁気エネルギーへと化し、生成される大規模磁場構造が浮力によって星表面へと浮上する. そしてその磁気エネルギーが急激に熱エネルギーへと変換することにより高温プラズマが発生する. 以上が今までに信じられてきた標準のダイナモフレア理論であった. 昨今,その標準理論のほころびが太陽の観測を元に唱えられているが,それよりはるか昔から、タコクラインのない星々から、ダイナモの証拠である X 線は検出されてきた. 本章では、タコクラインのない星からの定常 X 線、そこから生まれる超巨大フレアの観測的成果を報告する. また,星として生まれる以前の原始星の成長過程が次期 X 線天文観測衛星 XRISM によってどのようにわかるのか,についても紹介する.

Keywords:

plasma, star, protostar, X-ray, flare, corona

2.1 恒星におけるプラズマ

宇宙における大半の星は、太陽のように水素の核融合反応で輝いており、その段階は「主系列星」と呼ばれる.中心核で発生した熱は、放射や対流によって星のより外側へと運ばれ、最終的には星の表面である光球から宇宙空間へと放射される.この放射は3000-45000 Kの黒体放射で近似でき、ピークは波長にして65-900 nmとなり、主に可視光で光る.

光球での電離度は低く,ほとんどの物質はプラズマでは なく原子状態で存在する.しかしX線放射はほとんどの質 量の主系列星から検出されており,光球より外側に熱いプ ラズマを有する証拠となっている.このプラズマからのX 線スペクトルは,高く電離された鉄(ヘリウム様や水素様) からの輝線を伴う熱的制動放射で表され,黒体放射と違 い,光学的に薄いプラズマから放射されている.大質量主 系列星からのX線は,一般に強度変動が緩やかで,小質量 主系列星からのX線は,フレアと呼ばれる急激な強度変動 (突発現象)を伴う.本章では,特に小質量星の表層におけ るプラズマとその生成過程について述べていきたい.

2.2 太陽のコロナとフレア

小質量星の中で,我々にとって最も観測が容易で,ほとんど唯一,空間構造が画像によって分離可能な天体は太陽 である.太陽のフレアは,可視光,X線,電波など,さま ざまな帯域で観測される.フレアはプラズマの急激な温度 上昇をきっかけとして始まり,X線強度がそれに続いて増 加していく. 温度がピークに達すると,強度もピークを迎 え,両者は緩やかに減少していく. 図1左に,ようこう衛 星で撮像された太陽のX線写真を載せる[1].可視光帯域 で見られる一様な太陽と異なり,X線放射領域はきわめて 非一様で,光球から立体的に飛び出している.急激に増光 するのはこのX線放射領域の中でもループ状をした構造で あり,形状が急激に変わってX線が増光することがX線 ムービーによって確認できる.このループは磁力線の構造 をトレースしていると考えられ,高温プラズマが磁場に凍 結されていることが見てとれる.よってここで,磁気エネ ルギーが熱エネルギーに変換された結果,ループ内をプラ ズマが充満し,X線を放射し始めると考えると矛盾がな い.このように,フレアは,磁気ループの繋ぎかえ(磁気 リコネクション)による磁気エネルギーの急激な解放現象 だと捉えられている.



図1 ようこう衛星で撮像された太陽のX線写真(左)[1]とMAXI で検出された巨大恒星フレアの模式図(右).

Department of Physics, Faculty of Science and Engineering, Chuo University, TOKYO 112-8551, Japan

author's e-mail: tsuboi@phys.chuo-u.ac.jp

一方,外層へと開いた形状をし,定常的に薄く光る「コ ロナ」は,静穏的でありながらX線を放出するほどの高温 (100万K程度)になっており,この加熱源が何であるのか, 高温がいかにして保たれているのか,という命題は未だ もって謎のままである.

2.3 太陽におけるダイナモ機構

太陽表面での磁気リコネクションのプロセスは、未だ途 上であるとはいえ、かなり理解が進んできている.まず、 磁気ループは黒点から伸び,他の黒点に入っている.また 黒点一つ一つが同じ自転角速度を持つわけではなく、赤道 付近の黒点の方が極付近の黒点より角速度が大きい、つま り光球での自転は緯度によって異なり、差動回転をしてい る.太陽の大局的な磁場構造は双極子型であり、磁力線は 極から宇宙空間へと出て,他の極へと繋がっている.太陽 内部の構造やダイナミクスに関しても日震学によって理解 が進んでいる.太陽は主に周期約5分の振動をしているこ とが知られており、これは音波的な固有振動であると考え られている. 日震学では、この固有振動数スペクトルを精 度高く取得し、それを復元できるモデルを考えることか ら, 各深さ, 各緯度での運動を推定している. このことか ら光球のすぐ下層にある対流層は太陽半径の約3分の1の 厚さを持つこと、対流層内部でも差動回転をしているこ と、だが対流層よりさらに深部の放射層では剛体回転をし ていることが導かれている.

上で述べた大局的な磁場構造と黒点との関係はどうなっ ているだろうか.黒点の磁場はゼーマン効果で測定されて おり,0.1-0.3 T程度であることが知られる.これは太陽の 表面全体の平均磁場である 1/10000 T~1/1000 T に比べ桁 で大きい.このことは,太陽内部で強化された大局磁場の 一部(磁束管)が太陽内部から浮力によって上面に飛び出 した断面として黒点が存在していることを示している.ま た黒点が相対的に暗いのは,磁力線に垂直な方向へは高温 ガスの流入がなく,周囲(≈6000 K)に比べ低温(≈4000 K) になるためだと理解できる.

では大局磁場はどのように作られ,黒点から星表面へと 浮上するのだろうか.対流層の温度は一番外側が6千K, 底面では百万Kである.よって,ある程度対流層の深いと ころから内側では物質はプラズマとして存在する.プラズ マが運動すると磁場が生じる.しかし,対流層での乱れた プラズマ流は乱れた磁場しか作ることができず,観測され る大局的な磁場は形成されないと考えられる.そこで安定 的に磁場を留め置き,強化する領域の候補として考えられ たのが,対流層とその下の放射層との間に挟まれた「タコ クライン」と呼ばれる薄い層であった(図2左).

タコクラインは対流安定であり、かつ自転角速度が急激 に変わる領域でもある.対流層では差動回転であるのに対 し、放射層では剛体回転を行なっているためである.これ らにより、タコクラインでトロイダル方向の強い磁場が形 成され、対流安定効果に対抗できる磁気浮力を得たのち浮 上していき、その間にポロイダル方向の磁場を獲得する、 というシナリオが標準的なダイナモ理論として考えられて いる.しかしタコクラインの差動回転で得られるエネル ギーは、臨界磁場の磁気エネルギーより約2桁小さいこと が日震学的に求められており、それでは磁束管は浮上する ことができない.このように、理論と観測との間には定量 的な矛盾が存在している.

2.4 タコクラインのないTタウリ型星からのX線

太陽におけるダイナモを、タコクラインを用いて説明す る標準理論には、上に述べたような矛盾がある.他にも複 数の難点が見つかっており、現在では理論の再構築の必要 性が唱えられるようになっている.しかし、「恒星」とい う広い観点から考えれば、そもそもタコクラインを持たな い恒星にもダイナモが働いている証拠が昔から観測によっ て得られていた.

タコクラインを持たない星として古くから認識されてい たのは、主系列星に至る前の星(Tタウリ型星)であった. Tタウリ型星は、星が星間ガスを集めて球形となり、準静 的に収縮している期間の星である.未だ水素の核融合反応 は起こっておらず、表面温度は低く、ガスの不透明度が大 きい.よって輻射によるエネルギー輸送が効果的に働か ず、星内部での温度勾配が大きくなる.その結果、内部の エネルギー輸送は完全に対流優勢となる.つまり星内部は 全て対流層となり、タコクラインは存在しない.

このような T タウリ型星から X 線観測衛星「アインシュ タイン」(1978-1981)は X 線を検出し,激しい時間変動や フレアを確認した[3].さらにローサット衛星(1990-1999) は T タウリ型星からの X 線のサンプル数を飛躍的に伸ばし た.これらの衛星の X 線望遠鏡の性能は高く,近くに存在



図2 日震学観測が明らかにした太陽内部構造と内部平均流分布(子午面断面):灰色の領域が対流層,白の領域が放射層に対応し,黒の 実線が等角速度線を表す.薄青の領域はタコクライン.政田(2015)[2]から抜粋.

する2つの星を分離するのが得意であったこと,星は星生 成領域で密集して生まれ,同一視野に多くのサンプルが含 まれること,さらにTタウリ型星は小質量の主系列星に比 べ,桁違いにX線光度が大きく検出が容易であったことが 有利に働いた.

これらのサンプリングによって T タウリ型星からの「定常 X 線」の統計的議論が可能となり以下の特徴が明らかとなった.

- 1. X 線光度 (L_X) と全波長で積分した光度 (L_{bol}) とが比例しており、その比 (L_X/L_{bol}) は 10^{-3} から 10^{-4} 程度である。最もサンプル数の多いオリオン領域では、様々な L_X/L_{bol} が得られているが、その上限が 10^{-3} である。
- 2. 自転速度が大きいほど,また自転周期が小さいほど, *L*_X が大きい.

これらの統計的な成果は、Staufer らによって統合され、 「自転速度が 20 kms⁻¹ より小さい時 log L_X/L_{bol} は -5 から -3 までの幅広い範囲をとるが、20 kms⁻¹ 以上では -3 の 一定値をとる」という重要な結果が得られた[4].

一方,撮像能力を持たない,てんま衛星,ぎんが衛星,角 度分解能が劣るあすか衛星は,波長帯域の広さとスペクト ル分解能の高さを生かして,高く電離した鉄からの輝線を 検出し,光学的に薄いプラズマから X 線が放射されている ことを明らかにした.

2.5 X線コロナのキーワードは対流と自転か

2000年代に入り, チャンドラ衛星 (1999 – 現在) やXMM ニュートン衛星 (1999 – 現在) のような空間分解能が高く, 波長帯域も広い衛星が活躍し始めてからは, 点源に関して のS/N がさらに上がり, フラックスの小さな小質量の「主 系列星」の定常 X 線も多数検出されるようになったた め, 統計的議論が可能なまでに至った. そうして 4 章で紹 介した Staufer らの成果よりさらに一歩統一された成果が 得られた. タコクラインを持つ小質量星も, 持たない小質 量星も, ともに $L_{\rm X}/L_{\rm bol}$ は, ロスビー数 (R_0) と呼ばれる無 次元数に強い相関を持つという成果である ([5,6]など).

ロスビー数とは、慣性力とコリオリ力との比であり、

$$R_0 \equiv \frac{U}{2\Omega d} \tag{1}$$

で定義される (U は典型的な対流速度, d は対流層の厚み, Ω は系の自転角速度を表す).対流速度が同程度なら,対 流層が厚い天体,自転角速度が大きい天体ほど,小さいロ スビー数を持つことになる.この式を対流の周期 ($\tau = 2\pi d/U$)と自転周期($P_{rot} = 2\pi/\Omega$)を用いて書き直すと,

$$R_{\rm O} \approx \frac{P_{\rm rot}}{\tau} \tag{2}$$

とも書ける. 横軸と縦軸にこのような無次元数をとると, 非常に興味深いことに,小質量主系列星であれば,星の質 量(スペクトルタイプ)や,タコクラインの存否に関わら ず同じ分布が得られ、プロットとして常に重なる(図3). $R_0 \sim 0.13$ のところで分布は折れ曲り、この値より小さい ロスビー数を持つ天体は、 $L_X/L_{bol} \sim 10^{-3}$ で飽和してい る.式(1)に立ち返ると、自転角速度が大きいほど、また 対流層の厚さが大きいほど効率的に X 線が放射される が、あるレベルに達すると飽和されることになる.

このように、小質量星に働くダイナモは、タコクライン のあるなしに関わらず共通であり、対流層の深さと自転の 角速度が最も重要な鍵となっていることが示唆された.現 在、タコクラインを持ち詳細な研究のできる太陽と、タコ クラインのない星を含め統計的に研究できる恒星、の両方 面の観測結果から、全ての小質量星で起こっているダイナ モを統一的に説明する新たな理論が構築されようとしてい るが、未だ標準理論と呼ばれるものは出現していない.

2.6 超巨大フレアの発生機構

定常 X 線に比べ,フレアの統計的議論は立ち遅れてい た.フレアは巨大になればなる程,発生頻度も低く,検出 が難しいせいであった.しかし,太陽フレアと同様に,他 の恒星フレアにおいても X 線が磁力線の形状を如実にト レースしていると考えられる.だとしたら,巨大恒星フレ アを X 線で研究することが,恒星磁場の幾何やスケールと いう,ダイナモ理論に大きく関わる直接的なパラメータを 知る一番の早道とも考えられる.

そのような中、2009年7月,国際宇宙ステーション (ISS)の「きぼう」日本実験棟に、全天X線観測装置MAXI が設置され、90分に一度、全天の97%の走査を始めた。当 初から恒星フレアのタイムスケールは数時間から1日と知 られており、効率の良いフレア検出が期待できた。

今年でMAXIの稼働期間は約10年となり、この間に我々 は27の星から130発以上のフレアを検出した.図4に MAXIで実際に得た星のフレアのX線強度変動を示す. 我々は数日間続くフレアも存在すること(図4右など)、



図3 小質量星におけるロスビー数 R_O と L_X/L_{bol} との関係.エ ラーなしの丸がタコクラインを持つ天体、エラーつきの丸 がタコクラインを持たない天体(晩期 M 型星)を表す. Wright et al. (2018) [6]から抜粋.

