2024年第54回 天文・天体物理若手夏の学校 **銀河・銀河団 分科会 集録集**

∎ 謝辞

2024年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎 物理学研究所を始め、国立天文台、公益社団法 人 伊勢志摩観光コンベンション機構、光学赤 外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談 会、宇宙線研究者会議(CRC)、天文教育普及研 究会、及び複数名の方々*からのご支援により 成り立っております。

事務局一同厚く御礼申し上げます。 *協賛(個人、敬称略):青山 尚平、長峯 健太郎、 西村 淳、牧島 一夫、三浦 均、水村 好貴、その 他匿名希望6名

銀河·銀河団 分科会

■ index

銀河 a01	舩木 美空	z ~ 2 の銀河団とその周辺領域における中性水素による Ly αの散乱効果
銀河 a02	大曽根 涉	RIOJA: 最遠方の原始銀河団の一つである A2744-z7p9OD のメンバー銀河の星
		間媒質
銀河 a03	大宮 悠希	銀河団同士の衝突における元素量の空間分布を用いたコールドフロントの形成
		シナリオの分別
銀河 a04	濵 響子	近傍銀河の銀河内部における星生成進度の異なる要因
銀河 a05	伊藤 大将	衝突銀河団 Abell 3667 外縁部の ICM 構造と非熱的成分
銀河 a06	原田 空凱	X 線天文衛星「すざく」を用いた衝突銀河群探査
銀河 a07	清水 駿太	JWST で探る z ~2 の LAE の特性
銀河 a08	影浦 優太	銀河の Ly α等価幅とシミュレーションで探る宇宙再電離史
銀河 a09	今井 聖也	すばる HSC を用いた 1 < <i>z</i> < 3 における [OIII] 強輝線銀河探査
銀河 a10	清田 朋和	JWST NIRSpec IFU で探る z=6.6 の Himiko の動力学的性質
銀河 a11	武田 唯	窒素が豊富な銀河から探る初期宇宙における元素合成
銀河 a12	柳澤 広登	JWST で観測された N/O が高い銀河における強い HeI 輝線の起源
銀河 a13	石川 諒	極低金属量星を用いた、初代星の初期質量関数の解明
銀河 a14	柳谷 百合	SED fitting を用いた BAL クェーサーの統計的調査
銀河 a15	渡邊 一樹	SDSS と eFEDS を用いた BAL クェーサーのX線吸収強度の統計的調査
銀河 a16	佐藤 良	Type2 クェーサーの接線近接効果
銀河 a17	藤原 寛太	SKIRT コードを用いた AGN ポーラーダストからの反射 X 線スペクトルモデル
		の作成
銀河 a18	五十嵐 諒	準解析的銀河形成シミュレーションへのダスト形成・進化モデルの組み込み
銀河 a19	石田 怜士	異なる IMF を持つ初代銀河の形成・進化シミュレーション
銀河 a20	松田 凌	初代星フィードバックの宇宙論的3次元輻射流体シミュレーション
銀河 a21	内田 舜也	銀河の性質と環境の相互依存性: グラフニュー ラルネットワークによる解析
銀河 a22	大久保 宏真	NGC 1068 多輝線データを用いた分子雲形態の統計学的解析
銀河 a23	長田 真季	棒渦巻銀河 M83 における大局的速度場から逸脱した高速度分子雲の探査
銀河 a24	中野 覚矢	位置天文衛星 Gaia によって同定した小マゼラン銀河の大質量星候補から探る銀
		河相互作用

銀河 b01	相原樹	電波レリックに付随する衝撃波の速度推定における X 線前景放射の影響
銀河 b02	西濱 大将	銀河系中心におけるバブル構造の形成機構:宇宙論的シミュレーションに基づ
		く AGN フィードバックの検証
銀河 b03	松野 なな	銀河団中の AGN ジェットと磁場の相互作用に関する二次元電磁流体+熱伝導
		計算
銀河 b04	青木 悠馬	X 線天文衛星 XRISM による銀河中心拡散 X 線放射の観測シミュレーション
銀河 b05	辻田 悠佳奈	X 線観測シミュレーションに基づいた銀河団スタッキング解析手法の開発
銀河 b06	慶野 翔大	Cool-Core 銀河団における銀河団ガスの sloshing について
銀河 b07	道下 野々夏	すばる望遠鏡 HSC データで解き明かす銀河衝突の痕跡と成長への寄与
銀河 b08	星 宏樹	スリット分光で探る z ~4,6 クエーサーライマンアルファハローの光度依存性
銀河 b09	中根 美七海	z=7-13 銀河における Ly α 輝線等価幅の赤方偏移進化から迫る宇宙再電離史
銀河 b10	渡邉 晶	XMM-Newton RGS で探る NGC 253 中心の O, Ne, Mg 組成 比と電荷交換反
		応の寄与
銀河 b11	前原 瑚茉	Zackrisson Method を用いた銀河からの電離光子脱出率の推定
銀河 b12	竹内 大晟	M81 銀河群における矮小銀河と若い星団の形成過程について
銀河 b13	小林 康大	JWST で近傍円盤銀河に見つかった多数のバブル構造の起源と電離領域ダイナ
		ミックス
銀河 b14	曹 愛奈	種族合成法を用いた SED 銀河進化モデルの検証
銀河 b15	西田峻	Jackknife 法を用いたより高精度な重力レンズ解析法の確立
銀河 b16	陳 銘崢	N 体モデル銀河内の分子雲衝突による星形成を含む銀河進化シミュレーション
銀河 b17	神宮司 麗珠	Centaurus A の流体シミュレーション:bar potential の影響
銀河 b18	布施 龍之介	銀河中心核星団の N 体シミュレーション
銀河 b19	山形 大青	15 次元光度空間におけるダスト情報を含む銀河多様体の発見と解析
銀河 b20	東 佑輝	Meshless 法を用いた数値流体力学計算の SIMD 並列化による高速化
銀河 b21	久田 凜太郎	IceCube による 10 年間の一般公開観測データを用いたエネルギーバンド間マッ
		ピング調査
銀河 b22	堀田 修司	JWST PRIMER の測光カタログを用いた z ~ 8 におけるバルマーブレイク銀
		河候補の探査と SED fit による物理的性質の推定
銀河 c01	多中 海斗	NGC1068 の近赤外線域での 3 次元構造の再構築について
銀河 c02	菱川 竜晟	赤外線干渉計観測による活動銀河核の画像再構成及び、活動銀河核の構造探査
銀河 c03	尾崎 朝世	X 線天文衛星「すざく」を用いた銀河団 Abell222,223 の観測
銀河 c04	海老原将	銀河の化学進化シミュレーションで探る超大質量星の寄与

--index へ戻る

銀河a01

z ~ 2の銀河団とその周辺領域における中性水素によ る Ly α の散乱効果

舩木 美空

$z\sim 2$ の銀河団とその周辺領域における中性水素による $\mathbf{Ly}lpha$ の散乱効果

舩木 美空 (東北大学大学院 理学研究科天文学専攻)

Abstract

z = 2.23に存在する CC2.2 原始銀河団とその周辺の大規模構造に対して、Subaru/HSC(本研究)と UKIRT/WFCAM(HiZELS Survey)のペア狭帯域フィルターを用いた撮像観測を行い、H α とLy α 輝線 を調査した (HIMMEL プロジェクト)。両者はともに星形成銀河から放出される輝線であるが、共鳴散乱効 果の違いから、H α 輝線天体(HAE)に対する Ly α 輝線天体(LAE)の可視性は銀河やその周囲に存在す る HI ガス量の指標になる。LAE サンプルを新たに作成し、HAE と LAE の空間分布と輝線プロファイルの 比較を通して、HI ガスによる Ly α の散乱効果を観測的に確認した。また、HI ガスの分布やダスト減光に環 境依存性があることを発見し、銀河団周囲はガスの降着過程にある一方、高密度なコアではすでに電離が進 み Hot mode 状態であること、さらに銀河団中心付近ではダストが卓越している可能性があることがわかっ た。今後、ダスト減光の推定や HI トモグラフィー調査との比較、他銀河団との比較により、大規模構造に 沿った HI ガスの降着や電離史の詳細な解明が期待される。

1 Introduction

銀河団全体及びメンバー銀河の星形成には、冷た いガスの降着が重要な役割を果たしている。中でも、 z~2は大規模構造(LSS)に沿った銀河や銀河団へ のガス降着が効率的に行われ、星形成活動が最盛期を 迎えた時代である(cosmic noon)。ガス降着の結果、 銀河団コアはいずれ高温になり、銀河団ガス(ICM) は完全に電離すると考えられる。そのため、銀河形 成や宇宙の電離史を紐解く上で、冷たいガスの降着 を詳細に理解することは必要不可欠である。しかし、 高赤方偏移の冷たい中性水素(HI)ガスを直接観測 することは難しく、ガス降着の実態と銀河形成との 関係は未だ不明である。

HI ガスを間接的に観測する方法の1つに、HI トモ グラフィーがある。これは、QSO のような明るい背 景天体に対して、視線方向の HI ガスによる Ly α の吸 収を確認するというものである。しかし、この手法が 適用できるのは明るい天体が存在する稀な領域に限 られ、LSS に沿ったガスの分布を十分な解像度で追跡 することは難しい。そこで本研究では、H $\alpha\lambda$ 6563 と Ly $\alpha\lambda$ 1216 の共鳴散乱効果の違いを利用したユニー クな手法を用いて、HI ガスの分布を調査した。両輝 線はともに星形成銀河から放出されるが、H α は散 乱されることなく HI ガスを透過する一方、Ly α は 共鳴線であり、周辺に存在する HI ガスによって容易 に散乱および減衰される。したがって、H α 輝線天体 (HAE) に対する Lyα 輝線天体 (LAE) の可視性は、 銀河やその周辺の HI ガス量の指標になる。このよ うにペア狭帯域フィルターを用いて両輝線を撮像観 測し比較する手法は、HAE で追跡される LSS にわ たって星形成活動および HI ガス分布をマッピングす るために非常に有効である (Shimakawa et al. 2017, 2018)。

本研究では、HAE がすでに発見されている z = 2.23の原始銀河団とその周辺領域に対して、新たに Ly α の撮像観測を行い、LAE サンプルを作成した (第 2 章)。第 3 章では、両者の分布と空間的なプ ロファイルの比較を通して発見した、HI ガスによる Ly α の散乱効果と HI ガス分布の環境依存性につい て紹介する。最後に、本銀河団を含む LSS に沿った ガスの降着と電離状態について議論する(第 4 章)。

我々のチームは本プロジェクトを HIMMEL (HI Mapping with Multiple Emission Lines) と名付け、 今回はその第一弾として CC2.2 原始銀河団とその周 辺での結果を発表する (Funaki et al., in prep.)。

2 Target and Data

2.1 CC2.2 原始銀河団

我々は COSMOS 領域に存在する z = 2.23 の原始 銀河団 (R.A.= 150.198, Dec.= +2.003, z = 2.232± 0.001 以下、CC2.2) とその周辺の LSS に対して、Hα と Lyα のペア輝線調査を行った。CC2.2 原始銀河団 は分光的に確認されており、 $M_{vir} \sim 1 - 2 \times 10^{14} M_{\odot}$ を持つ (Darvish et al. 2020)。この銀河団を含む LSS では、すでに UKIRT/WFCAM-NBK によって 1.5 度角に渡る広範な撮像観測が行われており(HiZELS Survey (Sobral, D. et al. 2013))、500 天体を超え る HAE が発見されている。特に CC2.2 を含む周辺 20 分角 × 20 分角の領域は、高密度な原始銀河団コ ア、フィラメント構造、およびその他の低密度領域と いった特徴的な局所環境を備えており、環境効果を 探るための重要な機会を提供している。また、一部 の領域では、背景 QSO を利用した CLAMATO HI トモグラフィー探査 (Horowitz et al. 2022) も行われ ており、HI ガスの密度超過が存在することが分かっ ている。

2.2 データ

本研究では、CC2.2 銀河団に対して、すばる望遠 鏡に搭載された Hyper-Suprime Camera(HSC)を 用いて、Ly α 輝線の広視野撮像観測を行った(観測 ID: S22B0016、PI: 児玉)。視野中心は、CC2.2 周 辺の LSS を含む、HAE が検出されている全領域を カバーするように決定した。使用した狭帯域フィル ターは NB391 であり、積分時間は 2.25 時間であっ た(seeing= 0.76 arcsec)。また、本発表においては、 原始銀河団を中心とする 20 分角 × 20 分角の領域に 限定して議論を進める。

本研究で用いた画像データセットと狭帯域フィル ターの透過率をそれぞれ表 1、図 1 に示した。最も seeing の悪い画像に合わせて平滑化することにより、 最終的な seeing は FWHM= 1.04 arcsec となった。 表 1 における 5 σ 限界等級は直径 2.08 arcsec の開口 によって求められた値である。これらの画像データ に加え、既存の HAE サンプルは HiZELS カタログ (Sobral, D. et al. 2013) から抽出した。

SExtractor の double image mode を用いて、全画 像の検出と測光を行った。その際、天体検出用ソー スには平滑化前の *NB*391 画像を採用し、開口サイ ズには直径 2.08 arcsec を用いた。



図 1: ペア狭帯域フィルターの透過率。両フィルターは分 光確認された CC2.2 メンバー銀河の赤方偏移をカバーし ている。

2.3 LAE サンプルセレクション

LAE のセレクションには、色等級図と gzKs 図を 用いた(図 2、図 3)。はじめに色等級図を用いて NB391 に落ち込む輝線天体を検出したのち、さらに gzKs-color selection を適用して $z \sim 2$ の星形成銀河 を選択することで、Ly α 以外の輝線天体の混入を除 いた。最後に、検出画像を目視で確認し、宇宙線な どによる偽天体を除去した。色等級図の境界条件を 次に示す;

$$NB391 > 25.68(NB391 \text{ 0} 5\sigma 限界等級)$$
 (1)

$$NB387 - NB391 > -2.5 \log \left(1 - \frac{\sqrt{f_{3\sigma,NB387}^2 + f_{3\sigma,NB391}^2}}{f_{NB391}}\right) \quad (2)$$

$$NB387 - NB391 > 0.2 \tag{3}$$

また、gzKs 図は同時代の探査 (Seo, H. et al. 2021) で用いられている境界条件に従った。

3 Results

本章では、これまでに UKIRT/WFCAM-*NBK* と Subaru/HSC-*NB*391 のペア狭帯域フィルターで選ば れた HAE と LAE(それぞれ 137, 66 天体)を用い て、2 つの方法で HI ガス分布について議論する。

3.1 HAE と LAE の空間分布

まず、HAEとLAEの空間分布を比較する。図4は 各輝線銀河の空間分布を示している。紫色のコントア

表 1: 主要データセット				
フィルター	観測機器	出典	限界等級	備考
NB391	Subaru HSC	This work	25.67	Lya 輝線@z=2.23
NB387	Subaru HSC	HSC-SSP	25.63	Lyα 輝線に対する連続光
NBK	UKIRT WFCAM	Sobral et al. 2014	22.63	$H\alpha$ 輝線@z=2.23
Ks	VISTA VIRCAM	Ultra VISTA DR4	25.00	Hα 輝線に対する連続光



図 2: 色等級図。NB391 画像で検出された天体(青ドット)に対して、3 つの境界条件を用いて NB391 に落ち込む輝線銀河(黄ドット)を選択した。



図 3: gzKs 図。色等級図で選択された輝線銀河(黄ドット)に対して、z~2の星形成銀河(青クロス)を選択し、 LAE 候補天体とした。

は、HAE 数密度のパラメータである mean projected distance に基づいて定義されたものである。ここで の mean projected distance とは、ある地点に着目 し、最も近傍から数えて 5 個目の HAE までの平均 的距離を意味している。HAE はポテンシャルの深い 領域をトレースすると考えられており、この値が小 さいほど密度が高い領域であると言える。図の中心 部にある最も高密度な領域は CC2.2 銀河団中心と一 致していることが分かっており、その周囲には密度 の高い領域がフィラメント状に広がっていることが 見て取れる。HAE の密度コントラストがこれらの特 徴的な構造をよく追跡するように、High、Medium、 Low density の3つの環境を定義した。

環境ごとに天体の数を比較したのが表 2 である。 HAE と LAE の天体質量に依存するクラスタリング 強度の違いを考慮するために、両天体の質量範囲を 揃えた結果をカッコ内に表記した。質量範囲の統一 には、銀河の質量に敏感な Ks フィルターの等級を 用い、22 < Ks < 24 をその条件とした。

最も注目すべき点は、最下段の HAE に対する LAE の数の比である。密度が低くなるにつれて LAE が相 対的に多く分布する傾向を読み取ることができる。こ の結果から、質量の違いによらず、観測された LAE は HAE の密集するポテンシャルの深い領域を避けて 分布していると言える。このことは、次の 2 つの解 釈を与える。高密度領域ほど HI ガスが大量に存在し Lyα をよく散乱している、もしくは、高密度領域ほ どダスト減光の影響が大きいということである。ダ スト減光については、Lyαの方が波長が短く、Hα に 比べて減光の影響を受けやすいことに注意されたい。

表 2: 環境ごとの輝線天体の数の比較。カッコ内は質量範 囲を統一したサンプルの結果である。銀河の質量の違いに よらず、LAE が HAE の数密度の高い領域を避けて分布 していることがわかる。

Number	High	Medium	Low
HAE	28(27)	51(39)	58(51)
LAE	5(1)	16(3)	45(9)
LAE/HAE	0.18(0.037)	0.31(0.077)	0.78(0.18)



図 4: 輝線天体の空間分布。紫コントアは色の濃い順に HAE の数密度が高い領域を示している。銀河団中心とそ の周辺のフィラメント構造が確認できる。

3.2 H α と Ly α の空間的な広がり

次に、スタッキング解析を用いて各輝線プロファ イルを比較する。まず、HAEの座標において、環境 ごとに各狭帯域フィルターの画像をスタックした。ス タック画像で改めて天体検出を行い、検出座標を中 心に半径を変えて開口測光することにより、図 5 の 輝線プロファイルを得た。図から、Lyαのプロファ イルが Hα に比べて外側まで広がっていることが読 み取れる。また、低密度環境ほど Lyαのプロファイ ルの広がりが大きいことがわかる。プロファイルが 広がっているほど HI ガスによる Lyα の散乱効果が 大きいと考えられるため、この結果は高密度領域に おいて HI ガスの量が少ないことを意味している。

4 Discussion and Conclusion

ここまで、HαとLyαのペア輝線に対して、2つの アプローチを通して HI ガスの分布を議論してきた。 両者の結果を一貫して説明するためには、2通りの解 釈を与えた空間分布の結果に関して、高密度領域ほ どダスト減光の影響を強く受けているという理解が より整合的であるといえる。このことから、CC2.2 銀河団周辺の物理状態に関して、次のようなシナリ オが考えられる;銀河団周囲はガスの降着過程にあ り、HI ガスが多く存在する一方、高密度なコアはす でに電離が進んだ Hot mode のフェーズ (Dekel et al.



図 5: 環境ごとにスタックした画像の輝線プロファイル。 Seeing サイズである直径 1.04 arcsec で各プロファイルを 規格化している(黒実線)。Lyαのプロファイルが Hα に比 べて広がっていることが読み取れる。また、高密度環境ほ ど Lyα の広がりが小さく、HI ガスが少ないことがわかる。

2009) にあり、HI ガスが少なくなっている。さらに、 銀河団中心付近ではダストが卓越しており、本質的 に Lyα 光子の脱出が妨げられている可能性がある。

本研究では、ペア狭帯域フィルターを用いた撮像 観測によって、z = 2.23 に存在する原始銀河団とそ の周辺の大規模構造に沿った Hα と Lyα の両輝線を 調査した。HAE と LAE の空間分布と輝線プロファ イルを比較することで、HI ガスによる Lyα の散乱効 果を確認した。また、HI ガス分布やダスト減光に環 境依存性があることを発見し、CC2.2 周辺領域がガ ス降着から電離モードへの移行過程にある可能性を 指摘した。今後はダスト減光の推定やトモグラフィー 調査との比較を行う予定であり、HIMMEL プロジェ クトによって cosmic noon における HI ガスの降着 や電離史に関する理解が深まることが期待される。

Reference

Darvish et al. 2020, ApJ, 892, 8
Dekel et al. 2009, Nature, 457, 451;
Horowitz et al. 2022, ApJS, 263, 27;
Seo, H. et al. 2021, MNRAS, 502, 1933;
Shimakawa et al. 2017, MNRAS, 468, 21;
Shimakawa, R., et al. 2018, MNRAS, 473, 1977;
Sobral, D. et al. 2013, MNRAS, 428, 1128;

-index へ戻る

銀河 a02

RIOJA: 最遠方の原始銀河団の一つである A2744-z7p9ODのメンバー銀河の星間媒質

大曽根 涉

RIOJA: 最遠方の原始銀河団の一つである A2744-z7p9OD の メンバー銀河の星間媒質

大曽根涉 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)

Abstract

原始銀河団の研究は、銀河を取り巻く環境が銀河の形成と進化に与える影響について理解する上で重要であ る。A2744-z7p9OD は赤方偏移 z ~ 7.9 にある原始銀河団であり、11 kpc 四方という狭い領域に 4 つの銀河 が密集したコア領域を持つという特性から、現在その物理的性質が活発に調査されている (e.g., Morishita et al. 2023, Hashimoto et al. 2023, Venturi et al. 2024, Witten et al. 2024)。本研究では、JWSTのNIRSpec による分光データと JWST の NIRCam による撮像データを駆使することで、同原始銀河団のメンバー銀河 に対して包括的な調査を行った。輝線解析の結果、コア領域外のメンバー銀河のうち [O III] 込5008Å と [O II]λλ3727.3730Å が共に検出された1天体は、輝線比 O32(log([O III]λ5008Å/[O II]λλ3727.3730Å)) ~ 0.9 と、同じ時代にある典型的な天体と無矛盾な値を取る一方で、コア領域の銀河のうち3天体はO32~0.0-0.4 と、同じ時代にある典型的な天体と比較して ~ 0.8 dex 低い値を取ることが明らかになった。後者の値 は z ~ 3の典型的なライマンブレイク銀河と同程度であり興味深い。また、SED 解析の結果、コア領域にあ る銀河のうち 3 天体は log(M_{*}/M_☉) ~ 8.7 – 9.5 を持ち、コア領域外のメンバー銀河と比較して星質量が大 きいことがわかった。その後、星質量と O32 の関係について調べると、4 < z < 10 にある同程度の星質量 を持つ銀河と比較して、コア領域にある銀河は O32 が低くなっていることがわかった。これは銀河間相互作 用などの銀河の環境効果によって、原始銀河団のコア領域のような高密度領域にある銀河は、同じ時代にあ るフィールド銀河とは異なる性質を持ったガスが存在している可能性を示唆している。今後は、他の物理量 の調査や高赤方偏移天体のサンプル数を増やすことで、高密度環境における星間媒質の性質のさらなる検証 を行う予定である。

1 Introduction

銀河進化・形成を解明することは、現代の天文学に おいて重要なテーマであり、原始銀河団の研究はこ の問いを解明する鍵になると考えられている。原始 銀河団とは赤方偏移 z が 2 程度以上 (宇宙年齢 33 億 年未満) で概ね 10 個以上の銀河が密集している領域 のことを指す。近傍銀河の観測から、銀河を取り巻 く環境が銀河進化に影響を与えることが知られてい る (銀河の環境効果) が、この銀河の環境効果がいつ 頃から存在しているのか、またその具体的なメカニ ズムについては明らかになっていない。そこで、初 期宇宙における銀河の高密度領域である原始銀河団 の観測を通じて、銀河の環境効果の始まりや高密度 環境による銀河進化への影響のプロセスを理解する ことができると期待されている。

本研究では、原始銀河団 A2744-z7p9OD に関する 詳細な調査を行った。本天体は、赤方偏移 z ~ 7.9 に ある銀河の高密度領域であり、11 kpc 四方の狭い領 域に4つの銀河が密集したコア領域を持つという特性 から、現在のその物理的性質が活発に研究されている (e.g., Morishita et al. 2023, Hashimoto et al. 2023, Venturi et al. 2024, Witten et al. 2024)。本研究で は、ジェームズウェップ宇宙望遠鏡 (以下、JWST)、 ハッブル宇宙望遠鏡 (以下、HST)、アタカマ大型ミ リ波サブミリ波干渉計 (以下、ALMA)を用いて $z \sim$ 7.88 の原始銀河団 A2744-z7p9OD のメンバー銀河 に対して包括的な研究を行った。

JWST/NIRSpecによる分光データを用いた輝線解 析から高密度領域における星間ガスの性質の調査し、 さらにJWST、HST、ALMAの測光データからスペ クトルエネルギー分布 (SED) を作成することで、原 始銀河団の星形成活動について調査する。本研究の 目的は、宇宙初期における銀河の環境効果の特性を 検証することである。

2 Data and Methods

2.1 輝線解析

我々のプロジェクト (RIOJA, JWST GO1 program #1840, PIs: J. Álvarez-Márquez and T. Hashimoto) では、A2744-z7p9OD のコア領域に対 して JWST の NIRSpec/IFS(面分光モード) で観測 を行った (Hashimoto et al. 2023)。本研究では、こ の IFS データに加えて、コア領域外のメンバー銀 河との比較のために JWST の NIRSpec/MOS(多天 体分光モード)による分光データ (GLASS-JWST Early Release Science Program, PID 1324, PI Treu and JWST DDT program PID 2756, PI. W. Chen) を使用する。本研究では、コア領域に属する4つのメ ンバー銀河 (YD1, YD4, YD7, s1) とコア領域外の3 つのメンバー銀河 (ZD2, ZD3, YD8) に対して輝線解 析を行う。なお、YD1 に関しては [O III]λ5008Å(図 1) と [O II]λλ3727,3730Å の積分強度図からダブル ピークが見えているので、YD1_Eと YD1_W の2成 分に分離した場合も考慮している。まず初めに検出 された輝線に対してガウス関数を用いてフィッティ ングを行い、各輝線のフラックスを求める。その 後、求めたフラックスを用いて輝線比 R23(log(([O III] $\lambda\lambda$ 5008,4960Å+[O II] $\lambda\lambda$ 3727,3730Å)/H β)) \geq O32(log([O III] 25008Å/[O II] 227,3730Å))を求 め、同じ時代にある典型的な天体の値と比較する。 なお、輝線比の計算の際には、ダストによる減光の 補正を行っている。



図 1: [O III]λ5008Å 積分強度図。YD1, YD4, YD7, s1 の 4 天体が 11 kpc 四方の領域に密集している。

2.2 SED 解析

本研究では、JWST/NIRCam, HST, ALMA によ る測光データを使用する。JWST/NIRCam による観 測は、UNCOVER プロジェクト (JWST GO1 program #2561, PI: Labbe and Bezanson) で7つのフィ ルター (F115W, F150W, F200W, F277W, F356W, F410M, F444W) を用いて行われた。これらの観測か ら求めた銀河の測光値に対して SED フィッティング を行い、星質量などの銀河の物理量を調べる。本研究 では、コア領域に属する5つのメンバー銀河 (YD1, YD4, YD7, s1, ZD1) とコア領域外の5つのメンバー 銀河 (ZD2, ZD3, ZD6, YD8, GLASSz8_2) に対し て SED 解析を行う。なお、フィッティングコードは BAGPIPES(Carnall et al. 2018)を使用した。SED 解析から求めた物理量を同じ時代にある典型的な天 体の値と比較することで、本天体の星形成活動につ いて調査する。

3 Results

3.1 輝線解析

本研究で求めた A2744-z7p9OD のメンバー銀河の R23 と O32 の関係を図 2 に示す。なお、ZD3 に関 しては [O II] $\lambda\lambda$ 3727,3730Å と H β が未検出であり、 R23 と O32 が共に求まらないためプロットしていな い。図 2 を見ると、コア領域に属する銀河の O32 は 低く、同じ時代にある典型的な天体と比較して ~ 0.8 dex 低い値を取ることがわかる。この値は z ~ 3 の 典型的なライマンブレイク銀河と同程度である。一 方で、コア領域に属さないメンバー銀河は同じ時代 にある典型的な天体と比較して無矛盾な値を取って いる。この結果は、同じ原始銀河団に属する銀河で もその性質に多様性があることを示しており、特に コア領域に属する銀河は比較的電離パラメータが低 いこと示唆している。

3.2 SED 解析

SED 解析から求めた金属量、SFR、星質量、ダス ト減光量 A_V、電離パラメータを図3に示す。図2を 見ると、コア領域に属するメンバー銀河は属さない メンバー銀河と比較して、金属量、星形成率、星質 量、ダスト減光量 A_V が高く、電離パラメータが低いことがわかる。この結果は、銀河の環境効果によって原始銀河団のコア領域では星形成が比較的早く始まり、銀河の成熟が進んでいることを示唆している。



図 2: 輝線解析から求めたメンバー銀河の R23-O32。 コア領域にある銀河は星印で示されており、コア領 域外のメンバー銀河は六角形で示されている。



図 3: SED 解析から求めたメンバー銀河の物理量。 コア領域にある銀河は紫色で示されており、コア領 域外のメンバー銀河は青緑色で示されている。左上 から、金属量、SFR、星質量、ダスト減光量 *A_V*、電 離パラメータ。

4 Discussion

§3.1 で示したように、原始銀河団 A2744-z7p9OD のコア領域にある銀河は同じ時代の典型的な天体と 比較して輝線比 O32 が低く、これと同様の傾向が z

~ 6.9 の他の原始銀河団コア領域でも報告されている (Arribas et al. 2023)。これらの結果は、原始銀河団 のコア領域で電離パラメータが低くなることを示唆 している。電離パラメータは金属量、星質量、電子密 度、比星形成率 (sSFR) など様々な物理量によって変 化すると考えられており (Kashino and Inoue 2019)、 本研究の結果から、銀河の高密度環境が直接的ある いは他の物理量を介して間接的に、電離パラメータ を低くするような物理プロセスを働かせている可能 性が考えられる。これを検証するために輝線比 O32 と星質量の関係の調査を行った。図4にその結果を 示す。図4を見ると、4 < z < 10 にある同程度の 星質量を持つ銀河と比較して、本天体のコア領域に ある銀河は O32 が低くなっていることがわかる。こ れは銀河間相互作用などの銀河の環境効果によって、 原始銀河団のコア領域のような高密度領域にある銀 河は、同じ時代にあるフィールド銀河とは異なる性 質を持ったガスが存在している可能性を示唆してい る。しかし、図4は比較対象の天体のサンプル数が 少ないため、今後、サンプル数を増やし統計的な検 定などによって定量的な議論をする必要がある。



図 4: 星質量と輝線比 O32 の関係。コア領域にある 銀河は星印で示されており、コア領域外のメンバー 銀河は六角形で示されている。4 < z < 10 の銀河 は Nakajima et al. (2023), Morishita et al. (2024), Tang et al. (2023) を参照。ここでは、同様の解析を 行っている先行研究 (Papovich et al. 2022, Reddy et al. 2023) に従って、O32 = [O III] $\lambda\lambda$ 5008,4960Å/[O II] $\lambda\lambda$ 3727,3730Å で定義している。

5 Conclusion

本研究では、赤方偏移 $z \sim 7.9$ にある原始銀河団 A2744-z7p9ODのメンバー銀河に対して、輝線解析 とSED解析を行った。輝線解析から、コア領域にあ る銀河は輝線比O32が低い値をとることが明らかに なり、この結果はコア領域に属する銀河は比較的電 離パラメータが低いこと示唆している。また、SED 解析によって、コア領域に属するメンバー銀河は属 さないメンバー銀河と比較して、金属量、星形成率、 星質量、ダスト減光量 A_V が高く、電離パラメータ が低いことがわかった。さらに、星質量とO32の関 係を調査したところ、4 < z < 10にある同程度の星 質量を持つ銀河と比較して、本天体のコア領域にあ る銀河はO32 が低い値を取ることがわかった。

今後は、電離パラメータと銀河の高密度環境の関 係を調べるために、sSFR などの他の物理量について 調査を行う。また、比較対象となる高赤方偏移の銀 河のサンプル数も増やし統計的な検定を行うことで、 より定量的な議論を進めていく。

Reference

- Hashimoto, T., Álvarez-Márquez, J.,& Fudamoto, Y., et al. 2023, ApJ, 955, L2
- Morishita, T., Roberts-Borsani, G., & Treu, T., et al. 2023, ApJ, 947, L24
- Venturi, G., Carniani, S.,& Parlanti, E. , et al. 2024, arXiv e-prints, p. arXiv:2403.03977
- Witten, Callum., McClymont, William.,& Laporte, Nicolas., et al. 2024, arXiv e-prints, p. arXiv:2407.07937
- Carnall, A. C., McLure, R. J.,& Dunlop, J. S., et al. 2024, MNRAS, 480, 4379
- Arribas, Santiago., Perna, Michele., & Bruno Rodríguez Del Pino., et al. 2023, arXiv e-prints, p. arXiv:2312.00899

Kashino, D., Inoue A. K., 2019, MNRAS, 486, 1053

- Morishita, T., Stiavelli, M.,& Grillo, C., et al. 2024, arXiv e-prints, arXiv:2402.14084
- Nakajima, K., Ouchi, M., & Isobe, Y., et al. 2023, ApJS, 269, 33
- Tang, M., Stark, P. Daniel., & Chen, Z., et al. 2023, MNRAS, 526, 1657

- Papovich, C., Simons, R. C., & Estrada-Carpenter, V., et al. 2022, ApJ, 937, 22
- Reddy N. A., Topping M. W.,& Sanders R. L., et al. 2023, ApJ, 952, 167

——index へ戻る

銀河 a03

銀河団同士の衝突における元素量の空間分布を用いた コールドフロントの形成シナリオの分別

大宮 悠希

銀河団同士の衝突における コールドフロントの形成シナリオの分別

大宮 悠希 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河団同士衝突現象は、ビックバン以降の宇宙最大の非熱的エネルギー現象であるが、そのエネルギー変換 効率などは詳しく理解されていない。解明の手がかりは突入した副銀河団が形成する圧力接触不連続面コー ルドフロント (CF)である。私は、近傍で最も大きい CF を保有する Abell 3667 に着目した。近年の電波観測 で細長い電波ハローを発見しており、まさに非熱的エネルギー変換の現場である。しかし、CF の形成シナリ オは head-on merger と offset merger の 2 つが提案されており、特定できていない。そこで、私は、ICM 構造 の探査と銀河団中心部の bulk 速度の測定の 2 手法を適応した解析を行なった。前者は unsharp masked 解析に よって、中心部に半径 250 kpc の巨大な渦構造 RG1 vortex を発見した。後者は、RG1 vortex の中心部に近い ICM が中心の巨大な cD 銀河の赤方偏移に対して 980±440 km s⁻¹の速度で redshift していることを示した。 これらの結果は offset merger シナリオを強く支持している。またシミュレーションと速度結果は、副銀河団 は我々の奥側で主銀河団とすれ違い、我々の視線上で孤を描きながら回転している可能性を示唆している。

1 Introduction

宇宙最大の自己重力系である銀河団は、常に物質 を降着し続ける非熱的エネルギー生成の現場である。 中でも銀河団同士の衝突は、銀河団プラズマ (ICM) 全体を加熱・攪拌し、粒子加速や磁場増幅を引き起 こす (e.g., Willson 1970) ことで、宇宙の構造進化に 大きな影響を与える。しかし、注入エネルギー量や 散逸までにかかる時間などの具体的な描像は、未だ に理解されていない (Omiya et al. 2023)。

解明の手がかりは衝突銀河団中のコールドフロン ト (CF)である。主銀河団に突入した副銀河団の ICM は、周りのラム圧によって剥ぎ取られていき、内側の 低温高密度のものだけが残る。このとき、周囲の高 温低密度の ICM とは、圧力的に連続であるが温度・ 密度 (X 線輝度)の不連続面を形成しており、これを CF と呼ぶ (Markevitch et al. 2000)。副銀河団の進行 方向の後流ではラム圧によって剥離された ICM の乱 流が発達し (e.g., Roediger et al. 2015)、それが粒子加 速・磁場増幅を引き起こしていると考えられており、 まさに非熱的エネルギー過程の現場であるといえる。