フレア1発あたり、10³¹ J s⁻¹ という極めて大きいエネル ギーまでX線帯域で放射されること、を確認した[7].ま たマイクロフレアと呼ばれる極小の太陽フレアから、 MAXIの超巨大フレアまで、光度にして12桁ものダイナ ミックレンジでフレア中の最大光度と減衰時間との間に綺 麗な正の相関があることを明らかにした(図5).

一方,フレア時のプラズマ温度とエミッションメジャー との間にも,太陽のマイクロフレアから恒星フレアまで何 桁にもわたって正の相関があることが,例えばShibata and Yokoyama (1999)[8]などで既に知られていたが,MAXI のフレアを足すことで,その関係は拡張された.

以上のように、太陽のマイクロフレアから恒星の超巨大 フレアまで、広いダイナミックレンジで成り立つユニバー サルな関係が明らかとなり、全てのフレアの物理メカニズ ムは共通であり、単にスケールが異なるだけであることが 示唆された.では、具体的に MAXI で検出された超巨大フ レアの空間スケールはどのようなものであろうか.そのサ イズはプラズマの密度とともに、以下のようにフレアのタ イムスケールとスペクトルから見積もることができた.ま ず、熱伝導冷却は温度勾配の関数であるが、実は巨大フレ アと太陽のマイクロフレアでは温度が1桁程度しか変わら ない.一方、エミッションメジャーは9-12桁も異なって いた.フレアループ内のプラズマ密度が太陽フレアのそれ と同程度だとまず考えれば、エミッションメジャーの違い はプラズマの体積の違いとなる.よって超巨大フレアの形 状が太陽フレアのループ形状と相似だとすると、ループの 長さは太陽フレアのループに比べ3-4桁も大きいことに なる.よって超巨大フレアのループ内の温度勾配は小さく なり、伝導冷却が効かず、放射冷却が優勢となる.

放射冷却では、減光のタイムスケールが単純に電子数密 度およびイオン数密度(≈電子数密度)の積とプラズマの 温度で決まり、温度は観測で得られるため電子密度がまず 決定できる.またループサイズもエミッションメジャーか ら決定できる.こうして得た電子数密度は、予期したとお り、太陽プラズマのそれと矛盾がなかった.しかし、ルー プサイズは太陽半径の数10倍から100倍程度、フレアを起 こした星の半径の数倍から数10倍だと見積もられた[7].

このような長さのプラズマループが星の表面から出てい るとして想像図を描くと図1右のようになる.しかし,星 内部で星の回転エネルギーが磁場のエネルギーに変換さ れ,ループが浮上した結果,図1右のような形状になり, リコネクションを起こすということは本当に考えうるのだ ろうか.今まで提唱された理論は,連星間をつなぐ磁場, 星と降着円盤とをつなぐ磁場,などが主であり,単独の星 だけでここまで巨大なプラズマを形成する理論は,見当た らない.

一方で,MAXIのソースのほとんどは,主星と伴星との 距離が星の半径の2-3倍という近接連星系であった.こ れは,連星同士を繋ぐ磁力線の繋ぎ変えで高温プラズマが 形成されることを連想させる.しかし我々は,その反例と なる天体からも数例ではあるが,巨大なフレアを検出して いる.単独星,連星間距離が太陽-地球間距離(天文単位)



図 4 全天 X 線監視装置 MAXI で観測された代表的な恒星フレアの光度曲線. Tsuboi et al. (2016) [7] から抜粋.



図 5 フレアのピークでの X 線光度とフレアの継続時間との関係[7].黒塗りのシンボルが MAXI で検出されたソースでそれ以外が先行研 究のソース.

の約6千倍の連星系,などがそれである.また,これら,反 例となる天体が,星の周囲に円盤を伴っていないことも 我々は確認済みである.このことは,連星間での磁気的相 互作用,物質の降着,星と円盤との磁気的相互作用など, 今まで提唱されてきたプロセスが,MAXIで検出される超 巨大フレアを形成するために必ずしも必要でないことを示 唆している.

我々が MAXIを用いて検出した天体の多くはりょうけ ん座 RS 型星(RS CVn 型連星),もしくは赤色輝線矮星 (dMe 型星)であった.RS CVn 型星の主星は準巨星であ り,dMe 型星の中には太陽質量の0.4 倍以下の質量を持つ 星も多く見られた.よって我々のサンプルの多くはタコク ラインを持たないと思われる.図6に表す,MAXIでフレ アが検出された活動星は、検出されなかった活動星より速 い自転速度を持つ.よってタコクラインを持たず,自転速 度の速い星が,超巨大フレアを起こしうる.このような単 独星から超巨大フレアを発生させることのできる理論,そ の理論によって形成されるループの幾何学的構造はどんな ものであろうか.理論家がこれらを明らかにしてくれるの を我々観測家も楽しみにしている.

2.7 原始星からの X 線の高波長分解

今まで星の表面が観測可能な星についてのプラズマの生 成過程について述べてきたが,逆に,生成されたプラズマ の観測によって,謎に包まれた星とその周辺構造を暴く可 能性ついてこれからお話ししたい.星の一生の中で最も謎 に包まれているのはおそらく原始星段階であろう.この段 階では,極低温の塵とガスの塊(分子雲コア)の中心で,の ちに星へと進化する中心星が周囲の物質を動的に降着させ ている.中心星からの可視光は,これらの星周物質によっ て遮られる.また赤外線や電波で観測すると,中心星では なくその周囲の塵が観測される.そのため,中心星に関す る情報を得る手段は皆無であった.

しかし1990年代中盤になって転機が訪れた.小山らは, へびつかい座分子雲および南のかんむり座分子雲の奥深く に潜む原始星(中心星)からのX線を,透過力の強いあす か衛星の2keV以上の硬X線帯域で発見した[9,10].図7 に,南のかんむり座分子雲のX線写真を示す.等高線で示







 図7 南のかんむり座分子雲中心部のX線写真と分子雲の密度 (等高線).X線写真はあすか衛星で得られた[10].左は 2 keV 以下の軟X線帯域,右は4 keV 以上の硬X線帯域で の写真.



図8 チャンドラ衛星を用いて、へびつかい座分子雲で検出した 原始星(YLW16A)のスペクトル. Imanishi et al.(2001) [11]から抜粋.

しているのは分子ガスの密度である.吸収に弱い2keV 以下の軟X線(図7左)は検出されておらず,確かに星周 物質を纏った原始星からX線が放射されていることを表し ている.

我々が,点源を検出する能力の高いチャンドラ衛星を用 いて,へびつかい座分子雲を観測すると,70%もの原始星 から硬 X 線を検出した[10].この検出率は原始星より進化 段階が一つ進んだ T タウリ型星のそれと同程度であっ た.また,フレアの検出率は T タウリ型星よりもむしろ高 く,スペクトルから得られたプラズマ温度はフレア中も, 静穏期も,若干ではあるが T タウリ型星より高かった.

図8に、へびつかい座分子雲内にある原始星(YLW16A) の、フレア時に取得したスペクトルを載せる[11]. 我々は、 通常観測される高階電離した鉄からの 6.7 keV 輝線に加え て、中性の鉄からの 6.4 keV 輝線も放射されていることを 発見した. 6.4 keV 輝線はフレアが発生した直後からタイ ムラグがほとんどなく検出されていた. 同輝線の等価幅も 合わせて考えると、6.4 keV 輝線は、中心星からの X線が降 着円盤の最内縁部で一旦吸収され、蛍光輝線となって再放 出されたものと解釈できた.



 2R
 20R
 1AU
 10AU
 100AU
 1000AU
 0.1PC

 図9
 XRISM で明らかにする原始星のダイナミクスと構造.

我々は,この 6.7 keV および 6.4 keV の輝線を,2021年度 に打ち上がる XRISM 衛星で観測することによって,今ま では全くなし得なかった原始星の中心星およびその周辺物 質のダイナミクスや構造の診断をし,中心星の進化過程に 初めて踏み込みたいと考えている.

6.7 keVの輝線は、中心星上のX線活動領域から放射され ていると考えられるため、そのドップラー速度と周期性か ら、中心星の自転速度と自転周期を得ることができるであ ろう(図9). この2つのパラメータからX線活動領域の 回転半径を導くことができるが、それは中心星の半径の情 報に他ならない.

6.4 keV の輝線は、円盤の内縁から放射されていると考 えられるため、同じようにして、そこでの回転速度と回転 周期を得ることができるであろう.この2つの情報から円 盤内縁の半径を得るとともに、それより内側、すなわち中 心星の質量を得ることができるだろう.

以上の情報から,将来的には図10のように,原始星の成 長過程をグラフとして史上初めて取得できるだろう. 図10 の縦軸には中心星がそれまでに取り込んだ角運動量,およ び中心星の半径がそれぞれ入り,原始星の中心星が取り込 んだ質量の関数として表すことができるだろう.

ケプラー運動をしている円盤の最内縁から中心星へと物 質を降着させるには、何らかの方法で角運動量を抜く必要 があり、それがジェットとして電波から可視光までの帯域 で観測されていると考えられている. 我々はこの、角運動 量を抜くプロセスの前と後、それぞれの角運動量を得るこ とになる. 今までに、原始星段階では周期約1日という、 Break-up velocity ぎりぎりで自転しているという示唆もい



図10 XRISMで明らかにする原始星の成長.横軸は原始星の中心 星が取得した質量を表す.縦軸(F(M*))には星の半径 (R*)もしくは角運動量(R*ω²)が入る.質量が増すにつ れ、角運動量はどのように取り込まれ、半径はどのように 変化するかを探る.

くつか報告されており[12-14],それも含め,原始星中心 星の成長を明らかにすることが X 線天文に求められてい る.

謝 辞

本章を書くにあたり,太陽物理の専門家として有益なコ メントを下さった JAXA の鳥海森氏,タコクラインのない 星のMAXIでわかった活動性などで議論に応じてくれた佐 藤樹氏,佐々木亮氏,多岐にわたり有益なコメントを下 さった牧島一夫氏,常深博氏に感謝いたします.

参考文献

- [1] https://4d2u.nao.ac.jp/t/var/download/yohkoh.html
- [2] 政田洋平:天文月報 108,656 (2015).
- [3] Montmerle et al., ApJ. 269, 182 (1983).
- [4] J.R. Stauffer, Cool Stars, Stellar Systemn, and the Sun proceeding **64**, 163 (1994).
- [5] N.J. Wright and J.J. Drake. Nature 535, 526 (2016).
- [6] N.J. Wright et al., MNRAS 479, 2351 (2018).
- [7] Y. Tsuboi et al., PASJ 68, 90 (2016).
- [8] K. Shibata and T. Yokoyama, ApJ 526, L49 (1999).
- [9] K. Koyama et al., PASJ 46, L125 (1994).
- [10] K. Koyama et al., PASJ 48, L87 (1996).
- [11] K. Imanishi et al., ApJ 557, 747 (2001).
- [12] Y. Tsuboi et al., ApJ 532, 1089 (1999).
- [13] T. Montmerle et al., ApJ 532, 1097 (1999).
- [14] K. Hamaguchi et al., ApJ 754, 32, 9 (2012).

• 小特集 x 線観測で探る宇宙プラズマ

3. コンパクト天体のプラズマ -白色矮星,中性子星,ブラックホール-

3. Space Plasma around White Dwarfs, Neutron Stars, and Black Holes

榎 戸 輝 揚 ENOTO Teruaki 京都大学 宇宙物理学教室・白眉センター (原稿受付:2019年7月19日)

恒星進化の最終段階で誕生する白色矮星,中性子星,ブラックホールはコンパクト天体と総称される.小さな空間に莫大な質量が集中して深い重力ポテンシャルが形成され,質量降着で開放された重力エネルギーは,磁場や 乱流,衝撃波を介して熱エネルギーに変換され,高温プラズマが形成される.コンパクト天体には多様な種族が 知られ,白色矮星の磁極上の降着流プラズマ,X線パルサーからの強い輻射による光電離プラズマや,孤立した 電波パルサー周辺の電子・陽電子プラズマ,ブラックホールの降着円盤の内縁付近のコロナなどがX線で観測さ れてきた.白色矮星は宇宙論に重要な Ia 型超新星を引き起こし,中性子星やブラックホールは重力波源になるな ど,コンパクト天体は宇宙史でも重要な鍵を握っている.その宇宙プラズマの診断には,鉄イオンの電離輝線や 中性鉄の蛍光輝線が有効な手段であり,今後,高い分光能力をもつXRISM衛星による研究の進展が期待できる. Keywords:

compact object, white dwarf, neutron star, black hole, X-ray astronomy, plasma, XRISM

3.1 恒星進化の最終段階「コンパクト天体」

宇宙に存在する元素のうち、水素とヘリウムはビッグバ ン元素合成で生成される.星の内部では、核融合反応を通 して,水素からヘリウムができ,さらに炭素,酸素,ケイ 素などの重元素¹が合成される.我々が目に見る星々は、こ の核燃焼で生じるエネルギーで輝き,重力に拮抗して支え られる.恒星進化の最終段階に至ると、星の質量に対応し ていくつかの可能性がある.まず,星の初期質量が太陽の およそ8倍以下であった場合には、マグネシウムの合成で 止まり、電子の縮退圧という量子力学的な圧力で星の重力 を支える「白色矮星」になる.一方で,星の初期質量が太 陽の8倍を超える場合には、恒星の中心部に鉄コアが形成 されるまで元素合成が進み、鉄は核子あたりの結合エネル ギーがもっとも大きく核エネルギーを供給できないため, 星は重力崩壊を起こして収縮する. すると電子が原子核に 吸収され、中性子を多く含み、その縮退圧と核力で支えら れた「中性子星」が形成される.この重力崩壊に際して,中 性子星の硬い表面に跳ね返され衝撃波が発生し, 超新星爆 発が観測される。中性子星には太陽質量の2-3倍ほどに 上限質量という限界があるため,これを超えると,星は 「ブラックホール」へと崩壊する.これらの白色矮星,中性 子星, ブラックホールは恒星進化の最終生成物であり, 総 称して「コンパクト天体」と呼ばれている. 図1には、こ れまでに観測されているコンパクト天体の質量と、天体ま 天文学ではリチウムより元素番号が大きいと重元素と呼ぶ.