昨年打ち上げた X 線天文衛星 XRISM は、超精密 分光観測器によって、ICM の乱流速度の精密測定を 世界で初めて実現する。さらに、近年の巨大な電波 望遠鏡 (MeerKAT・ASKAP など) は、シンクロトロ ン電波放射構造を広帯域かつ高感度で捉え、加速粒 子・磁場の詳細な空間分布を明らかにしており、非 熱的エネルギーを定量化できる時代がついに到来す る。しかし、これらを融合して生成から散逸を理解 するには、初期状態や衝突年齢などの衝突描像の解 明が必要不可欠である。



図 1: Abell 3667 の X 線画像 (0.5–7keV): 左上の吹き 出しは中心部を拡大した図であり、白と赤の点線は 解析で使用した領域を示している。

Abell 3667 は、最も近くて大きなコールドフロント を所有する衝突銀河団である (Vikhlinin et al. 2001)。 外縁部には、Mpc スケールの明るいレリックのペア が広がっている (e.g., Rottgering et al. 1997)。近年の 電波望遠鏡 MeerKAT の観測によって北西部のレリッ クからコールドフロントまでに広がる細長いハロー が発見されており (de Gasperin et al. 2022)、本研究 に最適な銀河団である。Ichinohe et al. (2017) は、数 値シミュレーションとの比較から、副銀河団は主銀 河団と真正面に衝突し、最終的に残った中心 ICM が 現在も進行をしながら CF を形成している「head-on merger」と指摘した。一方で、(Sarazin et al. 2016) は、 銀河団中心からレリックの天頂を結ぶ頂角が衝突軸 とずれていたため、衝突軸にオフセットがあり、銀 河団同士がすれ違った際に生じた角運動量によって 副銀河団は回転しながら CF を形成している「offset merger」を新たに提案した。

私は、これら2つの CF の形成シナリオを区別する ために、A.ICM 構造の探査、B. 銀河団中心部の bulk 速度の測定を行なった。2章では、データの処理手法 を述べ、3章でその解析結果についてまとめている。 4章では、3章の結果から Abell 3667 の CF の形成シ ナリオを議論した。5章では、そのほかの CF が観測 されている銀河団の形成シナリオを調べた結果につ いて述べる。

2 Data reduction

本研究では、X 線天文衛星 XMM-*Newton* で観測さ れた計 180 ks(フィルタリング後)の観測データを使 用する。解析ソフト SAS を用いてデータ処理を行い、 *xspec* を用いて分光解析を行なった。図1に0.5-7 keV の X 線画像を示す。

B「銀河団中心の bulk 測定」では、(Sanders et al. 2020) で述べられている較正技法を適応した。この較正法は、XMM-*Newton* 衛星の PN 検出器の基板から放射される Cu K α などの計 4 輝線を用いることで、bulk 速度の測定精度を 1000km s⁻¹ から 150km s⁻¹ に向上させた画期的な技法である。本研究では、過去十年分のモード「EFF」の観測データを用いることで(Sanders et al. 2020) の手法を再現 (+アップデート) した。(詳しくは Omiya et al. (2024) に記載)

3 Results

3.1 ICM 構造の探査

ICM 構造の探査を行うために、まず X 線画像の解 析を行なった。図1の X 線画像から σ=180"のガウ スカーネルでスムージングを行なった擬似モデル画 像を差し引くことで、X 線輝度の 2 次元勾配を強調 した unsharp masked 画像を作成した (図 2)。unsharp mask 画像は、コールドフロントだけでなくいくつ かの特徴を示している。特に特筆すべきなのは、中 心部から時計回りに伸びる渦構造である。これは、 BCG (Brigttest Cluster Galaxy)を始点として電波銀河 (RG1)に向かって、250 kpc の半径を持っているよう に見える。明るさは rms ノイズと比較して 7.6σ と有 意な検出であり、私はこれを "RG1 vortex '' と名付 けた。



図 2: Unsharp masked 画像: 左上の吹き出しは中心部 を拡大した図であり、rms に対して 2,10,50,150*σ* の 位置をコントアで示している。

RG1 vortex の ICM の状態を調べるために、分光解 析を行なった。特徴的な構造に沿って、領域を分割 し、各スペクトルを熱的電離平衡放射モデルでフィッ トすることで ICM の元素量を調べた (図 3)。元素量 は Lodders et al. (2009) のデータを用いて太陽組成 比で算出している。図 3 は、RG1 vortex の元素量が 0.4-0.5 太陽と中心領域と同程度に高いことを示して いる。また、RG1 vortex の外側と比較するとその元 素量は 2 倍と有意に高い。一般的に静穏の銀河団で は、銀河団中心付近の元素量が高く、外側にいくに つれて減少する。つまり、この結果は RG1 vortex が 銀河団中心の残骸 ICM であることを示唆している。

3.2 銀河団中心の bulk 測定

図2の赤で示すように、bulk 速度を決定するために 用いられる Fe Ka 輝線のカウント数が同じになるよう に銀河団中心部を分割し、2章で述べた手法で bulk 速 度を測定した。結果を図4に示す。比較のために、右 側のスケールは、BCG の可視光赤方偏移 (z=0.0556)



図 3: 元素量マップ: 選択領域は図 1 の白点線で示し ている。比較のために図 2 の黒コントアと同様のも のを白のコントアで重ねている。シアンはそれぞれ BCG と 2ndBCG の位置を示している。



図 4: bulk 速度測定結果: 選択領域は図 1 の赤点線で 示している。誤差は 1 のの信頼区間で表示している。

を基準とした相対速度を示している。BCG の南東半 分をカバーする reg1 の赤方偏移は、BCG の可視光 赤方偏移と 1.3σ の信頼区間内で一致している。CF と BCG の間の領域 (reg1-5) の赤方偏移も、それぞれ 1.2σ の信頼区間内で一致している。

しかし、個々の値を見てみると、領域 6 は 980±440 km s⁻¹ のの bulk 速度で赤方偏移しており、 BCG の bulk 速度とは 2.3σ (または 1.3%の上限確率) で異なっていることがわかる。この領域は BCG の 北に位置し、RG1 渦とつながっている。

4 Discussion

head-on merger の場合、RG1 vortex はどのように 解釈できるだろうか。有力な候補は、カルマン渦で ある。コールフロントのような密度や速度の異なる 流体の境界では、ケルビンヘルムホルツ不安定性に よって数 kpc の小さな渦 (KH 渦) を形成することがい くつかの流体シミュレーションで示されており (e.g., Heinz et al. 2003)、実際にいくつかの銀河団でも観測 されている (e.g., Werner et al. 2016)。いくつかの流体 力学の研究では、KH 渦はせん断層から離れて自由 渦となり、最終的にカルマン渦を形成して安定した 位置に整列すると予測している (e.g., Cai et al. 2018)。 ICM のレイノルズ数は約 2100 であるため、カルマン 渦を形成することができるだろう。しかし、そのよ うな大きな渦が、実際に衝突後約 1 Gyr 程度の時間 で形成されるかどうかは不明である。一方で、offset merger の場合、銀河団同士がすれ違う際に剥離され た ICM はオフセットによって角運動量を獲得し、渦 構造が生成されたと解釈できる。RG1 vortex が銀河 団中心部と同じ特徴を持っていることも説明できる。

bulk 速度分布も同様に offset merger シナリオを支 持する。head-on merger のように単純なシナリオと は対照的に、offset merger シナリオは副銀河団の自 転による ICM の流れとその速度勾配が存在するはず であり、3.2 章の解析結果で領域 6 が周囲の領域と比 較して redshift していることは後者を支持するもので ある。



図 5: 銀河団衝突シミュレーション結果: 質量が 3:1 でオフセット距離が 1 Mpc の初期値を与えており、2 つの銀河団の ICM が接触してから 2.3 Gyr 経過後の 結果を示している。これらのデータは Galaxy Cluster Merger Catalog (http://gcmc.hub.yt) によって提供され ている。

質量が 3:1 でオフセット距離が 1 Mpc の銀河団衝 突シミュレーションとの比較を行なった。2 つの銀 河団の ICM が接触してから 2.3 Gyr 経過後のシミュ レーション結果 (図 6) は、副銀河団の ICM が水色の 矢印にそって弧を描いて回転し、外側に膨らんでい ることを示している。これを"-x"方向から見た場合、 コールドフロントに近い領域の ICM は blueshift し ているようにみえ、銀河団中心の ICM が BCG に向 かって後退する弧のような動きは redshift して見える だろう。これは、それぞれ bulk 速度測定の領域1と 領域6の位置に対応しており、blueshift・redshift の傾 向は一致している。もしこの解釈が正しければ、副 銀河団は我々の奥側で主銀河団とすれ違い、こちら に向かって移動してきたことになる。XMM-Newton のデータに基づく bulk 速度解析では、合体のシナリ オを明確に特定できるような明確な結果は得られて いない。そのため、今後は XRISM によるバルク速 度や乱流速度の正確な観測が重要であると考える。

5 他の CF の形成シナリオの探査

有名な CF を保有する衝突銀河団である bullet 銀河 団と Abell 3376 銀河団の元素量を測定した。Bullet 銀 河団は、CF から銀河団中心に沿って元素量が下がっ ており、BCG は CF に対して先に進んでいる。一方 で、Abell 3376 は CF 付近よりも中心付近の元素量が 高く、BCG は CF に対して遅れており、Abell 3667 と 同様の傾向を示している。これらの結果から head-on merger と offset merger を区別できる可能性がある。



図 6: Bullet 銀河団と Abell 3376 のコールドフロント 付近の ICM の元素量測定結果

6 Conclusion

私は、提唱されている 2 つの Abell 3667 の CF 形 成シナリオを区別するために、A.ICM 構造の探査と B. 銀河団中心部の bulk 速度の測定を行なった。

Aでは、unsharp masked 解析によって中心部に半径 250 kpc の強大な渦構造 RG1 vortex が存在すること、 RG1 vortex は銀河団中心と同程度の元素量を持つこと を発見した。Bでは、RG1 vortex の中心部に近い ICM が BCG の可視光赤方偏移に対して 980±440 km s⁻¹ の速度で redshift していることを示した。これらの渦 構造の発見と視線速度の勾配は、offset merger シナ リオを強く支持する結果である。また、シミュレー ション結果と bulk 速度解析結果は、副銀河団は我々 の奥側で主銀河団とすれ違い、こちらに向かって移 動してきたことを示唆している。

Reference

- Cai, D., Lembège, B., Hasegawa, H., & Nishikawa, K. I. 2018, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 123, 10,158
- de Gasperin, F., Rudnick, L., Finoguenov, A., et al. 2022, A&A, 659, A146
- Heinz, S., Churazov, E., Forman, W., Jones, C., & Briel, U. G. 2003, MNRAS, 346, 13
- Ichinohe, Y., Simionescu, A., Werner, N., & Takahashi, T. 2017, MNRAS, 467, 3662
- Lodders, K., Palme, H., & Gail, H. P. 2009, Landolt Börnstein, 4B, 712
- Markevitch, M., Vikhlinin, A., Murray, S., Forman, W., & van Speybroeck, L. 2000, in AAS/High Energy Astrophysics Division, Vol. 5, AAS/High Energy Astrophysics Division #5, 17.01
- Omiya, Y., Nakazawa, K., Matsushita, K., et al. 2023, PASJ, 75, 37
- Omiya, Y., Nakazawa, K., Tamura, T., et al. 2024, arXiv e-prints, arXiv:2403.10150
- Roediger, E., Kraft, R. P., Nulsen, P. E. J., et al. 2015, ApJ, 806, 104
- Rottgering, H. J. A., Wieringa, M. H., Hunstead, R. W., & Ekers, R. D. 1997, MNRAS, 290, 577
- Sanders, J. S., Dennerl, K., Russell, H. R., et al. 2020, A&A, 633, A42
- Sarazin, C. L., Finoguenov, A., Wik, D. R., & Clarke, T. E. 2016, arXiv e-prints, arXiv:1606.07433
- Vikhlinin, A., Markevitch, M., & Murray, S. S. 2001, ApJ, 549, L47
- Werner, N., ZuHone, J. A., Zhuravleva, I., et al. 2016, MNRAS, 455, 846
- Willson, M. A. G. 1970, MNRAS, 151, 1

-index へ戻る

銀河a04

近傍銀河の銀河内部における星生成進度の異なる要因

濵 響子

近傍銀河の銀河内部における星生成進度の異なる要因

濵響子(北海道大学大学院理学院)

Abstract

原子ガスと分子ガスの間の状態変化が銀河進化、特に星生成過程の段階に与える影響について注目し、およ そ 40 個の近傍銀河を対象に星間ガスの定量化をした。光学半径内を銀河ごとに原子ガスと分子ガスの質量 面密度が等しくなる時の半径を境に内側と外側の領域で分けることで、星生成の活発さが異なる要因を明ら かにすることを試みた。星生成率は内側領域でおよそ一桁高い一方で,星生成効率と比星生成率には大きな 違いはなかった。つまり分子ガスの状態になればその後星が生成されるまでの過程は光学半径内での場所に よらずおおよそ同じであることが推測され、銀河内部で見られる星生成の多様性は原子ガスから分子ガスが 生成される過程に起因することが考えられる。さらに、この原子ガスと分子ガスのガス相の変化はダストよ りも圧力の方がより寄与していることが期待される。

Introduction 1

銀河は星やガスの集合体であり、銀河のどこでどの ように星が作られているのかを明らかにすることは, 銀河進化を解明することにつながる。星は低温のガ スから生まれ、その主要な材料は原子ガスから生成さ れる分子ガスである。これらのガスの分布と星生成 率や恒星質量の情報を合わせることで,銀河内部での 星生成過程の進度を明らかにできることが期待され る。これまでの研究により、銀河での星生成は主に低 温環境下にある分子ガス相において起きていること がわかっている。そのため、分子ガスを観測すること で銀河内での星生成を評価するために HERACLES (Leroy 2009) や COMING (Sorai 2019), PHANGS (Lee 2022)をはじめとする多くのプロジェクトが実 施されてきた。

これまでの研究成果の中で、単位時間あたりにど れだけの星が生成されるかを示す星生成率 (SFR) と分子ガスの面密度の間にべき乗の関係が成り立つ Kennicutt-Schmidt 関係 (図 1) は、よく知られてい る (Kennicutt 1998)。そもそも分子ガスはより低密 度な原子ガスから形成されることを踏まえると、銀 河進化を理解するためには原子ガスも含めて評価す る必要がある。Bigiel (2008) では原子ガスの面密度 のみで考えた場合や、原子ガスと分子ガスの面密度 の和と星生成率を比較しており、これらはべき乗の 関係にはならないことが示されているが、なぜ一意 に定まらないのかは未だ明らかではない。



図 1: Kennicutt–Schmidt 関係

縦軸は星生成率の面密度, 横軸はガスの面密度である。Kennicutt(1998)による結果では確かにべき乗の関係が成立し ているように見えるが, Bigiel(2008) による観測結果では, そのべき乗から外れていることがわかる。この図は Bigiel (2008)より引用。

術的な制約から、同一銀河について原子ガスと分子 ガスの双方を包括的に取り扱っている研究はまだ少 なく、銀河スケールでの原子ガスから分子ガス、そし て星への一連の過程は未解明な点が多い。そこで本 研究では、空間分解された原子ガスと分子ガスに加 えて恒星質量, 星生成率のデータを用い, 銀河内部で |星生成の進み具合が異なる要因を中性ガス (原子ガス と分子ガス)の割合を基準として解析した。さらに、 原子ガスと分子ガスの相変化がどのような物理過程 さらに,星の元となる低温の星間ガスの観測は技 に寄与しているのかを明らかにすることを試みた。

2 Data and Methods

2.1 Data

観測データは、原子ガスとして米国の Very Large Array で観測された中性水素原子 21 cm 線を、分 子ガスとして国立天文台野辺山宇宙観測所 45 m 電 波望遠鏡の COMING プロジェクトで観測された ¹²CO (J = 1-0) 輝線を使用した。また、恒星質量 M_* は WISE 3.4 μ m で取得された遠赤外線を使用 し、星生成率 SFR は GALEX の遠紫外線と WISE 22 μ m の遠赤外線の強度から Casasola (2017) にて 報告されている方法で導出されたものを用いた。本 研究では COMING で観測された銀河のうち強い相 互作用をしておらず、原子ガスのデータが揃ってい る銀河を選び、およそ 40 個の近傍銀河を対象とし た。さらに、Herschel で観測された 4 つの赤外線バ ンド (70 μ m, 100 μ m, 160 μ m, 250 μ m) のデータを使 用した。

2.2 Methods

はじめに、サンプル銀河の原子ガスと分子ガスの 質量面密度の動径分布を作成した。Walter(2008)や Ekta(2008)などで言及されているように、銀河の内 側領域では分子ガスが支配的な一方で、ある値を境 としてより外側では原子ガスが支配的になる。この 両者の面密度の大きさが等しくなる時、つまり支配 的なガス成分が変化する際の半径を、本研究では「原 子—分子転換半径」(R_t)と定義した。この半径より も内側と外側の領域に分けて星生成率、星生成効率 (SFE)、比星生成率 (sSFR)を比較した。また、本研 究で原子ガスと分子ガスの相の割合を表す量の指標 として分子ガス分率 ($f_{mol} = M_{H_2}/(M_{HI} + M_{H_2})$)を 採用した。

本研究で使用している分子ガスを観測した COM-ING プロジェクトは、いずれの銀河も少なくとも光 学半径 (*R*₂₅)の 0.7 倍をカバーするように観測され ており、今回のサンプルの多くは光学半径をカバー した観測がされている。そのため、本研究ではすべ てのデータで光学半径内のみに注目している。

3 Results

原子---分子転換半径を境として光学半径内を内側 領域と外側領域に分け、支配的なガスの成分が異な る場合の fmol と星生成率, 星生成効率, 比星生成率 の結果を図2に示す。星生成率は分子ガスが卓越し ている原子--分子転換半径より内側でおよそ一桁大 きく,現在の星生成がより活発であることがわかっ た。分子ガスに対する星生成の効率である星生成効 率 (SFE_{mol}) は銀河内の場所による違いはほとんど 見られず, これは Muraoka (2019) と一致する結果で ある。そして比星生成率の結果より、恒星質量の大 きさの影響を考慮して求められる星生成率には銀河 内の場所による違いは見られなかった。この比星生 成率は $sSFR = SFR/M_*$ で求まることを踏まえ、さ らに星生成率が常に一定であると仮定すると、この 逆数は星生成が始まってからの経過した時間とみな すことができる。つまりこの結果は,銀河内部にお ける星生成の継続時間の違いはほとんどないことが 示唆される。以上を踏まえると、銀河での星生成活 動の違いは主に原子ガスから分子ガスが生成される 過程に起因していると推定される。



図 2: f_{mol} と SFR, SFE, sSFR との関係 横軸は全ての図で共通して分子ガス分率であり、縦軸は上 段,中段,下段の順に星生成率,星生成効率,比星生成率で ある。また,左側3つの図は原子–分子転換半径よりも内 側の領域 $(R \le R_t)$ で,右側3つの図は原子–分子転換半径 よりも外側の領域 $(R_t < R \le R_{25})$ の結果である。水平に 引かれた黒色の実践は,該当する領域での平均値を示す。

4 Discussion

星生成の過程の中でも特に原子ガスから分子ガス が生成される、ガスの相変化に注目するべきであ ることがこれまでにわかった。ここまでの結果で 使用した fmol が原子ガスと分子ガスの質量比であ ることから、これはガスの相の割合を表している。 Elmegreen(1994)をはじめとした先行研究により、原 子ガスと分子ガスの相変化は圧力によって促進され ることが指摘されている。また,分子ガスが星間ダ ストを触媒として原子ガスから生成され、さらに星 間ダストによる紫外線の遮蔽効果によって分子ガス から原子ガスへの解離を抑制する効果があることを 踏まえると、ダストもまたこのガスの変化に強く寄 与していることが期待される。そこで fmol に対する 圧力とダストの相関係数を比較することで、ガスの 転換に寄与する要素を定量的に評価することを試み た。星質量の面密度やガス質量の面密度と圧力の間に 成り立つ関係は Honma(1995) や Elmegreen(1993), Blitz&Rosolowsky (2004) でそれぞれ異なる関係が 示唆されているが,本研究では Tanaka (2014)の結 果より、Blitz&Rosolowsky (2004)の圧力の求め方 を採用した。またダストの量に関しては、はじめに Yasuda(2023) に倣って4つの赤外線バンドのデータ を使用し、SED フィッティングを施すことでダスト とガスの質量比 (DGR) を算出した。この DGR は つまり、ダストと中性ガスの質量面密度 (それぞれ $\Sigma_{\text{dust}}, \Sigma_{\text{gas}}$)を使って DGR = $\Sigma_{\text{dust}}/\Sigma_{\text{gas}}$ と書ける ことから、求まった DGR とガス質量の面密度より、 ダストの質量面密度を算出した。以上の計算を実施 し、f_{mol}と圧力、ダストの間に成り立つ関係を確認 したところ,表1に示すような相関関係が得られた。 相関係数は圧力,ダストの順にそれぞれ 0.42,0.32 と いずれも fmol との相関は強くないが、圧力の方がよ りガスの相変化に寄与していることが示唆される。 ここでさらに詳しくこの関係を見るために、サンプ ル銀河を原子--分子転換半径を光学半径で規格化した $R_{\rm t}/R_{25}$ の大きさで2つに分類した。すると $f_{\rm mol}$ に 対する圧力とダストの依存の仕方は両サンプルで異 なり、限られたサンプル数ではあるが圧力の方がダ ストよりも相関が少し強く,また R_t/R₂₅ が小さい 銀河ではダストとの相関がより弱くなった。

表 1: f_{mol} と圧力,ダストとの相関関係

	f_{mol} 一圧力	$f_{ m mol}$ ーダスト
光学半径内の領域	0.42	0.32
分子ガスの支配領域が大きい	0.75	0.64
分子ガスの支配領域が小さい	0.97	-0.43

5 Conclusion

以上より,銀河での星生成活動の違いは主に原子 ガスから分子ガスが生成される過程に起因している と推定され,この原子ガスから分子ガスが生成され る過程を促進する要素として主に考えられるダスト と圧力を比較すると圧力の方がよりガスの相変化に 寄与していることが期待される。さらに,銀河を分 子ガスの支配領域の大きさで2種類に分類すると分 子ガスの支配領域が小さい銀河ではより強くこの傾 向が見られた。今後,Eibensteiner (2024)などを参 考に分子ガスから原子ガスへの解離現象を考慮する ことで,ガスの相変化をより精度良く定量的に評価 する。

Reference

- Bigiel, F., et al. 2008, AJ, 136, 2846
 Blitz, L., & Rosolowsky, E. 2004, ApJ, 612, L29
 Casasola, V., et al. 2017, A&A, 605, A18
 Ekta, et al. 2008, MNRAS, 391, 881
 Eibensteiner, C., et al. 2024, A&A, accepted
 Elmegreen, B. G., 1989, ApJ, 338, 178
 Elmegreen, B. G., 1993, ApJ, 411, 170
 Honma, M., et al. 1995, A&A, 304, 1
- Kennicutt, R. C. Jr., 1998, ApJ, 498, 541
- Lee, J. C., et al. 2022, ApJS, 258, 10
- Muraoka, K., et al. 2019, PASJ, 71, 15
- Sorai, K., et al. 2019, PASJ, 71, 14
- Tanaka, A., et al. 2014, PASJ, 66, 3
- Walter, F., et al. 2008, AJ, 136, 2563
- Yasuda, A., et al. 2023, PASJ, 75, 743

-index へ戻る

銀河 a05

衝突銀河団Abell 3667外縁部のICM構造と非熱的成分

伊藤 大将

衝突銀河団 Abell 3667の北西外縁 ICM における熱的/非熱的成分

伊藤 大将 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河団は、高温な銀河団ガス (ICM) を持ち、これは衝突・合体を繰り返すことで成長してきた。特に銀河 団同士の衝突は、10⁶³ erg を超える重力エネルギーを衝撃波で ICM の加熱に変換する宇宙最大の現象であ る。さらに、衝撃波は ICM の乱流励起・磁場増幅・粒子加速などの非熱的エネルギーを生成し、それはレ リックと呼ばれる電波構造として観測されているが、その分配量は未だ定量化されていない。そこで、代表 的な衝突銀河団 Abell 3667 に着目した。Abell 3667 は北西にレリックを持ち、最新の電波観測から磁場や相 対論的電子の詳細な空間分布が明らかにされている。また、マッシュルームと呼ばれる、北西レリックに隣 接する ICM の高輝度領域が存在し (Sarazin et al. 2016)、レリックとの相互作用が強く示唆されている (de Gasperin et al. 2022)。私は、マッシュルームを支える熱的・非熱的圧力を定量化することで、衝撃波のエネ ルギー分配量を明らかにできると考え、北西レリックとマッシュルーム周辺領域を X 線衛星 XMM-Newton の観測データを用いて解析した。まず、マッシュルームは 4-5 keV とほぼ等温だが、レリックとの境界で最 大 45%の熱的圧力差に相当する 1.75 倍の密度ジャンプを見つけた。これはマッシュルームが熱的圧力だけで なく、非熱的圧力で支えられている可能性を示唆する。もしそれが磁気圧のみなら 7-8 µG に達する極めて大 きい磁場が得られ、ほかの非熱的成分を必要とすることがわかった。また、レリック中央でマッハ数 $M\sim 2$ に相当する衝撃波を捉えたが、電波で示唆される衝撃波の位置とは大きく離れることから、当該領域の ICM 構造が複雑であることがわかった。本講演では、北西レリック周辺の構造や熱的圧力差が磁場や相対論的電 子、乱流で説明できる可能性を議論する。

1 Introduction

1.1 衝突銀河団と非熱的エネルギー

銀河団は数 Mpc を超える大きさで、数千の銀河 と X 線で輝く高温のプラズマ (Intracluster medium: ICM) がダークマターの重力によって閉じ込められ た、宇宙最大の自己重力系である。銀河団は進化の 過程で周辺物質の降着や銀河団同士の衝突を経験す る。特に銀河団同士の衝突によって解放されるエネ ルギーは 10⁶³ erg を超え、衝突に伴う衝撃波が ICM の加熱だけでなく、乱流励起や磁場増幅、粒子加速と いった非熱的エネルギーへ変換する。その割合は衝突 銀河団で 20%を超えると考えられている (Nakazawa et al. 2009)。しかしながら、こうした非熱的なエネ ルギーの定量は、これまでに電波や X 線観測、理論、 数値計算によって解明が試みられてきたが、観測の 難しさ、乱流や加速効率などのモデル化に伴う不定 性から定量化できていない。

1.2 衝突銀河団外縁部の電波構造

実際、多くの衝突銀河団で電波による広がったシ ンクロトロン放射が観測されており、これは $\gamma \sim 10^4$ の相対論的電子と数 μ Gの磁場の存在を示唆する。代 表的な電波構造に「レリック」がある。レリックは 数 Mpc の大きさを持ち、衝突銀河団の外縁部に見ら れる。衝撃波で加速された相対論的電子によるシン クロトロン放射だと考えられているが、その詳細は 明らかでない。もしレリックが衝撃波で形成される 場合、銀河団外縁部の ICM は加熱・圧縮を受け、温 度や密度の不連続面を形成する。したがって、銀河 団外縁部の ICM を詳細に調べることは、非熱的現象 の理解につながる。

1.3 衝突銀河団 Abell 3667

Abell 3667(A3667) は近傍 (z=0.0556) の銀河団で、 その ICM は北西に伸びている (図 1)。最も特徴的な X 線構造に「コールドフロント」と呼ばれる X 線輝 度の不連続面がある。これは小さい銀河団中心の低

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 1: Abell 3667 の X 線表面輝度分布 (0.5-4.0 keV)

温ガスが、大きい銀河団の高温ガスを押しのけること で形成される境界面である (Vikhlinin et al. 2001)。 また、A3667 の北西と南東外縁部に1対のレリック が存在する。特に北西のレリックは大きさ 2.1 Mpc で 3.7 Jy@1.4 GHz で最も明るく、巨大なレリック の1つである。これらの観測的事実は、A3667 が衝 突銀河団であることを意味する。

さらに、A3667 の北西外縁部には「マッシュルーム」と呼ばれる特徴的な X 線構造が存在する。X 線 輝度が急激に暗くなり、その位置はレリックの縁と空間的に一致する。Sarazin et al. (2016) によって初め て指摘され、過去に衝突した銀河団の中心コアの残 骸だと考えられているが、その詳細は未解明である。

本研究では、銀河団外縁部の非熱的成分を定量化 するため、A3667のマッシュルームを含む北西レリッ ク周辺部の ICM を詳細に解析した。

2 Methods

本研究では、A3667 北西 ICM の解析を行うにあ たり、200 ks を超える観測があり、広い視野を持つ XMM-Newton の EPIC-pn のデータを用いた。以下 ではその解析手法について述べる。

図 2: Abell 3667 北西領域の拡大図

2.1 バックグラウンド解析

観測される X 線には対象天体以外の放射や、検出 器を構成する原子の輝線などがバックグラウンドとし て混在している。対象天体以外からの X 線放射には 銀河系のハローから放射される約 0.3 keV の Milkey Way Halo(MWH)、太陽系を取り巻くバブルから放 射される約 0.1 keV の Local Hot Bubble(LHB)、全 天にわたって一様に観測される宇宙 X 線背景放射 (CXB) がある。また、検出器の輝線は XMM-Newton の EPIC pn の場合、~1.4 keV の Al や、~7.5 keV の Ni K α 、~8.0 keV の Cu K α 、~8.6 keV の Zn K α 、 ~8.9 keV の Cu K β を考慮する必要がある。

そこでこれらの量を推定するため、北西レリック の端の領域をバックグラウンド領域と定義し、MWH と LHB を熱的放射モデル (apec)、CXB を光子指 数 Γ =1.4 の powerlaw モデル、検出器の輝線は線幅 σ =0 keV の gaussian モデルで仮定し、フィッティン グした。

 $apec_{LHB} + phabs \times (powerlaw + apec_{MWH})$ + $gauss_{Al} + gauss_{Ni \ K\alpha} + gauss_{Cu \ K\alpha}$

 $+ gauss_{\text{Zn K}\alpha} + gauss_{\text{Cu K}\beta}$

ここで、phabs は視線方向の星間吸収を仮定するモ デルであり、水素原子の柱密度は $N_{\rm H} = 4.8 \times 10^{20}$ cm²で固定した。



図 3: A3667 北西 ICM の温度・電子密度マップ及び プロファイル

2.2 ICM の分光解析

A3667 の北西方向の領域を図 2 のようにメッシュ 状に分割し、各領域それぞれについて分光解析を行っ た。ここでは左を N 領域、右を NW 領域と区別する。 ICM 成分は *phabs* × *apec* でモデル化し、重元素量 と赤方偏移はそれぞれ $Z=0.3Z_{\odot}$ 、z=0.0556 に固定 した。バックグラウンドは 2.1 節で得られた値を用 いた。

3 Results

図 3(a, b) は N、NW 領域それぞれの ICM 温度・ 電子密度マップである。スペクトルフィットによって 得られた ICM 成分の Normalization(Norm) は電子 密度 $n_{\rm e}$ [cm⁻³] と次の関係がある。

$$Norm = \frac{10^{-14}}{4\pi \left(D_{\rm A} (1+z)^2 \right)} \int n_{\rm e} n_{\rm H} dV$$

ここで、 D_A [cm] は角径距離、z は赤方偏移、 n_H [cm⁻³] は中性水素原子の数密度である。本解析では 各領域の奥行きをl = 1 Mpc と仮定し、Norm から 電子密度を算出した。図 3(c, d) は NW 領域の温度 と電子密度の動径分布である。まず、温度について、 N 領域では全体の傾向として温度がなだらかに低下 する傾向が見られる一方、NW 領域では約 12' のレ リック中央で約 4 keV の温度差を捉えた。マッシュ ルーム付近では温度は低下せず、等温、あるいは高 温であることがわかった。また、電子密度に注目す ると、N 領域は温度分布同様、低下する様子があり、 NW 領域では、4 keV の温度差が見られた境界で明瞭 な段差が見られず、ばらつきが大きい。しかし、マッ シュルームとレリックの境界である NW 領域の 6' で は、密度が大きく低下している様子が確認された。

そこで NW 領域の ICM の詳細な空間分布を調べ るため、表面輝度のプロファイルを作成した (図 4)。 輝度は電子密度分布、マッシュルームとレリックの 境界で急激に低下しており、約 1.75 倍の差があるこ とがわかった。以上から、マッシュルームの境界は 温度ジャンプがない一方、密度のジャンプを持つ構 造であることがわかった。



図 4: NW 領域の X 線/電波輝度プロファイル

4 Discussion

4.1 衝撃波候補

まず、レリック中央で見られた温度差について考 える。温度差が衝撃波によるものだと考え、領域の 境界に対して Rankine-Hugoniot 関係を適用するこ とで、マッハ数を温度と密度からそれぞれ算出した。 衝撃波面について前面の物理量の添字を1、後面の それを2とすると、マッハ数と温度、密度の関係は 次のように表される。

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{5\mathcal{M}^4 + 14\mathcal{M}^2 - 3}{16\mathcal{M}^2}$$
$$\frac{1}{C} = \frac{3}{4\mathcal{M}^2} + \frac{1}{4}$$

これらから得られたマッハ数は $M_T = 2.42^{+0.25}_{-0.17},$ $M_{n_e} = 1.36 \pm 0.00$ とそれぞれ異なる結果であった。 電子密度から得られるマッハ数が温度から得られる マッハ数より小さいのは、投影の影響により過小評 価しているためであると考えられる。本研究で捉え た衝撃波候補の位置は過去の先行研究とも矛盾しな い。一方で電波のスペクトル指数分布から示唆され る衝撃波はレリック上端にあると考えられており、観 測による位置の相違が存在する。電波と X 線観測を 同時に説明するには、視線方向にレリックと ICM に ずれがあると考えられる。



図 5: マッシュルームとレリック境界付近の圧力分布

4.2 マッシュルーム

結果でも述べたように、マッシュルームには特徴 的な温度構造は見られない一方で、電子密度はレリッ クとの境界で約2倍、表面輝度で約1.75倍のジャン プが見られる。そこでマッシュルーム周辺の領域の圧 力を考える。図5はNW領域のマッシュルームとレ リック境界を含む 0'-10'の圧力プロットである。こ こで、圧力は熱平衡プラズマを仮定し、状態方程式 から求めた。圧力もやはりマッシュルームとレリッ クの境界で明確な圧力差があり、境界面では熱的圧 力平衡が成り立っていないことがわかった。これは Sarazin et al. (2016) が示唆する過去に衝突した銀河 団の中心コアの残骸の描像と矛盾する。圧力、密度 差はあるものの、温度にジャンプが見られないこと も踏まえ、マッシュルームは衝撃波でも、銀河団の 中心コアの残骸のどちらでも説明できないと結論づ けた。そのため、この圧力差を説明する方法として、 非熱的圧力の可能性を考えた。

4.3 非熱的圧力

マッシュルームは X 線輝度分布からもわかるよう にレリックと空間的に反相関している。そこでマッ シュルームが磁気圧や宇宙線電子のような非熱的成 分の寄与がある可能性がある。まず熱的圧力差を全て 磁気圧 $P_B = B^2/8\pi$ で補うと仮定した場合、必要な 磁場は $B \sim 8.4 \,\mu$ G であった。また、磁気圧と宇宙線 とのエネルギー等分配を仮定した場合、 $B \sim 6.0 \,\mu$ G であった。いずれの磁場の場合でも、すざくの解析 で得られた逆コンプトン散乱 X 線のフラックス上限 から決まる磁場の下限 $B > 2.2 \,\mu$ G と無矛盾である Nakazawa et al. (2009)。今後、さらにマッシュルー ムやレリックにおける磁場や宇宙線電子、乱流など の寄与を精査することにより、A3667 北西部の非熱 的成分を制限することが可能だと考えられる。

5 Conclusion

本研究では、銀河団同士の衝突・合体に伴う、非 熱的エネルギーの定量化を行うため、近傍の衝突銀 河団 A3667 に注目し、XMM-Newton の EPIC-pn 検 出器を用いた高統計・広視野データの解析を行った。 分光解析により、NW 領域のレリック中央で ICM の 温度が急激に低下する構造を捉え、マッハ数にして $M_T = 2.42$ の衝撃波と結論づけた。また、A3667 の 特徴的な X 線構造であるマッシュルームは温度変化 がほとんどない一方で、マッシュルームとレリックの 境界に明確な圧力差があることがわかった。これは マッシュルームとレリックの境界は衝撃波でも銀河 団の中心コアでも説明できないことを示唆する。さ らに、この圧力差を非熱的成分で説明することを考 えると、先行研究と無矛盾な ~8.8 μ G の磁場が得ら れた。

Reference

- de Gasperin, F., et al. 2022, A&A, 659, A146.Sarazin, C. L., et al. 2016, arXiv:1606.07433.Nakazawa, K. et al. 2009, pasj, 61, 339.
- Finoguenov, A. et al. 2010, apj, 715, 1143.
- Akamatsu, H. et al. 2012, pasj, $64,\,49.$
- Kushino, A. et al. 2002, pasj, 54, 327.
- Vikhlinin, A.et al. 2001, apj, 551, 160.