図 1 観測されたコンパクト天体の質量と距離の分布. Gaia で観 測された白色矮星(灰色三角)はチャンドラセカール限界 質量1.4 M_☉以下で近傍(1 kpc以内)に分布している[1]. X 線連星で明るい中性子星(青四角)はチャンドラセカール 限界質量のあたりを中心に、~2-3M_☉と考えられている中 性子星の上限質量までに分布し[2],天の川銀河からマゼ ラン星雲あたりまで観測が進んでいる.ブラックホール (赤丸)は~10 M_☉を中心にして近傍で見つかる恒星質量ブ ラックホールと[3], Mpc以遠の活動銀河中心核の ~10⁶⁻¹⁰ M⊙の超巨大質量ブラックホールが知られている [4]. 図の左上には、近年の重力波干渉計の観測によって 見つかってきた,ブラックホールおよび中性子星の連星合 体による観測結果を示している[5]. 白抜きのシンボルは 合体前の2天体を表している.銀河中心、大マゼラン雲、 おとめ座銀河団までの距離を比較のため示した.

The Hakubi Center for Advanced Research and Department of Astronomy, Kyoto University, KYOTO 606-8302, Japan

author's e-mail: teruaki_enoto@10.alumni.u-tokyo.ac.jp

での距離を示した.我々の銀河系の中に見つかっている中 性子星,白色矮星,恒星質量ブラックホールに加えて,宇 宙遠方には巨大質量ブラックホールや,重力波で検出され てきたブラックホールの連星などが知られている.

コンパクト天体はその名前の通り、莫大な質量が小さな 空間に詰め込まれている. 白色矮星は電子の縮退圧で支え られ、太陽質量(天文学では太陽の質量を基準として示し M_☉と表記する)の約1.4倍のチャンドラセカール限界質量 と呼ばれる上限がある. 観測された質量は0.4-1.4 M。で 約7.000 kmという地球と同じくらいの半径に詰め込まれて いる.よりコンパクトな中性子星は、典型的な質量が 1.4 M_oで半径は約12 kmである[6]. さらに,中性子星の限 界質量 2-3 M_☉ を超える天体がブラックホールとなる. ミ クロ物理に由来するブラックホール質量の上限はなく、ブ ラックホールの形成過程に由来して,約10M。の恒星質量 ブラックホールや、それよりも6桁近くも巨大な活動銀河 中心核の10⁷⁻⁹ M_☉の超巨大ブラックホールが見つかって いる. ブラックホールの場合, 星の表面を規定する半径は ないが,光が抜け出せなくなる,星の質量 M に比例した シュバルツシルト半径 $R_{\rm g} = 2GM/c^2 = 3.0$ (M/M_{\odot}) km が 定義できる.このように太陽質量ほどの物質が小さな領域 に集中すると,星の半径をRとして,重力ポテンシャル $\phi = GM/R$ は極めて深くなり、物質が降着した際には莫大 なエネルギーが解放される.静止質量エネルギーを基準に して、この重力ポテンシャルから放出されるエネルギー効 率 $\iota_{\eta} = GM/Rc^2 = 0.5(R_g/R)$ となり, 白色矮星では $\eta \sim 3 \times 10^{-4}$,中性子星で $\eta \sim 0.2$ となる.原子核反応では陽 子質量1GeVに対して典型的なエネルギーがMeVとすれ ば n~MeV/GeV~10⁻³ であるから,重力エネルギーはと ても効率の良いエネルギー解放機構である.このポテン シャルに物質が降着し、解放された重力エネルギーが磁場 や乱流、衝撃波を介して熱エネルギーに変換されて高温プ ラズマとなる. 宇宙 X 線の観測で見つかる明るい点源の多 くは、コンパクト天体への降着に伴うプラズマ放射であ る.

3.2 コンパクト天体からの X 線放射

宇宙プラズマの例として、コンパクト天体と恒星(核融 合で輝く星)が重力的に束縛されたX線連星を考える.恒 星から吹き出す星風を捕獲するか、2つの星が近接した場 合には恒星から物質が剥ぎ取られてコンパクト天体に質量 降着が起きる.図2には白色矮星、中性子星、ブラック ホールでの質量降着のいくつかの例を示した.降着物質は 角運動量をもつため、差動回転しながら徐々に落下する 「降着円盤」を形成する.降着率が十分大きく、放射冷却が よく効いて圧力が下がり、回転軸方向に潰れて幾何学的に 薄くなる場合には、幾何学的に薄く光学的に厚い「標準降 着円盤」が形成される.回転しないブラックホールの場合 には、シュバルツシルト半径の3倍の最内縁半径まで安定 した円盤が形成され、光学的に厚い熱的放射(多温度黒体 放射)として観測される.さらに、円盤の内縁付近では「コ ロナ」と呼ばれる高温プラズマが形成されることがあり、



図2 X線観測でターゲットになるコンパクト天体からの放射の 模式図.(上)磁場の弱い中性子星では、降着円盤の内側は 中性子星の表面に達していると考えられている.(中)磁場 の強い白色矮星や中性子星では、アルフベン半径から磁力 線に沿って磁極に降着する.(下)ブラックホールの場合、 多様な降着状態のモデルが提案されているが、その一例. 降着円盤と高温のコロナが共存するようなモデルも提案さ れている.

その場合は高エネルギーまで伸びる非熱的な硬X線放射も 観測される.ブラックホールの降着円盤では降着率の大小 に応じて,観測的に区別できる異なる円盤状態になり,た とえば降着率が低いときに現れる「Radiative Inefficient Accretion Flow (RIAF)」と呼ばれる別の状態では,光学 的に薄いプラズマ放射として制動放射やコンプトン散乱な どの放射過程なども関与する.

白色矮星のうち磁場が10² Tを超える強磁場激変星や, 中性子星で10⁸ Tを超える表面磁場を持つX線パルサーな ど,磁場が強い白色矮星や中性子星の場合には,**図2**中図 のように,星に近づいてガスのラム圧よりも磁気圧が強く なった段階で,降着流は円盤を形成せずに磁力線に沿って 星に降着する.このような磁場が卓越してくる内縁の半径 はアルフベン半径という.白色矮星では,落下する物質に より降着円柱に衝撃波が発生して高温プラズマを形成し, 光学的に薄いプラズマ放射として観測される.中性子星の 場合には,より光学的に厚いX線放射が観測される.この ように,コンパクト天体への降着では,降着円盤や中性子 星の表面などからの光学的に厚い熱的放射(黒体放射)に 加えて,その周辺に形成されるプラズマや,白色矮星の降 着柱の高温プラズマからの光学的に薄い放射も観測され る.

図3では、多様な宇宙プラズマの電子密度と電子温度を 比較した.超新星残骸や銀河団などは密度が低く、「光学 的に薄い」プラズマの熱的放射が発生する.本稿で議論し ているコンパクト天体では一般に密度が高いので、星表面 や降着円盤などの高密度領域から「光学的に厚い」放射が 見られ、さらにその周辺に高温プラズマ(コロナ)が形成 され「光学的に薄い」放射も見られる.この光学的に薄い プラズマでは、プラズマ中の電磁波を放射する電子のエネ ルギー分布がマクスウェル分布に従うような熱的な制動放 射だけでなく、分布からずれたシンクロトロン放射、逆コ

605



図3 さまざまな宇宙プラズマでの電子密度と温度の相図.資料 [7-9]などを元に再構成した.

ンプトン放射などの非熱的な放射が観測されることもある. 高温プラズマからの X 線放射では,連続成分とともに イオンのエネルギー準位間の遷移による輝線放射をともない,プラズマ状態の診断に使われている.

これらの宇宙プラズマの電離には2つの過程がある.ひ とつは「衝突電離」で,高温プラズマの電子温度がイオン の電子の束縛エネルギーを超えた場合に発生する².もう ひとつは「光電離」で,強い輻射源が存在し,電子の束縛 エネルギーを超える紫外線やX線光子で生じる.前者によ る衝突電離プラズマの場合,プラズマの電子温度はイオン の電離状態で決まる電離温度と同程度かそれ以上になる. 一方で,後者の光電離プラズマでは電子温度は電離温度よ り低い場合がある.また,これら2つの電離過程は,プラ ズマの電離を支えるエネルギー源が電子の運動エネルギー か,中心天体からの輻射エネルギーかの違いとも言える. 図3の超新星残骸や銀河団では衝突電離がおもな過程であ るが,活動銀河中心核やX線連星などのコンパクト天体で は,衝突電離のみならず明るいX線源による光電離も特徴 となる.

地上実験では、トカマクのような衝突電離の例は多い. 光電離は、重元素の K 殻の束縛エネルギーを超える高強度 のX線を生成しにくいため、放射光施設や高強度レーザー 実験の報告例など[10,11]を除くと一般に地上実験が難し い. そのため、光電離プラズマは宇宙プラズマに特徴的な 観測対象とも言える. その例として, 分光性能が飛躍した 「あすか」衛星の成果を振り返ると、たとえば中性子星と質 量の大きい恒星がペアになったX線連星 Vela X-1や Cen X-3などでは、伴星によって X 線星からの直接光が遮 られる食 (eclipse) が起こり、その間に高階電離したイオ ンからの輝線を含む光電離プラズマが報告された[12,13]. また、活動銀河中心核でも降着円盤を横からみて中心が隠 れるような場合に、高い電離状態のガスが観測され、降着 円盤の縁が光電離しているとも報告された(活動銀河中心 核MCG-6-30-15でのOVIIやOVIIIのエッジなど[14]).X 線連星でも中心天体の輻射で光電離した Accretion Disk Corona (ADC) として観測されている[15].やや特殊な天 体の例としては、強い星風を出す大質量星(ウォルフ・レ イエ星)とコンパクト天体(中性子星かブラックホールか 決着がついていない)が連星をなした Cygnus X-3 では、強 い輻射場による高密度ガスの光電離が起きる. 図4にはそ のX線スペクトルを示した.多くの輝線の検出に加え て、束縛エネルギー間の遷移では説明のつかない 3.5 keV の輝線状構造が、水素様の硫黄イオンの放射再結合連続線 (Radiative Recombination Continuum, RRC)であると判明 した[16-18].

最後に、コンパクト天体のプラズマは強い磁場中にある ことも特徴の一つである.磁束の保存を考えると、超新星 爆発時に鉄コアのおおよその半径~3000 km が中性子星の 半径に縮むと、その磁場の強さは半径比の2乗分(5桁!) も強くなる.実際,中性子星の場合には 10⁴⁻¹² T もの表面 磁場, 白色矮星の場合には 10²⁻⁴ T の磁場であることが観 測から推定されている[19]. 星表面からはダイポール磁場 は距離の3乗に逆比例して遠方まで伸び、周辺プラズマも それなりに磁場が強い環境下にある. そのため、サイクロ トロン共鳴にともなう輝線や吸収線が白色矮星の可視光観 測では報告され、中性子星の場合には強い磁場でサイクロ トロン共鳴のエネルギー準位が離散化し、その準位間の遷 移が X 線領域で共鳴吸収として実際に観測され、磁場の強 度測定に用いられている[20]. このように、コンパクト天 体では、プラズマと磁場との相互作用も重要になるのも特 徴といえる.

3.3 鉄輝線による宇宙プラズマ診断

コンパクト天体は視直径はきわめて小さく,X線では撮 像により星表面の構造は分離できない.そこで多波長での 時間変化やスペクトルの特徴から,どのようなプラズマ現 象が発現するかを観測的に調べることになる.その際, 図4のスペクトルのような,イオン化した重元素からの輝 線が有効な手段となる.中でも重要なのは鉄である.これ は,星の進化と元素合成の最終終着点として鉄ができ,超 新星爆発でばら撒かれるため,鉄は宇宙空間に豊富に存在 する重元素だからだ.また,コンパクト天体の周りの高温





2 実際にはマクスウェル分布の高エネルギー側の裾もきく.