——index へ戻る

銀河 a06

X 線天文衛星「すざく」を用いた衝突銀河群探査

原田 空凱

X 線天文衛星「すざく」を用いた衝突銀河群探査

原田 空凱 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河群、銀河団の衝突現象の理解は、宇宙の力学進化の解明に重要な役割を果たす。一方で、衝突銀河群 はその規模の小ささから観測サンプルが相対的に少ない。超銀河団などは銀河フィラメントの交差点領域 (Filament Junction : FJ) に特に位置すると期待され、X 線で光っているが、X 線放射が受からない FJ も存在する。先行研究では、この小規模 FJ を観測し、衝突銀河群を発見した。さらに、BCG (Brightest Cluster Galaxy) の輝度分布において見られる引き伸ばされたような形態が衝突方向と共通していることを 突き止めた。本研究では、一方向に引き伸ばされた BCG をリストアップした先行研究のうち FJ 近くに位 置する天体を 3 領域選定し、すざく衛星を用いて観測を行った。3 領域からは複数の X 線ピークをもち、不 規則に広がった X 線ハローを初検出した。また、各種放射モデルを仮定して分光解析を行った結果、全領域 にて熱的放射であることが示唆された。温度は 0.85 – 1.5 [keV]、X 線光度は 10⁴³ ~ 10⁴⁴ [erg/s] 程度で あった。次に解析天体の温度 – X 線光度 を自己重力系について成り立つスケーリング則と比較し、この X 線ハローの放射は銀河群 ~ 銀河団クラスのものであることが判明した。さらに、BCG と X 線ピークの空 間オフセットを調べた。その結果、力学的に緩和した系の予想値を 3 領域中 2 領域において上回り、衝突系 を示唆する結果が得られた。FJ 近くに位置する点と BCG の形態に着目した X 線探査により、衝突銀河群 の特徴をもつ天体を検出した。

1 Introduction

メンバー銀河の数が 10 個程度のものを銀河群、そ れより多いものを銀河団と呼ぶ。銀河群、銀河団の 質量は巨大であり、中心部は 1 – 10keV 程度の高温 のプラズマ (Inter Cluster Median; ICM) で満たさ れている。このプラズマは熱制動放射や輝線放射由 来の X 線が放射されており、その観測から力学的な 仮定をおくことで重力ポテンシャルを知ることがで きる。力学平衡に達した銀河群、銀河団では、 ICM は球対称な形状をとる。また、各銀河群、銀河団で 最も明るい銀河を BCG と呼ぶ。観測的に、BCG は 主に早期型銀河 (楕円銀河) であり、重力的に緩和し た系では重力ポテンシャルの中心に位置することが 知られている。

銀河群、銀河団は衝突・合体を繰り返して成長す ると考えられている。X線輝度分布において、衝突 中の銀河群、銀河団についていくつかの観測的特徴 が知られている。以下に例を挙げる。

- 高温ガスの形態の球対称からの逸脱
- 複数の X 線ピークの存在
- BCG と X 線ピークの空間オフセット

衝突銀河団では莫大なエネルギーが放出されるため、 解放されたエネルギーの分配や加熱機構などに焦点 を当てて研究が行われてきた。しかし、衝突銀河群は それと比較して X 線で暗いため、観測例が少ない。 そのため、銀河団の構造形成の初期段階にもかかわ らず、研究があまり進められていない。

また、銀河が紐状に分布している大規模構造を銀 河フィラメントと呼ぶ。銀河フィラメントはダークマ ターポテンシャルに沿って銀河が位置しており、銀河 フィラメント同士の交点 (Filament Junction : FJ) では活発な構造形成が見られる。しかし、FJ にもか かわらず既存の観測によって X 線が観測されなかっ た領域も存在する。先行研究 [1] [2] では、すざく衛 星を用いてそのような領域を 6 箇所観測した。その 結果、 全領域で X 線放射を観測し、さらにそのう ち 3 領域では銀河群クラスの天体の衝突と考えられ る特徴を持つ天体を発見した。さらにこの 1 天体の BCG の形状に、相互作用によって輝度分布において 一方向に引き延ばされた様子が指摘された。

本研究では、FJ に加え先行研究で指摘された BCG の形態の両方に着目し、より効率的な銀河群サンプ ルの探査を実行する。 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

2 Method

本研究の対象となる天体は広がっており X 線輝度 も低いため、今研究では検出器バックグラウンドが 低くかつ安定している X 線観測衛星「すざく」を利 用した。エネルギー分解能が高く、典型的な銀河団 の直径である 1 Mpc が収まる程度に視野も大きいこ とから、研究目的と合致している。

観測対象として、可視光同定銀河群候補で、かつ BCG が相互作用の兆候である引き延ばされた形状 をとっている、FJ の付近に位置する銀河群を選定し た。可視光同定銀河群候補であり、かつ相互作用して いる BCG のペアとして、[6] に掲載されている銀河 のペアを候補とした。選定条件は以下の通りである。

- R-band で 1.5 以上の等級差
- 30 kpc 以上の銀河同士のオフセット
- 10¹³M_☉ 以上のダークマターハロー
- 10¹¹M_☉ 以上の星質量
- 衝突システムの特徴である非対称な銀河ハロー

これらの条件から、銀河のペアを 38 組リストアッ プしている。38 組のうち、銀河フィラメント近傍に 位置しているものを 3 組選定し、これらが中心に含 まれる観測領域をそれぞれ FJ1, FJ2, FJ3 とした。

3 Results

3.1 X 線画像解析

3 領域の観測データから得られた X 線画像を以下 に示す (図 1)。エネルギー帯域は 0.5 – 5.0 keV を使 用し、XIS0, 1, 3 のデータを合成している。画像の 色は X 線光子のカウント数を表しており、黒から白 になるにつれて多くなっていることを示す。いずれ の領域からも X 線が初検出された。FJ1 と FJ2 の 両領域には、非球対称な形状や複数の輝度ピークな ど、衝突システムの特徴が共通して見られる。

BCG が含まれている X 線放射領域を解析するため、smooting を行い、BCG を含む領域を指定する。 画像の白楕円を対象天体領域として解析に用い、FJ1, 2 において白楕円を除いた外部の領域をバックグラ ウンド X 線の見積もりに使用する。FJ3 について は、オフセット観測のデータを使用する。



図 1: 左上 : FJ1, 右上 : FJ2, 左下 : FJ3。楕円領域 をソース領域としてスペクトル取得に使用した。下 の白線は 1Mpc を表す。

3.2 X 線分光解析

解析には XSPEC を使用した。HEASoft のバー ジョンは 6.32.1、XSPEC のバージョンは 12.13.0 で ある。分光解析で用いるモデルとして、以下の物理 現象を仮定したモデルを用いて解析を行う。括弧内 は各モデルが表す X 線放射成分である。

 $gauss(O_{I}$) + apec(LHB+SWCX) + $phabs \times$ (powerlaw(CXB) + apec(MWH) + apec(source))

FJ1, FJ2 はカウントが十分あるため上記のモデル を用いた。また、FJ3 はカウントが少なく、XIS0 と XIS3 のスペクトルを合成したデータを用い、輝線成 分を除いたモデルを使用した。さらに、各観測のバッ クグラウンド領域においてはソース放射を除いたモ デルを立て、対象天体領域のスペクトルとパラメー タを連動させフィッティングを行った。分光解析結果 をまとめたものが以下の(図 2) および(表 1)であ る。表 1 の値は ICM 成分のものである。

各 BCG ハローの X 線放射光度は McIntosh et al., 2008 の記載値および計算から \log_{10} Lx ~ 41 程 度と見積もられた。これは求めた天体の光度よりも 十分小さいため、解析時に BCG からの X 線放射を 考慮する必要はないと判断した。



図 2: FJ1 のスペクトルフィッティング例。データ点 の黒、赤、緑は「すざく」に搭載された 3 台の X 線 CCD 検出器 XIS0, 1, 3 に対応する。また、下の連続 線は X 線放射モデルに対応し、オレンジ: (cosmic X-ray background : CXB) 宇宙全体から等方的に観 測されている X 線放射 ピンク: (Milkey Way Halo : MWH) 銀河系ハローの高温ガス由来の熱的 X 線 放射 青: (Local Hot Bubble : LHB) 太陽系が内部 に位置している超新星残骸の高温ガス由来の熱的 X 線放射 + (Solar Wind Charge eXchange : SWCX) 太陽風と地球付近の中性原子の相互作用による X 線 特性放射 水色: O_I 輝線 である。

表 1: 各領域の ICM 成分の X 線放射成分の温度と フラックスおよび光度

	$kT_{\rm source}$	Fx_{source}	Lx_{source}
	$[\mathrm{keV}]$	$[erg/cm^2/s]$	$[\times 10^{42} \text{ erg/s}]$
FJ1	$1.39 \ ^{+0.09}_{-0.09}$	$-11.34 \ ^{+0.04}_{-0.04}$	$42.3 \begin{array}{c} +3.2 \\ -3.5 \end{array}$
FJ2	$1.50 \ ^{+0.19}_{-0.11}$	$-11.33 \ ^{+0.04}_{-0.03}$	$144 \ ^{+13}_{-11}$
FJ3	$0.85 \ ^{+0.08}_{-0.08}$	-11.48 $^{+0.06}_{-0.06}$	$20.6 \ ^{+2.9}_{-2.8}$

4 Discussion

4.1 スケーリング則による天体の評価

早期型銀河、銀河群、銀河団は自らの重力で形状 を保っており、自己重力系と呼ばれる。このような 系には、スケーリング則が成り立つことが観測的に 知られている。自己重力系が力学平衡および熱平衡 であると仮定し、ICM の放射が熱制動放射であると すると、光度は温度の2乗に比例することが期待さ れる。

解析結果を先行研究と合わせて温度 – 光度でプロットした結果が以下 (図 3) である。赤が今回観測した

3領域の結果である。



図 3: 青が早期型銀河 [3]、緑が銀河群 [4]、黒が銀河 団 [5] であり、横軸は温度 [keV]、縦軸は X 線光度 [× 10⁴² erg/s] を表す。赤が本研究の 3 領域である。

ここから、全領域に見られた X 線放射は高温ガス を伴った銀河群 ~ 銀河団クラスの規模の天体である ことがわかった。また、スケーリング則からの逸脱 は見られず、この特徴を用いた衝突系の判定は難し い可能性がある。

4.2 衝突の判定

衝突の際、ダークマター同士の相互作用は弱い一 方で、高温ガス同士の相互作用はその輝度分布を大 きく変える。力学的に緩和した系では BCG はダー クマターの重力ポテンシャルの中心に位置するため、 BCG と X 線ピークのオフセットを測定し衝突系か どうか判定する。基準値には、先行研究 [7] で使用 されている $0.02r_{500}$ という値を使用する。 r_{500} はそ の内側の密度が宇宙の臨界密度の 500 倍となる半径 のことである。本研究では $h_{70}=1$ 、 $\Omega_{m0}=0.3$ とし、 赤方偏移と分光解析で求めた温度を用いて $0.02r_{500}$ を求めた。これと観測で得られたオフセットを比較 することで衝突の判断ができる。結果は以下の通り である (図 4, 表 2)。

FJ1 および FJ2 については、予想される 0.02r₅₀₀ よりオフセットが大きく、衝突を経験した系である と考えられる。しかし、FJ3 については 0.02r₅₀₀ よ りオフセットが小さく、この手法では衝突系とは言 えない。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 4: 左上 : FJ1, 右上 : FJ2, 左下 : FJ3。BCG と X 線ピークをプロットしたもので、下の白線は 100kpc である。

表 2:	各領域の	BCG と X 線ビ	゚ークのオフセッ]
	領域名	天球上の離角	オフセット	
		arcmin	kpc	
	FJ1	56	70	
	FJ2	21	40	
	FJ3	1.7	2	

5 Conclusion

本研究においては力学進化の過程の解明のため、衝 突銀河群の新たな発見手法を用いて3領域を観測、 解析した。2領域には衝突システムの特徴を持つ銀河 群クラスの天体があると推定され、この手法が衝突 銀河群の高効率な発見に有効である可能性を示した。

X 線天文衛星すざくを用いて FJ 付近に位置する 3 天体を含む領域を観測した結果、全領域で X 線放射 を初検出した。また、それらの形状が球対称でなく、 複数の X 線ピークを持つなど衝突系の特徴を持って いることが示唆された。次に、スペクトルに対して フィッティングを行ったところ、全領域で温度 0.85 – 1.5 keV、X 線光度 10⁴³ ~ 10⁴⁴ 程度の熱的放射であ るという結果が得られた。これを X 線温度と光度の スケーリング則と比較することにより、銀河群、銀 河団クラスの X 線ハローであると推定された。加え て、 BCG と X 線ピークの空間オフセットを予想さ れる空間オフセットと比較した結果、FJ1, 2 につい ては衝突系を示唆する結果が得られた。

Reference

- "SUZAKU OBSERVATION OF A NEW MERGING GROUP OF GALAXIES AT A FILAMENTARY JUNCTION" Kawahara et al., 2011, ApJ, Vol 727, Issue 2, id.L38, 6 pp
- [2] "EXPLORING HOT GAS AT JUNC-TIONS OF GALAXY FILAMENTS WITH SUZAKU" Mitsuishi et al., 2014, ApJ, Vol 783, Issue 2, id.137, 12 pp
- [3] "X-ray scaling properties of early-type galaxies" O'sullivan et al., 2003, MNRAS, Vol 340, Issue 4, pp.1375-1399
- [4] "THE L_X -T, L_X - σ AND σ -T RELATIONS FOR GROUPS AND CLUSTERS OF GALAXIES" Xue & Wu 2000, ApJ, Vol 538, Issue 1, pp.65-71
- [5] "An investigation of cooling flows and general cluster properties from an X-ray image deprojection analysis of 207 clusters of galaxies" White et al., 1997, MNRAS, Vol 292, Issue 2, pp.419-467
- [6] "Ongoing assembly of massive galaxies by major merging in large groups and clusters from the SDSS" McIntosh et al., 2008, MNRAS, Vol 388, Issue 4, pp.1537-1556
- [7] "A statistically selected Chandra sample of 20 galaxy clusters - II. Gas properties and cool core/non-cool core bimodality" Sandarson et al., 2009, MNRAS, Vol 398, Issue 4, pp.1698-1705

--index へ戻る

銀河 a07

JWSTで探るz~2のLAEの特性

清水 駿太

JWSTで探るz = 2 - 7のLAEの特性

清水 駿太 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

高赤方偏移偏移で強い Ly α 輝線を放つ銀河、Lyman- α Emitter (LAE) は一般的にダストが少なく、典型的 な Lyman break galaxy(LBG) と比べて比較的若い (~ 10 Myr) 銀河であると考えられている。しかし、そ の Ly α 輝線の輻射強度がどのような物理過程に影響されるかは未解明である。また、年齢が古く質量が重い LAE も存在することが知られており、若い年齢を持つ LAE とは異なった Ly α の輻射過程を経ている可能 性があるが、詳細は明らかになっていない。本研究では、すばる望遠鏡の HSC-SSP による超広視野画像を 用いて狭帯域フィルターで検出された LAE サンプルと、広い赤外線領域で非常に高い空間分解能かつ深い JWST データを活用し、z = 2 - 7 の LAE の stellar population を調べるため SED fitting を行った。そ の結果、サンプルの多くは若い低質量銀河であり、星形成主系列の上部にあるスターバースト領域にいるこ とがわかった。一方で年齢が 100 Myr を超すような古い LAE も存在し、大きな質量を持っていることがわ かったが、その輻射過程については今後の課題である。

1 Introduction

Lyman- α 輝線は、水素が出す再結合線の一種で、 宇宙で最も強い輝線のうちの一つとして知られてい る。さらに、Ly α 輝線は静止系では1216 Åだが、高 赤方偏移では可視光や近赤外まで波長が伸びるため、 地上からも観測することができる。そのため、Ly α 輝 線は高赤方偏移、つまり宇宙初期の銀河を探すツー ルとして非常に有用であり、Narrow-band filter(NB) を使った方法などで、Lyman- α Emitter(LAE) は多 く見つかっている。(例えば Shibuya et al. 2018、 Kikuta et al. 2023)

その一方で、Ly α 輝線はダストや中性水素によって 非常に吸収散乱されやすく、銀河内や銀河間物質を通 過する過程で大きく形を変えてしまうことが知られ ている。したがって、LAE はダストをまだ持たない 若い銀河であると考えられている。実際、分光デー タや撮像データを使って LAE の物理量は調べられ ており、若く (~ 10 Myr)、軽い質量を持っており ($M_* \simeq 10^{8-9} M_{\odot}$)、ダストは少ない ($E(B - V) \lesssim$ 0.2) ことなどが報告されている (Lin et al.2024、Iani et al. 2024)。しかし、LAE の年齢が 100Myr を超 えるような古い LAE の存在も報告されている (例え ば Pentericci et al.2009、Iani et al. 2024)。年齢が 古いと銀河内のダスト量は増えていることが予想さ れ、若い LAE とは異なった Ly α 脱出のメカニズム を持つのではないかと考えられる。例えば Shimizu & Umemura (2010) ではこの二つのタイプの LAE は 銀河進化の異なる段階を捉えているのではないかと 主張している。若い LAE は若くて小さな親ハローに おける初期の星形成であり、一方古い LAE は一旦成 長したハローにサブハローが降着することにより遅 れてスターバーストが引き起こされる若返り現象で あるというものである。しかし、その詳細なメカニ ズムは明らかになっていない。

そこで本研究では、すばる望遠鏡で選択された z = 2.2-6.6のLAEとJWSTの高分解能で深いデータを用いて、LAEの物理的性質を求め、そして若いLAEと古いLAEの物理量の違いについて考察する。最終的には、このようなLAEの再電離への寄与を求めることを目標としている。

2 Methods & Observations

LAE のデータサンプルとしては、すばる望遠鏡の 狭帯域フィルターを用いて選択された LAE カタログ (Kikuta et al.2023)を用いた。このカタログは HSC すばる戦略枠プログラムと CHORUS プロジェクト で撮像されたデータを使って、z=2.2、3.3、4.9、5.7、 6.6、7.0の LAE を約2万個検出している。この LAE の物理的特性を詳しく調べるために、JWST の天体 カタログに LAE を対応させ、SED fitting を行った。

2.1 JWST Data

今回の研究では、PRIMER(Dunlop et al. 2021) によって観測された COSMOS、UDS field を使用し た。この領域の画像は DAWN JWST archive(DJA)¹ によって処理され、測光カタログが作成されてい る。この測光では、同じ領域にある HST のデー タも JWST のデータと合わせて測光を行ってい る。限界等級の測定には、CEERS で用いられた 方法を用いた。2 今回解析に使用したフィルター lt, HST lt F435W(5σdepth:28.1), F475W(27.2), F606W(27.6), F814W(27.6), F105W(27.5), F125W(27.3), F140W(27.2), F160W(27.3). JWSTのNIRCamはF090W(27.8)、F115W(27.5)、 F150W(27.7), F200W(28.3), F277W(28.4), F356W(28.7), F410M(28.2), F444W(28.1), MIRI が F770W(26.6)、F1800W(24.5) である。計 18 バ ンドで静止系で 0.4µm – 18µm の範囲を押さえてお り、 z = 5 - 6 においても可視光の範囲をカバーし ている。

2.2 Sample Selection

今回の研究では LAE カタログと PRIMER による 観測領域が重なっている、COSMOS 領域と、z=5.7、 6.6 のみ UDS(すばる望遠鏡の観測では SXDS に対 応) 領域を解析に用いた。二つのカタログにおいて、 LAE に対応する JWST での天体を見つけるために、 0.5"以内を基準として、マッチングを行った。その 結果、領域が重なっている LAE のうち、60%は一つ と対応したが、15%は複数の天体とマッチングをし、 25%は対応天体が存在しなかった。

複数の天体と matching した原因は、JWST 側の方 が空間分解能が高く、天球上で非常に近い天体や、合 体中の天体を捉えることができていると考えられる。 一方で、対応天体がない天体は、JWST の深い撮像 でも連続光を捉えられていなかったり、fluoresecnt emission と呼ばれる、近傍のクエーサーなどがガス を電離して、そこから出ている Lyα を捉えているな どの可能性が考えられる (Cantalupo et al. 2012)。 これらの起源については、今後詳細に考察する予定 である。今回の研究ではこのような複数の対応天体 があるものと対応天体がないものは解析から除外した。

さらに AGN(活動銀河核) は LAE と同様に強い Lyα 輝線を出すことで知られているが、今回は母銀河に 焦点を当てているため、AGN の可能性がある天体は 候補から除外した。また、複数の LAE が同じ一つの 対応天体をもつ場合も除外した。

最終的なサンプル数は z ~ 2.2 で 24 個、z ~ 3.3 で 88 個、z ~ 4.9 で 21 個、z ~ 5.7 で 26 個、z ~ 6.6 で 5 個、合計 164 個となった。

2.3 SED Fitting

次に多波長の測光データから、LAE の物理量 を推定するために、SED fittng を行った。上記の ようにして作成された、LAE カタログに対して、 CIGALE(Boquien et al. 2019)を使用して SED fittingを行った。CIGALE は様々な SFH、stellar population、ダスト減衰などのモデルを含んだライブラ リがあり、そこから作成した model SED を実際の観 測値に fitting させている。また、銀河の物理量の推 定には Bayesian を用いている。

本研究では Single stellar population(SSP) として は Chabrier IMF を仮定して Bruzual & Charlot (2003)のモデルを使用した。星形成史 (SFH) は τ model : SFR(t) $\propto \frac{t}{\tau} \exp(-t/\tau)$ を使用した。金属量 は $Z = 0.02Z_{\odot} - Z_{\odot}$ を考慮した。ダスト減衰として は Calzetti et al.(2000)を使用し、E(B - V)の値は 0 から 0.5を考慮した。赤方偏移は Narrow band の 中心波長に Lya 輝線が対応する赤方偏移に固定した。

3 Results & Discussion

3.1 LAE の物理量

z = 2.2 – 6.7 の LAE サンプル全体に対して SED fitting を行った分布を図 1 に示す。

E(B-V) は先行研究 (例えば Ouchi et al. 2020、Iani et al. 2024) と同様にほとんどが 0.1 未満であり、非 常にダストが少ないことがわかる。 β の分布もほと んどが $\beta \simeq -2.5$ であり、同じくダストが少ないこと を示唆している。

星質量についても $10^7 M_{\odot} - 10^9 M_{\odot}$ に分布しており、 低質量な LAE が多いことがわかる。年齢に関しては

¹https://dawn-cph.github.io/dja/imaging/v7/

 $^{^{2}} https://github.com/ceers/ceers-nircam$


図 1: z = 2.2 – 6.6 の LAE の物理量のヒストグラム

数十 Myr の年齢を持つ若い LAE が多い一方で、年 齢が 100 Myr を超すサンプルも存在した。

3.2 Age による LAE の性質の比較

前章でLAEには若い年齢を持つものと古い年齢を もつLAEの2種類がいることが示唆された。ここで はその二つのタイプに物理量の違いが見られるかに ついて考察する。二つのタイプを区切る年齢につい ては、今回はIani et al.(2024)に従い、100 Myr と した。

図 2 は先ほどの LAE の物理量のヒストグラムを改 めて若い LAE と古い LAE に色分けしたものである。 この図から、古い LAE はより若いものに比べて質量 が大きいことがわかる。また、*E*(*B* – *V*) と β をみ ると、古い LAE と若い LAE の分布はほとんど同じ だが、古い LAE の方がダストが多い側に寄っている ことがわかる。

さらに星形成率 (SFR) を星質量で割った値である比 星形成率 (sSFR) を見ると、若い銀河の方がその質 量に対して、星形成を多く行っていることがわかる。 これは図 3 の星質量と SFR のプロットでも理解す



図 2: z = 2.2 - 6.6 の LAE の物理量を年齢で色分 けしたもの。青は若い LAE(age<100 Myr)、赤は古い LAE(age>100 Myr)を示す。

ることができる。Rinaldi et al.(2024)の Starburst sequence(SB)、Main sequence(MS)と比較すると、 若い LAE は SB の上におり、古い LAE は MS と SB の間であることがわかる。

3.3 LAE \mathcal{O} Ly α escape fraction

 $T = 10^{4}$ K、電子密度 $n_{e} \simeq 350$ cm⁻³ における Case B recombination を仮定すると $f_{esc}^{Ly\alpha}$ は以下の式で表 される。

$$f_{esc}^{Ly\alpha} = \frac{L_{obs}(Ly\alpha)}{8.7L(H\alpha)} \tag{1}$$

ここで $L_{obs}(Ly\alpha)$ は観測された $Ly\alpha$ の Line flux、 8.7× $L(H\alpha)$ は銀河が本来生み出しているはずの $Ly\alpha$ line flux を意味する。

まず L_{obs} (Ly α) は Shibuya et al.(2018) で使われてい る方法を用いて、Narrow band flux とそれに対応す る Bload band flux から求めた。 $L(H\alpha)$ は Chabrier IMF を仮定した上で、Kennicutt (1998) に基づいて、 SED fitting から求まった SFR を使って計算した。

$$\log L(\mathrm{H}\alpha)[ergs^{-1}] = \mathrm{SFR}[\mathrm{M}_{\odot}\mathrm{yr}^{-1}] + 41.35$$
 (2)



図 3: 今回使用した z = 2.2 - 6.6の LAE の星質量と SFR の関係。青の点が若い LAE(age<100Myr)、赤の点が古い LAE(age>100Myr)を表す。図中の青い実線は Rinaldi et al.(2024) で報告された z = 3.9 - 5における Starburst 銀河 (SB)の sequence、緑の実線は星形成銀河の Main sequence である。水色の領域も同様に Clarke et al.(2024) で報告さ れた z = 4 - 5における星形成銀河の Main sequence で ある。オレンジの点は比較のためにプロットした Iani et al.(2024) のもので赤方偏移は z = 2.8 - 6.7 である。

こうして求めた f^{Lya} を星質量とプロットしたのが 図4である。若いLAEに注目すると質量が増えるほ ど $f_{esc}^{Ly\alpha}$ が下がっているが、古い LAE はその相関が 少ないように見える。実際、若い LAE と古い LAE に分けて、星質量と $f_{esc}^{Ly\alpha}$ の間での相関係数を計算し たところ、古い LAE は若い LAE と比べると星質量 と $f_{esc}^{Ly\alpha}$ の間に相関がないことがわかった。これは、 古い LAE から見える Lyα が、成熟した銀河にサブ ハローが降着しスターバーストが遅れて引き起こさ れるというモデルで説明できる場合、Lyαが見える かどうかはそのサブハローがどこに降着したかとい う空間的構造によって決まる。そのため、古い LAE の星質量と $f_{esc}^{Ly\alpha}$ の間に相関がないことはこのシナ リオを支持すると考えられるが、予想の域を出ない。 このシナリオは分解能のよい JWST の画像を利用す れば、銀河の形態を直接見ることでも確認できるの ではないかと考えている。

4 Summary

本研究では HST と JWST の測光データを用いて、 LAE の SED fitting を行い、その物理量について詳 しく調べた。過去の文献と同様に、若く低質量でダ ストが少ない特徴の LAE が見られた一方で、さらに



図 4: 今回使用した z = 2.2 - 6.6の LAE の星質量と Ly α escape fractionの関係。青の点が若い LAE(age<100 Myr)、赤の点が古い LAE(age>100 Myr) を表す。灰色の 点は z = 5 - 6での Lin et al.(2024)、オレンジの点は z = 2.2での Matthee et al.(2016)の結果を表す。

年齢が古い LAE も見つかった。

今後は、LAE の物理量と JWST の画像を利用した 銀河の形態の関係を調べることで、Lyα がどのよう なメカニズムで銀河から脱出するのか明らかにした いと考えている。さらに、Lyα escape fraction から Lyman Continuum escape fraction を推定すること で、LAE が再電離へのどの程度寄与してきたのかに ついても明らかにしていきたい。

References

Boquien et al. 2019, A&A, 622, A103 Cantalupo et al. 2012, MNRAS, 425, 1992 Clarke et al. 2024, arXiv:2406.05178 Iani et al. 2024, ApJ, 963, 97 Kikuta et al. 2023, ApJS, 268, 24 Lin et al. 2024, ApJS, 272, 33 Matthee at al. 2016, MNRAS, 458, 449 McCarron et al. 2022, ApJ, 936, 131 Ouchi et al. 2020, ARA&A, 58, 6170 Pentericci et al. 2009, A&A, 494, 553 Rinaldi et al. 2024, arXiv:2406.13554 Shibuya et al. 2018, PASJ, 70, 14 Shimizu & Umemura. 2010, MNRAS, 406, 913 ——index へ戻る

銀河a08

銀河のLy α 等価幅とシミュレーションで探る宇宙再 電離史

影浦 優太

銀河の $Ly\alpha$ 等価幅とシミュレーションで探る宇宙再電離史

影浦 優太 (東京大学大学院 理学系研究科 / 宇宙線研究所)

Abstract

赤方偏移に沿って宇宙再電離がどのようなペースで進行してきたかは未解明の問題である。宇宙再電離史 を探る1つの方法が、z > 6の銀河のLya輝線の等価幅の観測である。高赤方偏移の銀河から出たLya光 子は中性水素 (HI) ガスの吸収を受けるため、水素の中性度 $x_{\rm HI}$ に応じてLya等価幅は本来よりも小さく なる。しかし、HI ガスの分布やLya銀河の性質もまた吸収率に影響するため、 $x_{\rm HI}$ を正確に決めるために は、こうした依存性を含むモデル構築が必要である。そこで、本研究では宇宙論的準数値シミュレーション コード 21cmFASTを使い、再電離期の銀河が発するLya光子の吸収率を調べた。この際、過去の研究では 考慮されていなかった銀河のUV光度やLya輝線の速度オフセットの分布を入れたモデルを作った。そし てJWST/NIRSpec による $z \sim 7 - 13$ の42個の銀河の観測データをモデルと比較し、 $x_{\rm HI}$ を求めた。そ の結果、 $z \sim 9$ から急激に再電離が進む「遅い再電離」シナリオを支持することが分かった。さらに、観測 によって制限されたモデルから、再電離期の電離バブルの赤方偏移進化を中性度と合わせて調べた。その結 果、平均自由行程によって定義したバブルのサイズの典型値が $z \sim 10$ で~1 Mpcであったものが $z \sim 6$ で ~100 Mpc になることが分かり、 $x_{\rm HI}$ とバブルサイズの進化が統一的に示された。

1 Introduction

宇宙の晴れ上がりの後、宇宙は中性水素で満たされていた。その後初代天体が形成され始めると、こうした天体からの放射によって天体の周りの中性水素は電離され、電離水素でできた領域(電離バブル)ができる。時間とともに電離バブルは拡大・合体していき、やがて宇宙空間の中性水素ガスはすべて光電離される。これを宇宙再電離という。クェーサーの観測などから宇宙再電離はz~5-6ごろに終了したと考えられているが、それ以前の時代に宇宙再電離が赤方偏移に沿ってどのように進行したか(宇宙再電離史)は未解明の問題である。

再電離の進行度の指標には、中性水素と電離水素 を合わせた全水素のうち、中性水素が占める割合(中 性度)を空間平均した値

$$x_{\rm HI} = \left\langle \frac{n_{\rm HI}}{n_{\rm HI} + n_{\rm HII}} \right\rangle \tag{1}$$

が使われる。 x_{HI} を観測的に求める1つの方法として、 ライマンアルファ(Ly α)輝線を放射する銀河 (LAE) の分光観測が挙げられる。ライマンアルファ輝線は 水素原子のn = 2からn = 1の準位の遷移に伴って 放射される波長 $\lambda = 1216$ Åの光であり、中性水素 には吸収されるが電離水素は透過する。したがって、 再電離があまり進行していない ($x_{\rm HI}$ が大きい) 高赤 方偏移の LAE から放射される Ly α 輝線は、中性水 素によって減衰される。逆に、高赤方偏移の銀河を 分光観測して減衰後の Ly α 輝線の強度を調べること で、赤方偏移の関数として $x_{\rm HI}$ の進化を調べること ができる。Nakane et al. (2024) は JWST/NIRSpec の分光観測データを使い、この方法により再電離史 を調べ、 $z \sim 9$ ごろから急激に再電離が進行する「遅 い再電離」シナリオを支持する結果を得ている。

しかし、LAE を使った $x_{\rm HI}$ の推定にはバイアスが 含まれる可能性がある。LAE から放射される Ly α photon の透過率は、 $x_{\rm HI}$ だけでなく LAE 自身の性 質にも依存する。また、水素の中性度の空間分布は 非一様で複雑なものであり、 $x_{\rm HI}$ と LAE の性質が同 じであっても Ly α photon の透過率には分散がある。 したがって、正しく $x_{\rm HI}$ を求めるためには、銀河の性 質や中性度の非一様性を考慮に入れたモデルを作っ て観測と比較する必要がある。

そこで、本研究では宇宙論的準数値シミュレーショ ンコード 21cmFAST(Mesinger et al. 2011, Murray et al. 2020)を使い、再電離期の中性度や銀河の空間 分布を再現する。このシミュレーションと観測デー タと組み合わせることで、バイアスを排除して宇宙 再電離史を決定する。

2 Data

Lyα 輝線の強度の指標には、以下で定義される等 価幅 (EW) が使われる。

$$EW = \frac{F_{Ly\alpha}}{f_c(1+z)}$$
(2)

ここで、 $F_{Ly\alpha}$ は $Ly\alpha$ 輝線のフラックス、 f_c は $\lambda = 1216$ Å での連続光のフラックス密度、zはその銀河の赤方偏移である。

本研究では、JWST/NIRSpec で分光観測された $z \sim 7 - 13 \text{ } 042 \text{ } 個の銀河の Ly\alpha EW を Nakane et al. (2024) が測定した結果を用いる。分光データの$ 一例を図 1 に示す。



図 1: z = 7.822 の LAE CEERS-P4M-01027 の分 光観測データ (Nakajima et al. 2023)。青線は Lyα 輝線+連続光によるフィッティング、赤線は静止波長 λ = 1216 Å に対応する。

また、銀河の性質による Ly α photon の透過率へ の影響を考えるため、Nakane et al. (2024) で測定さ れた銀河の UV 等級および Ly α 輝線の速度オフセッ ト Δv (ISM 内の共鳴散乱の影響による Ly α 輝線の ピーク波長のずれ) も後の計算で利用する。

3 EW distribution

以下の手法は Mason et al. (2018) を土台として いる。

3.1 21cmFAST

21cmFAST は再電離期の宇宙の密度場や中性度、 銀河ハローの空間分布を準数値的に再現するシミュ レーションコードである。本研究では、図2のように 21cmFAST を使って中性度とハローの空間分布を求 めた。シミュレーションで生成された1個のハロー から z = 0 の地球に向かう視線に沿って水素の中性 度を調べることで、そのハローから放射される Lya photon の透過率を計算することができる。この計算 を、生成されたすべてのハローに対して行い、透過 率の確率分布を調べることで、中性度の空間的な非 一様性を考慮に入れることができる。

さらに、21cmFASTではハローの位置だけでなく 質量も出力される。ハロー質量をUV等級に変換す ることで、UV等級ごとに透過率の確率分布を調べ ることができる。また、視線に沿った $x_{\rm HI}$ の分布か ら $Ly\alpha$ photonの透過率を計算する際には、速度オフ セット Δv の依存性がある。したがって、21cmFAST を使うことで銀河のUV等級と速度オフセットの値 ごとに透過率の確率分布を計算することができる。



図 2: 21cmFAST を使って求めた中性度の空間分布。 白い領域は電離水素、赤い領域は中性水素が支配的 な場所に対応する。青点はハローの位置を示す。

3.2 EW distribution

完全電離した宇宙 (*x*_{HI}) では、Lyα 輝線は中性水素 による吸収を受けない。このときの Lyα 輝線の EW の確率分布は、図 3 の青線のような指数分布である とする。再電離が進行中の $x_{\rm HI} > 0$ の宇宙での EW の確率分布は、この指数分布に Ly α の透過率の確率 分布をかけることで求められる。21cmFAST を使っ て求めた z = 7 の銀河の透過率の確率分布を使い、 再電離期の EW の確率分布を求めた結果は図 3 のよ うになる。 $x_{\rm HI}$ の値が大きくなるにつれ、中性水素に よる吸収の影響で EW の分布は値が小さい方に偏っ ていくことがわかる。



図 3: $M_{\rm UV} = -22$ 、 $\Delta v = 100$ km/s のときのz = 7の銀河の EW の確率分布。 $x_{\rm HI}$ の値により色分けしている。

4 Results

ここまでで得られた観測データと EW の確率分布 のモデルをもとに、 $x_{\rm HI}$ の値を推定する。42 個の銀 河の観測データを $z \sim 7$ 、 $z \sim 8$ 、 $z \sim 9 - 13$ の3 つのビンにわけ、それぞれの赤方偏移での $x_{\rm HI}$ を求 める。

ベイズの定理により、銀河の Ly α EW、UV 等級 $M_{\rm UV}$ 、速度オフセット Δv の 3 つの観測データを得 た時の $x_{\rm HI}$ の事後分布は

$$p(x_{\rm HI} \mid EW, M_{\rm UV}, \Delta v) \propto \prod_{i} p(EW_i \mid x_{\rm HI}, M_{\rm UV, i}, \Delta v_i)$$
(3)

と表される。ここで、 $x_{\rm HI}$ の事前分布は一様分布で あるとした。また、1 つのビンの中の i 番目の銀河 の EW、UV 等級、速度オフセットを EW_i 、 $M_{{\rm UV},i}$ 、 Δv_i とした。

この方法により *x*_{HI} の事後分布を求めた結果を図 4-6 に示す。





図 6: *z* ~ 9 – 13 での *x*_{HI} の事後分布

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

5 Reionization History

前節の結果から得られる宇宙再電離史を図7に示 す。青点が本研究の結果、黒点が同じLAEの観測 データを使ったNakane et al. (2024)の結果である。 本研究では、Nakane et ak. (2024)の手法を発展さ せ、銀河の性質や電離度の非一様性を考慮に入れ、こ れらによるバイアスを排除して x_{HI}を推定したが、2 つの結果はよく一致し、宇宙再電離が z ~ 9 ごろか ら急激に進行する「遅い再電離」シナリオを支持す る結果が得られた。

さらに、*x*_{HI}の推定結果を再現するように 21cm-FAST のインプットパラメータを調整し、改めてシ ミュレーションを行った。このシミュレーションか ら得られる宇宙再電離史を赤線で示す。



図 7: LAE 観測と 21cmFAST によって得られた宇宙 再電離史。青点が本研究、黒点が Nakane et al. (2024) の結果を示す。赤線は 21cmFAST のシミュレーショ ンによって得られた再電離史を示す。

6 Ionized Bubble Evolution

上述のように、観測によってインプットパラメー タを決めた 21cmFAST のモデルを使い、赤方偏移に 沿って電離バブルの大きさがどのように進化するかを 調べた。z 4 – 10 での 21cmFAST によるシミュレー ションから、バブルの大きさと $x_{\rm HI}$ の関係を求めた 結果を図 8 の赤点で示す。21cmFAST による結果は Furlanetto & Oh (2005) による解析的な計算 (緑線) の結果とよく一致し、再電離史と電離バブルサイズ の進化が統一的に示された。



図 8: 21cmFAST によって求めた電離バブルサイズ と *x*_{HI} の関係。Furlanetto & Oh (2005) による解析 的な計算 (緑線) とよく一致している。

7 Conclusion

本研究では、JWST/NIRSpec による高赤方偏移 銀河の観測データと 21cmFAST を使ったシミュレー ションを組み合わせ、赤方偏移ごとに *x*_{HI} の推定を 行った。その結果、銀河の性質や電離度の非一様性 によるバイアスを排した上で、宇宙再電離が *z* ~ 9 ごろから急激に進行する「遅い再電離」シナリオと 整合する結果を得た。

Reference

Furlanetto, S. R. & Oh, S. P. 2005, MNRAS, 363, 1031

- Mason, C. A., Treu, T., Dijkstra, M., et al. 2018, ApJ, $856,\,2$
- Mesinger, A., Furlanetto, S., & Cen, R. 2011, MNRAS, 411, 955
- Murray, S. G., Greig, B., Mesinger, A., et al. 2020, JOSS, 5, 2582
- Nakajima, K., Ouchi, M., Isobe, Y., et al. 2023, ApJS, 269, 33
- Nakane, M., Ouchi, M., Nakajima, K., et al. 2024, ApJ, 967, 28

--index へ戻る

銀河 a09

すばる HSC を用いた 1 < *z* < 3における [OIII] 強輝線 銀河探査

今井 聖也

すばる HSC を用いた赤方偏移1から3における [OIII] 強輝線銀河探査

今井 聖也 (総合研究大学院大学 先端学術院 天文科学コース)

Abstract

宇宙再電離の詳細な物理プロセスを理解することは、宇宙初期の銀河形成を解明する上で重要である。 JWST の活躍により、再電離期の銀河の直接観測が可能となった。しかし、見かけ上暗く、小さいため、そ の詳細な物理状態は未解明である。近傍宇宙に再電離期の星形成銀河に類似した銀河が存在することが知ら れている。強 [OIII]入5007 Åの輝線の輝線を持ち、可視光で緑色に見えることから green pea galaxy と呼ば れている。SDSS,LAMOST などによって、これらの銀河は数千平方度の領域で探査されている。しかし、赤 方偏移 1 から 3 では同様の特徴を持つ [OIII] 輝線銀河は先行研究が少なく、統計的性質や赤方偏移進化は未 解明である。近年、すばる望遠鏡の Subaru/HSC-SSP の可視光 (grizy) 測光データと、u バンドおよび近赤 外線のデータを組み合わせた多色カタログが作成された。[OIII] 輝線銀河は [OIII] 輝線を含むフィルターに おいて色超過を示す。

本研究では、輝線銀河の中でも [OIII] 輝線の等価幅が 1000 Åを超える極端に輝線の強いを持つ銀河に注 目することで、広帯域フィルターを用いた色選択で 1 < z < 3 の [OIII] 輝線銀河を探査し、星形成活動を調 べる。選択した候補について、測光赤方偏移の正確さを評価する必要があるため、初期解析として COSMOS 領域のの銀河サンプルについて解析を行った。JHKs の 2 色図から 2 < z < 2.6 の [OIII] 輝線銀河候補を選 択した結果、15 個の [OIII] 強輝線銀河候補を発見した。そして、SED フィッティングを行い 2 < z < 2.6 の [OIII] 輝線銀河候補を選択した。また、一部分光済みのサンプルについて、測光データを用いた赤方偏移推 定の確らしさを確認した。最後に、これらの星質量、等価幅分布を調べた。本講演では、このサンプルを用 いた解析の結果を示し、今後の [OIII] 輝線銀河研究の展望と合わせて議論する。

1 Introduction

現在の宇宙には渦巻き銀河や楕円銀河といった 多種多様な銀河が存在している。これらの銀河がど のように誕生し、進化してきたのか知るためには、形 成されたばかりの銀河を直接観測することが効果的 だ。最初の銀河は宇宙再電離の時代に誕生したと考 えられている。この宇宙再電離は赤方偏移 20 ごろに 始まり、赤方偏移6頃完了したと考えられている。再 電離の主な電離源としてこの時期に誕生した星形成 銀河からの紫外線放射が候補として挙げられる。星 形成銀河が主な電離源かどうか知るためには、銀河 からの電離光子脱出率を求めることが重要だ。しか し、再電離に寄与したと考えられる銀河からの電離 光子は中性水素ガスによって吸収されてしまうため、 直接測定することは困難である。しかし、これらの 銀河に類似した銀河が現在の宇宙に存在することが 観測により明らかとなった。これらの銀河を研究す ることで、再電離期の銀河の物理性質について明ら かにすることができると期待されている。特に多く

の電離光子を生成してると考えられる等価幅の強い 銀河の性質を解明することは、再電離に寄与した銀 河の性質を理解するために重要な役割を果たす可能 性がある。

再電離期の星形成銀河は、宇宙初期に誕生したた め、低金属量であり高い比星生成率(星形成率/星質 量)をもつと考えられる。このような特徴を持つ銀 河が Sloan Digital Sky Survey(SDSS) による市民天 文学プロジェクトで発見された。これらの銀河の特 徴として強い [OIII] 輝線を持っていることが挙げら れる。この輝線により可視光で緑色に見えることか ら、これらの銀河は green pea galaxy と呼ばれてい る。現在の宇宙では SDSS や LAMOST の大規模サー ベイにより数千平方度にわたって調査され、等価幅 が 1000Åを超えるような非常に強い [OIII] 輝線銀河も 10 天体以上発見されている。また、 [OIII] 輝線銀河は 1 < z < 3 の中間赤方偏移におい ても発見されている。(Onodera et al. 2020) により [OIII] 等価幅が 1000Åを超える極端に強い輝線を持 つ銀河は非常に稀な天体である。また、等価幅が強いほど質量が小さい傾向がある。そのため、極端に 輝線の強い銀河を探査することは困難である。そこ で、本研究では、Hyper-Supreme Cam すばる戦略 枠プログラム (HSP-SSP) で作成された多色測光カタ ログを用いることで、17平方度にわたって探査す ることで、強輝線銀河の統計的性質や赤方偏移進化 を明らかにする。2章では、今回の研究に用いた カタログを紹介し、3章で本研究で行ったサンプルセ レクションについて説明する。4章で今回の研究で発 見された強 [OIII] 輝線銀河について議論する。

2 Data

[OIII] 強輝線銀河は稀であり、質量が小さいため 非常に暗い。また、赤方偏移進化を理解するために は、幅広い波長域における観測が必要である。こ のような [OIII] 強輝線銀河を 1 < z < 3 の中 間赤方偏移において探査するのに適したカタログ が Hyper-Supreme Cam すばる戦略枠プログラム (HSC-SSP) で作成された。このカタログは HSC-SSP の Deep/UltraDeep サーベイで取得された可 視光データ (grizy) と、CFHT/MegaCam の u バン ド、UKIRT/WFCAM, VISTA/VIRCAM の近赤外線 データ (Y,J,H,K or Ks) を組み合わせた多色測光カ タログで、uバンドからKバンドまでカバーしてい ることから u2K と呼ばれている。u2K は HSC-SSP の Deep/UltraDeep サーベイに基づいて作成されて いるため、およそ17平方度という広い領域にわたっ て可視光で5 σ限界等級 26 等級という深さを兼ね備 えている。本講演では、初期解析としてカタログの一 部である COSMOS と呼ばれる有名領域のみを扱っ た。これは COSMOS 領域ではさまざまな先行研究 により分光赤方偏移を測定済みの天体を集めたカタ ログ (Khostovan et al. in prep) が存在するためで ある。今回の分光済み天体は u2K と分光カタログを 1秒角いないでマッチングさせてものを使用した。

3 Methods

[OIII] 輝線銀河はその特徴的な強い輝線により広 帯域フィルターにおいて色超過を示す。本研究では この色超過を用いて [OIII] 輝線銀河候補を選択する。

初期解析として2<2<2.6の銀河に注目する。この 赤方偏移帯では [OIII]λ5007Å 輝線は H バンド(中 心波長 16500Å) に含まれる。そのため、[OIII] 輝線 によりHバンドのフラックスがJバンドのフラック スより明るくなるため、J-Hのカラーは青くなる。同 様にして H バンドのフラックスが K バンドのフラッ クスより明るくなるため、H-K のカラーは赤くなる。 結果、2 < z < 2.6 の [OIII] 輝線銀河候補は J-H vs H-K の2色図で左上に位置する。(図1参照)本研 究では、[OIII] 輝線銀河が2色図上でどこに位置す るかを理解し、選択基準を設定するために恒星種族 合成 (SPS) と呼ばれる手法を用いてモデル SED を 作成し、このモデル SED の 2 色図上での振る舞い を確認した。恒星種族合成では任意の金属量を持つ ガスから同時に生まれた星の集団に対して、初期質 量関数や星形成史を仮定することで、銀河の SED を 再現する手法である。本研究では Flexisible Stellar Population(FSPS : Conroy, Gunn, & White 2009, ,Conroy & Gunn 2010,) と呼ばれるコードを用いて モデル SED を作成した。

4 Results

4.1 Sample Selection

4.1.1 Color Selection

JHKs の 2 色図を用いて [OIII] 輝線銀河候補を 選択した。(図 1)

本研究では、FSPS で作成した 2 < *z* < 2.6 の [OIII] λ5007Å 1000Å のモデル SED を含むように選 択基準を設定した。この条件により設定した選択基 準は

$$(J-H) > 0 \tag{1}$$

$$(H - Ks) < 0.2 \tag{2}$$

$$(J - H) > 0.9(H - Ks) + 0.3 \tag{3}$$

である。この選択基準は FSPS で作成したモデルだ けでなく、実際に観測された EW 1000^Aの green pea のスペクトルを赤方偏移させたモデルトラック (図 1 の蛍光緑) も含んでいる。この色選択により 4,008,808 天体の中から色超過天体として 30,817 天体を選出し た。分光済み天体は 83,632 天体中 902 天体であった。



図 1: color cut の一例。

4.1.2 SED Fitting

図1を見るとわかるように、この色選択には z ~ 1.5 の Hα6563Å などの他の赤方偏移の天体も混在して いる。これらの混入を取り除くために、EAZY-py と 呼ばれる SED フィッティングコードを用いて、測光 赤方偏移を推定し 2 < z < 2.6 の [OIII] 輝線銀河候 補を選択した。一部のサンプルについては分光赤方 偏移を測定済みであるため、こちらの分光サンプル を用いて本フィッティングの精度を検証した。その結 果を図 2 に示した。



図 2: SED フィッティングから求まった赤方偏移と分 光赤方偏移の比較。縦、横の青線は赤方偏移が 2,2.6 を示す。エラーバーは 1 σ。上側の青線、橙色の線 はそれぞれ z_{phot} = ± 0.15(1 + z_{spec})

分光赤方偏移が2 < z < 2.6 のものはおよそ77.1 % の精度で選択できており、SED フィッティングから もとまった赤方偏移が2 < z < 2.6 のサンプルの中で 実際に分光赤方偏移がこの範囲に含まれていたもの はおよそ 85.8 %であった。このことから今回のフィッ ティングでは高い精度で他の赤方偏移のコンタミを 除去し、[OIII] 輝線銀河候補を効率よく選択できる ことが確認できた。同様のフィッティングを色超過サ ンプル全体に適応することにより、30,817 天体の中 から 11,007 天体の [OIII] 輝線銀河を選択した。

5 Pysical Properties

5.1 EW distribution

4 章で選択された 11,007 天体について輝線強度の 指標となる等価幅を推定した。等価幅は輝線のフラッ クスとその波長における連続光の強度を用いるため スペクトルが必要となる。しかし、私たちが持って いる情報はブロードバンドの測光データのみである ため、以下の式から [OIII] 輝線の等価幅を推定した。

$$\mathbf{EW_{rest}} = \frac{f_{\mathbf{H}} - f_{\mathbf{J}}}{f_{\mathbf{J}(1+z)}} \times 3000 \tag{4}$$



図 3: [OIII] 輝線銀河候補の等価幅の分布

z は赤方偏移。また、H バンドの波長幅は 3000 Å とした。H バンドのフラックスは [OIII] 輝線が支配 的であり、J バンドには強い輝線が含まれないことか ら、(4)を採用した。しかし、この方法は非常に粗い 推定であり、J バンドが暗すぎて 5 σで検出されて いない場合も含まれているため誤差が大きい。この ことを考慮して EW-1 σを等価幅として今後の議論 を進める。式 (4) より推定した等価幅の分布を図 3 に示した。500 Å付近にピークを持つことがわかる。 500 Åは強輝線銀河としての条件を満たす等価幅で あるため、この結果は本手法が強輝線銀河を選択で きていることを示している。また、等価幅が 1000 Å を超える天体が499天体確認できた。赤方偏移 2 以上で 1000 Åを超える天体は 100 天体以下しか発見 されていない。そのため分光追観測による精密な等 価幅を測定した結果 1000 Åを超えていれば、非常に 強い [OIII] 輝線銀河のサンプル数が一桁増加するた め、分光追観測によるスペクトルの取得が望まれる。

5.2 Mass Distribution



図 4: [OIII] 輝線銀河候補の星質量の分布。赤線が赤 方偏移 2 から 2.6 の星形成銀河の星質量関数、橙色 がセレクション前の全サンプル、青色が本手法で選 択した [OIII] 輝線銀河候補。

EAZY-py で求められた質量の分布を 図4 に示し た。 図4 より 10^{9.5} 太陽質量より重い大質量側で個 数が大きく減少している。この結果は通常の星形成 銀河と [OIII] 輝線銀河では異なる質量分布をしてい ることが示唆される。しかし、低質量側では観測限 界によるコンプリートネスを考慮する必要があるた め、低質量側については議論の必要がある。また、 大質量側においても今回の SED フィッティングでは 2 < z < 2.6 の 4000 Åブレークによる色超過がコン タミとして含まれることが確認されているため、議 論の必要がある。

6 Future Work

本講演は現在行なっている研究の初期解析の結果を 報告した。この初期解析によって本手法による [OIII] 輝線銀河候補の探査の有効性が示されたため、今後 は当手法を他の領域に拡大することによるさらなる サンプル数の増加、H バンドフラックス超過以外の 他の波長帯に拡張することで赤方偏移1から3まで の [OIII] 輝線銀河の進化を調査したいと考えている。 また、現在求められている物理量の他に星形成率や 星形成史など他の物理量を求めることでより [OIII] 輝線銀河の性質について多角的な理解を計画してい る。また、本研究で発見された [OIII] 輝線銀河候補 について分光追観測を行うことで、精密な赤方偏移、 等価幅、輝線の強度比を推定し、金属量や電離光子 脱出率などを求めることで再電離における星形成銀 河の寄与を明らかにすることを目指している。

7 Conclusion

本講演では現在行なっている研究の初期解析であ るブロードバンドの色超過を用いた COSMOS 領域 における 2 < z < 2.6 の [OIII] 輝線銀河候補の探査結 果を報告した。J-H vs H-Ks の 2 色図と SED フィッ ティングによって 4,008,808 天体の中から 11,007 天 体の [OIII] 輝線銀河候補を選択した。また、これら の銀河の等価幅が大きく、低質量な傾向にあること が確認できた。これは極端に強い [OIII] 輝線を持つ 銀河においてはブロードバンドによる色選択の有効 性が示された。

Acknowledgement

本研究の遂行にあたり、指導教官として終始多大 なご指導を賜った田中賢幸先生、小山佑世先生、矢 部清人先生に深謝致します。共同研究者である、小 野寺仁人先生には、細部にわたるご指導をいただき ました。ここに感謝いたします。最後に、田中研究 室の皆様には、本研究の遂行にあたり多大なご助言、 ご協力頂きました。ここに感謝の意を表します。

Reference

Cardamone et al.2009 MNRAS, 399, 1191 Conroy, Gunn, & White 2009, ApJ, 699 Conroy & Gunn 2010, ApJ, 712, 833 Onodera et al. 2020 ApJ, 904, 180 Matthee et al. 2023 ApJ, 950, 67 Weaver, J. R. et al. 2023, A & A, 677, A184 -index へ戻る

銀河a10

JWST NIRSpec IFUで探るz=6.6のHimikoの動力学的 性質

清田 朋和

JWSTで探るz = 6.6の巨大 $Ly\alpha$ 放射天体'Himiko'の性質

清田 朋和 (総合研究大学院大学 先端学術院 天文科学コース)

Abstract

Himiko は, z = 6.6 o Ly α 輝線が空間的に広がっている (~ 17 kpc) 明るく ($M_{\rm UV} \sim -22$) 巨大な Ly α 放射体 である (Ouchi et al. 2009b, 2013). Himiko は,西から東に並ぶ,A,B,C の3つの連続光のクランプ からなり,星質量 10¹⁰ M_{\odot} ,星形成率 ~ 100 M_{\odot} yr であることなどが報告されているが,なぜ Ly α が空間的 に広がっているのかなどその起源は不明である. 我々は,James Webb Space Telescope (JWST)/NIRSpec IFU によって得られ,公開された Himiko の3次元分光データ (PID: 1215) と PRIMER(PID: 1837) の JWST/NIRCam 撮像データを活用し,起源を探った. IFU データの [OIII] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 輝線空間分布から,既知のクランプ B から天球上 0".4, 1".1 (2.2 kpc, 6.1 kpc) 北に,連続光で暗く,輝線で明るい 2 つの クランプ D, E を新たに見つけた. [OIII] 輝線の速度分布からはクランプ同士の回転などの強い特徴は見えず,各クランプがランダムに動いていることがわかった. さらに,NIRCam によって得られたクランプ A,B,C の広帯域波長データから,星質量は log (M_*/M_{\odot}) ~ 8.7,8.5,8.6 と推定される. 質量がほぼ等分されていることから,これらは triple major merger の過程にあると考えられる.さらに,少なくとも 2 つのクランプの [OIII] $\lambda\lambda$ 4959,5007 輝線には,輝線幅の広い (FWHM ~ 150 km s⁻¹) 成分があることを見つけ,これは outflow の兆候と考えられる.これらの結果から,Himiko は,多くのクランプや銀河合体,outflow によって Ly α が空間的に広がり輝く天体だと考えられる.

1 Introduction

Himiko は, Subaru/Sprime-Cam の狭帯域フィル ター NB921 で発見され,その後 Lyα 輝線のよって z = 6.595 と分光確認された Lyman alpha 放射体 (Lyman alpha emitter) である (Ouchi et al. 2009b). Himikoは、同様の赤方偏移の銀河と比べて Lyα 放 射が空間的に大きく広がっており (~17 kpc),静止 系 UV で明るい (M_{UV} ~ -22) という非常に特徴的 な性質を持つ. さらに、Hubble Space Telescope に よる観測で、Himikoは3つのクランプからなること が確認された.ひとつひとつのクランプのサイズは 数 kpc 程度である. これら 3 つのクランプの合計の 星質量は, spectral energy distribution (SED) フィッ トの結果から ~ $10^{10} M_{\odot}$ と推定されている (Ouchi et al. 2013). Abandance matching によって推定さ れた結果と Himiko の星質量を比べると、 Himiko は 近傍宇宙でハロー質量 10¹⁴ M_☉ 程度 (銀河団クラス のハロー質量), 星質量 10¹¹ M_☉ から 10¹² M_☉ 程度 に成長するであろう天体に対応していることがわか る (e.g., Behroozi et al. 2019). このような特徴か ら、Himiko は初期大質量銀河の形成過程を調べる上 で良いターゲットであると考えられる.

このような天体を特徴づける上で、静止系可視光の データは星成分や星雲輝線成分の特徴など多くの情報 を提供する.しかし、James Webb Space Telescope (JWST)の登場以前は、高赤方偏移天体の静止系可視 光分光データ(観測波長で3 μ mから5 μ m程度)が不 足していたことから、現在も Himiko には謎が多く残 されている.そして、2021年12月にJWSTが打ち 上がったことで、Himikoを含む天体の静止系可視光 分光データが得られるようになった.特に、Himiko は、JWST/Near Infrared Spectrograph (NIRSpec) integral field unit (IFU)によって、3次元面分光デー タ(空間2方向、波長1方向)が得られている.この 3次元データによって、Himikoの各クランプごとの 物理状態やその空間分布、動力学的性質も議論でき るようになった.

そこで我々は、これらのデータに注目し、 Himiko がどのような特徴を持った天体なのか をJWST/NIRSpec IFU とJWST/Near Infrared Camera (NIRCam)のデータを活用し探った.本講 演では、特に、Himikoがなぜ空間的に広がった Ly α が見られるのかに焦点を絞って、Himiko の特徴を 議論する.

2 Data

2.1 Spectroscopy

私たちは、Himiko の分光データとして、 JWST/NIRSpec IFU の公開データ (PID:1215)を 用いた.JWST/NIRSpec IFU の視野は 3″×3″ であり、Himiko の既知のクランプ 3 つを全て視 野内に含む.典型的な点広がり関数 (point spread function)は、4 μ m の波長において、full width at half maximum (FWHM)が、0.15 arcsec 程度であ り (D' Eugenio et al. 2023)、Himiko の各クランプ 内の構造まで調べることができる。Himikoを観測し た装置の分解能と観測波長は、G395H/F290LP が $R \sim 2700, 2.9 \ \mu$ m から 5.3 μ m, PRISM/CLEAR が $R \sim 100, 0.6 \ \mu$ m から 5.3 μ m 程度である。

2.2 Photometry

私たちは, Himiko の測光データとして, 公開 大規模探査 Public Release IMaging for Extragalactic Research (PRIMER; PID:1837, Dunlop et al., in preparation) で取得されたデータを用いた. PRIMER では, Himiko は NIRCam の F090W から F444W までの広帯域フィルター7 バンド, MIRI の F770W と F1800W の 2 バンドのデータが存在する. 今回は特に Himiko が検出されている NIRCam の データを活用した.

3 Methods and Results

まず, 我々は NIRSpec IFU のデータのうち, 特に signal-to-noise ratio (S/N) の高い [OIII] λ 5007 の輝 線データに注目し, flux (moment-0) map を確認し た (図 1). その結果, Himiko の既知の 3 つのクラン プ (A, B, C) に加えて, 新しくクランプ D と E を見 つけた. クランプ D と E は, クランプ B から天球上 0!'4, 1!'1 (2.2 kpc, 6.1 kpc) 北に位置している. ク ランプ D と E は, 輝線で明るいが, NIRCam の広 帯域撮像画像から連続光では暗い天体であることが 確認できた.

次に, [OIII]λ5007 などの輝線周辺の波長に注目し, 視線速度分布を確認した (図 2). その結果,規則的 な回転などの性質が確認できず,クランプごとの視



図 1: [OIII]λ5007 輝線の flux (moment-0) map. 図左 から既知のクランプ A, B, C が位置している. その上 にクランプ D, E が見える. コントアは, [OIII]λ5007 輝線の flux に基づいている.

線速度差が小さいこと $(\Delta v \sim 200 \text{ km s}^{-1})$ を見つけ た. この結果は、銀河の典型的な合体基準を満たし ており (e.g., Ventou et al. 2019), これらクランプ が同じ重力ポテンシャル中に存在し、将来合体する であろうことを示唆する.また、この合体が major merger であるかどうか (銀河同士の星質量が 1:4 以 内程度; e.g., Kitzbichler et al. 2008) を調べるため にはそれぞれのクランプの星質量を知る必要がある. そこで、NIRCam の測光データを用いて、種族合成 モデルから天体の物理量を推定する SED フィットを 実行し, 各クランプ (A, B, C) ごとの星質量を測定 した (クランプ A の SED フィットの例は図 3). SED フィットで用いたコードは Prospector (Leja et al. 2017; Johnson et al. 2021) である. その結果, クラ ンプA, B, C それぞれの星質量は, $\log(M_*/M_{\odot}) \sim$ 8.7,8.5,8.6と推定される. 質量がほぼ等分されてい る $(\Delta \log (M_*/M_{\odot}) \sim 0.3)$ ことから、これら 3 つの クランプは triple major merger の過程にあると考え られる.

他にも,各クランプの輝線の形にも注目し,その 性質を探った.S/Nの最も高い[OIII]λ5007 輝線に注 目すると,少なくとも2つのクランプ(B,C)は,1 つのガウシアンで輝線をフィットするよりも,輝線 幅の狭いガウシアンと輝線幅の広いガウシアンの2 つの成分でフィットした場合の方が,統計的に(赤池 情報量基準; Akaike 1974)輝線の形をよりよく再現



図 2: [OIII]λ5007 輝線の velocity (moment-1) map. 速度はクランプ A の中心付近を基準とし (0 km s⁻¹) そこからのずれを示している. 図左から既知のクラ ンプ A, B, C が位置している. その上にクランプ D, E が見える. コントアは, 図 1 と同様に [OIII]λ5007 輝線の flux に基づいている. 左上灰色の丸は IFU の PSF に対応する FWHM の大きさを表している.



図 3: Himiko クランプ A の SED フィットの結果. 黒い点が NIRCam によって得られた測光データ点 (F090W, F115W, F150W, F200W, F277W, F356W, F444W),赤実線が SED フィットによって推定され たスペクトル,オレンジ点がフィルターに対応する 波長での SED フィットによって得られた flux の値で ある.

できることを確認した. 輝線幅の広いガウシアンは FWHM ~ 150 km s⁻¹ である. この結果は、クラン プBとCには、クランプからガスが流れ出る outflow の兆候が見られることを示唆する.

4 Discussion

以上の結果を総合して、Himiko が空間的に広がっ た Ly α を放射している理由を考える。Himiko は、狭 い領域 (2"×2", これは 11 kpc×11 kpc に対応) に 少なくとも 5 つのクランプが集中している。また、3 つのクランプ A, B, C は triple major merger の過程 にある。そして、クランプからは outflow の成分も 確認できる。このような特徴から、Himiko は多くの ガスをクランプ間、銀河間に広げていると考えるこ とができる。このような状態が実現されているとす ると、各クランプの星成分や AGN によって放射さ れた UV が周囲のガスやクランプを照らす。すると、 空間的に広がっているガスが励起され、その後脱励 起する際に Ly α を放射すると考えることができる。 このような物理機構で Himiko の Ly α が空間的に大 きく広がっている可能性がある。

5 Conclusion

我々は、JWST/NIRSpec IFU と NIRCam のデー タを用いて、z = 6.6の巨大な Ly α 放射体 'Himiko' はなぜ Ly α が空間的に広がっているのか、その起源 に迫った.

IFU データで最も S/N の高い [OIII] λ 5007 輝線の 空間分布から Himiko は少なくとも 5 つのクランプ を有すること, クランプ同士の距離, 速度差, 星質量 から major merger を経験していること, [OIII] λ 5007 輝線などで outflow 成分があることを見つけた. こ れらの特徴によって, Himiko のクランプ間にガスが 空間的に広がり, Ly α 放射が空間的に広がっている 可能性がある.本講演では, これらの結果や物理的 描像について議論する.

Reference

- Ouchi, M., Ono, Y., Egami, E., et al. 2009b, ApJ, 696, 1164
- Ouchi, M., Ellis, R., Ono, Y., et al. 2013, ApJ, 778, 102
- Behroozi, P., Wechsler, R. H., Hearin, A. P., et al. 2019, MNRAS, 488, 3143

- Kitzbichler, M. G., White, S. D. M. 2008, MNRAS, 391, 1489
- Leja, J., Johnson, B. D., Conroy, C., et al. 2017, ApJ, 837, 170
- Johnson, B. D., Leja, J., Conroy, C., & Speagle, J. S. 2021, ApJS, 254, 22
- D'Eugenio, F., Perez-Gonzalez, P., Maiolino, R., et al. 2023, eprint arXiv:2308.06317
- Ventou, E., Contini, T., Bouché, N., et al. 2019, A&A, 631, A87
- Akaike, H. 1974, ITAC, 19, 716

-index へ戻る

銀河all

窒素が豊富な銀河から探る初期宇宙における元素合成

武田 唯

窒素が豊富な銀河から探る初期宇宙における元素合成

武田 唯 (総合研究大学院大学 先端学術院 天文科学コース / 国立天文台)

Abstract

ジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST) による観測から, 窒素が豊富に存在する高赤方偏移銀河がいくつ か確認されている.本研究では,新たに NIRSpec で検出された窒素が豊富な銀河の解析結果を用いて初期宇 宙における元素合成がどのように進んだのかを Isobe et al. 2023 と合わせて議論した. この天体は Abell1703 の重力レンズ効果を受けている z = 7.04 の銀河 A1703-zd6 で,強い NIV] λ 1483,1486 を示している. この銀 河について窒素酸素比 (N/O) 及び炭素窒素比 (C/O) を mcmc 法を用いて測り,先行研究と比較して初期宇 宙における主要な窒素源が何であるかを議論した. さらに,このような窒素が豊富な銀河がどのような性質を 持つ天体であるのかを銀河の物理状態から推定したところ,活動銀河核 (AGN) を持っている兆候が見られる ことがわかった.

1 Introduction

JWST の登場によって赤方偏移 z > 4 の高赤方偏 移銀河の元素組成比を調べることができるようにな り,初期宇宙における元素合成の進化について徐々 に明らかになっている.その中で、JWST 観測から 窒素が豊富に存在している GN-z11, CEERS_01019, GLASS_150008 が観測された.これらの銀河は近傍 銀河よりも高い N/Oを示している一方, C/O の値は 近傍銀河と比較して大きくないという特徴を持って いる (図 1).

初期宇宙における窒素源として, 一般的に考えら れているのは重力崩壊型超新星爆発 (CCSN) である. しかし、CCSN は窒素を放出する際に酸素も大量に放 出するため, N/O の値は大きくならない. そのため, 高い N/O を示す銀河において CCSN による寄与は あまり大きくないと考えられる. N/Oの値が大きく なるような窒素源には、CNO サイクルがある. CNO サイクルが発生する主要な天体として、漸近巨星分枝 (Asymptotic giant branch; AGB) の恒星が挙げられ る. AGB 星は寿命の長い低質量星の進化の最終段階 に位置する恒星なので、AGB 星による窒素の放出が 始まる前には CCSN が起きて大量の酸素が放出され ている. そのため,太陽の組成比以上の N/O を再現 することができず、初期宇宙における主要な窒素源と して考えるのは難しい. 現在考えられている初期宇宙 の窒素源の候補天体は超大質量星 (SMS), ウォルフ-ライエ星 (Wolf-Rayet; WR stars), ブラックホール が引き起こす潮汐破壊現象 (Tidal disruption event;



図 1: 窒素が豊富な銀河の N/O と C/O の関係. CEERS_01019 (赤い四角形), GN-z11 (マゼンタ の四角形), GLASS_150008 (赤い二重丸), 球状星 団 (GC; 紫色の丸), 近傍銀河 (灰色の丸), carbon enhanced metal-poor stars / nitrogen enhanced metal-poor stars (CEMP / NEMP; ピンク色の 十字) をそれぞれプロットしている. 水色のエリ アと茶色のエリアはそれぞれ予測される CCSN と CNO サイクルの N/O 及び C/O の yield や平衡値 を示している. (Isobe et al. 2023)

TDE) の3つである.

本研究ではこのような高い N/O を示す銀河の観測 を通して、初期宇宙における窒素源は何か、また窒素 が豊富な銀河が初期宇宙においてどの程度の割合で 存在していたのか、を調べることを目的としている. そのために、銀河の物理状態の測定やの窒素が豊富な 銀河のサンプルを大きくすることが必要になる.現 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

在 N/O が求められている銀河は明るい銀河のみで, 暗い銀河に関する観測は進んでいない.また,銀河の 物理状態を決定するためには弱い輝線の flux 測定が 要求されることから,物理状態が決定できていない銀 河も存在している.そこで,本研究では暗い銀河の物 理状態の決定のために重力レンズによる増光効果を 用いる.本講演では,重力レンズによる増光効果を受 けた高赤方偏移に存在する窒素が豊富な天体を観測 することができたので,その結果について報告する.

2 Observations and Results

2.1 Target 天体

今回解析に使用した天体は, Abell1703 という銀河 団による重力レンズ効果を受けた銀河 A1703-zd6 で ある (図 2). この天体について JWST/Near Infrared Spectrograph を用いた観測 (Program ID: GO-2478, PI: Daniel P.Stark) が行われ, スペクトルが得られ た. データリダクションは Nakajima et al. (2023) の方法を用いて Nakane et al. (in prep) で行われた.