プラズマでは、原子番号の小さい元素は K 殻まで全ての電 子を剥ぎ取られて完全電離になってしまうが、鉄の場合に は内殻電子を全て剥ぎ取られず電子が内殻に 1 個ないし 2 個残る水素様やヘリウム様の高階電離の状態にとどまり、 電子遷移にともなう輝線が観測できるためでもある.実 際、図5 に示した衝突電離プラズマと光電離プラズマでの 酸素と鉄の電離度の変化からも読み取れる.最後に、周辺 に冷たい中性物質がある場合にも、中心天体からの強い輻 射により蛍光輝線を生じる.内殻に空孔ができた場合の放 射をともなう確率「蛍光収率 (fluorescence yield)」は元素 番号が大きくなるにつれ高くなるので、元素番号の大きい 鉄の蛍光輝線は物質分布の良いトレーサーとなるともいえ る.

たとえば、中程度なエネルギー分解能 ($E/\Delta E \sim 50$)の分 光器でコンパクト天体を観測した場合、低電離な鉄イオ ン、ヘリウム様、水素様イオンという、異なる電離状態に 由来する輝線構造が観測される.中性か低電離の鉄原子で は、中心天体からの強力な X 線放射により、K 吸収端(中 性鉄で 7.11 keV)よりもエネルギーの高い光子を吸収さ れ、K 殻の電子が剥ぎ取られる.残された K 殻の空席をよ り高エネルギー準位の電子で埋める際に、L 殻→K 殻の遷 移に伴う Ka (中性鉄で 6.4 keV)と、M 殻→K 殻の K β (中 性鉄で 7.1 keV)の蛍光輝線が発生する. K β は Ka に比べ て微弱なものの、両方の蛍光輝線が観測されることもあ る.また、輝線が放出されてから観測者に届くまでに、コ



図5 (上)衝突電離平衡にあるプラズマでの電離状態の割合を電子温度に対して示した図.(下)光電離平衡にあるプラズマの電離状態を光電離パラメータ ξ=L_x/(n_e r²)に対して描いた図.上下の図はそれぞれ[21-23]をもとに Timothy Kallman 氏が計算したデータを提供してもらった.

ンプトン散乱を受けて低エネルギー側まで伸びるコンプト ンショルダーと呼ばれるスペクトル構造が Vela X-1 や GX 301-2 などの X 線連星の Ka 蛍光輝線で観測され, 散乱 物質の厚みを診断できる.一方で, ほとんどの電子が剥ぎ 取られて高階電離したプラズマが形成される場合, ヘリウ ム状イオンのL殻からK殻への遷移に伴う~6.7 keVの輝線 (Fe XXV)と, 水素状イオンのL殻から K 殻への遷移によ る~6.9 keV の Lya 輝線 (Fe XXVI) が見られる.こういっ た異なる電離状態からの輝線の強度比から, 電離温度を求 めるなどの物理診断が可能になる.図6 では, 白色矮星で 観測されたこれら 6.4 keV, 6.7 keV, 6.9 keV の三本の輝線 の例を示した.

日本のX線天文学では、鉄輝線のX線分光学に着目した "鉄の哲学"ともいうべき伝統を先輩方が切り拓いてきた. ぎんが衛星 LAC のエネルギー分解能(*R*~*E*/Δ*E*~ 5@6 keV)から、「あすか」衛星の GIS (R~13) や SIS (R ~50) を経て、「すざく」XIS では (R~50) と発展してき た. たとえば, エネルギー分解能が 300 eV (R~20) の分光 測定が可能になると,異なる電離状態のイオンからの輝線 放射を区別し,鉄のKαとKβのように主量子数の異なる準 位間遷移を検出し、プラズマ温度の測定などが可能にな る. さらに主量子数は同一でも、角運動量の異なる微細構 造の準位に伴う脱励起光の分離には、エネルギー分解能10 eV (R~670) を切る必要がある.たとえば、6 keV の鉄輝 線に対し、10 eV のエネルギー分解能が実現すれば、L 殻で のエネルギー準位の微細構造を分離できる. この分解能 は、運動学的なドップラーの測定精度 *Δv* = 100 km/sや, 宇 宙論的な赤方偏移 $\Delta d = \Delta v / H_0 = 1$ Mpc であり,新しい物理 が見えてくるだろう. すでに運用中の Chandra 衛星 (HETG, R~200@6 keV) では回折格子を利用した分光器 を搭載し、この高いエネルギー分解能の世界を垣間見てい るが、有効面積の点で今後打ち上がる XRISM 衛星で鉄の 分光観測も精密科学の時代になる.

微細構造の観測で期待される例として、電子が2個残る ヘリウム状の鉄イオン (Fe XXV) を考える. 図7には、基 底状態 (n = 1) と励起状態 (n = 2) のエネルギー準位を示 した. この系では共鳴線 (resonance line or w; 1s2p



図 6 白色矮星 V1223 Sgr のすざく観測で取得された X 線スペク トルと、鉄輝線のまわりの拡大図[24,25].



図7 ヘリウム状イオンのエネルギー準位の模式図([26]より).

¹P₁-1s² ¹S₀), 禁制線 (forbidden line or z; $1S^{2} {}^{1}S_{0}$ -1s2s ${}^{3}S_{1}$), さらに2本の異重項間遷移線 (intercombination lines, or x & y; 1s² ¹S₀-1s2p ³P₁₂)の合計4つの輝線がある[27].励 起状態には triplet (S = 1) と singlet (S = 0) の 2 つのスピ ン状態があり、共鳴線 (w, resonance) は、スピンが同一の singlet 励起状態から基底状態への脱励起で確率が高く速 い遷移である.一方で、スピンが反転する必要がある triplet状態からの遷移は遅く、準安定で長く励起状態にとどま り、電子密度や温度などの周辺のプラズマ環境の影響を受 ける.電子密度が高くなっていくと、電子 - イオン間の衝 突が増え,エネルギー準位の差が小さい triplet 間での遷移 が始まる.ある臨界密度を超えると、³S1→³P12への衝突励 起での叩き上げが,禁制線を放出する基底状態への ³S₁→¹S₀の脱励起よりも卓越し始め,³P_{1,2}を経由して基底 状態に戻るようになる. そのため, R = z/(x+y) というパ ラメータ(x, y, z は輝線の強さとする)は、電子密度に敏 感な指標になる. また, 電子温度が高い場合は励起過程に よる singlet への遷移が,低い場合は再結合過程による triplet への遷移がそれぞれ卓越するため、G = (x+y+z)/wと いう指標が電子温度の評価に使われている. Capella のよ うな恒星コロナの衝突電離プラズマをはじめとして使わ れ,XRISM 衛星では白色矮星などコンパクト天体での応 用が期待されている.

3.4 宇宙 X 線によるコンパクト天体の観測例

ここまでは、なるべくコンパクト天体に共通する基本的 な性質に立脚し、おもに質量降着する天体の一般的な描像 を想定して議論した.実際のコンパクト天体は、多様な種 族が見つかっている.連星をなす場合だけでなく、孤立星 の場合もあり、主たるエネルギー源も、質量降着に伴う重 力エネルギーだけではない.孤立した中性子星を例にあげ れば、高速の自転に伴う回転エネルギーが磁場を介して電 磁波放射に変換される天体や、超新星爆発後の残熱が星表 面から熱放射している場合、磁気エネルギーの突発的な開 放と磁気リコネクションを介した電磁波放射など、エネル ギーの形態も多様である.コンパクト天体を含む連星の場 合には、相手の恒星の種類や連星距離に応じた質量降着の 諸相は多岐にわたり、ひとつの連星系でも質量降着の様子 は時間変化し、質量降着率の大小に応じて観測的に区別で きる降着円盤の「状態」をもち、その間を遷移する.以下 ではそのような多くの例から3つ紹介する.

3.4.1 白色矮星や中性子星の降着流からの放射

白色矮星の磁極に形成される降着柱のプラズマでは、前 節で紹介した低電離度の鉄イオン、高階電離したヘリウム 様,水素様イオンからの輝線が多く見られるので,XRISM 衛星により降着柱のプラズマ診断が精密科学として進展す ると期待されている. さらに挑戦的な研究目標のひとつと して、低電離の鉄の Ka 蛍光輝線の重力赤方偏移量を計測 することで、白色矮星の質量を計測しようという提案もな されている[28]. 白色矮星の質量が 1.1 M_☉ を超えると, 重力赤方偏移は~2 eV を超え, チャンドラセカール限界質 量 1.4 Mo では、~6 eV に近い. これは XRISM 衛星で観測 できる. 白色矮星は, 宇宙論の加速膨張を計測するために 使われた標準光源であるIa型超新星爆発の母天体と考えら れているが、その爆発機構がよくわかっていない. 2つの 白色矮星の連星が合体するモデルと、1つの白色矮星への 質量降着によりチャンドラセカール限界質量を超えるとい う二つのモデルが提案されている.もし後者であれば,質 量が大きな白色矮星が観測されるはずで, XRISM 衛星で の観測は、このような宇宙論的に重要なテーマにもつな がっている.

3.4.2 中性子星の磁気圏とパルサー星雲

これまでの例は全て、降着に伴う重力エネルギーの解放 をエネルギー源としていたが、孤立した中性子星の場合に は、趣のことなる宇宙プラズマがある. 自転周期がミリ秒 から十秒ほどという高速で自転し、強い磁場をもつ中性子 星では,誘導電場で電子・陽電子の生成と電荷分離が起 き、電子・陽電子プラズマで満たされたパルサー磁気圏が 形成される.これは、今までに見てきた、イオンと電子か らなる通常のプラズマではなく、電子と陽電子というレプ トンで構成されるプラズマである.この荷電粒子はパル サー風となって外部に流れ出し, 中性子星の周りに内部衝 撃波を伴いシンクロトロンX線で明るいパルサー星雲を作 る. さらに, 中性子星の一部には 10¹⁰⁻¹¹ T もの表面磁場を もつ宇宙最強の磁石星「マグネター」と呼ばれる種族があ り、磁気エネルギーの解放にともなう活発な磁気活動を行 なっている.これらの系は極限的な強磁場での電子・陽電 子にともなうプラズマ現象を考える必要がある.これら は、宇宙での極限的な磁場環境にあり、今後の研究に期待 がもたれている[19,20].

3.4.3 ブラックホールからの鉄輝線や円盤風での吸収

活動銀河中心核の超巨大ブラックホールからは,低エネ ルギー側に裾を引いた非対称なFe-Ka蛍光輝線が検出され ている[29].これは,ブラックホール降着円盤の内縁付近 で相対論的効果を受けたものとも主張されている.ただ し,連続成分の差し引きや電離Fe吸収線の影響など,解析 の信頼性を担保していくことが今後必要である. また,超巨大ブラックホールは周辺の銀河と共進化して いくとも考えられている.このような共進化には,降着円 盤から外向きに吹き出す「円盤風」が鍵を握っているとも 考えられており[30],その円盤風を初めて発見したのは, あすか衛星による GRO J1655-40 や GRS1995+105 などの恒 星質量ブラックホールの観測であり[31,32],今後,ブラッ クホール周辺の降着円盤から外向きに吹き出す円盤風の速 度などを測るため,吸収構造の検出に多くの関心が寄せら れている.

3.5 結語:宇宙史におけるコンパクト天体

コンパクト天体は宇宙史の中で重要な役割を果たしてお り、我々の宇宙の理解に欠かすことのできない存在であ る.たとえば、白色矮星は前節で取り上げたように宇宙の 加速膨張の測定に使われている Ia 型超新星を引き起こ す. また, 銀河中心に見つかった高温プラズマが白色矮星 の一種である激変星からの放射に由来するという仮説もあ る. 中性子星は、内部の超高密度な状態方程式は原子核物 理学者の興味の対象であるし、最近は宇宙遠方で起きる謎 の電波バースト Fast Radio Burst の起源に関わっているの ではないかとも考えられている.また,近傍の銀河のブ ラックホールと思われていた超大光度 X 線源(Ultraluminous X-ray Source, ULX) が実は中性子星であることが最 近になって見つかって来た. そしてブラックホールでは, 図1で示した超巨大質量ブラックホールがどのように形成 されるか、そのような超巨大質量ブラックホールが銀河と どう共進化するかなど、本章では議論しきれない話題は多 岐にわたる.こういったコンパクト天体は宇宙史の中で果 たす役割を天文学的に研究する上で重要であると同時に, 強重力場や強磁場での極限的な物理現象を調べるという基 礎物理学としての側面ももっており, XRISM衛星によるX 線分光学の発展によって、両方の視点での研究の深化が期 待できるだろう.

最後に、本稿の解説記事としての性質からは外れるが、 筆者の個人的な興味を記しておきたい.LIGO などの重力 波干渉計がブラックホール連星や中性子星連星からの重力 波イベントを数多く見つけるようになってきた.図1に は、LIGOの観測期間でいうとO2のデータまでしか使われ ていないが、2019年4月以降のO3では感度の改善により 一ヶ月に数個のペースで観測が進んでいる.天文学的な関 心として、恒星質量ブラックホールよりも質量の大きいブ ラックホールの連星がどのように形成されていくのかとい うのがある.宇宙の多くの星は連星として誕生し、それぞ れは初期質量の大小で進化していくものの、恒星の進化の 終末期を迎えるまでに、その質量の大きな部分を星風とし て周囲に放出している.したがって、連星進化を考える上 では星風の物理を正しく理解することが重要である.しか し、質量放出率や星風の非一様性(クランピネス),あるい はそのプラズマ環境などはまだ十分にはわかっていない. 強い輻射源である中性子星が星風のなかを連星運動してい く際に、周辺への輻射源プローブとして使うことで、星風 の物理を引き出したい.これは重力波天文学に絡めてどの ような連星進化の姿に迫れるのかという関心につながる.