図 2: Abell1703 (Bradley et al. 2012) と A1703-zd6 (Stark et al. 2015). 白い線は critical line.

2.2 解析結果

図3は,得られたスペクトルの様子を示している. 今回は,赤い点線で示した輝線について Gaussian profile を仮定した chi-squared フィッティングを Marcov Chain Monte Carlo (MCMC) 法を用いて行



(b) G395M/F290LP でのスペクトル

図 3: A1703-zd6 のスペクトル. 本研究での解析に使用した輝線は赤点線で示した.

い, 各輝線の flux 及びエラーの値を求めた. この flux の値を用いて電子密度, 電子温度, 金属量 (metallicity), 窒素酸素比 (log(N/O)), 炭素酸素比 (log(C/O)) の値を Pyneb を使用して求め, 表 1, 表 2 のように なった

表 1: A1703-zd6 の物理状態

電子密度 [/cm ³]	電子温度 [K]	
$9.0^{+1.0}_{-2.0} \times 10^4$	$1.96^{+0.5}_{-0.5} \times 10^4$	

表 2: A1703-zd6 の元素組成比

metallicity	$\log(\mathrm{N/O})$	$\log(\mathrm{C/O})$
$7.60 \lesssim 12 + \log({\rm O/H}) \lesssim 7.92$	$0.89\substack{+0.46 \\ -0.42}$	$-1.18\substack{+0.06\\-0.13}$

3 Discussion

3.1 UV 等級

本研究では, まず UV 等級と N/O の関係について 先行研究と A1703-zd6 の比較を行った. Stark et al. (2012) より, A1703-zd6 の UV 等級は –19.3 である ことが分かっている. 今回測定した log(N/O) の値と 合わせて他の N/O の高い銀河と比較した結果を図 4 に示す.



図 4: Isobe et al. (2023)の Figure 8 を改変. A1703-zd6 (緑の三角形), CEERS_01019 (赤い四角形), GN-z11 (マゼンタの四角形), GLASS_150008 (赤い二重 丸) をそれぞれプロットしている.

図4から, A1703-zd6をUV等級に関して比較すると,A1703-zd6はこれまで見つかってきたN/Oの高い銀河の中で最も暗い銀河であることが分かった.

3.2 N/OとC/Oの比較

次に, A1703-zd6のN/OとC/OをN/O vs. C/O 平面上で先行研究 (Isobe et al. (2023))と比較した.

A1703-zd6 の N/O と C/O の値は表 2 で示した通 り, $\log(N/O) = 0.89$, $\log(C/O) = -1.18$ である. こ の値を図 5 上に示したところ, A1703-zd6 の N/O と C/O の値は CCSN によって放出される N/O の値 よりも大きいが, CNO サイクルによって放出される C/O の値よりも小さくなっていることが分かった. この傾向は, CCSN あるいは CNO サイクルによって 放出される N/O, C/O の値の中間の N/O, C/O の値 を示す GN-z11 などの他の銀河とは異なっている.



図 5: Isobe et al. (2023)の Figure 6 を改変. A1703-zd6 (緑の三角形)を追加.

3.3 A1703-zd6の性質

§3.2 では, A1703-zd6 が他の窒素が豊富な銀河と は異なる様相を示していた. そこで, A1703-zd6 が具 体的にどのような特徴を持つ天体なのかを調べた.



図 6: AGN と星形成銀河の関係を, [OIII]λ5007, [OIII]λ4363, Hγの3つの輝線の flux 比を用い て示した Übler et al.(2024)の Figure 3 上に A1703-zd6 (緑色の三角形), CEERS_01019 (赤い 四角形)での結果をプロットした.

図6は、[OIII] λ 5007、[OIII] λ 4363、H γ の3つの輝線 のflux比を用いてAGNと星形成銀河 (SFG)の関係 を示した図である.この図と比較すると、A1703-zd6 はAGNの特徴を示していることが分かった.表2で 示したN/O及びC/OはAGNの寄与を仮定せずに求 めた値であるため、AGNの効果を考えることで §3.2 での結果は変わる可能性がある.さらに、先行研究で 示されていた窒素の豊富な銀河についても図6上にプ 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

ロットしたところ, A1703-zd6 と同様に AGN の兆候 を示した. GN-z11 については [OIII] λ5007 の輝線が 検出されていないため, 図 6 上での具体的な位置は判 明しなかったが別の先行研究 (Bunker et al.(2023)) から AGN の存在が示唆されている. よって, 初期宇 宙における主要な窒素源として AGN によって引き 起こされる TDE の可能性が示唆された.

4 Summary / Next step

本講演では、重力レンズ天体 A1703-zd6 のスペク トルデータから天体の物理状態及び元素組成比を求 め、A1703-zd6 に AGN の兆候が見られることを示し た.また、他の窒素が豊富な銀河についても AGN の 兆候が見られることを示した。今後は A1703-zd6 と 同様な重力レンズ天体の観測結果を JWST の public data などから 10 天体ほど集め、本講演で述べたよう な手法を用いて初期宇宙における主要な窒素源と窒 素が豊富な銀河の存在割合について詳細に議論をし ていく予定である.

Reference

Isobe et al. 2023, ApJ 959, 100 Bunker et al. 2023, A&A 677, A88 Bradley et al. 2012, ApJ 747, 3 Stark et al. 2015, MNRAS 454, 1393-1403 Übler et al. 2024, MNRAS 531, 353-365 -index へ戻る

銀河a12

JWSTで観測された N/Oが高い銀河における強い HeI 輝線の起源

柳澤 広登

JWST で観測された N/O が高い銀河における強い He I 輝線の起源

柳澤 広登 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

JWST による遠方銀河観測で、近傍銀河に比べて窒素 (N) と酸素 (O) の存在比 N/O が非常に高い銀河が見つかっ ている。このような特異な化学組成は、恒星内の CNO サイクルで反応速度の遅い N が蓄積したガスの組成によって 説明できる可能性がある。CNO サイクルのガスを選択的に放出する様々なモデルが提案されているが、どの過程が 遠方銀河で支配的なのかは明らかになっていない。CNO サイクルでは N だけでなく、生成物であるヘリウム (He) も増加するので、He と水素 (H) の存在比 He/H を求めることで、初期銀河の化学進化について新たな制限が得られ る可能性がある。しかし、これらの銀河の He/H は求められていなかった。本研究では、N/O に制限がついている 遠方 ($z \gtrsim 6$) 銀河に対し、JWST/NIRSpec の分光観測により得られた He, H 輝線のスペクトルを解析し、近傍銀河 に比べて非常に強い HeI 輝線を検出した。これらの輝線から He/H を求めた結果、N/O が高い銀河では He/H また は電子密度が非常に高い可能性があることが分かった。さらに Wolf-Rayet 星や超大質量星、潮汐破壊現象などの化 学進化モデルを用いて、このような化学組成を再現する物理過程についても考察する。

1 Introduction

ジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (James Webb Space Telescope; JWST) による高感度の近赤外分 光観測により、高赤方偏移銀河において、従来の望 遠鏡では検出が難しかった様々な元素の輝線スペク トルが観測されてきた。その中で、GN-z11 をはじ めとした、窒素と酸素の存在比 N/O が近傍銀河に 比べて非常に高い銀河が見つかった (Cameron et al. 2023a; Senshyna et al. 2023; Isobe et al. 2023a). Isobe et al. (2023a) は遠方銀河の C, N, O の組成 比を調べ、これらの銀河で見つかった低い C/N と 高い N/O は、恒星内で起こる水素燃焼過程の一つ である CNO サイクルの平衡状態における元素組成 比で説明できることを示唆した。また Isobe et al. (2023a)は、遠方銀河で見つかった低い C/N と高い N/Oが、球状星団の星の大気における元素組成比と 近いことを見つけ、これらの遠方銀河が球状星団を形 成している段階にある可能性を指摘した。Topping et al. (2024) は、 $z \sim 6$ の銀河 RXCJ2248-ID を JWST/NIRSpec で観測し、N/O が高いだけでなく、 電子密度も近傍銀河に比べて非常に高いことを示し、 CNO サイクルで作られたガスが、非常に密度の高い 環境での球状星団形成と共存している可能性を示唆 した。これは、Isobe et al. (2023b) が示したよう に、電子密度が遠方銀河で高い傾向とも関係がある かもしれない。

CNO サイクルは水素からヘリウムを合成する反応であるため、高い N/O をもつ銀河では、ヘリウム-水素存在比 He/H も非常に高い可能性がある。実際、いくつかの遠方銀河で、強い He I 輝線が観測されている (Cameron et al. 2023b; Topping et al. 2024)。本研究では、近傍銀河と遠方銀河で He/H に違いがあるかを、He I 輝線強度を比較することによって検証する。さらには、He/H, N/O, 電子密度の関係についても調べる。

2 Data and Sample

遠方 ($z \sim 6$) 銀河において、N/O に制限がつ いている天体が 5 つ存在する (GN-z11; Cameron et al. 2023a; Charbonnel et al. 2023; CEERS01019, GLASS150008; Isobe et al. 2023a; RXCJ2248-ID; Topping et al. 2024; GS-NDG-9422; Cameron et al. 2023b)。He/H を求めるためには、静止系 波長で約 4000Å から 7000Å にある水素およびヘリ ウムの輝線が必要となるため、銀河の赤方偏移は $0.5 \leq z \leq 6.5$ である必要がある。これらの条件か ら、3 つの銀河 (GS-NDG-9422, RXCJ2248-ID, and 2024 年度 第 54 回 天文・天体物理若手夏の学校

GLASS150008) を選択した。偏ったサンプルとなる ことを避けるため、N/O が高いという条件は課して いない。

GS-NDG-9422 (z = 5.94) と RXCJ2248-ID (z = 6.11) については、それぞれ Cameron et al. (2023b)、Topping et al. (2024) で報告されたフ ラックスの値を用いた。GLASS150008 ($z \sim 6.23$) については、過去の研究でヘリウムおよび水素の輝 線フラックスが報告されていないため、Nakajima et al. (2023) によって整約されたスペクトルに対して ガウシアンフィットを行うことにより、これらの輝 線のフラックスを求めた。

また、対照サンプルとして Hsyu et al. (2020); Matsumoto et al. (2022), Yanagisawa et al. (in prep.) で報告された 68 個の近傍矮小銀河を用いた。 Hsyu et al. (2020); Matsumoto et al. (2022) で報 告された銀河については、それぞれの文献でで報告さ れたフラックス値をそれぞれ用いた。Yanagisawa et al. (in prep.) で報告される銀河については、SDSS および Magellan/MagE (PI: Rauch) により観測さ れた可視光スペクトルを用いて、ガウシアンフィッ トによってフラックス比を求めた。

我々のサンプルは合計 3 個の遠方銀河と、68 個 の近傍銀河から成る。図 1 に、これらの銀河の He I λ 5876/H β フラックス比を示した。RXCJ2248-ID と GLASS150008 は、近傍銀河に比べて非常に強い He I 輝線強度を示していることがわかる。一方で、 GS-NDG-9422 は近傍銀河と同等の(だが比較的強 い)He I 輝線強度である。

3 Chemical Abundances

3.1 Helium Abundance

ヘリウムと水素の数密度比 $y \equiv \text{He/H}$ は、

$$y = \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} + \frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+} = y^+ + y^{++}$$
(1)

で与えられる。ここで y⁺ と y⁺⁺ はそれぞれ1 階、 2 階電離したヘリウムと、1 階電離した水素との数密 度比である。観測される輝線は電離領域から来るも のであり、電離領域内ではほとんどの水素・ヘリウム 原子は電離されているため、中性の水素・ヘリウム原 子の存在は無視する。



図1 He I λ 5876 と H β のフラックス比と、O/Hの 関係。赤い四角形、菱形、六角形は、それぞれ GS-NDG-9422, RXCJ2248-ID, GLASS150008 を表 す。青(グレー)の丸は、N/O の制限がある(な い)近傍矮小銀河を表す。

我々は y^+ を modified YMCMC を用いて求め た。modified YMCMC は、YMCMC (Hsyu et al. 2020)を元にして、Yanagisawa et al. (2024)が水 素バルマー輝線の光学的厚さの影響を取り込んだも のである。modified YMCMC は、マルコフ連鎖モ ンテカルロ法 (MCMC)を用いて、観測された水素・ ヘリウム輝線比を最もよく再現するパラメータを推 定する。我々は7つのフリーパラメータ (y^+ , 電子温 度 T_e , 電子密度 n_e , 星間減光補正係数 $c(H\beta)$, ヘリウ ム光学的厚さ係数 τ_{He} , 中性水素存在比 ξ , 主量子数 2 の水素原子の柱密度 N_2)を推定した。

 y^{++} は、Pagel et al. (1992)の式 (17)

$$y^{++} = 0.084 \left[\frac{T_{\rm e}(\rm O\,III)}{10^4} \right]^{0.14} \frac{F(\rm He\,II\,\lambda 4686)}{F(\rm H\beta)}, \quad (2)$$

を用いて求められた。ここで $F(\lambda)$ は輝線 λ のフ ラックス、 $T_{e}(O III)$ は [O III] $\lambda\lambda$ 4959,5007/[O III] λ 4363 輝線比から求めた電子温度である。

酸素および窒素の組成比 O/H, N/O は、過去の 研究で求められているものを使用した (Cameron et al. 2023b; Topping et al. 2024; Isobe et al. 2023a; Hsyu et al. 2020; Matsumoto et al. 2022; Kojima et al. 2020, 2021; Izotov et al. 2020, 2021; Sanchez Almeida et al. 2015; Hagele et al. 2011; Duarte Puertas et al. 2022)_o

4 Results

図 2(左) に、He/H と O/H の関係を示した。 RXCJ2248-ID と GLASS150008 は、近傍銀河に比 べて非常に高い He/H を示している。図 2(中) に、 He/H と N/O の関係を示した。N/O が高い銀河で は He/H も高く、He/H と N/O は相関を持っている 可能性がある。

modified YMCMC で求められた GS-NDG-9422 と GLASS150008 の電子密度は、それぞれ Cameron et al. (2023b) と Jones et al. (2023) が求めた電子 密度と整合した。しかし、RXCJ2248-ID の電子密度 は Topping et al. (2024) が C III] $\lambda\lambda$ 1907,1909 輝線 から求めた電子密度 $\log(n_e/\text{cm}^{-3}) \sim 5$ と整合しな かった。 強い He I 輝線は、 Topping et al. (2024) が 報告しているような非常に高い電子密度による、頻 繁な衝突励起によって放射されている可能性もある。 この可能性について検証するため、我々は modified YMCMC において、y⁺ に中心値 0.08、標準偏差 0.01 のガウシアン型の事前分布を考え、強い He I 輝線が どのようにして再現されるかを調べた。得られた電 子密度を、N/Oの関数として図 2(右) に示す。He/H が近傍銀河の典型的な値 0.08 であると仮定した場合 には、電子密度と N/O の間に正の相関が見られるこ とがわかった。

He/H が高いのか、電子密度が高いのかは本研究 では結論づけることはできなかったものの、He/H と N/O,または電子密度と N/O に正の相関があること がわかった。

5 Discussion

本章ではヘリウム過剰のシナリオを仮定して、そ のような化学組成がどのような物理過程によって説 明できるかを議論する。

まず標準的なモデルである核崩壊型超新星 (CCSN) による化学進化を考える。本研究では Watanabe et al. (2024)の CCSN モデルに、星 間物質 (ISM) との混合を考慮したモデルを用いて比 較を行った。その結果を図 3 に示す。CCSN モデル は O を大量に放出し、すぐに図の右方向へと進化し てしまうため、観測された高い He/H を再現するこ とはできないことがわかった。

次に、CNOサイクルで生成されたガスを選択的に 放出するモデルを考える。本研究では、Wolf-Rayet 星 (WR)、超大質量星 (SMS)、潮汐破壊現象 (TDE) モデル (Watanabe et al. 2024, Watanabe et al. in prep.)を考える。CCSN モデルと同様の ISM と の混合を考慮する。比較の結果を図 3 に示す。これ らのモデルは、CCSN モデルよりも高い He/H を示 し、観測された高い He/H を再現できていることが わかる。高い He/H が近傍では観測されず、遠方銀 河でのみ観測されている原因として、遠方銀河では 近傍銀河に比べて WR や SMS のような大質量の星 が形成されやすいこと、近傍銀河では ISM との混合 が十分に起こり、ガスが薄められることで He/H が 下がっていることなどが考えられる。

6 Summary

本研究では、遠方銀河で観測された強い He I 輝線 の起源を調べた。静止系可視光の水素・ヘリウム輝 線フラックスを用いて、modified YMCMC により遠 方・近傍銀河の He/H と電子密度を求め、比較した。 その結果、強い He I 輝線は非常に高い He/H または 電子密度によって再現されることがわかった。本研 究ではどちらのシナリオによって強い He I 輝線が放 射されているかを結論づけることはできなかったも のの、He/H と N/O, または電子密度と N/O に正の 相関があることがわかった。ヘリウム過剰のシナリ オは、WR や SMS、TDE などの、CNO サイクルで 生成されたガスを選択的に放出する過程により説明 できることが、化学進化モデルとの比較で分かった。

Reference

- Cameron, A. J. et al., 2023a, MNRAS, 523, 3516
- Senchyna, P. et al., 2023, arXiv e-prints, arXiv:2303.04179
- Isobe, Y. et al., 2023a, ApJ, 959, 100 $\,$
- Topping, M. W., MNRAS, 529, 3301
- Isobe, Y. et al., 2023b, ApJ, 956, 139



図 2 (左) He/H と O/H の関係。白の四角形は、Cameron et al. (2023b) が求めた He/H。そのほか のマーカーは図 1 と同じ。黒の実線および青の領域は、近傍銀河に対する線形フィット (Matsumoto et al. 2022)。(中)He/H と N/O の関係。マーカーは左と同じ。(右)電子密度とと N/O の関係。マーカーは 左と同じ。



図3 He/H, O/H のモデルとの比較。マーカーは 図2と同じ。各モデルで再現される化学組成は青 の領域で示されている。 r_{mix} は、星から放出され たガスと ISM との混合を表すパラメータで、星か ら放出されたガスと ISM が r_{mix} : $(1 - r_{mix})$ で混 合するように定義される。

- Cameron, A. J. et al., 2023b, arXiv e-prints, arXiv:2311.02051
- Charbonnel, C. et al. 2023, A&A, 673, L7
- Bunker, A. et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2306.02467
- Eisenstein, D. J. et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2306.02465
- Treu, T. et al. 2022, ApJ, 935, 110
- Nakajima, K. et al. 2023, ApJS, 269, 33
- Hsyu, T. 2020, ApJ, 896, 77
- Matsumoto, A. et al. 2022, ApJ, 941, 167
- Yanagisawa, H. et al., 2024, arXiv e-prints, arXiv:2403.20118
- Pagel, B. E. J. et al., 1992, MNRAS, 255, 325
- Kojima, T. et al., 2020, ApJ, 898, 142
- Kojima, T. et al., 2021, ApJ, 913, 22
- Izotov, Y. I. et al., 2020, MNRAS, 491, 468
- Izotov, Y. I. et al., 2021, MNRAS, 504, 3996
- Sanchez Almeida, J. et al., 2015, ApJL, 810, L15
- Hagele, G. F. et al., 2011, MNRAS, 414, 272
- Duarte Puertas, S. et al., 2022, A&A, 666, A186
- Watanabe, K. et al., 2024, ApJ, 962, 50
- Jones, T. et al., 2023, ApJL, 951, L17

——index へ戻る

銀河a13

極低金属量星を用いた、初代星の初期質量関数の解明

石川 諒

極低金属量星を用いた、初代星の初期質量関数の解明

石川 諒 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

天の川銀河における初代星の性質を理解するための手がかりとして、元素汚染が初代星の超新星爆発のみの 影響による、つまり第二世代星の元素組成があげられる。星の金属量は、過去の超新星爆発などの元素汚染 を繰り返し受けることで増加し、年齢が古い天体ほど低金属量である傾向があるため、極端に金属量が低い 星のなかには初代星の影響を残存させた第二世代星が含まれる。 我々は、観測された EMP 星に対して機械 学習を用いて、元素汚染が単一または複数の超新星爆発の汚染の影響を受けたものとをデータ主導で分類す る方法を提案する。また、観測された EMP 星の多くを説明できるコア崩壊型超新星の核合成収率のモデル と、初代星の初期質量関数(IMF)モデルを組み合わせる。本研究はこれを用い、初期の銀河系形成史を明 らかにする上で重要な、EMP 星の多重汚染度を観測的に制約を得ることを目的とする。 以上の結果、ある 程度の割合の EMP 星は複数の元素汚染源の影響を受けた星である可能性が予言された。これは初代星が比 較的小さな星の集まりで生まれたことを示唆しており、PopulationIII 星形成に関する最近の流体シミュレー ションなどと一致する。更に、EMP 星の中でも特に低金属量な天体は、一回の超新星爆発によって濃縮さ れた可能性が高く、また炭素と鉄の存在比が高い傾向が見つかった。本公演ではこれらの結果を、初代星の IMF、単一の超新星爆発の元素汚染を受けた EMP 星の化学動力学的な性質などの観点から議論を行う。

1 Introduction

宇宙の歴史は、恒星が多く集まって形成・進化され る銀河の歴史でもある。銀河形成は過去にあった小 さな恒星集団の衝突・合体を繰り返したことにより、 更には各恒星における形成とその進化の歴史に帰着 される (e.g.,(Helmi 2020))。近傍の銀河や私たちの 住む銀河系は、銀河を形作る恒星をひとつひとつ分 離し、金属量や化学組成、空間運動の性質を詳細に 調査する上ではまさに理想的な環境である。

特に、銀河にある、現存している古い星は銀河が若 い時期に生まれた寿命の長いものである。この星々 の動力学情報を考慮したとき、運動量とエネルギー を用いた位相空間上では銀河系形成期の情報を保持 しているため、矮小銀河銀河などとの合体イベント が起こる前の星々の情報を得られる。更に元素組成 情報は、各星の生まれた時の情報をおおよそ保持し ている。これらの化学動力学を調査することは銀河 形成と進化を追跡する上で有用であり、過去の情報 を保持した有用な"化石"として注目されている。

また現在、JWST などの観測をはじめとして、非 常に赤方偏移 z の大きい、初期宇宙の銀河が多数観測 され、解析が進められ、多くの解明がなされている。 しかし、初期宇宙の銀河内の恒星の質量分布 (IMF) は重要であるものの、解析では仮定されたものが用 いられ、未だ解明されていない。我々は銀河系内の" 化石"を用いることで、宇宙初期の恒星の質量分布 などの統計的な性質を紐解くことに着目した。先行 研究として、(Hartwig et al. 2023)では質量分布を 仮定せずに複数の元素汚染源の影響を受けた星の割 合を求めることで IMF への制限を与えることを目指 したが、多重汚染度を精度良く評価することができ なかった。

本研究では、銀河系の、初代星の超新星爆発の影響を反映した PopulationII(第二世代) 星の化学組成 比の高分散分光観測のデータ、および大質量星の超 新星爆発による元素汚染モデルを組み合わせること で、PopulationIII(初代星) の星の性質の推定を行っ ている。その結果、第二世代星は単独の超大質量星 による影響ではなく、複数の元素汚染源からの影響 を受けた星がある程度存在することが予言された。

第2節では本解析で使用した元素汚染源分布およ び超新星爆発による化学組成比のモデル、観測デー タの概要について紹介した上で、モデルの観測デー タへの適応についてまとめる。第3節ではモデルの 組成分布および解析結果を示した上で、第4節でそ の結果の示唆について考察する。最後に第5節では 結論および将来の展望について述べる。

2 Methods and Datasets

2.1 初代星の超新星爆発による元素汚染

大質量星の多くは、星が寿命を迎えたのちに、超 新星爆発を起こす。この過程で星は物質を空間上に ばら撒き(汚染)、銀河間の重元素比を上昇させ、次 の世代の恒星の(表面)元素組成比に影響を与える。 そこから時間と共に多数の超新星爆発が繰り返され ることで、現在のような金属に富んだ、多様な種類 の元素の存在量を持つ環境になった。

また初期宇宙において、物質は水素とヘリウム のみのゼロメタルな環境であり、初代星は PopulationIII(金属量が 0)の星といえる。PopulationII(第 二世代)星の元素汚染の影響は、初代星の超新星爆発 の影響のみであることから、現在観測される星の中 でも非常に金属量の低い星 (超低金属量星: EMP)と 考えられる。具体的には、PopulationIII 星の超新星 爆発が元素汚染を起こす量は [Fe/H] \leq -3.0 である (Hartwig et al. 2018b; Ishigaki et al. 2021))。つ まり、EMP 星は多くが初代星のみによって汚染され た第二世代星といえる。

このことから、EMP 星の表面の化学組成比を観 測することによって、初代星の超新星爆発による汚 染の影響を推定することができる。また、超新星爆 発の元素汚染は、図1が示すように、親星の質量や 爆発時のエネルギー等によって元素の生成量が異な る((Nomoto et al. 2006))。この性質と、観測された EMP 星の元素の存在量比の分布を組み合わせること で、初代星の分布推定を行った。

2.1.1 PopIII SNe 元素汚染モデル

ここで、我々は PopIII 超新星爆発による元素汚染 で、第二世代星がどのような元素量を持つかの模擬 モデルを作成した。特に、初代星の系に注目し、初代 星が単独で存在して、第二世代星がただ一つの超新星 爆発の影響を受けていた (mono-enriched) か、初代 星はある領域で複数固まっていたことで、第二世代星 が複数の超新星爆発の影響を受けた (multi-enriched) かの評価を詳細に行った。

手法としてまず、Pop3 星の超新星爆発による様々 な元素の汚染量を Ishigaki 2018'et al. の結果を利用 した。これを用い、親星である超新星の質量と爆発時



図 1: 超低金属量星の、超新星爆発 (SN/HN) で生成 される元素量の質量依存性。(Nomoto et al. 2006)

のエネルギーによって決まる各元素の生成量を決定した。次に、銀河における親星の質量 · エネルギー分布を仮定し、MCMC でその仮定に則って模擬モデルを作成した。具体的に、今回、IMF を $\xi(m) \propto m^{-1.35}$ とまず仮定した。これは Salpeter IMF, Kroupa IMF などで代表される大質量星での IMF の式 $\xi(m) \propto m^{-2.35}$ と比べてより大質量星の割合が多い。

ここで模擬モデルで mono-/multi- enriched の双 方のモデルを用意し、交差検証を行った上で、それ ぞれの元素汚染の場合、元素組成比がどのように観 測されるかを注視した。

2.1.2 SVM

前節により、第二世代星が複数と単独の超新星 に汚染された場合のモデルが作成された。実際 に観測された EMP 星が親星によりどのように 元素汚染を受けたかを評価するために、13 元素 (C,O,Na,Mg,Al,Si,Ca,Cr,Mn,Fe,Co,Ni,Zn)の各元素 比(計 78 軸)を用いて、機械学習を SVM で行い、 それぞれの EMP 星は元素汚染が mono-/multi- enriched のどちらであったかを分類した。ここで、 SVM(Support Vector Machine) は多次元のデータ のある際の二値分類に使われる手法であり、クラス を分離する境界線(決定境界)を多次元空間で決定し、 対象のデータのクラス分類を予測する手法である。



図 2: PopIII SNe 元素汚染モデルでの、mono-/multi- enriched における様々な元素組成比の分布の例 (左 図: [C/Mg]-[Ca/Fe], 右図: [Mg/Mn]-[Al/Fe])。多くの元素比では右図のように分布の形状には汚染の回数 によって大きな差はないが、[C/Mg]-[Ca/Fe] など一部の組成比平面では特徴的な分布の差が生まれる

2.2 SAGA database

分光観測は星の視線方向の速度や化学組成比を決 定するために用いられるが、高分散分光観測を行う ことによって、AlやZnなど、星の多様な化学組成 情報を得ることができる。

現在、高分散分光観測は様々な観測機器により多様な波長域で個別になされているが、個々の研究の目的に合わせた観測が行われているため、Gaia などをはじめとした測光観測のような掃天的な観測は行われていない。SAGA database(Suda et al. 2008)は、銀河系や近傍銀河の、主に超低金属量な恒星について、様々な観測や解析を統合して収録されたデータベースとなっている。本研究では、EMPの条件としての [Fe/H]≤ -3.0 を満たす天体を解析した。この星々は銀河系内の、太陽近傍のハロー領域に存在する星であり、815 天体について元素組成比の評価を行った。

3 Results

本章では、2章でのモデル、およびその観測デー タへの適応した結果を示す。図2は、2.1節で得た PopIIISNe 元素汚染モデルにより、元素汚染が単独 (mono enriched) か複数 (multi enriched) によるか で、どのように元素の存在量比が反映されるかを示 す。左図はCと Mg、Caと Fe の元素比について、 右図は Mg と Mn、Al と Fe の元素比を示す。(図中 の [X/Y] とは、X と Y の存在量の比が太陽を基準と したときに何倍であるかを、対数で表したものであ る。) この図より、単独の超新星からの汚染の場合 は複数からの汚染のときに比べ、、様々な元素比にお いて、取りうる第二世代星の元素比の幅が大きいこ とがわかる。また、左図で、mono enriched の場合、 [Ca/Fe] が低いとき、多数の [C/Mg] の値が高い、つ まり C が Mg に対して過剰に存在する星 (炭素過剰 星:CEMP) が存在する。また、[Ca/Fe] 比が高いもの が存在し、それは [C/Mg] は低いとわかる。

対して右図での [Mg/Mn] と [Al/Fe] の元素比では、 mono enriched の場合は multi enriched と比較して 元素組成比の広がりは大きく、より元素比過剰なも のが存在するものの、その分布の形状には大きな差 がないことがわかる。

次に、モデルを観測データに適用させ、それぞれの 星が mono-/multi-enriched どちらであるかを評価し た。その結果、機械学習を用いて分類された第二世代 の EMP 星 815 天体のうち、mono-/multi- enriched とされた天体数は $N_{mono} = 499, N_{multi} = 311, (分類$ 不可:5) とされ、EMP 星のうち単一の超新星爆発の影響によるものは 61.6% となった。図 3 では、 [C/Fe]と [Fe/H] の平面において、観測された星が複数のSNe 汚染によるとされた確率を示した。この図より、 $EMP 星の中でも特に金属量の低い星 ([Fe/H]<math>\leq -4.2$) は、炭素過剰星であるといえる。更に、炭素過剰星 は mono- enriched である可能性が高い。



図 3: [C/Fe]-[Fe/H] 平面で示される、観測された星 が多重汚染星である確率.

4 Discussion

今回利用したモデルから、仮定した質量分布の妥当 性を考える。図4に、観測された星の [C/Mg]-[Ca/Fe] 分布を示す。ここで図2のモデルで作成された同平 面での図 (左図) と比較すると、低い [Ca/Fe] 比で の CEMP 星は同様に多数確認できるのに対して、 [Ca/Fe] 比が高く [C/Mg] の低いものの存在は多く 確認されない。

これらの元素汚染がどのような親星によるかを考え る。図1に示したように、CaやMgといったα-元素 は、より大質量な Supernova によって多く供給され る。対して、炭素の主な生成源は恒星内部での CNO cycle であり、生成量は質量や爆発エネルギー以外 の恒星進化中の要因が大きく影響する。つまり、大 質量星ほど [C/Mg] は比較的小さい値を取りやすく、 [Ca/Fe] は大きな値をとるといえる。

以上より、今回の仮定した IMF: $\xi(m) \propto m^{-1.35}$ は、 観測された結果よりも大質量星の割合が多かったと 考えられる。

また、今回の交差検証を行った後の mono-/multi enriched 分類の精度を、機械学習に用いていない ground truth データを用いて評価を行うと 86.4% で あった。先行研究として (Hartwig et al. 2023) では、 分類精度は 70% 程度であり、大きく精度が向上した。 また、彼らは mono-enriched の割合は 31.2% と見積 もっており、およそ 2 倍の差が生じている。

この原因として、彼らは IMF の仮定を行なっていな いことが考えられる。複数個の超新星の汚染を受け た際の第二世代星の元素組成比分布は、星の質量分 布によって大きく変わり得る。IMF を考慮しないこ とで現実よりも大質量星同士の割合ばかりが生成さ れてしまい、multi-enriched なモデルが、非現実的で 適切に推定できていなかったことが挙げられる。



図 4: 観測された星々の [C/Mg]-[Ca/Fe] 分布

5 Conclusion

本研究は妥当な初期質量関数を仮定することで、初 代星の超新星爆発元素汚染の影響を受けた第二世代 星の多重汚染度について機械学習を用いて決定し、よ り精度の分類精度を得ることができた。この結果、あ る程度の無視できない割合の EMP 星は複数の初代 星の超新星爆発によって汚染されていることがわか り、今回仮定した IMF: $\xi(m) \propto m^{-1.35}$ よりも質量 分布は小質量側に偏っていると考えられる。

質量や爆発エネルギーの分布が異なる仮定でも同 様の操作を行うことで、IMF をはじめとする初代星 の星形成史に関する制限を与えることを今後の目標 とする。

Reference

Helmi.A 2020, ARA&A, 58, 205

- Nomoto K., Tominaga N., Umeda H., et al., 2006, Nucl.Phys. A, 777, 424
- Hartwig, T., Yoshida, N., Magg, M., et al. 2018, MN-RAS, 478, 1795
- Ishigaki, M. N., Hartwig, T., Tarumi, Y., et al. 2021, MNRAS, 506,5410
- T.Suda, Y. Katsuta, S. Yamada et. al, 2008, PASJ,60,1159
- Hartwig, T., Ishigaki, M. N., Kobayashi, C. et. al, K. 2023, ApJ, 946, 20

-index へ戻る

銀河a14

SED fitting を用いた BAL クェーサーの統計的調査

柳谷 百合

SED fitting を用いた BAL クェーサーの統計的調査

柳谷 百合 (信州大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

遠方宇宙に存在する銀河の一部は、非常に狭い中心領域から、莫大なエネルギーを放出している。このよう な銀河の中心領域をクェーサーという。クェーサーのうち、10-40 %の割合で、そのスペクトル上に幅の広い 吸収線 (broad absorption line; BAL) が検出される。このようなクェーサーを「BAL クェーサー」という。 BAL クェーサーが検出される理由として、(1) クェーサーから吹き出すガスの流れ(アウトフロー)の放出 方向が、我々がクェーサーを観測する視線方向とほぼ平行である「inclination シナリオ」、(2) 大量のガス とダストに覆われた進化の初期段階にあるクェーサーを観測している「evolution シナリオ」、(2) 大量のガス とダストに覆われた進化の初期段階にあるクェーサーを観測している「evolution シナリオ」、という 2 つの 有力なシナリオが提唱されている。このうち前者については、シミュレーションでは再現されている (Proga et al. 2000) ものの、観測からは十分に検証されていない。本研究では、SDSS、2MASS、WISE の多波長 測光データを用いて、解析コード CIGALE での SED フィッティングにより、3 つの主要パラメータ (傾斜 角、ダストトーラスの開口角、ダストによる減光量)を推定した。BAL クェーサー、non-BAL クェーサー の両者に対して解析を行い、「inclination シナリオ」の検証を通して、BAL の検出シナリオの絞り込みを試 みた。解析の結果、本研究では「evolution シナリオ」を支持する結果を得た。

1 Introduction

1.1 クェーサーアウトフロー

クェーサーはその莫大な光のエネルギーによる輻 射圧で、周囲のガスを外向きに加速放射している。こ のクェーサーから離れる向きに加速され、降着円盤 表面から放射されるガスの流れをアウトフローと呼 ぶ。アウトフローは最大で光速の10-20%にも及ぶ大 きな速度を持つ (Rodríguez Hidalgo et al. 2020)。

銀河中心の超大質量ブラックホール (SMBH) 質量 と、銀河バルジを構成する星の総質量の間には正の 相関が見られる (e.g., Magorrian et al. 1998)。この ことは、SMBH と母銀河の共進化の可能性を示唆し ている。SMBH と母銀河間での情報伝達を担う役割 を果たすものとして、アウトフローは重要な要素で ある。

1.2 BAL クェーサー

クェーサーアウトフローは、分光観測において、 クェーサーの放射光源に対する吸収線として観測す ることが出来る。クェーサーに由来する吸収線は、視 線速度幅によって、Broad Absorption Line (BAL)、 mini-BAL、Narrow Absorption Line (NAL) の3種 類に分類される。

そのうち BAL とは、視線速度の半値全幅が、 2000 km s⁻¹ 以上の吸収線である。吸収の強さの指標 である、Balnicity Index; BI (Weymann et al. 1991) により、BAL の強度が明確に定義される。

$$BI = \int_{3000}^{25000} \left(1 - \frac{f(v)}{0.9}\right) C \, dv \qquad \text{km s}^{-1} \qquad (1)$$

ここで、*C* は無次元量で、連続光強度の 10%以上 の深さの吸収が 2000 km s⁻¹ 続いた場合に 1 を取り、 それ未満の場合は 0 を取る。式 (1) に関して、BI > 0 を BAL と定義する。

BAL の広い速度幅は、ガス中における熱運動の効 果だけでは説明することが出来ず、大きな速度勾配 を持つアウトフローが起源であると考えられている。 また、光源に対して青方偏移した吸収として検出さ れることがほとんどであることから、アウトフローは 視線方向へ高速に吹き出していることが考えられる。 Hamann et al. (2012) によると、可視光の範囲で選 出されたクェーサーのうち、10-15%のクェーサーが BAL を持っている。BAL クェーサーの強い吸収に より、検出されにくいことを考えると、実際は 40% 近くのクェーサーが BAL を持っていることが予想さ れている (Allen et al. 2011)。 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

1.3 BAL クェーサーの検出シナリオ

BAL クェーサーの検出に関して、inclination(観 測方向に対する降着円盤の自転軸の傾き)に依存す るという考えと、クェーサーの進化段階で BAL が観 測されるという考えの、2 つのシナリオが有力視さ れている。

• inclination シナリオ

Murray et al. (1995) によると、アウトフローは 降着円盤に近い、円盤軸からの傾斜角が大きい方向 (edge-on) へ放出すると考えられている。アウトフ ローが角度に依存して吹き出しているという予想か ら BAL クェーサーは、edge-on に近く、完全にダス トトーラスに覆い隠されることはない角度から観測 しているクェーサーであると考えられている。図1 は、inclination シナリオについて、アウトフロー及 び観測方向を表した概念図である。



図 1: inclination シナリオの概要図

evolution シナリオ

ガスやダストを多く含む銀河同士の合体を起源と して、銀河の中心領域がガスやダストに覆われた状 態を経て、最終的にそれらが吹き飛ばされて中心光 源が発現することにより、クェーサーに至ると考えら れている (Hopkins et al. 2006)。Farrah et al. (2007) によると、BAL クェーサーは、クェーサー進化段階 において、ガスを吹き飛ばしている段階であると考 えられる。図2は、evolution シナリオについて進化 段階を表した概念図である。



図 2: evolution シナリオの概念図

1.4 研究目的

BAL クェーサーの検出に関して、inclination シナ リオにおいては、BAL クェーサーの inclination は edge-on に近いという考えが有力である。しかし、inclination シナリオはシミュレーションにより再現さ れる (Proga et al. 2000) 一方で、観測的には十分に 検証することは出来ていない。そこで、本研究では BAL クェーサー及び、non-BAL クェーサーについて SED fitting による解析を行い、inclination シナリオ の検証を通して、BAL クェーサーの検出シナリオの 絞り込みを試みる。

2 Methods

2.1 CIGALE を用いた SED fitting

本研究では、クェーサーの inclination を観測デー タから調べる方法として、スペクトルエネルギー分 布 (spectral energy distribution; SED) フィッティン グを行った。フィッティングには、Code Investigating GALaxy Emission (CIGALE; Burgarella et al. 2005; Boquien et al. 2019; Yang et al. 2020) を用い た。CIGALE では、設定したフリーパラメータの組 み合わせごとに、SED モデルを作成する。その中で 最も良く観測データを再現する SED モデルから、フ リーパラメータの値を推定することが出来る。

クェーサーの放射 SED のモデルとして、SKIRTOR (Stalevski et al. 2012, 2016)を採用した。SKIRTOR モデルでは、降着円盤からの放射と、ダストトーラ スによる紫外線の吸収及び、赤外線での再放射を再 現する。

フリーパラメータとして、inclination、ダストトー ラスの opening angle、reddening E(B-V)の値を設 定した。本文では、円盤軸方向から測った inclination を *i*、 opening angle を θ とおく。

2.2 サンプルセレクション

本研究では、Sloan Digital Sky Survey (SDSS; Ahumada et al. 2020)、Two Micron All Sky Survey (2MASS; Skrutskie et al. 2006)、Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE; Wright et al. 2010) によ る観測データを用いた。観測データは、SDSS DR16

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

(Lyke et al. 2020) クェーサーカタログと、ALLWISE カタログより取得した。

SDSS DR16 クェーサーカタログについて、以下の 条件で絞り込み、629,499 天体が該当した。

 u、g、r、i、zの各バンドに対して、シグナルノイズ比 (signalto-noise ratio; SNR) が 3 以上

ALLWISE カタログについて、以下の条件で絞り 込み、1,955,223 天体が該当した。

- ext_flg ¹が0である
- J、H、K_S、W1、W2、W3、W4の各バンドに対して、 SNR が3以上
- W1、W2、W3、W4の各バンドに対して、cc_map²が0 である
- W1、W2、W3、W4の各バンドに対して、Saturationが 0である

双方のサンプルについて、3 秒角以内でのクロス マッチを行い、1 天体につき 12 個のバンドのデータ を持つ、9,503 天体のクェーサーサンプルを作成した。 さらに、BAL クェーサーは C IV 吸収線の BI が 0 よ り大きい、non-BAL クェーサーは C IV 吸収線の BI が 0 という条件で絞り込んだ。

以上のサンプルセレクションより、BAL クェーサー 303 天体、non-BAL クェーサー 1,563 天体を解析対 象とした。

3 Results

3.1 累積分布関数

各サンプルに対するパラメータごとの累積分布関数 について、inclination *i*、opening angle θ 、reddening E(B-V)の結果を図 3 – 5 にそれぞれ示す。

3.2 K-S 検定

各パラメータの best 値における累積分布関数を用 いて Kolmogorov–Smirnov (K–S) 検定を行った。有 意水準は 3σ とし、K–S 検定による P 値はそれぞれ、 inclination が 0.29、opening angle が 0.98、reddening が 0.23 × 10⁻¹⁴ である。したがって、inclination



図 3: inclination i の累積分布



図 4: opening angle θ の累積分布



図 5: reddening E(B-V)の累積分布

i と opening angle θ については、BAL クェーサー サンプルと non-BAL クェーサーサンプルの間で母 集団の違いは見られないという結果を得た。一方で、 reddening E(B-V) については、BAL クェーサーサ ンプルと non-BAL クェーサーサンプルは異なる母集 団である可能性が極めて高いという結果を得た。以 上のことから、今回の解析においては、BAL クェー サーを特徴づける主なパラメータ量は、ダストによ る reddening であるといえる。

¹PSF(Point Spread Function; 点拡がり関数) と一致しない 確率について示す。サンプルセレクションでは、光源の形状が点 光源であるものを選択し、銀河のような光源に広がりをもつ天体 を除外した。

²観測領域の天体の密集に関する情報を示す。サンプルセレク ションでは、天体が重なっている地点のデータの解釈が難しいこ とから、密集地点を避けるために0とした。
4 Discussion

inclination シナリオによると、BAL クェーサーの inclination は edge-on に近い方向であり、*i* の値は、 大きくなることが予想される。一方、non-BAL クェー サーは、BAL が見られないことから、face-on に近い 方向から観測しているものと考えられる。すなわち non-BAL クェーサーの*i* の値は小さくなることが予 想される。opening angle については、BAL クェー サーも non-BAL クェーサーも、共通のダストトーラ ス構造を持つと仮定すると、両者の間に違いは見ら れないことになる。

今回の結果より、BAL クェーサーと non-BAL ク ェーサーの2つのサンプルにおいて、inclination 及び opening angle の両方に統計的に有意な差が見られな いことが分かった。このことは、BAL クェーサーと non-BAL クェーサーの間には観測方向の違いがない ことを示唆するものであり、その結果は BAL クェー サーの inclination シナリオを支持しないという結論 を導く。

inclination、opening angle についてサンプルの間 に違いが見られなかった一方で、K-S 検定によると、 reddening *E*(*B* – *V*) に関して、BAL クェーサーと non-BAL クェーサーは異なるサンプルであるという 結果を得た。また、累積分布関数を参照すると、BAL クェーサーのほうが reddening が大きいことが分か る。これは、BAL クェーサーのほうが、周囲のダスト 量が多いことを示している。すなわち、BAL クェー サーの減光の由来はダストトーラスによる減光では なく、クェーサー周囲のあらゆる方向に分布するダ スト量に由来することが考えられる。

5 Summary and Future Work

本研究では、紫外線から中間赤外線のデータを用い て SED fitting を行うことにより、BAL クェーサー 及び non-BAL クェーサーの解析を行った。CIGALE による SED fitthing の結果、BAL クェーサーと non-BAL クェーサーの inclination および opening angle の間に違いが見られなかった。一方で、BAL クェー サーは non-BAL クェーサーに比べて reddening が 大きいという傾向を得た。このことから BAL クェー サーの周囲にはダストが多く存在することが考えら れる。このように、本研究の結果は BAL クェーサー の検出について、evolution シナリオを支持するもの となった。

今後の解析において、さらに統計的精度を高める ために、以下の調査を行う。

- 1. 母銀河成分の fitting を追加し、fitting 精度を向 上させる。
- 2. opening angle θ を固定して、inclination i のみ をフリーパラメータとする。
- COSMOS フィールドなど、より多くの波長の測 光データを用いた解析を行い、fitting 精度を向 上させる。
- 電波領域のデータを用いて、今回の解析とは独立に inclination を見積もる。

これらの調査を通して、引き続き inclination シナリ オの検証を行い、BAL の検出シナリオの更なる絞り 込みを試みる。

Reference

Ahumada, R., et al. 2020, ApJS, 249, 3

- Allen, J. T., et al. 2011, MNRAS, 410, 860
- Boquien, M., et al.2019, A&A, 622, A103
- Burgarella, D., Buat, V., & Iglesias-P 'aramo, J. 2005, MNRAS, 360, 1413
- Farrah et al. 2007, ApJ, 662, L59
- Hamann, F., et al. 2012, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 460, AGN Winds in Charleston, ed. G. Chartas, F. Hamann,& K. M. Leighly, 47
- Hopkins, P. F., et al. 2006, ApJS, 163, 1
- Lyke, B. W., et al. 2020, ApJS, 250, 8
- Magorrian, J., et al. 1998, AJ, 115, 2285

Murray, N., et al. 1995, ApJ, 451, 498

- Proga, D., et al. 2000, ApJ, 543, 686
- Rodríguez Hidalgo, P., et al. 2020, ApJ, 896, 151
- Skrutskie, M. F., et al. 2006, AJ, 131, 1163
- Stalevski, M., et al. 2012, MNRAS, 420, 2756
- Stalevski, M., et al. 2016, MN-RAS, 458, 2288
- Weymann, R. J., et al. P. C. 1991, ApJ, 373, 23
- Wright, E. L., et al. 2010, AJ, 140, 1868
- Yang, G., et al. 2020, MN- RAS, 491, 740

-index へ戻る

銀河a15

SDSSとeFEDSを用いたBALクェーサーのX線吸収強 度の統計的調査

渡邊 一樹

SDSS と eFEDS を用いた BAL クェーサーの X 線吸収強度の統計的調査

渡邊 一樹 (信州大学 総合理工学研究科)

Abstract

活動銀河核 (AGN) のアウトフローは、超大質量ブラックホール (SMBH) とそのホスト銀河の共進化に寄 与したと考えられている。しかし、その加速機構は未だ完全には解明されていない。特にアウトフローを効 率的に加速させるためには、中心光源からの X 線放射によるガスの過電離を防ぐ必要がある。その役割を果 たす遮蔽物質として、光源とアウトフローの間に存在する X 線吸収体 (Warm Absorber ; WA) が有力視さ れている。実際に、速度幅の大きい紫外線吸収 (Broad Absorption Line ; BAL) を持つ(すなわち、効率 よくアウトフローが噴き出している)BAL クェーサーにおいて、紫外線吸収強度と X 線吸収強度の間に正 の相関がみられることが示唆されている。ただし、大規模な X 線データに基づく統計的解析はこれまでにほ とんど行われていない。そこで本研究では、紫外線 (SDSS) および X 線 (eFEDS) の AGN カタログを用い て、WA による X 線遮蔽シナリオを再検証した。その結果、従来の結果と同様に、紫外線と X 線の吸収強 度に正の相関が見られたものの、WA の柱密度が小さくても紫外線吸収が強いクェーサーが存在することが 分かった。この結果は、X 線の遮蔽効果を受けずともクェーサー固有の X 線強度が十分小さければ、アウト フローが効率よく噴き出す可能性があることを示唆するものである。

1 Introduction

宇宙に無数に存在する銀河の中心部には、超大質量 ブラックホール (Super Massive Black Hole; SMBH) が存在する。銀河と SMBH の大きさは最大で 10 桁 の差がある一方で、その質量比は 500–1000 倍程度に 収まることが知られている。この比例関係は銀河と SMBH が共に進化(以下、共進化)してきたことを 意味している。ブラックホールの重力圏は銀河のス ケールに比べれば極端に小さいため、共進化を説明 するに当たって SMBH と銀河とが何らかの方法で情 報交換を行ってきたと考える必要がある。この情報 交換メッセンジャーの正体を明らかにすることが、共 進化メカニズムの解明に繋がると期待されている。

メッセンジャーとして、有力視されているのが降 着円盤から輻射圧によって噴き出す強力なガスやエ ネルギーの流れ、「アウトフロー」である。アウトフ ローの加速機構はまだ完全には解明されていないが、 効率よく加速するためには「銀河中心から放射される X線によるガスの過電離を阻止する方法」が重要な課 題である。これに対し、X線源とアウトフローガスの 間に介在する X線の収体としての Warm Absorber (WA)による X線の遮蔽作用が有力視されている。

アウトフローの直接的な観測は困難であるため、 クェーサーの分光観測によって吸収線として検出す るのが一般的である。特に吸収線幅の広い Broad Absorption Line (BAL) はアウトフローに起源を持つ。 また、X 線はアウトフローの電離状態に大きな影響 を与えるため、X 線観測はアウトフローの存在やその 性質を捉える手がかりとなる。先行研究では、BAL クェーサーの紫外線領域の吸収強度と X 線の吸収強 度には正の相関があることが分かっている。しかし、 この結果は少数サンプルに基づくものであり、統計 的精度にやや問題があった。

本研究は、Sloan Digital Survey (SDSS) と X 線 望遠鏡 eROSITA による X 線天体のサーベイ (The eROSITA Final Equatorial-Depth Survey; eFEDS) のデータを用いてサンプル数を飛躍的に増加させ、両 者の相関関係を高い精度で再検証することを目標と する。

2 Sample & Methods

2.1 紫外線・X線観測データの取得

クェーサーのスペクトルデータを提供しているアー カイブとして Sloan degital Sky Survey (SDSS) Data Release (DR) 16 (Lyke et al. 2020) がある。今回の 研究では、SDSS DR16 Quasar-only Catalog を採用 し、その中でも、BAL クェーサーを選定した。将来 的には non-BAL クェーサーについてのデータも利用 し、より広範で統計的な解析を行う予定である。

クェーサーの X 線観測データを提供しているアー カイブの一つとして eFEDS がある。eFEDS は X 線 天文学の観測衛星である eROSITA によって実施さ れた。eROSITA の主なミッションは、7 年間にわ たり全天の X 線天体を広範囲かつ高感度で調査する ことである。最終的には全天観測 (eRASS) を実施す る予定である。観測対象は、主に銀河団、AGN、銀 河の X 線放射源などである。

eFEDS は、eROSITAが目指す最終的な観測深度 までの観測を、限定的な範囲で行った観測データアー カイブである。この観測は、約 140 平方度 (126° < RA < 146°, -3° < Dec < $+6^\circ$)を対象としている。 この観測領域は、全天に対して約 0.3% である一方、 eRASS では eFEDS の約 300 倍のデータ取得を見込 んでいる。

本研究では eFEDS AGN catalog (Liu et al. 2022) を解析に用いた。

2.2 対象天体選定アルゴリズム

本研究では、観測から、アウトフローに起源を持 つ事が知られている幅の広い吸収線 (BAL) が検出さ れているクェーサーを対象とする。SDSS の 750414 個のクェーサーのうち、

- 1) BAL を持つこと (BI > 0)
- eFEDS の観測領域 (126° < RA < 146°、-3° < Dec < +6°) にあること

を条件に選定し、243 天体に絞り込んだ。その後、 SDSS・eFEDS 両者を RA-Dec についてクロスマッ チした。これにより、X 線対応天体を有するクェー サーは 19 天体となった。なお、紫外線の吸収強度の パラメータである BALnicity Index (BI) は、

$$BI = \int_{3000}^{25000} \left[1 - \frac{F(v)}{0.9} \right] C \, dv \quad [km \ s^{-1}] \qquad (1)$$

である。ここでCは、10 % 以上の吸収が連続的に 2000 km s⁻¹ 以上続いたときに1を、それ以外は0 をとる無次元量である。表1は選定された19天体の データである。

3 Results & Discussion

先行研究 (Fan et al. 2009) のデータに本研究の データを合わせた結果を図1に示す。



図 1: BI (CIV) vs N_H。赤い▲は Fan et al. (2009) のデータ、青い×は本研究のデータである。

3.1 WA による X 線遮蔽シナリオ

N_H (水素柱密度) は X 線吸収の程度を評価するパ ラメータであり、WA の存在を仮定した場合、BI と 正の相関を示す。図1の青い×は本研究の対象天体 のプロットであり、N_HとBIの間には明らかな正の 相関は見られなかった (相関係数は –0.119)。データ 点を増やし、より統計的な調査を行うため、さらに Fan et al. (2009) の天体を追加でプロットした (赤い ▲)。データ点全てについての相関係数を求めたとこ ろ、その値は -0.053 となり、無相関に近くなった。 また、Fan et al. (2009) のデータ点のみで相関係数 を求めたところ、0.008 であることから、サンプル数 の増加に伴って期待された、BI (紫外線の吸収) と、 N_H (X 線の吸収) に関する明確な正の相関は見られ なかった。 $\log N_{\rm H} \sim 21$ あたりでも BI > 0 となって いるのは注目すべき点である。この結果は、WA に よる十分な X 線の遮蔽効果が働かずとも BAL が存 在するケースがあることを示唆する。

また、 $\log N_{\rm H} \sim 21$ は non-BAL クェーサーの分布 のピークとなる一方で、BAL クェーサーの $\log N_{\rm H}$ の 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

NAME	RA	Dec	z	BI(CIV)	$\log N_{\rm H}$	$l_{2500\text{\AA}}$	$l_{2\rm keV(corr)}$
	[°]	[°]		$[\mathrm{km} \mathrm{s}^{-1}]$	$[cm^{-2}]$	$[\mathrm{erg} \ \mathrm{s}^{-1}]$	$[\text{erg s}^{-1}]$
J084401.95+050357.9	131.00814	5.06610	3.35	8972	21.77	32.31	40.27
J084444.69 + 005041.5	131.18624	0.84486	2.32	584	21.05	31.15	41.27
J084939.97 + 035330.3	132.41656	3.89175	1.66	1134	22.79	31.26	41.33
J085353.18 + 032854.1	133.47159	3.48172	2.19	50	21.07	31.04	41.35
J085441.14 + 011103.3	133.67142	-1.18472	2.32	583	20.57	31.13	41.38
J085647.99 + 003107.4	134.19999	0.51874	2.30	186	21.28	30.98	40.98
J085746.29+001434.7	134.44289	-0.24299	2.39	2759	22.27	30.97	40.3
J085747.06 + 033405.3	134.44611	3.56815	2.13	286	24.11	30.55	42.51
J090115.46 + 044014.5	135.31443	4.67071	2.27	180	21.15	30.84	40.79
J090754.03 + 032901.2	136.97516	3.48369	2.31	17	23.15	30.78	41.3
J090900.80-004021.6	137.25336	-0.67268	2.25	62	20.74	30.95	41.1
J091053.75-002153.1	137.72397	-0.36476	2.23	31	22.64	30.22	40.86
J091218.76-011807.8	138.07819	-1.30217	2.33	267	21.68	30.82	41.02
J091621.46 + 010015.4	139.08945	1.00429	2.19	564	21.93	31.2	41.04
J092518.02 + 022315.3	141.32512	2.38761	2.36	42	22.75	31.17	41.4
J092550.26 + 041503.4	141.45944	4.25095	2.38	2716	21.09	30.71	40.95
$J092557.51 {+} 044035.9$	141.48966	4.67665	2.26	6469	21.97	31.01	40.57
J092818.96 + 024823.8	142.07901	2.80662	2.94	440	20.84	31.45	41.53
J093718.09 + 021548.5	144.32540	2.26348	2.27	1324	22.57	30.69	40.33

表 1: 選定されたクェーサーデータ (左から天体名、RA (赤経)、Dec (赤緯)、赤方偏移 z、BALnicity Index (BI)、柱密度の対数表示、2500Å における光度の観測値、2keV における吸収補正後の光度である)

分布は一般に、X 線の遮蔽に必要な $\log N_{\rm H} > 22 - 23$ を持つものの割合が高くなるが、本研究で扱ったデー タについては、 $\log N_{\rm H} \sim 21$ においても BAL クェー サーと見られる天体が存在する。

図 2 は紫外線の吸収 (BI) と BAL クェーサー固有
の X 線放射強度の指標 (
$$\Delta lpha_{
m ox(corr)}$$
) に関する散布図
である。ここで採用している $\Delta lpha_{
m ox(corr)}$ は

$$\Delta \alpha_{\rm ox(corr)} = \alpha_{\rm ox(corr)} - \alpha_{\rm ox(2500 \text{\AA})}$$
(2)

であり、 α_{ox} はTananbaum et al. (1979)より、

$$\alpha_{\rm ox} = \frac{\log[f(\nu_{\rm 2keV})/f(\nu_{\rm 2500 Å})]}{\log[\nu_{\rm 2keV}/\nu_{\rm 2500 Å}]}$$
(3)

であり、 $\alpha_{ox(corr)}$ は $f(\nu_X)$ について X 線の吸収補正 を考慮したフラックス値を用いている。

 $\alpha_{\rm ox(2500 {\rm \AA})}$ は Steffen et al. (2006) より、

$$\alpha_{\text{ox}(2500\text{\AA})} = (-0.126 \pm 0.013) \log(l_{2500\text{\AA}}) - (0.010 \pm 0.009)z + (2.311 \pm 0.372)$$
(4)

という経験式が得られている。なお、 $\alpha_{ox(corr)}$ と $\alpha_{ox(2500\text{\AA})}$ は、X 線の吸収を受ける前のクェーサー の紫外線・X 線強度比に対応するものであるため、図 2 横軸 ($\Delta \alpha_{ox(corr)}$) については 0 付近に分布するこ とが期待される。しかし、図 2 は $\Delta \alpha_{ox(corr)} = 0$ を 中心に分布しているものの、僅かに負の相関を示し、 外れ値が存在することを示している。この外れ値は、 BAL クェーサーが持つ個性を反映していると考えら れる。

3.2 BAL クェーサーの吸収前の X 線強度



 \boxtimes 2: BI(CIV) vs $\Delta \alpha_{ox(corr)}$

クェーサーから放射される 2500Å の紫外線の光度 *l*_{2500Å} と赤方偏移 *z* に基づく式 (4) は、"一般的な" クェーサーに対する α_{ox} を推測するための経験式で あるため、BAL クェーサーに対しては適用できない 可能性がある。すなわち、BAL クェーサーに対する 同様の評価を行うためには、式 (4) に BI を変数とし て導入する必要があると考えられる。期待される方 程式の形は、

$$\alpha_{\rm ox(expected)} = f(l_{2500\text{\AA}}, z, \text{BI(CIV)}) \tag{5}$$

である。

以上 3.1、3.2 より、本研究では以下の 2 点が考察 できる。

- (1) 比較的弱い X 線遮蔽であっても(WA による吸収効果が小さくても)アウトフローガスの過電離が避けられる場合がある。このことは、一部の BAL クェーサーがもともと弱い X 線光度を有していた可能性を示唆する。
- (2) 一般的なクェーサーに対する α_{ox(2500A)} を推測する ための経験式(式(4))は、BAL クェーサーには使 えない可能性がある。

4 Conclusion

本研究では、超大質量ブラックホール (SMBH) と その母銀河の共進化メカニズムを解明することを最 終目的として、そこに大きく影響しているとされる アウトフローの加速機構について探った。アウトフ ローを効率よく加速するために「X 線によるガスの 過電離を阻止する方法」が課題となっており、これ を再現するための手法として X 線吸収体による遮蔽 作用が有力視されている。X 線吸収体の存在を示唆 する先行研究は数多く存在するが、その多くが小規 模であり、大規模なX線光源カタログを組み合わせ た統計的調査は、これまでほとんど行われていない。 本研究の結果を以下にまとめる。

- 可視光データとして SDSS DR16、X 線データとして eFEDS を用いることでサンプル数の増加を図り、より大規模な統計的調査を試みたが、BAL クェーサー における紫外線吸収強度とX 線吸収強度の明確な相 関は確認できなかった。
- 比較的弱い X 線遮蔽であっても(すなわち WA による吸収が小さくても)アウトフローガスの過電離を避けることが可能であることを確認した。

- BAL クェーサーの X 線放射は、WA による遮蔽効果 を受ける前の段階ですでに十分弱い可能性があることを確認した。
- 一般的なクェーサーを対象とした経験式である式(4)
 は、BAL クェーサーに対しては適用できない可能性があることを確認した。

将来的展望としては、

- eFEDS の約 300 倍のサンプル数が期待される、全 天の X 線光源データ「eROSITA All-Sky Survey (eRASS)」を用いることで、紫外線吸収と X 線吸収 のより大規模な統計的調査を行う。
- 一般的なクェーサーに対して、紫外線フラックスから α_{ox} を推定する式 (4) を BAL クェーサーに対して拡 張するために、紫外線吸収強度の指標である BI によ る影響も考慮に入れた経験式を導出する。

eRASS を用いたより大規模な統計的調査を行うこ とで、BAL クェーサーにおける紫外線吸収強度と X 線吸収強度の相関関係を調査し、WA の存在を明確に すると同時に、α_{ox}を推測する経験式 *f*(*l*_{2500Å},*z*,BI) の全容を明らかにすることを最終的な目標とする。

5 Reference

Brandt, W. N., Laor, A., & Wills, B. J. 2000, ApJ, 528, 637

- Brunner, H., Liu, T., Lamer, G., et al. 2022, A&A, 661, A1
- Fan, L. L., Wang, H. Y., Wang, T., et al. 2009, ApJ, 690, 1006

Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. 1974, MNRAS, 167, 31P

Gunn, J. E., Siegmund, W. A., Mannery, E. J., et al. 2006, AJ, 131, 2332

Holtzman, J. A., Harrison, T. E., & Coughlin, J. L. 2010, Advances in Astronomy, 2010, 193086

Liu, T., Buchner, J., Nandra, K., et al. 2022, A&A, 661, A5

Lyke, B. W., Higley, A. N., McLane, J. N., et al. 2020, ApJS, 250, 8

Murray, N., & Chiang, J. 1995, ApJ, 454, L105

Richards, G. T., Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., et al. 2006, ApJS, 166, 470

Steffen, A. T., Strateva, I., Brandt, W. N., et al. 2006, AJ, 131, 2826

Tananbaum, H., Avni, Y., Branduardi, G., et al. 1979, ApJ, 234, L9

Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, PASP, 107, 803

Weymann, R. J., Morris, S. L., Foltz, C. B., & Hewett, P. C. 1991, ApJ, 373, 23

-----index へ戻る

銀河a16

Type2クェーサーの接線近接効果

佐藤 良

Type 2 クェーサーの接線近接効果

佐藤 良 (信州大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

クェーサーは宇宙遠方の銀河中心にある超大質量ブラックホールの降着円盤によって非常に明るく輝き、こ の強力な紫外線輻射は、クェーサーの周辺環境にも影響を与える。特に、中性水素は電離されて電子を全て 失うことによって、光を吸収しなくなる。しかし、検出される中性水素の量は視線方向に比べて接線方向の 方が多いという異方性が確認されている。この異方性が生じる説明のひとつであるダストトーラスシナリオ は、AGN 統一モデルにおいて重要な構造であるダストトーラスによって紫外線輻射に偏りが生じていると いうものであり、現在最も有力視されている。このダストトーラスシナリオを検証するためには、横向きの クェーサー(紫外線輻射が地球から見て接線方向に偏っているクェーサー)を見る必要がある。そこで、本 研究ではクェーサーをダストトーラス越しに見ている(即ち接線方向の紫外線輻射が遮られていない)と考 えられている Type 2 クェーサーの近接効果を調べた。天球上での離角が heta < 120'' かつ異なる赤方偏移を 持ったクェーサー2天体を1組とした投影ペアクェーサー1組を対象として、Type2の foreground クェー サー周辺の環境を、background クェーサーのスペクトルから解析した。その結果、Type 2 クェーサーの接 線方向では光学的に厚い中性水素吸収体は検出されず、吸収の強さは EWrest = (1.25±0.38) Å であった。 但しこの結果は、1 組のペアクェーサーから得られた結果のため、統計的な議論は行えない。そのため、先 行研究の BAL クェーサー(Type 2 クェーサーと近い角度で見ていると考えられているクェーサー)の結果 と一致するものの、Type 1 クェーサー(視線方向の中性水素に減少が見られるクェーサー)の結果とも明確 な違いが見られなかった。Type 2 クェーサーの周辺の環境について統計的に調べるために、今後はより多く の、特に離角の小さいペアクェーサーを観測することにより、統計精度を高める必要がある。

1 Introduction

宇宙遠方の銀河中心に存在するクェーサーは、非 常に明るく輝きながらも地球からは点光源に見える 天体である。クェーサーはその強力な輻射によって、 クェーサー周辺の銀河間物質 (intergalactic medium; IGM) に含まれる中性水素(HI)を電離する近接効果 を引き起こす。これは、近接効果を引き起こすクェー サー自身のスペクトルを用いて調べられる視線方向 近接効果 (line-of-sight proximity effect; LPE) と、 離角が小さい別の background (b/g) クェーサーの 光が接線方向領域を通過したスペクトルから調べら れる foreground (f/g) クェーサーの接線方向近接効 果 (transverse proximity effect; TPE) に分けられる (図1)。Prochaska et al. (2013) では、典型的な Type 1 クェーサーの視線方向に比べて接線方向で HI が多 く検出される(すなわち電離度が低い)という環境 の異方性が確認された。この結果より考えられる現 在有力なシナリオは、ダストトーラスによって紫外 線輻射が遮られ、クェーサーの接線方向の電離度が

小さくなるというダストトーラスシナリオである。 ダストトーラスシナリオが正しければ、図2のよう に f/g クェーサーの回転軸が大きく傾いた系の場合、 LPE に比べて TPE の電離度が大きくなる逆の傾向 が見られると考えられる。しかし、クェーサーは非常



図 1: ペアクェーサーを用いた Type 1 クェーサー周 辺の LPE と TPE の概念図(ⓒ 信州大学)



図 2: Type 2 クェーサー周辺の LPE と TPE の概 念図 (ⓒ 信州大学)

に遠く、回転軸の傾きは空間分解では分からない。そ こで、Misawa et al. (2022) と Maeda (2024) では、 傾きが図 2 に近いと広く考えられている BAL クェー サーを用いて TPE を調べ、Type 1 クェーサーと逆 の傾向が見られることを確認し、ダストトーラスシナ リオを支持する結果を得た。本研究では、クェーサー をダストトーラス越しに見ていると考えられ、BAL クェーサーよりも横方向から見ていることが強く保 証されている Type 2 クェーサーで BAL クェーサー と同じ傾向が見られるか(すなわち Type 1 クェー サーと逆の傾向が見られるか)を調査した。

2 Sample Selection

本研究で用いるサンプルは SDSS/BOSS DR16 ク エーサーカタログ (Lyke et al. 2020) から、先行研究 で課されたものと同様の以下の条件をすべて満たし たものである: (i) f/g クェーサーの赤方偏移 ($z_{f/g}$) が 2.0 より大きい (SDSS の観測波長は $\lambda_{obs} \gtrsim 3650$ Å であるため)、(ii) クェーサー同士の離角が 120" 未 満である (典型的なクェーサーの赤方偏移 $z \sim 2.5$ で、背景紫外光よりクェーサーからの紫外線輻射が 1 桁以上大きくなる 1 Mpc に対応する離角)、(iii) クェーサー同士の視線速度差が 5000 km s⁻¹ 以上で ある (近すぎると b/g クェーサーの LPE の影響を受 けるため)、(iv) (1+ $z_{f/g}$)×1216 > (1+ $z_{b/g}$)×1026 である (f/g クェーサーの Ly α 波長と、b/g クェー サーの他のライマン系列が重ならないようにするた め)、(v) b/g クェーサーの g バンド等級が 20 等級 より明るい(SDSS/BOSS にて、エラーの少ないス ペクトルを得るため)、(vi) f/g クェーサーは Type 2 クェーサーである (Alexandroff et al. 2013)。

これらの条件を満たすペアクェーサーは1組だけ 見つかった。このペアクェーサーの諸情報を表1に 示す。



図 3: SDSS より取得した b/g クェーサーのスペクト ルの規格化の手順。上図: SDSS の観測フラックス(黒 色)を PCA フィット(赤色)したもの。中図: PCA によって規格化したスペクトル(黒色)の、f/g クェー サーの赤方偏移から視線速度差±10 000 km s⁻¹ の範 囲を低次スプライン関数フィット(赤色)したもの。 下図:低次スプライン関数の再度規格化後、同赤方 偏移での典型的な吸収体量(Faucher-Giguère et al. 2008)を用いた補正を行った結果。

3 Analysis

3.1 Fitting

本研究では、スペクトルの規格化を図 3 のように 主成分分析 (Principal Component Analysis; PCA)

クェーサー	位置	$z_{ m em}$	g バンド等級	θ	R_{\perp}
			(mag)	(arcsec)	(kpc)
SDSS J004600.47+000543.6	f/g	2.456	21.37	114	960
SDSS J004603.29+000729.4	b/g	2.540	19.89		

表 1: 解析対象のペアクェーサーの諸情報

表 2: 各種パラメータ

近接効果の度合い(イオン化率)	$1 + \omega_{\rm r}$	1.8
近接効果の度合い(フラックス)	$g_{ m UV}$	4.6
柱密度	$\log(N_{\rm H{\scriptscriptstyle I}}[{\rm cm}^{-2}])$	14.83 ± 0.13
等価幅	$EW_{\rm rest}[Å]$	1.25 ± 0.38

によって行い、その後、低次スプライン関数による 再規格化、解析対象天体の赤方偏移における典型的 な吸収減光量に基づく補正を順に行った。ここでの PCA は、Lyα 波長より長波長を用いて解析領域を フィッティングするものであり、Suzuki et al. (2005) の主成分スペクトルを用いて Ishimoto et al. (2020) で採用された手順に沿って実施した。

3.2 Parameters

HIの電離は背景紫外線とクェーサーからの紫 外線によるため、それぞれの電離光子フラックス (F_{ubv} , F_{qso})とHIイオン化率(Γ_{uvb} , Γ_{qso})を用い て、フラックスに基づいた近接効果の度合い $g_{UV} =$ ($F_{qso} + F_{ubv}$)/ F_{ubv} と、HIのイオン化率に基づいた 近接効果の度合い1+ $\omega_r = (\Gamma_{qso} + \Gamma_{uvb})/\Gamma_{uvb}$ を計 算した。近接効果の度合いは、観測光がダストトー ラスで遮られているため下限値となる。また、吸収 線フィットコード(MINFIT; Churchill 1997)を用 いてHI吸収体の柱密度を計算し、さらに、吸収線の 吸収強度を評価する静止系等価幅(EW_{rest})を計算 した。これらの値は表2のようになった。