参 考 文 献

- [1] F.M. Jiménez-Esteban *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc., 480, Issue 4, 4505 (2018).
- [2] F. Özel and P. Freire, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 54, 401 (2016).
- [3] B.E. Tetarenko *et al.*, Astrophys. J. Supplement Series **222**, Issue 2, 98 (2016).
- [4] J. Kormendy and L. C. Ho. ARA&A, 51, 511 (2013).
- [5] LIGO and Virgo Collaboration, arXiv:1811.12907 (2018).
- [6] A. S. Burrows and J. O. Striker, Proc. National Academy of Sciences, Volume 111, Issue 7, 2409 (2014).
- [7] 牧島一夫:日本物理学会誌 63,595 (2008).
- [8] 柴田一成他:活動する宇宙―天体活動現象の物理― (裳華房, 1999).
- [9] P. Beiersdorfer, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 41, 343 (2003).
- [10] 山岡人志 他:放射光15, 第4号 (2002).
- [11] 山本則正 他: プラズマ・核融合学会誌 87,2 (2011).
- [12] F. Nagase et al., Astrophys. J. Letters 436, L1 (1994).
- [13] K. Ebisawa, Publ. Astron. Soc. Jpn. 48, 425 (1996).
- [14] A. Fabian et al., Publ. Astron. Soc. Jpn. 46, L59 (1994).
- [15] M.A. Jimenez-Garate, Astrophys. J. 625, 2, 931 (2005).
- [16] K. Kawashimaand . Kitamoto, Publ. Astron. Soc. Jpn. 48, L113 (1996).
- [17] D. Liedahl and F. Paerels, Astrophys. J. Letter 468, L33 (1996).
- [18] F. Paerels *et al.*, Astrophys. J. 533, 2, L135 (2000).
- [19] T. Enoto, S. Kisaka, S. Shibata, Rep. Prog. Phys. 82, 10, 106901 (2019).
- [20] 岩切 渉: プラズマ・核融合学会誌 93,4(2017).
- [21] P. Bryans, Astrophys. J. 691, 2, 1540 (2009).
- [22] T. Kallman and M. Bautista, Astrophys. J. Supplement Series 133, 1, 221 (2001).
- [23] T. Kallman, Astrophys. J. Supplement Series 155, 2, 675 (2004).
- [24] T. Yuasa et al., Astron. Astrophys. 520, A25 (2010).
- [25] T. Yuasa, RIKEN Accel. Prog. Rep. 48 (2015).
- [26] D. Porquet, J. Dubau, Astron. Astrophys., Suppl. 143, 495 (2000).
- [27] A.H. Gabriel and C. Jordan, Mon. Not. R. Astron. Soc., 145, 241 (1969).
- [28] K. Mukai et al., arXiv 1412.1163.
- [29] T. Tanaka et al., Nature 375, 6533, 659 (1995).
- [30] F. Tombesi et al., Nature 519, 7544, 436 (2015).
- [31] Y. Ueda et al., Astrophys. J. 492, 782 (1998).
- [32] T. Kotani et al., Astrophys. J. 539, 413 (2000).

● ● 小特集 x線観測で探る宇宙プラズマ

4. 超新星残骸の非平衡プラズマ

4. Non-Equilibrium Plasma in Supernova Remnants

山口弘悦 YAMAGUCHI Hiroya JAXA 宇宙科学研究所 (原稿受付: 2019年 8 月26日)

大質量星や白色矮星が爆発すると、その残骸が高温プラズマとなり X 線で輝く.このプラズマには、星の進 化や爆発に伴って生成された重元素が多量に含まれるため、超新星残骸の分光観測は、宇宙における核融合反応 の詳細を知る有用な手段となる.一方で、超新星残骸は「プラズマ物理の実験室」とも言える重要な側面も持つ. 秒速1,000-10,000 kmもの高速で拡散する爆発噴出物は、星間ガスとの間に強い衝撃波を作る.この衝撃波は、い わゆる「無衝突状態」にある(プラズマ中でクーロン衝突がほとんど起こらない)ため、衝撃波近傍では電磁場 を介した粒子の加熱や加速が行われる.また、加熱後のプラズマも依然として超低密度状態にあるため、地上の 実験施設では再現が困難な非平衡現象が観測される.本章では核融合物理とプラズマ物理の両側面から、最新の X 線撮像分光観測に基づく超新星残骸研究の現状を述べる.

Keywords:

supernovae, supernova remnants, nuclear fusion, non-equilibrium plasma, X-rays

4.1 宇宙の化学進化と超新星爆発

我々が暮らす宇宙は,多種多様な重元素で満ちている. これらは138億年前に宇宙が生まれたときから存在したわ けではなく,星の進化や爆発に伴う核融合反応によって生 成されたものである.超新星爆発によって宇宙空間に撒き 散らされた元素は,やがて次の世代の星に取り込まれ,さ らなる元素合成に寄与する.現在の豊かな宇宙は,このよ うな「星の輪廻転生」によって形成されたのである.

まずは星の誕生から宇宙全体に元素が行き渡るまでのプ ロセスを概観してみよう.重力は自然界における「4つの 力」の中で一番弱いものの,常に引力として無限遠まで作 用するため、宇宙規模のスケールでは最も広範に影響を及 ぼす. したがって宇宙空間に存在するガスの密度にムラが あると、密度の高い部分に対して周囲の物質も引き寄せら れ, さらに高密度の分子雲が作られる. 分子雲の中では多 数の原始星が生まれ、やがては水素の核燃焼によってエネ ルギーを作る恒星となる(2章).水素燃焼が十分に進み ヘリウムのコアが形成されると, 星の中心部ではさらに重 い元素が作られる. 質量が太陽の3~10倍程度の星は、炭 素,酸素,ネオン、マグネシウムあたりで核融合が止まり、 白色矮星となる(3章).それより重い星では、最安定核で ある鉄まで核融合が進み、最後は鉄コアの光分解によって 中性子星やブラックホールが作られる(3章).次節で詳 しく述べるように、白色矮星は条件を満たすと、核反応の 暴走を起こして超新星爆発を起こす(Ia 型超新星).一方, 鉄コアが光分解を起こした大質量星は重力崩壊を起こし,

中性子星の核力に反跳されて爆発する(重力崩壊型超新 星).また,中性子星同士が合体すると,r-過程によって金 などの原子番号の大きな元素が作られることも,最近の研 究によって明らかになった[1].

超新星爆発によって放出された重元素は,星間ガスと衝 突して数千万度の高温プラズマになる.これが超新星残骸 である(図1).超新星残骸はやがて星間ガスと完全に混



図1 「ティコの超新星残骸」のX線画像[2].西暦1572年に天文 学者ティコ・ブラーエによって超新星爆発が観測されたこ とにちなむ.

Institute of Space and Astronautical Science (ISAS/JAXA), Sagamihara, KANAGAWA 252-5210, Japan

author's e-mail: yamaguchi@astro.isas.jaxa.jp

ざり合い,重元素は銀河全体を満たす.さらには銀河風な どを通して,銀河の外,すなわち銀河団全体に行き渡る (5章).銀河団ガスから観測される様々な重元素は,この ようにして供給されたのである.つまり超新星爆発は,恒 星や白色矮星といったローカルな「核融合炉」で作られた 重元素を宇宙全体に供給する最初のステップであり,その 現場を観測できるのが超新星残骸なのだ.

4.2 核融合炉の名残としての超新星残骸

では,超新星残骸の観測から具体的に何がわかるだろう か.本節では,爆発時に特に激しい核融合反応を起こす Ia 型超新星に絞って,最近の研究の話題を紹介する.

Ia 型超新星の親星である白色矮星は、電子の縮退圧に よって支えられた高密度星である(3章). 質量が太陽と 同程度、大きさが地球と同程度と言えば、どれほどの高密 度かご想像いただけるだろう. 主に炭素と酸素で構成され る白色矮星は、主系列星と異なり定常的な核燃焼を起こさ ない. つまりエネルギーを作らない. したがって, そのま ま冷えて「枯れた星」になるものも多い.しかし、白色矮 星が連星系の中でできると、状況が変わってくる. 伴星が 主系列星や赤色巨星のように非縮退な星の場合、伴星から 物質を吸い寄せ (質量降着), 主星である白色矮星は質量 を増大できる. 縮退圧によって支えられる白色矮星には, 安定して存在できる質量に限界がある.これを「チャンド ラセカール限界」と呼び、太陽質量の1.4倍程度であること が知られる.この限界質量に近づくと,星全体が著しく収 縮するため、中心部から炭素核燃焼が始まる.ひとたび燃 焼が始まると,熱が生まれて伝搬し,核融合が暴走する [3]. このことから、白色矮星は常にチャンドラセカール 限界質量近くで爆発すると考えられてきた[3]. しかし最 近になって、必ずしも限界質量に近づく必要はないとする 説が勢いを増している.具体的な爆発メカニズムは諸説あ るが、例えば白色矮星同士の合体に起因する衝撃波が星全 体に伝わり、超新星爆発に至るというシナリオが有力であ る[4].

実は、Ia 型超新星は宇宙論の研究においても重要な役割 がある.爆発から数日後,超新星が最大光度に達した際の 明るさが,天体間でほぼ一様であることが経験的に知られ ているため,遠方宇宙の距離測定に使えるのである.今か ら20年ほど前にはこの性質が利用され,宇宙の膨張速度が だんだん大きくなっている事実が明らかにされた[5].し かし,これほどまでに重要な天体現象でありながら,どの ような進化過程を経て,どの程度の質量で爆発するのかさ えも未解決なのだ.

この問題は,核融合の観点から核心に迫ることができ る.先述のように,チャンドラセカール限界に近づくと白 色矮星の密度が急激に上昇する.その結果,爆発の際に電 子捕獲反応(p+e⁻→n+ν_e)が効率的に起こり,⁵²Cr,⁵⁵Co, ⁵⁸Ni などの中性子過剰核が多量に生成されるのである [6].このうち,⁵⁵Co は⁵⁵Fe を経て数年で⁵⁵Mn に崩壊する ので,大質量の白色矮星ほど,クロム,マンガン,ニッケ ルが多く作られることになる.なお,鉄の主要同位体であ



図 2 X線天文衛星「すざく」による la 型超新星残骸 3C 397 の鉄 族元素輝線スペクトル[7].

る⁵⁶Fe も陽子数(26)に対して中性子数(30)が多いが,この 核種は爆発時に直接作られるのではなく,陽子と中性子が 同数の⁵⁶Ni を親核とするので,その生成量は中性子過剰度 の影響を受けない.一方,白色矮星の質量が太陽質量の1.2 倍を下回ると爆発時の電子捕獲が一切起こらないため,中 性子数は爆発の前後で保存される.爆発前の白色矮星の主 成分は炭素と酸素(いずれも陽子と中性子が同数)なので, マンガンやニッケルの生成量は大きく抑制される.

筆者らの研究グループはこの点に着目して、様々な Ia 型超新星残骸の鉄族元素量測定を行った.本研究には、鉄 族元素の輝線に対して最も感度に優れる X 線天文衛星「す ざく」を用いた.その結果、3C 397 と呼ばれる超新星残骸 から、クロム、マンガン、ニッケルの強い輝線を検出した (図2).詳しい分析の結果、観測された鉄族元素量を得る ためには、爆発前の白色矮星が太陽質量の1.4 倍よりも重 い必要があることが明らかになった[7-9].本研究は初め て、Ia 型超新星の親星がチャンドラセカール限界に迫った 証拠を捉えたのである.但し今回の結果は、必ずしも全て のIa型超新星がチャンドラセカール限界質量で爆発するこ とを示したわけではない.宇宙論にも利用される Ia 型超新 星が一様な進化過程を経て爆発するのか、それとも顕著な 多様性があるのかを判断するには、今後の系統研究が鍵と なる.

4.3 プラズマ実験室としての超新星残骸

前節では「元素合成の痕跡としての」超新星残骸を議論 した.一方で超新星残骸は,低密度環境に存在する高温プ ラズマであるがゆえに,それ自体が物理学として興味深い 観測対象でもある.本節では,そうした「プラズマ過程の 現場としての」超新星残骸の側面に注目する.

4.3.1 無衝突衝撃波

超新星爆発によって噴出された物質は,毎秒10,000 km という超高速で宇宙空間に飛散する.周囲の星間ガスは希 薄なので,初めは等速運動,つまり残骸全体としては自由 膨張をするが,掃き集められた星間ガスの量が増えるにし たがって減速する.それでも年齢1000歳前後の超新星残骸 は数千 km/s の膨張速度を維持する. 星間ガス中の音速は 10 km/s 程度なので, 超新星残骸の最外縁にはマッハ数100 を超える衝撃波が形成される. このように衝撃波が強い ケースでは, 衝撃波後方のプラズマ温度(T)と衝撃波速度 (V_s)の間にk_BT = $(3/16) \mu m_p V_s^2$ という関係が成り立つ. こ こで k_B, μ , m_p はそれぞれ, ボルツマン定数, 平均質量数, 陽子質量を表す. 平均質量数とは, 流体中の全粒子の平均 質量を陽子質量で割った値である. 水素原子の電離によっ て生じた陽子と電子のみで構成されるプラズマの場合, $\mu = 0.5$ となる. 典型的な星間ガスだと, 水素原子に加えて ヘリウムも含まれるため(質量比H:He=3:1程度) [10], $\mu \approx 0.6$ となる. これに基づくと, V_s=3000 km/s の衝撃 波によって加熱されたプラズマの温度は, k_BT = 10 keV (T = 10^8 K) と導かれる. まさに, X 線帯域で 輝く温度であり, 実際に超新星残骸は X 線で観測される.

だが、よくよく考えると、超新星残骸で理屈通りに衝撃 波加熱が起こるのは非常に不思議なのだ.地球の大気中で 戦闘機などが超音速で飛んだ場合もやはり衝撃波が発生す るが、そこでは大気中の粒子同士が頻繁に衝突するので、 気体の加熱や圧縮は自然に行われる.これに対し、密度の 低い宇宙空間では粒子の直接衝突がほとんど起こらない. 大気中の衝撃波とは別の物理メカニズムが必要となるの だ.実は、宇宙空間では物質がプラズマ状態にあるため、 粒子は直接衝突ではなく、電磁場を介してエネルギーをや りとりできる.これを「無衝突衝撃波」と呼ぶ.無衝突衝 撃波は、太陽風から衝突銀河団、ガンマ線バーストなど、 宇宙の様々な階層で普遍的に観測されるものの、その詳細 ははっきりしていない[11-13].超新星残骸は身近な観測 対象として、無衝突衝撃波の物理を知る手がかりを与え る.詳細は他誌[14,15]に任せるが,例えば「無衝突電子加 熱」による陽イオンから電子への効率的なエネルギー輸送 や,「一次フェルミ加速」による相対論的粒子の生成が, 多数の超新星残骸の衝撃波で起っていることが観測的に知 られており,いずれの機構に対してもプラズマ中の粒子と 電磁場の相互作用が本質的な役割を果たしている.

4.3.2 電離非平衡プラズマ

超新星残骸のプラズマを理解する上で避けては通れない のが「電離非平衡」と呼ばれる概念である. ある重元素の 二つの電離状態間で,電離過程(Fe^{z+}→Fe^{(z+1)+}+e⁻)と 再結合過程(Fe^{(z+1)+}+e⁻→Fe^{z+})の反応率が釣り合わな い状態を意味する. 第5章で解説される銀河団のプラズマ などでは,たいてい両者が釣り合う平衡状態にあるが,超 新星残骸では必ずと言ってよいほど非平衡プラズマが観測 される.プラズマが急激な温度変化を経験してからの経過 時間が、電離平衡に至るまでの緩和時間と比べてはるかに 短いためだ.温度急変の典型例が,先述の衝撃波加熱であ る.数10-100度の星間ガスや爆発噴出物が、衝撃波によっ て一気に数千万度に達するのである. ガスの温度が急激に 変化できるのに対し、電離・再結合過程はイオンと電子の 直接衝突を要するため、ゆっくりと進む. そのタイムス ケールは電子密度(ne)と温度変化後の経過時間(t)の積で 記述され、ひとこえ n_{et} ≈10¹² cm⁻³ s で平衡に達する [16]. 宇宙空間の典型的な密度は1 cm⁻³ かそれ以下なの で、衝撃波加熱等で温度が急変すると、その後3万年以上 は非平衡状態が続く.これはX線で観測される超新星残骸 の年齢(数百~数千年)と比べて十分長い.一方,地上の 実験設備では達成できる密度に限りがあるため、過渡状態 が数秒未満で終わってしまう、超新星残骸は、天然の超真



図3 電離平衡プラズマにおける鉄イオンの電離状態と電子温度の関係.



図 5 鉄イオンの電離階数に対する、Fe Kα 蛍光輝線の中心エネ ルギー(a)および Fe Kβ/Kα 輝線強度比[17].

空装置であり、プラズマ物理学の優れた「実験室」を提供 するのだ.

電離非平衡プラズマの性質を,原子物理学的な立場から 詳しく見てみよう. 上記の電離・再結合過程の反応率は, プラズマの温度に依存する. 高温のプラズマほど自由電子 の平均運動エネルギーが高く、より大きな電離ポテンシャ ルを持つ束縛電子を叩き出せるからだ.そのため、平衡状 態のプラズマでは、イオン存在比が温度に対して一意に定 まる (図3).鉄イオンの場合, M, L, K 殻電子の電離ポ テンシャルはそれぞれ 0.1 keV, 1 keV, 10 keV 程度なの で、

典型的な X 線プラズマの

温度(数千万度=数 keV)の もとでは、K 殻のみに束縛電子を残したヘリウム状や水素 状のイオンが卓越する.しかし、非平衡状態では図3の関 係が崩れる.若い超新星残骸の場合,プラズマの温度が1 億度(10 keV)近くに達しながらも、ネオン状やアルゴン 状などの低電離イオンが多量に存在するのだ[17,18].こ れは、衝撃波加熱を受ける直前の低温ガス中で、重元素が ほぼ中性だったためである.このような非平衡状態は、よ り厳密には「電離進行プラズマ」と呼ばれる.

先述の通り、電離進行プラズマには、K 殻の電離ポテン シャルより高い運動エネルギーを持つ自由電子と, L 殻や M 殻に多数の束縛電子を持つイオンが共存する. この状況 下で特徴的な原子過程が、衝突内殻電離と蛍光放射である (図4). 蛍光放射によるX線輝線はイオンの電離度によっ てエネルギーが異なるため(図5a),プラズマの物理状 態、ひいては超新星残骸の周辺環境や熱的進化過程を知る 鍵となる. 例えば、「すざく」が観測した若い超新星残骸 のスペクトルを系統的に分析したところ、重力崩壊型超新 星残骸は Ia 型超新星残骸と比べて,常に鉄 Kα 輝線のエネ ルギーが高い、すなわちプラズマの電離度が高いことが判 明した[18].これは、重力崩壊型超新星が一般に密度の高 い環境で爆発したことを示唆する.親星である大質量星自 身の質量放出によって、高密度の星周物質が形成されたの だろう.また, 図5b が示すように, 鉄の Kβ/Kα 輝線強度 比は,アルゴン状付近の電離状態のときに高い値を示し, それ以上電離が進むと一気に減少する.これは, Kβ 蛍光輝 線の元となる M 殻の束縛電子が, アルゴン状からネオン状 にかけて1つずつ外れていくためである.こうした物理的 性質を理解した上で超新星残骸のX線スペクトルを分析す れば、非平衡プラズマの電離状態を詳しく診断できる.

また、一部の超新星残骸からは、先述とは逆の非平衡状 態である「再結合プラズマ」が発見されている[19,20]. つ まり、プラズマの温度に対して電離が進みすぎているた め、平衡に向かって再結合が進んでいる状態だ. 具体例を 挙げると、IC443という超新星残骸では、プラズマの温度 が約700万度なのに対し、水素状の鉄イオンが多数存在す る. 原子物理の言葉で表すと、L 殻の電離ポテンシャルよ りも低い運動エネルギーしか持たない自由電子と、K 殻に 空きがある高階電離イオンの共存である. この状況下で



図 6 再結合プラズマに特有な放射性再結合の概略と超新星残骸 IC443 のスペクトル.

は、自由電子の K 殻への直接再結合が卓越する. 捕獲され る電子は K 殻のポテンシャル (I_K) に加えて元々持ってい た運動エネルギーも解放するので,放射される X 線は輝線 ではなく、指数関数 $\exp(-h\nu/k_{\rm B}T)$ に従う連続スペクトル として、 $h\nu = I_{\rm K}$ より高いエネルギーに現れる (図6). 超 新星残骸で再結合プラズマを作るメカニズムについては未 だ統一的な描像が確立していないが、少なくともいくつか の天体では、急激な断熱膨張によるプラズマの冷却が原因 であることが判明している[21]. それほどまでに速い膨張 は、超新星残骸の進化初期にしか実現できない. したがっ て再結合プラズマを伴う超新星残骸は、高密度の星周物質 の中で爆発を起こし、非常に早いタイムスケールで加熱→ 電離→冷却を経験したと考えられる[22].

4.4 XRISM や Athena への展望

本章で紹介した内容は, 主に「すざく」が搭載した X 線 CCD 検出器による観測成果の抜粋である. CCD 検出器 は、Chandra や XMM-Newton など現在稼働中の衛星にも 主力装置として搭載されており、半値全幅 150 eV @ 6 keV 程度のエネルギー分解能を持つ.より高精度の元素量測定 やプラズマ診断を実現するには、エネルギー分解能の抜本 的な改善が必要となる.これを可能にするのが、従来の30 倍の分解能(5eV@6keV)を誇るX線マイクロカロリ メータだ.実は、カロリメータによる精密分光観測 は、2016年に打ち上げられたX線天文衛星「ひとみ」に よって実現するはずだった.「ひとみ」は打ち上げ直後に 銀河団を1つだけ観測したが(5章),その後,超新星残骸 をまともに観測することなく、運用過誤による機能喪失に 陥った. 2022年には「ひとみ」が成し得なかった X 線精密 分光を今度こそ安定して実現すべく、同型のカロリメータ を搭載する XRISM 衛星が打ち上げられる. XRISM は, 従 来の検出器では分離できなかった多数の輝線を独立に検出 する.これによって、超新星残骸に含まれる重元素の質量 決定精度が飛躍的に向上するとともに、新たな非平衡プラ ズマ診断が可能になるだろう. 例えば本章では割愛した が,若い超新星残骸のプラズマでは,電離非平衡に加えて, 陽イオン-電子間の内部エネルギー(=温度)非平衡も期 待される. 従来のCCD検出器は電子の温度しか測定できな

かったが、カロリメータなら輝線幅から陽イオンの熱運動 による速度分散、つまりイオン温度が測定できる.これに よって、無衝突衝撃波におけるエネルギー散逸機構がより 鮮明に理解できるようになるだろう.

さらに2030年代には、欧州の大型 X 線天文衛星 Athena の打ち上げが予定されており、筆者を含めて日本人メン バー数名がプロジェクトに参画している. Athena は XRISM のカロリメータよりもさらに進化した「超電導転 移端(TES)型カロリメータ」を搭載し、優れた分光能力 に加えて、高い空間分解能を同時に実現する. これによっ て、超新星残骸から放たれる X 線光子のエネルギー情報と 位置情報を精密に測定できることとなり、超新星の核融合 過程や残骸中のプラズマ過程が空前の精度で解き明かされ ることとなるだろう.

参 考 文 献

- [1] E. Pian *et al.*, Nature **551**, 67 (2017).
- [2] H. Yamaguchi et al., Astrophys J. 834, 124 (2017).
- [3] K. Nomoto et al., Astrophys J. 286, 644 (1984).
- [4] K.J. Shen et al., Astrophys J. 854, 52 (2018).
- [5] S. Perlmutter et al. Astrophys J. 517, 565 (1999).
- [6] K. Maeda et al., Astrophys J. 712, 624 (2010).
- [7] H. Yamaguchi et al., Astrophys J. 801. L31 (2015).
- [8] P. Dave et al., Astrophys J. 841, 58 (2017).
- [9] S-C. Leung and K. Nomoto Astrophys J. 861, 143 (2018).
- [10] K. Lodders, Astrophys J. 591, 1220 (2003).
- [11] S.J. Schwartz *et al.*, J. Geophysical Research, **93**, 12923 (1988).
- [12] P. Meszaros and M. J. Rees, Astrophys J. 476, 232 (1997).
- [13] Markevitch et al., Astrophys J. 627, 733 (2005).
- [14] 山口弘悦:日本物理学会誌 71,2 (2016).
- [15] 山崎 了:プラズマ・核融合学会誌 92,78 (2016).
- [16] R.K. Smith and J. P. Hughes, Astrophys J. 718, 583 (2010).
- [17] H. Yamaguchi et al., Astrophys J. 780, 136 (2014).
- [18] H. Yamaguchi et al., Astrophys J. 785, L27 (2014).
- [19] H. Yamaguchi et al., Astrophys J. 705, L6 (2009).
- [20] M. Ozawa et al., Astrophys J. 706, L71 (2009).
- [21] H. Yamaguchi et al., Astrophys J. 868, L35 (2018).
- [22] H. Itoh and K. Masai, Mon. Not. R. Astron. Soc. 236, 885 (1989).

● ● 小特集 x 線観測で探る宇宙プラズマ

5. 銀河団のプラズマ

5. Physics of Plasma in Galaxy Clusters

藤田 裕

FUJITA Yutaka 大阪大学大学院理学研究科 (原稿受付:2019年6月14日)

宇宙最大の天体である銀河団には、温度が~10⁸ K,密度が~10⁻⁹ m⁻³という希薄なプラズマが満ちている. このプラズマを観測的、理論的に調べることで、銀河団の成り立ちと高温希薄プラズマの多種多様な物理を明ら かにすることができると考えられているが未解明の問題も多い。例えば銀河団の中心でプラズマが高い温度を保 つメカニズムはわかっておらず、エネルギー源とエネルギーを運搬するメカニズムの解明が必要とされている. さらに銀河団は宇宙最大の宇宙線加速器でもあるが加速機構がわかっていない。本章ではこの銀河団プラズマに ついての研究の現状と、XRISM 衛星で期待される研究成果について述べたい.