4 Results and Discussion

4.1 パラメータと柱密度

パラメータと柱密度の関係は、図4のようになり、 光学的に厚い H1 は検出されなかった。また、BAL クェーサーの分布と一致することから、BAL クェー サーと Type 2 クェーサーの性質が似ていることが示 唆される。これらの結果はダストトーラスシナリオ と矛盾しない。

4.2 静止系等価幅と接線距離

EW_{rest} と接線距離 R_{\perp} の関係は、図 5 のように なった。この結果は、Type 1 クェーサーと BAL ク ェーサーのどちらとも誤差の範囲で一致する結果と なった。今回研究で用いたペアクェーサーの離角は $R_{\perp} \sim 960 \, \text{kpc}$ であり、この領域では Type 1 クェー サーと BAL クェーサー自体に有意な差が無い。先 行研究で Type 1 と BAL クェーサーの間に差異が見 られた 500 $\,\text{kpc} \lesssim R_{\perp} \lesssim 800 \, \text{kpc}$ の領域において、 Type 2 クェーサーを用いた同様の解析を行うことが 将来的に求められる。

5 Summary and Future Work

本研究では、f/g クェーサーが Type 2 クェーサー である離角の小さいペアクェーサーを用いて TPE を 解析し、クェーサーのダストトーラスシナリオを検 証した。その結果、ダストトーラスシナリオとの矛 盾は無かったが、統計的精度は低く Type 1 クェー サーとも明確な違いが見られなかった。今後、サン プル数を 10 組まで増加させて、どの Type 2 クェー サーの接線方向でも光学的に厚い中性水素ガスが見 られなければ、誤差の範囲で Type 1 クェーサーの検 出率と異なると言える。EW_{rest} については、先行研 究との比較や議論を行うためには、より接線距離の 短い領域サンプルの解析が必要となる。



図 4: 先行研究と本研究のペアクェーサーのパラメータと柱密度の散布図。赤色のプロットは本研究で得ら れた Type 2 クェーサーの結果を示す。青色のプロットは Prochaska et al. (2013) の Type 1 クェーサー、 緑色のプロットは Maeda (2024) の BAL クェーサーの先行研究の結果を示す。



図 5: f/g クェーサーからの接線距離に対して、静 止波長等価幅をプロットした図。赤色のプロットに 本研究で得られた Type 2 クェーサーの結果を示す。 青色のプロットは Prochaska et al. (2013) の Type 1 クェーサー、緑色のプロットは Maeda (2024) の BAL クェーサーの先行研究の結果を示す。黒破線は、 Type 1 クェーサーのモデルフィット (Prochaska et al. 2013)

今後の展望として、まず上に挙げたようなサンプ ルの増加が必要である。ここで期待される新たな観測 機器が、同時に最大 2394 天体を分光観測できる、す ばる望遠鏡の超広視野多天体分光装置 (Prime Focus Spectrograph; PFS) であり、2025 年度に運用がはじ まる見込みである。さらに、Type 2 クェーサーより も多く検出されている BAL クェーサーを用いたダス トトーラスシナリオの研究も行う。BAL クェーサー の周辺に離角の小さい b/g クェーサーが複数個ある 系を用いて同様の TPE 解析を進める。先行研究では BAL クェーサーの接線 1 方向のみの TPE を解析し ていたが、複数個の b/g クェーサーを用いて多視線 解析をすることで、ひとつの BAL クェーサーの接線 方向を複数の視線で調査し、その詳細な異方性を確 認することができるようになる。

Reference

- Alexandroff, R., Strauss, M. A., Greene, J. E., et al. 2013, MNRAS, 435, 3306
- Churchill, C. W. 1997, PhD thesis, University of California, Santa Cruz
- Faucher-Giguère, C.-A., Prochaska, J. X., Lidz, A., Hernquist, L., & Zaldarriaga, M. 2008, ApJ, 681, 831
- Ishimoto, R., Kashikawa, N., Onoue, M., et al. 2020, ApJ, 903, 60
- Lyke, B. W., Higley, A. N., McLane, J. N., et al. 2020, ApJS, 250, 8
- Maeda, Y. 2024, Master thesis, Shinshu University
- Misawa, T., Ishimoto, R., Kobu, S., et al. 2022, ApJ, 933, 239
- Prochaska, J. X., Hennawi, J. F., Lee, K.-G., et al. 2013, ApJ, 776, 136
- Suzuki, N., Tytler, D., Kirkman, D., O'Meara, J. M., & Lubin, D. 2005, ApJ, 618, 592

-----index へ戻る

銀河a17

SKIRT コードを用いた AGN ポーラーダストからの反 射X線スペクトルモデルの作成

藤原 寛太

SKIRT コードを用いた AGN ポーラーダストからの反射 X 線スペクトルの計算

藤原 寛太 (京都大学大学院 理学研究科 M1)

Abstract

銀河とその中心にある超大質量ブラックホール (Supermassive black hole; SMBH) との共進化の機構は現 代天文学の大きな未解決問題の一つである。この問題を解く鍵は SMBH が質量降着によって成長している現 場である活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) である。AGN は様々なスペクトル形状を示し、それら を SMBH とその周りのトーラス (吸収体) を見込む角度の違いで説明する統一モデルがある。この統一モデ ルを検証する際には、透過力が強く、トーラスを含む吸収体の構造を反映するX線が有用な手段の一つであ る。実際に、統一モデルに基づく X 線スペクトルモデルを用いた AGN の解析が行われている (Tanimoto et al. 2020)。一方、従来の統一モデルでは考慮されていなかった、ダスト成分が極方向にも広がっている (ポー ラーダスト) ことが近年の中間赤外線観測で明らかになってきている (Asmus 2019)。

この構造は吸収体・散乱体として X 線スペクトルにも影響を及ぼすことから、このポーラーダストを考慮し た新たな X 線スペクトルモデルを作成する必要がある。そこで本研究ではモンテカルロ輻射輸送計算コード SKIRT を用いて、現実的なトーラス構造を再現した XCLUMPY モデルに、放物線形状ポーラーダストを 加えたモデルを作成した。その結果、水素数密度の小さいポーラーダストを追加すると 12keV 以下の軟 X 線において反射 X 線の強度が増すことが分かった。また、より極方向に広がった、より水素数密度の大きい ポーラーダストを追加することで、反射 X 線の強度の増大分が大きくなることが計算結果として得られた。

1 イントロダクション

銀河中心には超巨大ブラックホール (Supermassive black hole; SMBH) が普遍的に存在しており、 SMBH と母銀河は共進化してきたことが示唆されて いる (Magrinucci et al. 2013)。しかし両者の共進化の 機構は未だに謎である。この問題を解く鍵は SMBH が質量降着によって成長している現場である活動銀 河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) である。

AGN は様々なスペクトル形状を示し、それらを SMBH とその周りのトーラス (吸収体) を見込む角度 の違いで説明する統一モデルがある。X 線は透過力 が強く、トーラスを含む吸収体の構造を反映するの で、統一モデルを検証する際の有用な手段の一つで ある (Awaki et al. 1991)。しかし近年の近赤外線の 観測により極方向に広がった構造 (ポーラーダスト) が発見され (Asmus 2019)、この構造を考慮した統一 モデルのアップデートが必要となっている。なぜな らばポーラーダストは吸収体、散乱体として X 線ス ペクトルに影響を及ぼすからである。

本研究では、トーラスのみを考慮した XCLUMPY

モデル (Tanimoto et al. 2019) にポーラーダスト構造 を追加することで X 線反射スペクトルモデルのアッ プデートを行う。X 線反射スペクトルとは、トーラ スでコンプトン散乱と自己吸収を受けたものに蛍光 輝線を加えた成分を指す。

ポーラーダストは近赤外線で観測された構造なの で「ダスト」という名前が付くがX線においては、主 にこの構造にダストの 100 倍程度の質量で存在する ガス (Yamada et al. 2023) が反射・吸収に寄与する。

2 方法

2.1 X線スペクトル解析

2型 AGN のスペクトルは主に3つの成分に分けら れる。SMBH 近傍の高温コロナから出た X 線が近く の電離したガスによりコンプトン散乱されて観測さ れる成分、トーラスによって光電吸収を受けた直接 成分、そしてトーラスからの反射成分である。この 反射成分は反射体の構造に強く依存する。そのモデ ル化には、無限平面に X 線を照射したときの反射成 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

分を理論的に計算した PEXRAV モデル (Magdziarz & Zdziarski 1995) などが主流であった。しかし、近 年では、モンテカルロ法による輻射輸送計算を用い ることで、現実的な構造に対する反射成分のモデル 化も行われるようになってきた。本研究では、平均 一様でない密度を考慮したトーラス構造をモデル化 した XCLUMPY モデル (Tanimoto et al. 2019) に ポーラーダスト構造を加えた構造で、反射 X 線のス ペクトルを計算する。



図 1: AGN からの散乱成分、反射成分、直接成分

2.2 ポーラーダスト追加モデル

本研究はポーラーダストの寄与を調べることを目 的としているので、トーラスモデルのパラメータは 固定した。またポーラーダストのフリーパラメータ は極方向項から測ったダストの開口角 [°]と、水素 数密度 [cm⁻³] である。

表 1: ポーラーダストモデルのパラメータ			
パラメータ	単位	値	
開口角	0	10, 20, 30, 40, 50	
水素数密度	$\rm cm^{-3}$	$10^2, 10^3, 10^4$	

2.3 輻射輸送計算コード SKIRT

SKIRT(Stellar Kinematic Including Radiative Transfer;Baes et al. 2003) コードは、任意の幾何構造 に対して、モンテカルロシュミレーションを用いて輻 射輸送を解くコードである。本研究のポーラーダスト



図 2: ポーラーダストモデルのパラメータ。本研究で はポーラーダストの水素数密度と開口角以外のパラ メータをすべて固定した。

を追加したモデルからの反射 X 線スペクトルの計算で は、以下の手順を踏んでいる。1. 光源である高温コロ ナから、エネルギースペクトル $F_E = E^{-\Gamma}(\Gamma = 1.8 \& Lc)$ に従う光子を100万個、等方的に飛ばす。2. トー ラスとポーラーダストで、コンプトン散乱と光電吸 収を考慮した輻射輸送計算を行う。

3 結果

3.1 ポーラーダストからの反射 X 線スペ クトル

図 3 は従来のトーラスモデル (水素柱密度 10²⁴ cm⁻²) に水素柱密度の小さいポーラーダスト (水素 数密度 10³ cm⁻³, 最大水素柱密度 10²² cm⁻²) を追 加したモデルの計算結果である。観測者は face-on の 方向である。この光学的に薄いポーラーダストを追 加することで、低エネルギー側 (< 12 keV) で反射成 分の強度が大きくなることが分かった。これは水素 柱密度が小さいガス中 (< 10²² cm⁻²) では、X 線の 自己吸収が効かないからである。

一方高エネルギー側 (> 12 keV) では, 従来のトー ラスのみのモデルとポーラーダストを加えたモデル との間に差がほとんど見られない。これは高エネル ギー側ではコンプトン散乱に比べて光電吸収の断面 積が小さくなるため、従来のモデルでも十分にコン プトン散乱された成分が見えているからである。自 己吸収による効果を無視できると仮定すると、ポー ラーダスト成分の強度と従来のモデルのトーラス成 分の強度は共に、それぞれの水素柱密度にほぼ比例 する。この計算では、ポーラーダスト成分の水素柱 密度 (10²² cm⁻² 以下) はトーラス成分の水素柱密度 (10²⁴ cm⁻²) の 1/100 以下なので、ポーラーダスト 成分の寄与はほとんど見ることができない。



図 3: ポーラーダストを追加したモデルの反射 X 線 スペクトルを表す。パラメータは開口角 30°、水素 数密度 10³ cm⁻³ とした。

3.2 開口角による違い

次にポーラーダストの開口角を変えた計算結果が 図4である。観測者は edge-on の方向である。ポー ラーダストの開口角が小さい (ポーラーダストが極方 向を向いている) ほど、低エネルギー側で反射スペク トルの強度が大きくなることが分かった。

ポーラーダストの開口角が大きいと,トーラスと ポーラーダストの構造が一部重なる。両者の構造が 重なった部分は、水素柱密度がトーラスの水素柱密 度以上の大きさになるので、その部分では光学的に 薄いポーラーダストと異なり自己吸収が効く。その ためポーラーダストからの反射成分は小さい。

一方ポーラーダストの開口角が小さいと両者の構 造は分離されるので、中心光源から見て「トーラスに は当たらずポーラーダストにのみ当たる立体角」が 大きくなる。この立体角へ飛ぶ光子は自己吸収を受 けないので、「トーラスには当たらずポーラーダスト にのみ当たる立体角」が大きいほど、つまりポーラー ダストの開口角が小さい方が反射スペクトルは大き くなる。



図 4: ポーラーダストの開口角を変化させた。ポー ラーダストの水素数密度は 10³ cm⁻³ に固定した。

3.3 水素数密度による違い

最後にポーラーダストの水素数密度を変えた計算 結果が図5である。観測者は edge-on の方向である。 ポーラーダストの水素数密度が 10²,10³ cm⁻³(水素 柱密度はそれぞれ最大で、10²¹ cm⁻²、10²² cm⁻²) のときはトーラスの水素柱密度 (10²⁴ cm⁻²) に対し て十分小さいので、図3と同じ結果 (水素柱密度の小 さいポーラーダスト成分の寄与) が得られる。ただし ポーラーダストの水素数密度が大きいほど、低エネ ルギー側の反射スペクトルの強度も大きい。

一方ポーラーダストの水素数密度が 10⁴ cm⁻³(最 大水素柱密度 10²³ cm⁻²)のときは他と異なった結果 となった。まず 2 keV 以下の低エネルギー側では、 ポーラーダストの寄与がほとんどない。これは水素柱 密度が大きいポーラーダスト成分 (水素柱密度 > 10²² cm⁻²)では自己吸収が効いてしまうからだと考える。 次に高エネルギー側 (< 12 keV)でも従来のモデル よりスペクトルが増大していることが分かる。これ はポーラーダストの上部の水素柱密度が、実質的に トーラスの水素柱密度に匹敵する大きさになったこ とが原因だと考える。このときはトーラスを幾何学 的に厚くしたような効果が表れていると言える。



図 5: ポーラーダストの水素数密度を変化させた。開 口角は 30°に固定した。

4 結論

本研究では、モンテカルロ輻射輸送計算を用いて、 AGN のポーラーダストが X 線スペクトルに与える 影響を調査した。その結果、光学的に薄いポーラーダ スト成分の追加することで、低エネルギー側でのみ 反射X線スペクトルの強度が増大することが分かっ た。これは光学的に薄いガス中では自己吸収が効か ないからである。

また、開口角が小さい (ポーラーダストが極方向を 向いている) と、またはポーラーダストの水素数密度 が大きいと、よりポーラーダスト成分による X 線反 射スペクトルの強度が増す。

ただしポーラーダストの水素数密度が大きくなる と、トーラスからの反射 X 線と同様に、ポーラーダ ストからの反射成分も低エネルギー側で自己吸収が 効くようになる。その結果トーラスを幾何学的に厚 くしたようなスペクトルが得られた。

Reference

Asmus, D. 2019, MNRAS, 489, 2177

Awaki,
H., Koyama,K., & Inoue,H. 1991, PASJ, 43,195 A

- Baes, A., Davis, J., & Dejonghe, H. 2003, MNRAS, 343, 1081
- Magdziarz, P., & Zdziarski, A.A. 1995, MNRAS, 273, 837
- Magrinucci, A., Miniutti, G., & Bianchi, S. 2013, MN-RAS, 436, 2500

Tanimoto, A., Ueda, Y., & Odaka, H. 2019, ApJ, 877, 95

Tanimoto, A., Ueda, Y., & Odaka, H. 2020, ApJ, 897, 2

Ogawa, S., Ueda, Y., & Tanimoto, A. 2021, ApJ, 906, 84

Yamada,S., Ueda,Y., & Herrera-Endoqui,M. 2023, ApJS, 265, 37 ——index へ戻る

銀河a18

準解析的銀河形成シミュレーションへのダスト形成・ 進化モデルの組み込み

五十嵐 諒

準解析的銀河形成シミュレーションへのダスト形成・進化モデルの組み 込み

五十嵐 諒 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

ダストは星間空間に存在する ~ 1 – 10⁻³ µm ほどの大きさの固体微粒子である。ダストは紫外線を吸収し 赤外線を放射するため、銀河のスペクトルエネルギー分布に大きな影響を及ぼす。さらにダストはガスの冷 却や、H₂ 分子をはじめとする分子形成に寄与するため星形成にも大きな影響を与え、銀河進化を考えるうえ で重要な物質である。

本講演では準解析的銀河形成モデル " $\nu^2 GC$ "へのダストモデルの組み込みを紹介する。ダストモデルは Hirashita(2015) で提案された "2-size approximation" をベースにダストの進化を準解析的に計算する。ダ ストの形成は Yates et al.(2013) のモデルを採用し、組成は carbon, silicate grain の 2 種類を仮定している。

1 Introduction

1.1 銀河形成シミュレーションについて

銀河は恒星、ガス、ダスト、ダークマターなどで 構成される自己重力系天体である。銀河は宇宙の構 造・進化を考えるうえで重要な天体であるが、バリ オンの相互作用が非常に複雑に絡み合いながら進化 しているため、その形成と進化の過程はいまだ十分 に理解されていない。銀河の理論的なアプローチ方 法には、

直接シミュレーションと、準解析的銀河形成モデ ルという2つの手法がある。

直接シミュレーションは、例えば粒子1つ1つに 対して重力や流体などのダイナミクスを計算する方 法である。この方法は銀河形成・進化のダイナミクス を(数値的に)解くことができる。ガスの移動や流入・ 流出も計算することができるため、内部構造を知る ことも可能である。しかし計算コストが高くなって しまううえ、恒星スケールは分解しきれないという 問題がある。そのようなスケールにおいては subgrid モデルというモデル化をおいて計算を実施している。

一方の準解析的銀河形成モデルはダイナミクスを 解くのではなく、銀河の形成・進化にかかわる各物理 過程をそれぞれモデル化し、それらを組み合わせて 計算する。モデル化によって直接シミュレーション よりも計算コストを抑えることができるうえ、幅広 いパラメータ探査が可能になる。しかしモデル化に は簡略化した解析モデルを導入していることや、直 接シミュレーションのようにダイナミクスを解いて いるわけではないという側面もある。

1.2 "*ν*²GC" モデル

"ν²GC"モデル(?)は準解析的銀河形成モデルの1 つである。ダークマターハローの進化はN体シミュ レーションで計算し、各ダークマターハロー内にお いてバリオンの進化を準解析的に計算している。本 モデルではN体シミュレーションはmicro-Uchuu(?) を、バリオンの進化は(?)を用いている。

図??はν²GCモデルの計算スキームを表している。 本モデルにおいて、ダストは銀河の明るさや色に影 響を与えるモデルとなっているが、ダストサイズや 質量の進化は考慮していない。ダストは星形成にも 大きな影響を与えるため、より詳細なモデル構築が 必要である。そこで本研究ではダストモデルの組み 込みを実施する。

2 ダストの諸性質

ダストは星間空間に存在する $\sim 1 - 10^{-3} \mu m$ ほど の大きさの固体微粒子である。本研究ではダストの サイズをその半径が、 $\sim 0.03 \mu m$ より大きいものを Large grain、小さいものを Small grain と呼ぶこと にする。ダストは紫外線を吸収し赤外線を放射する



図 1: v²GC モデルの計算スキーム。?fig1 より

ため、銀河のスペクトルエネルギー分布に大きな影響を及ぼす。さらにダストはガスの冷却や、H₂分子 をはじめとする分子形成に寄与するため星形成にも 大きな影響を与え、銀河進化を考えるうえで重要な 物質である。

ダストは恒星内部で生成された重元素が、星風や 超新星爆発を通して星間空間に放出・冷却されること で形成されると考えられている。形成したダストは破 壊・成長過程を通して進化する。ダストが破壊される 過程としては、ダスト同士が衝突することで粉砕され る shattering、熱や SN によって昇華する sputtering がある。SN による sputtering は特に SN destruction として熱的 sputtering と区別する。成長過程はダス ト同士が吸着する coaguration と、気相金属がダス ト表面に付着してサイズが大きくなる accretion 過程 がある。

2.1 ダストモデル

この研究ではタイムステップごとに、各ダストプロ セスの質量変化率を計算し、それを使って銀河の cold gas、hot gas の2領域について、Small grain (S) と Large grain (L)の全体の質量変化を評価すること を想定している。計算するダストモデルは以下。

$$\dot{M}_{L}^{\text{cold}} = \dot{M}_{*}^{\text{cold}} + \dot{M}_{\text{coag}} - \dot{M}_{\text{shat}} - \dot{M}_{\text{astr}} - \dot{M}_{\text{SN}}$$
(1)

$$\dot{M}_S^{\text{cold}} = \dot{M}_{\text{acc}} - \dot{M}_{\text{coag}} + \dot{M}_{\text{shat}} - \dot{M}_{\text{astr}} - \dot{M}_{\text{SN}}$$
(2)

$$\dot{M}_{I}^{\rm hot} = \dot{M}_{\star}^{\rm hot} - \dot{M}_{\rm spu} \tag{3}$$

$$\dot{M}_{S}^{\rm hot} = -\dot{M}_{\rm spu} \tag{4}$$

ここで \dot{M}_* は恒星によって生成されたダストの質量で、星は cold gas と hot gas の両方を Large grain で enrich にすると仮定する。 $\dot{M}_{\rm acc}$ は金属降着によっ て成長したダストの質量変化を表し、Small grain に のみ作用する。 $\dot{M}_{\rm shat}$ と $\dot{M}_{\rm coag}$ の項は shattering と coagulation 過程を表している。この2つの過程は 全ダスト量を変えることなく、Small grain と Large grain の質量を交換する。 $\dot{M}_{\rm astr}$ は astration によっ て星形成の最中に cold gas から恒星内部に取り込ま れるダスト質量変化を表す。 $\dot{M}_{\rm SN}$ は SN ショックに よって破壊されたダストを表しており、Small, Large grain の両方に作用する。 $\dot{M}_{\rm spu}$ は熱的 sputtering を 表していて、hot gas 領域におけるダストに対するモ デルである。

この研究では構成要素間のガス質量移動を引き起 こすすべての過程(例えば、SN 駆動風による cold gas の放出、hot gas から cold gas への冷却、銀河の 合体など)において、一般にダストは保存されると 仮定している。

2.2 ダスト形成モデル

ダスト形成は、?が採用している化学的濃縮モデル を用いて、SNII、SNIa、AGB 星からの11の元素の 化学的濃縮度を追跡する。

ダスト形成モデルでは以下を仮定する。

- ダストは AGB 星と SNII 放出物からのみ生成されると仮定し、SNIa の寄与を無視する(Gioannini et al.2017)。
- ダストの化学組成は、carbon grain (炭素質粒子) と silicate grain(ケイ酸塩粒子)の2種類を仮定 する。前者は炭素原子のみで構成され、後者は Oliven like な組成の MgFeSiO₄ と仮定する。

AGB 星は、放出物中のC/O数比に応じて、carbon grain または silicate grain のどちらかを形成すると 仮定する。実際、噴出物はミクロなレベルで混合さ れているため、粒子が凝縮する前に最大限のCOが 形成され、残りのCまたはO原子がダスト形成に 使われる。(例えば Dwek 1998)。C/O>1のとき、 AGB 星は CO 分子形成に使われなかった C 原子を 用いて炭素ダストを生成する。定式化は

$$M_{\rm C \ dust} = \max \left[\delta_{\rm AGB,C} \left(M_{C_{\rm ej}} - 0.75 M_{\rm O \ ej} \right), 0 \right]$$
(6)

である。ここで $M_{\rm X~ej}$ はエジェクトされた元素 Xの 質量で、0.75 は O と C の原子量の比。condensation 効果 $\delta_{\rm AGB,C} = 0.1$ ととる。

AGB 星は C/O < 1 のときに silicate grain を生 成する。Olivine の化学組成を保存するために、まず Olivine 形成のボトルネックとなる元素を評価する。

$$N_{\rm sil} = \delta_{\rm AGB, sil} \min_{X < [\rm Mg, Fe, Si, O]} \left(\frac{M_{X \rm ej}}{\mu_X N_{\rm ato}^X}\right)$$
(7)

ここで μ_X は元素の原子量、 N_{ato}^X は化合物内の X 原 子の数、 $\delta_{AGB,sil} = 0.1$ 。 N_{sil} を計算することで、形 成される silicate grain を構成する各元素 X の質量 が以下のように与えられる。

$$M_{X \text{dust}} = N_{\text{sil}} \mu_X N_{\text{ato}}^X \tag{8}$$

SNII の放出物は AGB 星とは異なり、ミクロなレベ ルで混合していないため、SNII 放出物中のダスト粒 に凝縮された質量を以下のように評価する。

$$M_{\rm C \ dust} = \delta_{\rm SNII,C} M_{\rm C \ ej} \tag{9}$$

が carbon grain に対してで、

$$M_{\rm X \ dust} = N_{\rm sil} \mu_X N_{\rm ato}^X \tag{10}$$

は silicate grain に対してである。 $X \in [Mg, Fe, Si, O]$ 。 上記の式において、 M_{Xej} は SNII によって放出され た元素 X の質量を表し、 N_{sil} は式 8 で計算される。 また、パラメータの値は $\delta_{SNII,C} = \delta_{SNII,sil} = 0.1$ を 採用する。

放出される元素の質量 $M_{X_{ej}}$ は Yates et al.(2013) にしたがって計算する。本来恒星は様々な種族が入り 交ざっているが、ここでは簡単のため Simple Stellar Population(SSP) と呼ばれる近似を用いる。SSP と は単一のクラウドから生まれる恒星集団は同様な金 属量を有しているというものである。時刻単位時間 当たりの質量放出率 *M*_X は

$$\dot{M}_{\rm X} = \int_{M_L}^{M_U} (M - M_{\rm r})\psi(t - \tau_{\rm M})\phi(M)dM$$
 (11)

と書ける。M は恒星の初期質量で、 $\tau_{\rm M}$ はその恒星 のライフタイム、 $\psi(t - \tau_{\rm M})$ はその恒星が生まれたと きの星形成率で、 M_r は恒星の残骸質量、 $\phi(M)$ は初 期質量関数で、本研究では Chabrier の IMF を採用 する。

恒星の残骸質量 M_r やライフタイム τ_M は、イール ドテーブル (?, ?) から算出する。

3 Summery&Future prospects

??,??では現在組み込んでいるダストモデルの、特 に形成モデルの紹介をした。しかしダスト進化を考 えるうえでは破壊・成長過程も考慮する必要がある。 これらを"ν²GC"モデルに組み込むにあたり、それ ぞれのタイムスケールの大証の評価が欠かせない。ダ スト過程のタイムスケールがメインルーチンのタイ ムステップよりも短い場合はそのまま組み込んでも 問題ないが、タイムステップよりも長い場合は、それ を加味した処理が必要となる。適切にタイムスケー ルを評価し、実装につなげるのが今後の課題である。

Reference

Makiya et al. 2016, PASJ, 68(2), 1-26 Ishiyama et al. 2021, MNRAS, 506, 4210-4231 Shirakata et al. 2019, MNRAS, 482, 4846-4873 Yates et al. 2013, MNRAS, 435, 3500-3520 Hirashita, 2015, MNRAS, 447, 2937-2950 Marigo, 2001 A&A, 154, 279 Karakas, 2010, MNRAS, 403, 1413-1425

Portinari & Bressan, 1998, A&A, 334, 505-539

-index へ戻る

銀河a19

異なるIMFを持つ初代銀河の形成・進化シミュレー ション

石田 怜士

異なる IMF を持つ初代銀河の形成・進化シミュレーション

石田 怜士 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

初代銀河は宇宙で最初に形成された銀河であり、z~10-20 の間に形成されると考えられている。近年の James Webb Space Telescope(JWST)の進展によって z~8-14 の宇宙初期の銀河が観測され始めており、 初代銀河解明の機運が高まりつつある。一方で JWST で観測された銀河は標準的な理論予想よりも紫外線で 明るい銀河が多く報告されており、この観測を説明可能な銀河形成理論の構築が求められている。JWST 観 測と理論の不整合を解決するシナリオの一つが初期宇宙では星の初期質量関数 (IMF) がトップヘビーにな り、大質量星の割合が大きくなるというものである。Chon et al. (2022) では高赤方偏移・低金属量になる につれ、IMF がトップヘビーになることが示されている。一方で大質量星の割合が増加すると、放出される 金属量も多くなるため、JWST で観測された銀河で実際にそのような低金属量環境が実現しているかは不明 である。

本研究では、IMF を変化させた初代銀河の形成・進化の宇宙論的流体シミュレーションを行い、宇宙初期 環境における銀河の金属汚染がどのように進むのかを解明する。また、その結果得られる星の質量・空間分布 から銀河光度を計算し、IMF と銀河光度の関係を明らかにする。シミュレーションには smoothed particle hydrodynamical/N 体コード:GADGET-3 を用い、計算は z=100 から z=9 まで行う。本講演では現在ま での計算で得られた結果を紹介し、議論する。

1 Introduction

初代銀河は宇宙で最初にできた質量の小さな銀河 である。これらは自らの重力によって周囲のガスを 降着させることや、互いの重力で引き合って合体す るなどを繰り返してその質量を増加させ、現在の銀 河は形成されたと考えられている。したがって宇宙 初期で形成される初代銀河は現在我々が住む天の川 銀河の祖先であり、その形成・進化を探ることは我々 人間のルーツを探る上でも重要である。また、「宇宙 の再電離」と呼ばれる、宇宙を満たす低密度ガスの 状態が大きく変化した時期があり、この宇宙再電離 にも初代銀河 が重要な影響を与えることが指摘され ている。

近年、James Webb Space Telescope(JWST)が打 ち上げられ、初期宇宙に存在する銀河を観測する能 力が向上している。LOFAR や SKA など宇宙論的 21cm 線の観測装置もすでに運用されており、初期宇 宙の銀河間物質の状態への制限を強めている。総じ て、初代銀河研究への注目が高まりつつあり、観測 結果を解釈するための理論モデルの構築が急務であ る。



図 1: 宇宙と銀河の進化の概略図

初代銀河の形成の観測は未だ存在しないが、JWST の運用開始によりそれに準ずる初期宇宙の銀河の性 質が明らかになった。現在までの観測により、初期 の宇宙では標準的な構造形成の理論予想よりも明る い銀河が多く見つかっており、観測と理論の不整合 が報告されている。この矛盾を解消するため

1. 宇宙論モデルを修正し、小スケール (~1Mpc

以下)の構造形成を早めるシナリオ

2. 星形成効率を高め、銀河内で形成される星質量 を増加させるシナリオ

3. 星の初期質量関数 (IMF) をトップヘビーにし、 大質量星の割合を増加させるシナリオ

などが提案されているが、未だ決着はついていない。 1 つ目の宇宙論モデルは宇宙の進化をよく記述でき ているた め小スケールのみ修正を行うのは不自然で ある。2 つ目の高い星形成効率は、現在までのシミュ レーションで確認 されていない。よって本研究では、 3 つ目の星の IMF が現在の宇宙と初期の宇宙で変化 することに着目し、初代銀河の形成・進化から数値 シミュレーションを行うことでこの不整合の解決を 目指す。

本講演ではそのテスト計算として Pop II の IMF を変えたシミュレーションの結果を紹介する。

2 Methods

2.1 Code & Initial condition

本研究では、smoothed particle hydrodynamical/N 体コード「GADGET-3」(Springel et al.2001; Springel 2005)を用いて数値シミュレーションを行 う。このコードは重元素のないガスから形成される 初代星 (図 1)の形成 /進化と Lyman-Werner 輻射 フィードバック、超新星爆発フィードバック、非平衡 化学反応等の初代銀河形成・進化 のシミュレーショ ンに必要な物理過程を含んでいる。

計算はz = 100-9まで行う。また高分解能のシミュ レーションを達成するため、MUSIC コード (Hahn & Abel 2011)を用いたズームイン初期条件を採用す る。まず $2h^{-1}$ cMpc の計算ボックスで宇宙論的 N 体 シミュレーションを行い、friends-of-friends アルゴリ ズムで $M_h \sim 5 \times 10^8 h^{-1}$ M_☉のダークマターハロー を同定し、ズームイン領域を決定する。最終的に決定 されたズームイン領域の大きさは~ $150h^{-1}$ ckpc で、 含まれるガス粒子の質量は $M_g \sim 93h^{-1}$ M_☉、ダーク マター粒子の質量は $M_{DM} \sim 530h^{-1}$ M_☉ である。

2.2 Star formation & Stellar IMF

テスト計算の分解能は~30pc であるため、我々の シミュレーションでは星形成過程を分解することは できない。代わりに高密度になったガス粒子を無衝 突の星粒子へと変える sink 粒子法を採用する。n = 100[cm⁻³] よりも高密度になったガス粒子は星粒子 に変換され、この星粒子はある IMF に従った星団と して扱われる。

本研究では Pop II の IMF と銀河の物理量との関係 を調べるため、まずは 6 種類の IMF についてそれぞ れシミュレーションを行う。星形成のモードが Pop III から Pop II へと切り替わる金属量の閾値は~1.5× $10^{-4}Z_{\odot}$ とする。Pop II の場合は Chabrier の IMF を基準モデルとし、残りの 5 モデルはベキ型の関数を 仮定して、そのベキ $\alpha = -0, -1, -1.5, -2.35, -3.5$ とする。Pop III の IMF は Salpete を仮定して、ベ キは $\alpha = -2.35$ とする。質量範囲はそれぞれ Pop II では [0.8, 100]M_☉、Pop III では [10, 500]M_☉とす る。これらを通して、星の種族ごとの空間分布や金 属量勾配から、星形成史、銀河光度、形態に至るま での様々な物理量と IMF の依存性を詳細に明らかに する。

2.3 Stellar feedback

大質量星が起こす超新星爆発 (SNe) は銀河内のガ スのダイナミクスや組成に影響を与える。特に初代銀 河のような質量の小さい銀河は、SNe の影響を強く 受ける。本研究では、SNe により放出される熱エネ ルギーは Dalla Vecchia & Schaye (2012) の subgrid モデルに従って分配される。また、SNe により放出 される重元素は Wiersma et al. (2009) に従って周囲 のガス粒子に分配される。すなわち、星粒子の近傍 の $N_{ngb} = 48$ 個のガス粒子は立体角で重み付けされ た分の重元素を保持する。星粒子内では恒星の寿命 を計算し、星粒子内で最も寿命の短い星が死んだタ イミングでこれらのフィードバックを同時にかける。



図 2: Chabrier モデルと $\alpha = 0.0$ モデルの同一の ハローのシミュレーション結果。z=9 において、~ $50h^{-1}$ ckpc 立方の領域をz方向に積分した数密度(上 段)と金属量(下段)を示しており、左側が Chabrier モデル、右側が $\alpha = 0.0$ モデルである。図の白点は Pop II、青点は Pop III の星粒子であり、白い点線は ハロー重心を中心としたビリアル半径(~ $20h^{-1}$ ckpc) である。

3 Results

3.1 Morphology

本講演では基準モデルと α = 0.0 の2モデルを比 較した結果を紹介する。シミュレーションの結果を 図2に示す。面密度に注目すると、どちらのモデル もおおよその形は類似しているが、Chabrier モデル の方は Pop II のスターバーストが起こっており、大 量の Pop II 星が形成されている。また星粒子の多い 高密度領域とビリアル半径に近い低密度領域では金 属汚染が進んでいるのに対し、星粒子の少ない高密 度領域は比較的低金属量を保っていることがわかっ た。このような領域に存在するガスはまだ星形成を 開始しておらず汚染が進んでいないガスの塊で、ま たビリアル半径付近に位置している。これは z~9 で も Pop III もしくはそれに準ずる大質量星が形成さ れる可能性を示唆している、さらにハローの外縁に 近いことから光子脱出率も高くなり、UV で明るく 輝いて見える可能性がある。

3.2 Star formation history



図 3: Chabrier モデルと $\alpha = 0.0$ モデルの累積星質 量の比較。オレンジ線が Pop III、緑線が Pop II、青 線が Pop III + Pop II の合計質量である。