Keywords:

plasma, galaxies, clusters, cosmic-rays, X-rays, synchrotron

5.1 はじめに

我々の太陽系は1000億もの恒星の集団である銀河系に属 しているが、宇宙にはそのような銀河が無数に存在する. その集団である銀河団は宇宙で最大の重力で束縛された天 体であり、大きさは1000万光年、質量は10¹⁵太陽質量にも なる.現在の標準的な宇宙論によると、宇宙の天体は小さ いものが最初にできて、やがてそれらが合体して大きな天 体ができたと考えられている.そのため宇宙で最大の天体 である銀河団はそのような天体の形成過程の最後の方、つ まりごく最近にできたと考えられており、現在も合体を繰 り返しながら成長している[1].

可視光で銀河団を観測すると銀河の集団として認識され る.しかし銀河団中の銀河の運動をドップラー効果で調べ てみると、速度がかなり大きく、銀河を束縛するためには、 銀河の総質量をはるかに上回る見えない重力源が必要なこ とが古くから知られていた.これが今日「ダークマター」 と呼ばれるものであり、銀河団に限らず宇宙全体に分布し ていると言われている. さらに1970年代から X 線観測が行 われるようになり、銀河団全体から X 線が放射されている ことがわかった(図1). このX線源の正体は銀河団全体 に広がる高温プラズマで、銀河団ガスと呼ばれている.X 線放射は基本的に制動放射である.銀河団ガスは大変希薄 ではあるものの,巨大な銀河団全体を覆っているため質量 は大変大きく,銀河の総質量を一桁近く上回る.一方で, ダークマターの質量よりは一桁近く小さい. つまり銀河団 ガスはダークマターに続く銀河団の2番目の主要な成分で あり,電磁波で直接観測できる成分としては銀河団質量へ の寄与が最も大きい.

銀河団ガスは高温(~10⁸ K)であるが,これは銀河団の ポテンシャルの深さを表していると考えられている.つま りダークマターが集まって銀河団が形成されるとき,その 重力に引き付けられて周囲のガスが銀河団に落下して銀河 団ガスになるが,そのときに衝撃波が発生し,ガスのポテ



図1 銀河団 IDCS J1426.5+3508. ハッブル宇宙望遠鏡で撮影し た可視光画像にチャンドラ衛星で撮影した X 線画像を重ね たもの. 図の中心付近で銀河団ガスからの放射がぼんやり とした雲のように広がっている(ESA/Hubble).

Department of Earth and Space Science, Graduate School of Science Osaka University, Toyonaka, OSAKA 560-0043, Japan

author's e-mail: fujita@astro-osaka.jp

ンシャルエネルギーが熱エネルギーに変換されるというわ けである.ガス中で情報は音速で伝わるが,銀河団を音速 で通過する時間 (sound crossing time;~10⁹年)は銀河団 の年齢 (~10¹⁰年)よりも短いので,銀河団はほぼガスの圧 力勾配と重力が釣り合った平衡状態(静水圧平衡)になっ ていると考えられている.そのためガスの分布はダークマ ターの分布をほぼ反映していると考えられ,このことを利 用してガス分布から直接観測できないダークマターの分布 を推定することができる[1].

ガスはほぼ静水圧平衡の状態にあるが,完全に静止して いるわけではなく,音速(>1000 km s⁻¹)よりは十分小さ いものの,数 100 km s⁻¹の速度のガスの運動が残っていて もよいことが銀河団形成のコンピュータシミュレーション からは示唆されている.そして実際にペルセウス座銀河団 について,ガスの乱流運動がドップラー効果の形で日本の 「ひとみ」衛星により観測されている[2].また銀河団には 現在でも周囲からガスが落下していると考えられており, 落下に伴う衝撃波が外周部にあると予想されている.しか し外周部はガス密度がそれほど高くないので,X線で観測 するのは一般に大変困難であるが,衝撃波が検出されたと の報告もある[3].

5.2 ミクロなスケールでの銀河団ガスの性質

銀河団ガスは主に水素とヘリウムから構成されている. これは宇宙初期の元素合成でできたのが水素とヘリウムで あり、それらが現在でも宇宙の元素の大部分を占めている ことを反映している.銀河団ガスは大変希薄であるため、 粒子同士の衝突は起こりにくい、プラズマ粒子のクーロン 相互作用を考えると、粒子の進行方向はほかの多数の粒子 からのクーロン力で少しずつ変わる.最終的に90度ほど変 わるまでの距離を散乱距離とすると銀河団ガス中での電子 や陽子の散乱距離は6万光年ほどで、銀河の大きさと同じ オーダーである.この距離は銀河団の大きさよりは十分小 さいので、銀河団ガスは一応流体として扱える程度の粒子 の散乱はあるとはいえる[4].

ところで散乱距離より小さな構造はならされてしまって 消えるはずであるが、銀河団の中にはクーロン力による散 乱距離より短い構造を持つものがある。例えばコールドフ ロントと呼ばれる構造がそれである[5].これは冷たいガ スと暖かいガスの接触境界面で、そこではガスの温度や密 度がクーロン力による散乱距離よりも短いスケールで変化 している。これは磁場などで粒子の運動が阻害され、実効 的な散乱距離が短くなっていることを示しているのかもし れない[6].また何らかのプラズマ不安定性により促進さ れた粒子の散乱により、銀河団ガスの粘性はクーロン力か ら予想されるものより小さくなっているという指摘もある [7].

銀河団ガスには磁場が存在していることはシンクロトロン放射が観測されることや、銀河団ガスの背景にある天体から放射される電波の偏光面が、ファラデー効果により回転をしていることから知られている.磁場の強度は10⁻¹⁰ T 程度である[8].これは銀河系の磁場と大差な

く,銀河団ガスの密度が銀河系のガスの密度(~10⁶ m⁻³) よりもずっと小さいことを考えるとかなり強いといえる. この磁場の起源は宇宙の磁場の起源となんらかの関係があ るかもしれない.銀河団が形成されるときに周囲のガスが 落下して銀河団ガスになることは上で述べた.そのときに ガス中の磁場は圧縮されて銀河団ガスの磁場として観測さ れるはずである.逆に,現在観測されている磁場強度から, 落下する前のガスの磁場強度がわかるが,単純に見積もる と10⁻¹³ T程度である.一見弱い磁場のように見えるが,こ の強度の磁場を宇宙全体で作るような理論というものはな かなかない.恐らく宇宙の原始磁場はさらに弱く,それが 銀河団ガスに取り込まれた後,銀河団ガスの運動に伴うダ イナモで増幅されたという考えが主流である[8].

5.3 冷却流問題

プラズマである銀河団ガスは制動放射によりX線を放射 している.制動放射の放射率は密度の2乗に比例する一 方,温度にはあまり依存しない.銀河団ガスは銀河団の大 部分の領域では希薄(~10⁻⁹ m⁻³)なので,その熱エネル ギーを制動放射で失うタイムスケール(冷却時間)は大変 長く,宇宙年齢よりも長くなる,そのため冷却は考慮しな くてもよい.ただし中心から30万光年ほどのコアと呼ばれ る領域は例外である.重力で束縛された多くの天体がそう であるように,銀河団のガス密度は中心に向かって高くな る.実際,コアではガス密度が~10⁻⁷ m⁻³にもなる.その ため冷却時間が銀河団の年齢よりも短くなり,冷却が無視 できなくなる.

この状態でエネルギー注入がないと,銀河団コアの温度 は次第に下がり,圧力も下がることになる.一方,コア以 外は冷えないので,コアは周囲からの圧力に押されること になる.するとコアに向かってガスが冷えながら流れ込む ようになる.このガスの流れのことを冷却流という.コア のX線光度からコアの冷却率がわかり,さらにガスがどの くらいの割合で流れ込んでいるかを見積もることができ る.その結果,1年間に~100から~1000太陽質量ものガス が流れ込んでいるはずだと過去には見積もられていた[9].

ところがその後観測技術が進み,銀河団ガスのX線光度 だけではなく,詳細なX線スペクトルが得られるように なった.X線スペクトルにはガスに含まれる鉄などの重い 元素の特性X線が見られる.その輝線強度はガスの温度に よって異なるので,様々な元素の輝線強度を測ることで, ガスの詳細な温度構造(どのような温度のガスがどのくら いあるか)を知ることができる.そこで日本のあすか衛星 やヨーロッパのXMM-Newton衛星でコアを観測したとこ ろ,冷えるガスに特有の輝線放射が,X線光度から見積 もったコアの冷却率から予想したものよりはるかに弱いこ とがわかった[10,11].これが何を意味しているのかとい うと,コアのガスはX線放射でエネルギーを失っているの にもかかわらず,ガスは冷えていないということである.

この問題を解決するためには、コアに何らかの熱源があ ればよい.そこで様々な熱源が考えられた.例えば上で述 べたようにコアの外の領域のガスは冷えないので、熱浴と

して働くことができる. そこでコアの外周部から熱伝導や 乱流渦で熱を供給するアイデアなどが検討されたが [12,13],現状ではコアの中心にある巨大ブラックホール 近傍で生成されるエネルギーが熱源であるという考えが主 流である[14]. このブラックホールは宇宙でも最大級のも のであり、太陽質量の10億倍にも達する.ちなみに最近イ ベントホライズンテレスコープで画像が撮影されたブラッ クホールはこのタイプのブラックホールである.このブ ラックホールの重力に引かれて周囲のガスがブラックホー ルに落ちるが、その直前にガスのポテンシャルエネルギー の一部がガスの熱エネルギーや運動エネルギーに変換さ れ、ブラックホールに吸収されることなく周囲の銀河団ガ スに伝わる. 活発に活動をする巨大ブラックホールを活動 銀河核というが、多くの銀河団の中心には活動銀河核が認 められ、しばしば高エネルギー粒子のジェットを放出して いたり[15],ジェットが周囲の銀河団ガスを押しのけて穴 を作っていたりする様子が観測されている(図2)[16].

この加熱モデルの良いところは、少なくとも定性的には 銀河団ガスの加熱と冷却を釣り合わせるサーモスタットの ような働きをすると考えられることである。例えば、もし 何らかの原因で加熱が少し弱まったとする。するとガスの 冷却が強くなり、一年間に数10太陽質量のガスが流れ込む ような、ごく弱い冷却流が発生する。流れ込んだガスはブ ラックホールに落ち込み、その活動を活発にし、加熱率を 上昇させる。するとそれ以上のガスの冷却が抑制される。 逆に加熱が少し強まった場合はガスの冷却が完全に抑えら れ、冷却流が途絶えることでブラックホールへのガス供給 がなくなる。するとブラックホールはもはや周囲のガスを 加熱することができなくなるので、ガスは再び冷却を始め る。

しかし定量的に安定性を示すのは大変難しい. つまり



図2 ペルセウス座銀河団のコアのX線画像.中心に活動銀河核 が存在する.いくつかある黒い穴は過去の活動銀河核 ジェットの活動で銀河団ガスにあけられた穴 (NASA).

様々な要因で加熱と冷却のバランスは容易に崩れてしまう のである. 例えばブラックホールからの熱の伝達距離が問 題になる.加熱が必要となる領域はコアのスケール(約30 万光年)であり、この領域全体を加熱する必要がある。も し加熱がブラックホールのごく周辺(例えば3万光年)に とどまった場合,この領域の温度はどんどん上昇するが, その外の領域はどんどん冷えていくことになる. すると不 安定な状態になり、結局加熱と冷却のバランスが崩れてし まう. このように何らかの熱源のモデルを立てたいと思っ たとしても、その熱源が十分なエネルギーを供給すること を示すだけでは不十分で、コア全体に「まんべんなく安定 に」エネルギーを供給することを示す必要がある. 例えば ブラックホール周囲ではブラックホールの断続的活動に伴 い、銀河団ガスが揺さぶられることで音波が発生してい る. この音波がエネルギーを運ぶというようなアイデアも あるが、この音波は大振幅のため、非線形効果ですぐ弱い 衝撃波に変形され、エネルギーは衝撃波面で散逸される. 結果として波はすぐ散逸するのでコア全体にエネルギーを 十分運ぶことができない[17].またブラックホール近傍で 発生した熱を乱流渦でコア全体に運ぶというアイデアも あったが、時間がかかりすぎるということが最近の研究で 指摘されている[18].一方,観測的には銀河団コアでの加 熱と冷却のバランスは大変良く保たれているようであり, 明らかにバランスが崩れている銀河団はこれまでのところ たくさんある銀河団の中で一つしか知られていない[19]. そういうわけで現在のところ熱を安定に運ぶメカニズムと して定説とされているものはないが、他に活動銀河核で加 速された宇宙線粒子が熱を運ぶというアイデアが提唱され ている[20].

5.4 宇宙線加速

銀河団ガスからシンクロトロン放射が観測されるという ことは、その運動エネルギーが静止エネルギーを上回るよ うな相対論的な電子、つまり宇宙線電子が銀河団ガス中に 存在していることを示している.このシンクロトロン放射 は大変淡く、観測が難しかったが、近年の電波天文学の進 展により、多数の銀河団でこの放射が見つかるようになっ てきた.とはいうものの、放射が見つかるのは銀河団のう ちの数10%であり、衝突合体中の銀河団で見つかりやすい ことが知られている.もちろん宇宙線電子の数密度は制動 放射で輝いている銀河団ガスの一般のプラズマ粒子の数密 度よりもはるかに少ない.

銀河団ガスからのシンクロトロン放射には大まかには2 種類あり,それぞれレリック(relic)とハロー(halo)と呼 ばれている[21].レリックは銀河団の周辺部に観測される ことが多く,銀河団の縁に沿った円弧状の形をしているこ とが多い(図3)[22].一方,ハローは銀河団全体を覆う ような形をしている.レリックやハローの中には大きさが 数100万光年に達するものがあり,銀河団の大きさのス ケールに匹敵する.宇宙線電子のローレンツ因子はγ~10⁴ ほどで,シンクロトロン放射による電子の冷却時間は1億 年程度である[23].この時間は銀河団の年齢(~10¹⁰年)



図 3 LOFAR 電波望遠鏡で観測した銀河団 CIZA J2242.8+5301 (参考文献[22]の Figure 1 を引用).

よりもはるかに短いので、電子は銀河団では「あっという 間」に冷えることになる.このため、例えば銀河団中の活 動銀河核から宇宙線電子が放出されて、それがそのままレ リックやハローとして観測されているとは考えにくい.な ぜなら数100万光年のスケールに広がる前に冷えてしまう からである.そのため銀河団ガスの中で、数100万光年のス ケールに渡る大規模な宇宙線加速が起きていると考えられ ている.つまり銀河団は宇宙最大の加速器でもあるといえ る.

宇宙線は我々の銀河系にも存在し,実際に宇宙線粒子は 地球に降り注いでいる.銀河系の宇宙線の多くは超新星残 骸周囲の衝撃波で加速されていると考えられており,その メカニズムはよく1次フェルミ加速と呼ばれる.これは粒 子がガス中の磁場のゆらぎなどで散乱されることで,衝撃 波の前後を行き来し,粒子の運動量が次第に上昇するとい うものである[24].なぜ運動量が上昇するかというと,衝 撃波の上流と下流のガスの速度差が粒子の運動量に転換さ れるからである.このメカニズムで加速される宇宙線粒子 の運動量スペクトルはべきになることが知られている.

銀河団のシンクロトロン放射のうち、レリックの方はし ばしば衝撃波の位置と対応しており、実際にレリックの場 所で銀河団ガスの温度や密度の段差が観測されている [25].そのようなことから超新星残骸と同じく1次フェル ミ加速で宇宙線電子が加速されていると考えられていた. しかし、話はそれほど単純ではないという指摘もある。例 えば1次フェルミ加速は、一般に衝撃波のマッハ数が大き いほど効率が良いと考えられている。超新星残骸の衝撃波 のマッハ数は100ほどで大変大きいが、レリックの衝撃波 のマッハ数はせいぜい3であり、1次フェルミ加速は一般 的には起きにくいはずである。また最近になりシンクロト ロン放射の詳細なスペクトルが観測されるようになると、 対数空間で表したスペクトルに曲率があることがわかって きた[26]. このことは放射をしている宇宙線電子のエネル ギースペクトルがべきではないことを示している.

この問題を解決するアイデアとして、銀河団中に元々種 となるような低エネルギーの宇宙線電子が存在する領域が あり、そこを衝撃波が通過するときに、低エネルギーの宇 宙線が再加速され高エネルギーになるというものがある. これは加速に下駄を履かせるようなものであり、効率が 少々悪くてもシンクロトロン放射に必要なエネルギーにま で宇宙線電子を(再)加速できる.種電子は過去に活動銀河 核から放出され、最初はエネルギーが高かったが、冷却に より現在は低エネルギーになっている電子を仮定する. そ して実際に衝撃波付近で低エネルギーの宇宙線が再加速さ れているように見える銀河団も観測されている[27].ただ しすべてのレリックでこの考えが通用するというわけでも なさそうである. 巨大なレリックの中には, 観測的にシン クロトロン放射スペクトルが空間のある方向にほぼ一様な ものがある.これは宇宙線のエネルギースペクトルも同様 に空間的にほぼ一様であることを示す. 単純な衝撃波によ る再加速は種となった低エネルギーの宇宙線のエネルギー を一様に上げるだけであるため、再加速後のエネルギース ペクトルが空間的に一様なら、加速前も一様でなければな らない、しかし活動銀河核から放出される宇宙線電子のス ペクトルは決して空間的に一様ではない.

次にハローであるが、このシンクロトロン放射を担って いる宇宙線電子は、銀河団ガス中の乱流で何回も散乱され る過程で運動量を得て加速されたと考えている研究者が多 い[28]. これはハローが特に衝撃波に付随していないこ と、シンクロトロン放射スペクトルがべきではなく、乱流 加速に特有な形をしていることなどが理由である(上で述 べたレリックの放射スペクトルも実は乱流でよく説明でき るという研究もある[29]).また乱流は衝突合体中の銀河 団ではよく発達すると予想され、こういった天体でハロー が見つかりやすいという事実ともよく合う. 一方で, 宇宙 線電子は銀河団ガスで直接加速されたのではないという考 えもある. つまり電子は宇宙線陽子が銀河団ガスの陽子と 反応 (陽子-陽子反応) する過程ででき、それがシンロトロ ン放射をすると考えるのである[21]. 宇宙線陽子は宇宙線 電子と比べて冷却時間が圧倒的に長く、冷えずに銀河団ガ スの中に蓄積することができる. 宇宙線陽子は過去に銀河 団ガスの衝撃波などで加速されたものかもしれないし、銀 河団中の活動銀河核で加速されたものかもしれない. この 説を証明するカギとなるのが陽子-陽子反応で電子と同時 に生じるガンマ線である. これまでのところ銀河団ガスか らガンマ線が観測されたという確かな報告はなく、銀河団 ガス中の宇宙線陽子の量については強い制限がついている [30].

5.5 XRISM 衛星への期待

2016年に打ち上げられたものの,事故のために短時間の 運用に終わった「ひとみ」衛星は,これまでの衛星にない エネルギー分解能をもち,ドップラー効果を利用して天体 のガスの運動を測定したり,特性 X 線からガスの元素組成 を調べたりすることができた.この衛星が事故の前に唯一 長時間の観測を行った天体がペルセウス座銀河団である. この観測により、この銀河団の中心部のガスの乱流速度は 164±10 km s⁻¹であることがわかった(図4)[2].また銀 河団ガスに含まれる重い元素同士の組成比は太陽のものと 変わらないことも確認された[31].「ひとみ」衛星の代替 機である XRISM 衛星も同等のエネルギー分解能を持つた め、多数の銀河団についてガスの運動を測定したり、元素 組成比を調べたりすることができるはずである.

コンピュータシミュレーションによると銀河団中の乱流 は外周部ほど強いと予想されている[32]. これは銀河団が 内部から外部に向かって成長してきたため、外周部のガス はまだ落ち着いた状態になっていないからである.もし実 際に乱流速度が銀河団の内から外に向かって大きくなって いることが示されれば、コンピュータシミュレーションに よる予想を裏付ける成果となる. さらに乱流のある場所と ハローなどの電波放射が出ている場所に相関があれば, 宇 宙線電子の乱流加速を裏付ける強い証拠となるであろう. 銀河団中心のブラックホールの周辺を観測し、ガスの状態 を調べることで、弱い冷却流を介してガスがブラックホー ルに流れ込んでいく様子を調べることもできるであろう. またブラックホールの活動の影響で周囲のガスが運動して いる様子も明らかになるかもしれない. さらに元素組成を 多数の銀河団について調べることで、元素合成に関わった 銀河団中の過去の超新星爆発の履歴や銀河の星形成史が明 らかになる. 一般に銀河団ガスでは電子やイオンの運動エ ネルギーに対応する温度と、イオンの電離状態に対応する 温度(電離温度)は同じ(平衡状態)であると予想されて いるが[4],それを実際に確認することもできるであろう.

5.6 おわりに

希薄高温プラズマである銀河団ガスは、銀河団という宇 宙最大の天体のなりたちを調べるのに重要な手掛かりを与 えてくれるが、一方でわかっていないことも多い.本章で は銀河団ガスにまつわる代表的な未解明問題として、ガス が冷えているはずなのに温度が下がっていないという冷却 流問題について説明した.またプラズマ物理としても興味 がある銀河団ガス中での宇宙線加速についても述べた.こ れらの問題については近い将来に打ち上げられる予定の XRISM 衛星の観測により理解が大きく進むであろう.

参 考 文 献

- [1] A.V. Kravtsov and S. Borgani, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **50**, 353 (2012).
- [2] Hitomi Collaboration, Nature, 535, 117 (2016).



- 図4 「ひとみ」衛星と先代の「すざく」衛星によるペルセウス座 銀河団のガスの鉄輝線(特性 X 線)スペクトル(参考文献 [2]の Extended Data Figure 1 を引用).空間的に分解でき ない多数の乱流成分のドップラー効果が重なっている場 合、輝線幅から典型的な乱流速度がわかる.
- [3] H. Akamatsu et al., Astron. Astrophys. 606, A1 (2017).
- [4] C.L. Sarazin, Rev. Mod. Phys. 58, 1 (1986).
- [5] A. Vikhlinin et al., Astrophys J. 551, 160 (2001).
- [6] A. Vikhlinin et al., Astrophys J. 549, L47 (2001).
- [7] I. Zhuravleva et al., Nat. Astron. 17 June (2019).
- [8] C.L. Carilli and G.B. Taylor, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 40, 319 (2002).
- [9] A.C. Fabian, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 32, 277 (1994).
- [10] Y. Ikebe *et al.*, Astrophys J. **481**, 660 (1997).
- [11] T. Tamura et al., Astron. Astrophys. 365, 87 (2001).
- [12] M. Takahara and F. Takahara, Prog. Theor. Phys. 62, 1253 (1979).
- [13] Y. Fujita et al., Astrophys J. 612, L9, (2004).
- [14] B.R. McNamara and P.E.J. Nulsen, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 45, 117 (2007).
- [15] Y. Fujita and H. Nagai, Mon. Not. R. Astron. Soc. 465, L94 (2017).
- [16] A.C. Fabian et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 344, L43 (2003).
- [17] Y. Fujita and T.K. Suzuki, Astrophys J. 630, L1 (2005).
- [18] C.J. Bambic et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 478, L44 (2018).
- [19] M. McDonald *et al.*, Nature, **488**, 349 (2012).
- [20] Y. Fujita and Y. Ohira, Astrophys J. 746, 53, 7 (2012).
- [21] L. Feretti *et al.*, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 20, 54 (2012).
- [22] D.N. Hoang et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 471, 1107 (2017).
- [23] C.L. Sarazin, Astrophys J. 520, 529 (1999).
- [24] A.R. Bell, Mon. Not. R. Astron. Soc. 182, 147 (1978).
- [25] H. Akamatsu and H. Kawahara, Publ. Astron. Soc. Jpn. 65, 16 (2013).
- [26] A. Stroe et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 455, 2402 (2016).
- [27] R.J. van Weeren *et al.*, Nat. Astron. 1, 5 (2017).
- [28] Y. Fujita et al., Astrophys J. 584, 190 (2003).
- [29] Y. Fujita et al., Astrophys J. 815, 116 (2015).
- [30] M. L. Ahnen et al., Astron. Astrophys. 589, A33 (2016).
- [31] Hitomi Collaboration, Nature, 551, 478 (2017).
- [32] N. Ota et al., Publ. Astron. Soc. Jpn. 70, 51 (2018).

小特集執筆者紹介



松 下恭子

東京理科大学理学部第一部物理学科 教授, 1997年 東京大学 博士 (理学). 銀河や銀河団 を X 線で観測することにより、その進化を探 りたいと研究しています.

20



ッポ い よう こ 坪 井 陽 子

中央大学理工学部物理学科 教授. 1999年 京 都大学大学院理学研究科・博士(理学). 高エ ネルギー宇宙物理が専門で、星の誕生および 進化や星の爆発現象を特に研究している.X

線観測だけでなく、中央大学後楽園キャンパスに測光用,分光 用の2つの可視光望遠鏡を設置し, MAXIからのアラート メール受信後直ちに追観測を行っている.都心ながら測光で 14等まで観測できているのが自慢である.



履 戸 輝 揚

京都大学白眉センター特定准教授、宇宙物理 学教室連携准教授.理学博士(東京大 学). 2020年1月より理化学研究所の榎戸極限 自然現象理研白眉研究チームリーダーに着 任. 宇宙 X 線による磁場の強い中性子星の観測的研究を行う

とともに、高感度な放射線測定の技術を活かして、 雷放電や雷 雲からのガンマ線の地上観測を行う「雷雲プロジェクト」をシ チズンサイエンスの視点を取り込んで金沢を中心に進めてい る.



JAXA宇宙科学研究所 宇宙物理学研究系 准教授. X線天文衛 星 XRISM の副プロジェクトサイエンティストを務める.

00



藤田 裕

000

大阪大学理学研究科 宇宙地球科学専攻 准教 授, 1997年 京都大学 博士 (人間·環境学),

高エネルギー宇宙物理学,銀河・銀河団天文 学の分野で主に理論の面から研究を行っていますが,時々観 測データの解析もやっています.もともと望遠鏡で星を見る のが好きでこの業界に入ったのですが、現在は研究に忙しく あまり星を見ることはありません.NHKの「みんなで筋肉体 操」を見て筋トレをしたところ、太りにくくなったような気が します.