それぞれのモデルで形成された星の累積質量を比較した(図3)。興味深いのは Pop II の IMF を変化させても形成される Pop III の累積質量は変化せず、どちらのモデルでも~ 10^4M_{\odot} であったことである。つまり Pop III の星形成史は第二世代の星の影響をあまり受けない可能性がある。また、Pop II の累積質量に注目すると Chabrier モデルの方が $\alpha = 0.0$ モデルよりも 1 桁近く多く、Pop II のバースト的な星形成による急激な星質量の増加が見えたことである。これは $\alpha = 0.0$ モデルでは IMF をトップへビーに変えたことにより Pop II によるフィードバックが強化され、星質量の増加の速さが鈍化したためであると考えられる。

3.3 Stellar metallicity



図 4: habrier モデルと $\alpha = 0.0$ モデルの Pop II 星の 金属量のヒストグラム。

星の金属量は、星が形成された時期のガスの金属 量を反映しているため、星形成領域での金属量の情報 を持っている。2モデル間で星の金属量のヒストグラ ムの比較を行ったのが図4である。興味深いことに、 2024 年度 第54回 天文・天体物理若手夏の学校

Chabrier モデルでは金属量分布は平均が ~ $10^{-2}Z_{\odot}$ の正規分布に近いのに対し、 $\alpha = 0.0$ モデルでは低金属量側での度数が大きく、正規分布からずれていることである。ただ、この違いはサンプル数に依る可能性があることには注意が必要である。

4 Discussion & Conclusion

論文未発表のため割愛する。

Reference

- [1] Chon et al. 2022, MNRAS
- [2] Springel et al.2001, Apj
- [3] Springel 2005, Apj
- [4] Dalla Vecchia & Schaye 2012, MNRAS
- [5] Wiersma et al. 2009, MNRAS
- [6] Hahn & Abel 2011, MNRAS

-----index へ戻る

銀河a20

初代星フィードバックの宇宙論的3次元輻射流体シ ミュレーション

松田 凌

初代星フィードバックの宇宙論的3次元輻射流体シミュレーション

松田 凌 (北海道大学大学院 理学院宇宙理学専攻)

Abstract

近年、ジェームズウェップ宇宙望遠鏡によって高赤方偏移銀河の観測が急速に進展している。その観測結果 を最大限利用するために、初代銀河の形成に関する理論的な理解を進めることも強く求められている。これ らの初代銀河の性質は、より過去の宇宙に存在した初代星によるフィードバックの影響を大きく受けている はずである。このフィードバックの効果について、先行研究では1次元的な計算によって詳しく調べられて いるが、3次元的シミュレーションでの研究は限られている。そこで我々は初代星によるフィードバックが 及ぼす効果の体系的な理解を確立することを目的とし、3次元宇宙論的輻射流体シミュレーションを用いて、 初代星が周囲に及ぼすフィードバックの影響を研究している。

本研究では、宇宙初期の密度ゆらぎを初期条件にした3次元シミュレーションを行い、暗黒物質ハローの中 に初代星が誕生し、その後、初代星周りの電離バブルや超新星バブルが膨張する過程を計算した。初代星の 超新星爆発エネルギーや光子の放出率は初代星の質量に依存するため、複数のハローに対して、形成する初 代星の質量を変えた計算を行い、フィードバックの影響の初代星質量依存性を調べた。その結果、先行研究 の1次元計算の時と同様に、ハローの質量が小さく初代星の質量が大きくなるほど電離バブルや超新星バブ ルがより広がることが分かった。一方で、ハローの3次元的な構造のために、方向によってバブルの広がり 方に違いが見られた。そのため、フィードバックの効果がハローを超えて広がる条件について、1次元的な 計算の結果と振る舞いが異なることが明らかになった。加えて、初代星の質量によってフィードバックのか かり方が大きく変わり、初代銀河を構成するような第二世代星の形成時期にも大きな違いが見られた。この ことから、初代銀河形成を考える上で初代星の性質を適切に決定することが重要であることが示唆された。

1 Introduction

現在の天文学では、宇宙で最初の世代の星 (初代 星) がビッグバンから数億年後に生まれたとされる 説が有力である。その初代星が超新星爆発を起こし、 また新たな星が作られることで、やがて宇宙で最初 の世代の銀河 (初代銀河) が形成する。そのような進 化の中で、初代星の主系列期における光子の放射や、 超新星爆発による金属の放出によって、宇宙の熱的・ 化学的な性質が変化したと考えられている。すなわ ち、初代星が周囲に与えたフィードバックは、初代 銀河の性質から最終的に現在へ至る宇宙の進化にま で大きな影響を及ぼしたはずである。このことから、 初代星が周囲に与えたフィードバックの効果を解明 することは天文学にとって非常に重要なテーマの一 つとなっている。

先行研究において、(Kitayama et al. 2004)では、 中心星質量とハロー質量の異なる初代星のモデルを 複数用意し、球対称な設定で初代星の周囲にできる 電離バブルの進化の過程が1次元的に調べられてい る。また、(Kitayama & Yoshida 2005)では、超新 星爆発エネルギーを変えて電離バブルの進化後の超 新星バブルの広がりを調べたシミュレーションが行 われている。その他にも、(Chiaki et al. 2018)では、 星の超新星爆発による金属度の変化の様子を調べ、 Pop II 形成への進化を追った 3 次元の宇宙論的シ ミュレーションも行われている。しかし、このシミュ レーションでは、初代星のモデルが限定的であった り、Pop II 星形成により重きが置かれていたりと、 性質の異なる初代星によって、電離光子がどのよう に周囲に放出されたかや超新星バブルがどのように 広がったかについて体系的に調べられているわけで はない。

本研究では初代星が周囲に及ぼすフィードバック のシミュレーションに重きを置き、さまざまな初期条 件のもとで、初代星による電離バブルの広がりや超 新星爆発の様子を3次元的な広がり方にも着目して 調べることで、初代星が周囲に与えたフィードバック の効果の体系的な理解を確立することを目的とする。



図 1: 初代星の質量を 40 M_☉ としたシミュレーションの様子 (上段: 水素原子密度 下段: 温度)

2 Methods

シミュレーションには公開宇宙論的輻射流体コー ド「RAMSES-RT」(Rosdahl et al. 2013)をベース に、初代銀河形成において重要になる物理過程のモ デルが追加で組み込まれたコード (Sugimura et al. 2024)を用いる。このコードでは AMR 法が採用され ており、高い解像度が必要な場所のグリッドをより 細分化して解像度を上げることができる。

初期条件の生成には宇宙論的初期条件生成コード「MUSIC」(Hahn & Abel 2011)を用いる。これによって、宇宙の初期密度ゆらぎが再現された初期条件からシミュレーションを始めることができる。

本研究では、まず宇宙初期の密度ゆらぎを初期条 件にした3次元シミュレーションを行い、暗黒物質ハ ローを形成した。形成されたハローの質量と半径は z = 23.8において、 $M_{halo} = 1.6 \times 10^6 M_{\odot}$ 、 $R_{halo} =$ 150 pc であった。その後、ハローの中に初代星が誕 生し、初代星周りの電離バブルや超新星バブルが膨 張する過程を計算した。形成する初代星の質量を変 えた計算を4種類行い、フィードバックの影響の初 代星質量依存性を調べた。各初代星の性質は表1の 通りである。初代星の光子の放出率や超新星爆発エ ネルギーは初代星の質量に従って設定されている。

表 1: 各初代星の性質 (M_{star} : 質量、 t_{life} : 寿命、 \dot{N}_{ion} : 電離光子放出率、 E_{SN} : 超新星爆発エネルギー)

$M_{\rm star}[{ m M}_{\odot}]$	$t_{\rm life}[{\rm Myr}]$	$\dot{N}_{\rm ion}[{\rm s}^{-1}]$	$E_{\rm SN}[\rm erg]$
11	16.9	3.7×10^{48}	1.0×10^{51}
20	8.5	4.4×10^{48}	1.0×10^{51}
40	3.8	2.9×10^{49}	3.0×10^{52}
200	2.6	2.3×10^{50}	4.9×10^{52}

3 Results

図1は、初代星の質量を40 M_☉としたシミュレー ションにおける、初代星形成時、3 Myr 後、8 Myr 後のそれぞれの水素原子密度と温度の2次元プロッ トを示している。まず初代星の周りに電離バブルが 広がり、その後超新星爆発が起きて超新星バブルが 広がることが見て取れる。

その一方で、バブルは完全な円形として広がらず、 その広がり方に方向依存性があることが分かる。そ こで、我々は電離バブルと超新星バブルについて平 均半径と最小半径をそれぞれ求め、質量の異なる初 代星によってフィードバックの影響の広がり方がど のように異なるかを調べた。



図 2: 電離バブルの半径の時間進化 (実線は平均半径、 破線は最小半径、水平の点線はハローのビリア ル半径 R_{halo} = 150 pc を表している。)

3.1 Ionized bubbles

初めに、電離バブルの広がり方について調べる。図 2は、各初代星質量のシミュレーションにおける電離 バブルの半径を、星誕生から超新星爆発までの時間 に対して示したものである。この図によると、初代 星の質量を40 M_☉、200 M_☉としたシミュレーション では、バブルの最小半径がハローの半径を超えてい るため、バブルはハロー内に完全に広がったことが 分かる。一方、11 M_☉のシミュレーションでは、バ ブルの平均半径がハローの半径を超えていないため、 バブルはハローの半径までほぼ広がらなかったこと が分かる。また、20 M_☉では、バブルの平均半径は ハローの半径を超えている一方、バブルの最小半径 がハローの半径を超えていないため、バブルは特定 の方向にのみ膨張し、ハロー全体には広がっていな いことが示される。

これらの結果から、初代星の質量が大きくなるほ ど、電離バブルはよりハローを越えて広がる傾向が あることが分かった。また、初代星の質量によって 電離バブルの広がり方が大きく変わることが明らか になった。

3.2 Supernova bubbles

次に、超新星バブルの広がり方について調べる。図 3は、各初代星質量のシミュレーションにおける超 新星バブルの半径を、星誕生からの時間に対して示



図 3: 超新星バブルの半径の時間進化 (実線、破線、 点線に関しては図 2 と同様)

したものである。この図によると、初代星の質量を 40 M_☉、200 M_☉ としたシミュレーションでは、バブ ルの最小半径がハローの半径を超えているため、バブ ルはハロー内に完全に広がったことが分かる。一方、 11 M_☉、20 M_☉ では、バブルの平均半径はハローの 半径を超えている一方、バブルの最小半径がハロー の半径を超えていないため、バブルは特定の方向に のみ膨張し、ハロー全体には広がっていないことが 示される。

これらの結果から、初代星の質量が大きくなるほ ど、超新星バブルはよりハローを越えて広がる傾向 があることが分かった。また、初代星の質量によっ て超新星バブルの広がり方が大きく変わることが明 らかになった。

また、図3において、11 M_☉の最小半径が2×10⁷ yr 付近で再び増加していることが見て取れるが、これ は新しい星の誕生によるものである。

4 Discussion

図4は、初代星の質量とハローの質量に対して、初 代星フィードバックの効果の広がり方を示したもの である。この図から、電離バブルがハローに対して 十分広がるモデル (40 M_☉、200 M_☉)では、超新星バ ブルも広がる一方で、電離バブルが十分広がれない モデル (11 M_☉、20 M_☉)では、超新星バブルも広が れないことが分かる。つまり、電離バブルの膨張の 仕方が、超新星バブルの膨張の仕方に影響を与えて



図 4: 初代星フィードバック効果の星質量とハロー質量への依存性 (丸は電離バブルがハローに対して完全に 広がった、三角は部分的に広がった、バツは広がらなかったモデルを表している。点線は、(Kitayama et al. 2004) の 1 次元計算における電離バブルがハローを超えて広がる条件であり、この線より星質 量が小さくハロー質量が大きいと電離バブルが広がることを示している。)

いるといえる。したがって、初代星の質量の違いは、 電離バブルと超新星バブルの両方の進化に大きな影 響をもたらすため、初代星の質量を正しく決定する ことが重要であると示される。

図4から、初代星質量が大きいほど電離バブルが 広がることが分かり、定量的な違いはあるものの、 (Kitayama et al. 2004) の1次元計算と一致する傾 向が示された。本研究では、電離バブルが十分に広 がるかどうかの臨界質量は、 $M_{\text{halo}} = 1.6 \times 10^6 \text{ M}_{\odot}$ のハローに対して、20 M_☉から 40 M_☉の間にあると 考えられる。その一方で、(Kitayama et al. 2004)の 1 次元計算ではこの臨界質量が 40 M_☉ から 200 M_☉ の間に存在するとされている。この違いの原因とし て、シミュレーションの解像度の低さや3次元的な 効果が考えられる。今後は、より高分解能で詳細な シミュレーションを行う必要があると考える。また、 3次元的な効果を考慮した初代星フィードバックの臨 界質量が、星質量とハロー質量にどのように依存す るかを明らかにするために、異なる質量の複数のハ ローについても同様に初代星の質量を変えた3次元 シミュレーションを行っていきたいと考えている。

Reference

- Kitayama, Yoshida, Susa, & Umemura 2004, ApJ, 613, 631
- Kitayama, & Yoshida 2005, ApJ, 630, 675
- Chiaki, Susa, & Hirano 2018, MNRAS, 475, 4378
- Rosdahl, Blaizot, Aubert, Stranex, & Teyssier 2013, MNRAS, 436, 2188
- Sugimura, Ricotti, Park, Garcia, & Yajima 2024, ApJ, 970, 14
- Hahn, & Abel 2011, MNRAS, 415, 2101

——index へ戻る

銀河a21

銀河の性質と環境の相互依存性: グラフニュー ラル ネットワークによる解析

内田 舜也

銀河の性質と環境の相互依存性 グラフニューラルネットワークによる解析

内田 舜也 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河の分布は一様ではなく、銀河を取り巻く環境は多様である。銀河は孤立した天体ではなく、その性質は 多様な環境に大きく依存している。したがって、銀河とその空間分布との関係を理解することが重要である。 本研究では、Illustris TNG シミュレーションを用いて、銀河の性質が周囲の銀河からどの程度定まるのか を、機械学習手法の一種であるニューラルネットワークの予測結果から評価した。

1 Introduction

銀河形成の理解において、銀河と周辺銀河の性質 や空間分布との関係を理解するこは重要である。

現在の宇宙において、銀河の形態が環境に依存し ていることは、形態-密度関係としてよく知られてい る。加えて、銀河の星形成活動も環境に関係してお り、高密度環境で、重い銀河ほど星形成が不活発で あることが知られている。

銀河団やクラスター内部の銀河は、様々な環境に よる効果から、ガス含有量の変更を受ける。例えば、 ram-pressure stripping(動圧によりガスが剥ぎ取ら れる現象)や、galaxy harassment(銀河同士の頻繁 な高速遭遇より構造が乱される現象)、galaxy merger (銀河合体)、strangulation (新たなガスの流入が停 止する現象)が挙げられる。ガス含有量の変化によ り、satellite 銀河の性質は、central 銀河の性質 (色, star formation rate (SFR)) に関係する場合がある (galactic conformity)。ここでの centaral 銀河とは、 ダークマターハロー内 (ホストハロー) に含まれる銀 河で最も質量が大きい銀河をさし、それ以外のハロー 内の銀河を satellite 銀河と呼んでいる。Weinmann et al. (2006) は、*z* < 0.05 の SDSS の観測結果から、 星形性が不活発な central 銀河の周囲の銀河は、星形 成が不活発である割合が高いことを発見した。これ は 1-halo conformity と呼ばれている。

1-halo conformity は、同じダークマターハロー内 における関係性だが、銀河の conformity 信号は、異 なるダークマターハローに所属する銀河間でも確認さ れている。Kauffmann et al. (2013) は、z < 0.03 の SDSS の観測結果から、sSFR (specific star formation rate) が低い、またはガス量の低い低質量の central 銀河と、低 sSFR の satellite 銀河との間に、4 Mpc のスケールまでの星形成指標の相関を発見した。こ れは、2-halo conformity と呼ばれている。

このように、銀河団やクラスター内部から、それ らのビリアル半径を超えたスケールにおいても銀河 の環境効果が見られ、銀河の性質は環境に大きく依 存している。

本研究では、銀河の性質は、周囲の銀河からどの程 度定まるのかについて注目する。私たちは、機械学習 手法の一種であるニューラルネットワーク(NN)を 用いて、銀河の性質(恒星質量 (SM), SFR)をダー クマターサブハローや周辺銀河の情報から予測した。 また、銀河の性質と空間分布の情報を同時に扱うこ とのできるグラフデータとして銀河データを扱い、グ ラフニューラルネットワーク (GNN)による予測も 行った。加えて、XAI(説明可能な AI)の手法であ る SHAP を用いることで、機会学習モデルの解釈を 行い、周辺銀河による寄与について議論した。

2 Methods

2.1 使用データ

Illustris TNG300-1 simulation (Nelson et al. 2021)から得られた z = 0のサブハローカタログを使用した。カタログの銀河のうち、log(halo mass) > 10, log(stellar mass) > 8, SFR > 0を満たす銀河を用いてNN モデルの学習と評価を行った。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

2.2 Multi Layer Perceptron (MLP)

NN は、脳の神経細胞を模倣した機械学習手法の 一種である。 x_1, x_2, \dots, x_n がニューロンの入力とし て与えられた場合、各入力に対する重み $\omega_1, \dots, \omega_n$ とバイアス b が活性化関数 f(x) に渡されて、以下の ように出力される。

$$y = f(u) = f(\sum_{k=1}^{n} (x_k \omega_k) + b)$$
 (1)

活性化関数を導入することで、出力が非線形となり、 複雑なモデル表現が可能となる。本研究では、回帰 問題で広く使用されている ReLU 関数を採用した。

$$f(x) = \begin{cases} 0 & x \le 0\\ x & x > 0 \end{cases}$$
(2)

ニューロンを複数結合し、層状に並べることで、最 もシンプルな NN モデルである MLP が構成される。 層は入力層、中間層、出力層に分類することができ、 中間層と出力層においてニューロンの演算が行われ る。入力層のニューロン数は入力特徴量の次元数に、 出力層のニューロン数は出力次元の数に対応する。中 間層の設定は任意であり、本研究において MLP モ デルでは、[128, 226, 226, 512, 128, 128, 16] の 7 層 に設定した。モデルの出力値と正解値との誤差が最 小になるよう、学習を通しそれぞれのニューロン内 の重みとバイアスが更新されることで(誤差逆伝搬)、 モデルの最適化が行われる。最適化には様々なアル ゴリズムが存在するが、本研究では全てのモデルの 学習に対し、AdamW (Loshchilov & Hutter 2019) を採用した。

私たちは、MLPを用いて2つのモデルを作成した。 1つ目は、予測する銀河 (ターゲット銀河)のダーク マターサブハローの性質(表1)のみから、ターゲッ ト銀河の SM, SFR を予測するモデル(モデル①)。2 つ目は、表1の特徴量と周辺銀河の性質(表2)から、 SM, SFR を予測するモデル(モデル②)である。こ こでは、ターゲット銀河の最近傍銀河10個を周辺銀 河と定義した。また、ターゲット銀河に対する相対 座標と相対速度には、極座標表示(r,θ,φ)を用いた。 表 1: ターゲット銀河自身の性質

寺徴量
力座標
星速度
質量)
速度)

表 2: 周辺銀河、サブハローの性質

	入力特徴量
$(r, heta, \phi)$	ターゲット銀河に対する相対座標
$(V_r, V_{\theta}, V_{\phi})$	相対速度
$\log(M_{\rm halo})$	log(ハロー質量)
$\log(V_{\max})$	log(サブハローの最大回転速度)
$\log(M_*)$	log(恒星質量)
$\log(SFR)$	log(星形成率)

2.3 Graph Neural Network (GNN)

2.3.1 グラフの作成

グラフ G(V, E) とは、物のつながりを表すデータ 構造であり、ノード(頂点)の集合 V とエッジ (辺) の集合 E で構成される。グラフは、SNS のフォロー・ フォロワー関係やコンピュータネットワーク、化合物 など様々な分野で活用されている。銀河データをグラ フ化し NN に応用した例は既に幾つか示されており、 データをグラフ化することで、銀河の性質予測の精度 が向上することが報告されている (Wu et al. (2024), Wu & Jespersen (2023), Villanueva-Domingo et al. (2022))。

本研究では、あるターゲット銀河に対し、半径5 Mpc 以内に存在する銀河を周辺銀河として全て選択 し、ターゲット銀河とエッジで結合した(図1)。ター ゲット銀河が中心ノードに対応している。各ノード の特徴量には対応する入力特徴量(表1,2)を加えた。

2.3.2 GNN モデルの構築

MLP を発展させ、グラフによる学習を可能とした ニューラルネットワークが GNN である。GNN には いくつかのタスクと様々なアーキテクチャーが存在 する。本研究では、2.3.1 で作成したグラフを用いて、



図 1: TNG-300 のサブハローカタログから作成した グラフデータの例。グラフは、無向グラフ(エッジ が方向を持たない)として作成した。プロットされ ているマーカーの大きさと色は各ノードのハロー質 量に対応している。

グラフ全体に対して回帰を行うグラフレベルの回帰 問題を解く GNN モデルを構築した(モデル(3))。

モデル③では、隣接するノードの情報それぞれ異 なる重みで集約することでノードの中間表現を決定 し、それを繰り返すことで、ノード回帰を行うモデル (Veličković et al. 2018, Graph Attention Network) を採択した。このとき、中間層は[128]の1層、出力 層は 180 チャンネルに設定した。ノード回帰を行っ たのち、ターゲット銀河の性質を予測するために、各 ノード表現を重みをつけて1つにまとめた (Li et al. 2019, Attention pooling)。その後、2層の全結合層 ([180, 180])を追加し、1つのグラフに対し1つの 予測値を出力した。

2.4 SHAP 値の計算

機械学習モデルは、多くの入力とパラメータを伴 うため、しばしば内部構造がブラックボックス化し、 結果の解釈が困難となる。そのため、モデルが出力し た結果の根拠を説明するために、様々な XAI(説明 可能な AI)が開発されている。その中で、本研究で は SHAP(Lundberg & Lee 2017, SHapley Additive exPlanations)を用いて、予測値に対して各入力特徴 量の寄与度を求めた。SHAP 値の計算は、本公演で は実装が容易である MLP モデル (モデル②)のみに 留まった。

3 Results

3つのモデルによる予測結果を図2から4に示した。 SM 予測の結果、平均絶対誤差 (MAE) は、周辺情 報を考慮することで、約4.0 % 減少した (モデル①か ら②)。グラフを用いて周辺銀河を考慮することで、 MAE は約7.7 % 減少した (モデル①から③)。周 辺情報を取り扱う際、グラフを用いることで、MAE は約3.8 % 減少した (モデル②から③)。

SFR 予測では、周辺情報を考慮することで、MAE は約 0.72 % 減少した(モデル①から②)。グラフを 用いて周辺銀河を考慮することで、MAE は約 2.4 % 減少した(モデル①から③)。周辺情報を取り扱う 際、グラフを用いることで、MAE は約 1.7 % 減少 した(モデル②から③)。高 SFR 側では等高線が等 価線(黒点線)の下側に沿っていることから、モデ ルの出力が過小であることが分かる。一方、低 SFR 側では、等高線は等価線の上側に沿っており、モデ ルの出力が過大であった。

モデル②の結果に対して SHPA 値の割合を図 5,6 に示した。本モデルにおいて SM は、自身のハロー の性質からは 69.2 %、最近傍 10 個からは 30.8 %の 寄与を受け出力値が定まっていた。SFR は自身のハ ローの性質からは 59.4 %、最近傍 10 個からは 40.6 %の寄与を受け出力値が定まっていた。



図 2: モデル①の結果。仮にモデルが完璧な予測をし た場合、データ点は等価線(黒点線)に沿った1対1 の関係が見られる。また、カーネル密度推定(KDE) を用いて、データ分布の形状を等高線によって表し た。図内の等高線レベルは確率質量を表し、最も外 側の等高線は10%の確率質量に、最も内側の等高線 は90%の確率質量に対応している。





(a) ターゲット銀河自身の (b) 最近傍 10 個の銀河 (ハ ハローの性質 ロー)の性質

図 5: モデル②による SM 予測の入力寄与度。neighbor1~10 はターゲット銀河から近い順に並んでいる。



- (a) ターゲット銀河自身の (b) 最近傍 10 個の銀河 (ハ ハローの性質 ロー)の性質
 - 図 6: モデル②による SFR 予測の入力寄与度。

4 Discussion

SM、SFR ともに GNN による予測は、MLP によ る予測よりも誤差が小さかった。また、MLP の予測 値の分布に対しいくつかのクラスターのような構造 が見られ、これは SFR の予測において顕著である。 一方、GNN モデルの出力分布にはそのような特徴は 表れておらず、スムーズな結果となった。このこと より、MLP モデルによる学習では不十分であり、周 辺銀河の情報を包括的に扱える GNN の有用性が分 かる。しかし、GNN モデルにおいても、SFR の予 測精度は SM と比べ十分ではなく、現状のモデルが 最適とは呼べない。

モデル②の SM 予測における周辺銀河 (ハロー)の 性質の寄与上位 4/5 は質量であった(図 5b)。この ことから、周辺銀河との質量と SM の相関が示唆さ れる。一方、SFR 予測における寄与上位 2/5 はター ゲット銀河と周辺銀河の距離であり、これは SM 予 測の寄与上位 5 つには表れなかった (図 6b)。これは 周囲の銀河との相互作用によるガスの流入や剥ぎ取 りの効果によるものと考えられる。またこのことか ら、銀河やハローの性質だけでなく、空間分布の情 報も環境効果を議論する上で重要であることが確認 された。

5 Conclusion

本研究により、銀河の性質は周辺銀河(ハロー)の 性質や空間分布を考慮することでより正確に予測で きることが示された。本モデル(モデル②)では、 SM は周辺から3割、SFR は4割程の寄与を受け、 定まっていることが分かった。また、環境効果を議 論する際に、銀河データをグラフとして扱うことの 有用性が確認された。

References

- Kauffmann, G., Li, C., Zhang, W., & Weinmann, S. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 430, 1447
- Li, Y., Gu, C., Dullien, T., Vinyals, O., & Kohli, P. 2019, Graph Matching Networks for Learning the Similarity of Graph Structured Objects
- Loshchilov, I. & Hutter, F. 2019, Decoupled Weight Decay Regularization
- Lundberg, S. M. & Lee, S.-I. 2017, in Advances in Neural Information Processing Systems 30, ed. I. Guyon, U. V. Luxburg, S. Bengio, H. Wallach, R. Fergus, S. Vishwanathan, & R. Garnett (Curran Associates, Inc.), 4765–4774
- Nelson, D., Springel, V., Pillepich, A., et al. 2021, The IllustrisTNG Simulations: Public Data Release
- Veličković, P., Cucurull, G., Casanova, A., et al. 2018, Graph Attention Networks
- Villanueva-Domingo, P., Villaescusa-Navarro, F., Anglés-Alcázar, D., et al. 2022, ApJ, 935, 30
- Weinmann, S. M., van den Bosch, F. C., Yang, X., & Mo, H. J. 2006, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 366, 2
- Wu, J. F. & Jespersen, C. K. 2023, Learning the Galaxy-Environment Connection with Graph Neural Networks
- Wu, J. F., Kragh Jespersen, C., & Wechsler, R. H. 2024, How the Galaxy-Halo Connection Depends on Large-Scale Environment

-index へ戻る

銀河 a22

NGC 1068多輝線データを用いた分子雲形態の統計学 的解析

大久保 宏真
NGC 1068 多輝線データを用いた分子雲形態の統計学的解析

大久保 宏真 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群 物理学学位プログラム)

Abstract

銀河を構成する分子雲は星形成の場であり、その理解を深めることは、銀河進化を探求する上で必要不可 欠である。分子ガスの化学組成は、温度や密度などの物理的性質や衝撃波などの動力学を反映することが知 られているため、銀河の化学組成を調べることは非常に重要な役割を持つ。NGC 1068 は近傍に位置するセ イファート 2 銀河であり、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus : AGN) とリング状の爆発的星形成領域 (Starburst Ring : SB ring) が存在することが知られている。これまでに多くの分子輝線が観測されている。 そのため、1つ1つの分子輝線を解析することは困難である。そこで、複数の分子輝線を恣意性なく定量的に 判断できる、統計技術の1つである「次元削減手法」が注目されている。代表的な線形的次元削減手法である 主成分分析 (Principal component Analysis : PCA) が利用されている。Okubo et al. in prep では ALMA Band3 で観測した NGC 1068 の分子輝線データに対して PCA を適用した。その結果、Sb ring 中のガスと アウトフローが相互作用している可能性を見出した。しかし、それを主張するには不十分な見た目であった。 そこで、アウトフローが SB ring まで影響を及ぼしている可能性を詳細に探るため、我々はカーネル PCA を適用した。カーネル PCA とは非線形的な次元削減手法であり、天文画像データのような複雑な構造を持 つデータに対して有効な手法である。カーネル PCA を適用した結果、アウトフローが Sb ring 内のガスま で影響を及ぼしている可能性を示す形態を持つ特徴マップが抽出された。この結果により、さらにアウトフ ローと SB ring 内のガスが相互作用している可能性が高まったといえる。

1 Introduction

銀河は恒星、超大質量ブラックホール(SMBH)、 分子雲、ダストなど、様々な天体で構成されている。 銀河の全貌を解明するために、様々な波長帯での研 究が推進されている。例えば、X線では活動銀河核 が、可視光では恒星が観測対象となる。しかし、紫 外線や可視光はダストに吸収されやすく、観測が困 難になるという問題がある。

そこで、透過率の高い電波を用いて銀河を観測する ことで、ダストに覆われた領域を詳細に調べることが できる。特に、電波で分子輝線を観測することで、分 子雲の性質を調べることが可能になる。例えば、CO 分子は約 10^2 cm⁻³の密度の分子雲、HC₃NやN₂H⁺ は約 10^5 cm⁻³の高密度な分子雲、CNやC₂HはUV に晒されている分子雲、CH₃OHやHNCOは衝突し ている分子雲を探る手がかりになる。複数の分子輝 線を解析することで、分子雲スケールで発生してい る現象の詳しい調査が可能になる。

分子輝線の二次元マップを用いて解析を進める場 合、1~3、4 個程度の分子輝線マップに対して閾値 を設ける場合が多い。例えば、ある分子輝線と別の 分子輝線が5σで受かっている領域、分子輝線強度比 が1以上の領域など [1] [2]。しかし、この手法には いくつかの問題点がある。1つ目は複数の分子輝線 マップを使用することが難しい点である。分子輝線 マップが増えるほど見比べるのが困難になり、ミス が増え、解釈も難しくなります。2つ目は、情報の 精度が荒い点である。閾値を設ける手法は解釈しや すい反面、情報の質が低下する。例えば、閾値を超 えているピクセル内にもばらつきがあり、そのばら つきが銀河の現象によるものであれば、その情報を 失うことになる。

これらの問題を解決するために、主成分分析 (PCA)が使用されている(詳細は 2.1 章) [3][4]。 PCA はデータ空間内のサンプルの分散が大きい方向 に基底ベクトルを新たに作り、その軸でサンプルを 評価する手法である。次元削減により特徴を抽出す る手法とも言える。Okubo et al. in prep では、NGC 1068 のスターバーストリング (SB ring) に PCA を 適用しています。NGC 1068 は分子輝線が豊富に検 出されているタイプ 2 セイファート銀河である、こ の銀河は中心 1 kpc 内でアウトフローとガスの相互 作用が確認されていますが、1 kpc 外に存在する SB リングまでアウトフローが影響を及ぼしているかは 確認されていない。ALMA Band3 で観測された 13 分子輝線に対して PCA を適用した結果、SB ring 中 でもアウトフローとガスが相互作用している可能性 を示す特徴が抽出された(図1参照)。

しかし、アウトフローを示しているとすれば、見 た目はあまり一致していない。考えられる理由は二 つある。1 つ目は、意味のない特徴を抽出している 可能性だ。PCA は教師なし機械学習であるため、そ の特徴が物理的解釈可能か否かを詳細に見極める必 要がある。二つ目は、複数の情報をトレースしてい る可能性だ。PCA は線形的な次元削減手法であるた め、天文画像データのような複雑な構造を持つデー タに適用しても情報を分離できない可能性がある。

そこで、複数の情報をトレースしているという仮 定の下、カーネル PCA を適用した。カーネル PCA とは非線形的な次元削減手法である。元のデータ空間 内では非線形的な構造を持つサンプルを高次元空間 に写像することで線形性を保ち、その高次元空間上で PCA を適用する方法である(詳細は 2.2 章)。PCA では重複している情報も、カーネル PCA では分離で きることが確認されている (Okubo et al. in prep)。 我々は、カーネル PCA を NGC 1068 の SB ring で受 かっている 13 分子輝線データ (C₂H(1-0), HCN(1-0), $HCO^{+}(1-0)$, HNC(1-0), $HC_{3}N(10-9)$, $N_{2}H^{+}(1-0)$ 0), $CH_3OH(2-1)$, CS(2-1), $C^{18}O(1-0)$, $^{13}CO(1-0)$, CN(13/2-01/2), CN(11/2-01/2), CO(1-0)) に適用する ことで、アウトフローが SB ring 内のガスと相互作 用しているかどうかをデータ科学的観点からさらに 詳細に調べた。

2 PCA and Kernel PCA

2.1 PCA

PCA は線形的な次元削減手法である。その数学的 な原理について簡単に説明する。標準化された測定 値を持つデータ行列を

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} x_{11} & \cdots & x_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ x_{P1} & \cdots & x_{PN} \end{pmatrix}$$



図 1: PC3 マップ。PC3-negative scores がアウトフ ローと SB ring 内のガスとの相互作用を抽出してい る可能性がある。

とする。ここで、P は分子輝線数、N はグリッド数 とする。このデータ行列の共分散行列は

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} s_{11} & \cdots & s_{1P} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ s_{P1} & \cdots & s_{PP} \end{pmatrix}$$

であり、分散共分散行列の固有値問題

$$\mathbf{SW} = \mathbf{W} \mathbf{\Lambda}$$

を解くことで、主成分 (PC) 軸を決定できる。ただし、

$$\mathbf{W} = (\omega_1 \cdots \omega_P), \quad \mathbf{\Lambda} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \lambda_P \end{pmatrix}$$

であり、それぞれ、PC 軸を決定するための固有ベク トル、固有値($\lambda_1 \geq \cdots \lambda_P$)を表している。

2.2 Kernel PCA

カーネル PCA とは、サンプルを高次元空間に写像 することで線形性を保ち PCA を適用する方法であ る。ただし、高次元空間に写像して PCA を適用する と計算量が膨大になるため、元のデータ空間で非線 形的な次元削減を可能にするためにカーネルトリッ クを用いる。



図 2: カーネル PCA 結果。KPC1-KPC5 マップまででインプットしたデータのおよそ 97%の説明が可能と なった。

カーネル PCA は PCA 同様、固有値問題を解くこ とで PC 軸を決定できる。

 $\mathbf{K}\alpha = \lambda\alpha$

ただし、K はグラム行列であり、

$$k(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \phi(\mathbf{x})^T \phi(\mathbf{x}') = \exp\left(-\gamma \|\mathbf{x} - \mathbf{x}'\|^2\right)$$

を各要素に持つ行列である。本研究では、カーネル 関数をガウスカーネルとする。

3 Results

カーネル PCA の結果、インプットしたデータの内、 およそ 97%程度は5つの主成分マップ (KPCs マップ) に集約された。その結果を図 2 に示す。KPC1 マップ は 70%程度の情報を反映しているマップである。これ は従来の PCA による PC1 マップと一致する見た目を している。水素の柱密度と相関が良い [5]。KPC2 マッ プは20%程度の情報を反映している。KPC2-negative scores は PC1 マップに似た見た目をしており、星形 成があまり盛んではない領域と一致している。KPC2positive scores は Super Star Clusters (SSCs)の位置 と一致しており、星形成が活発な領域と一致してい る [6]。KPC3 マップは 4%程度の情報を反映してい る。KPC3-negative scores は SSCs の位置と一致し ており、星形成が活発な領域と一致している。KPC3positive scores は SFR が高い領域と一致している。 KPC4,5 マップに関しては次章で詳細に説明する。

4 Discussion

従来の PCA による PC3 マップは図1である。この PC3-negative scores には、アウトフローで enhance すると考えられている HCN, HCO⁺, CN, C₂H が寄 与している。そのため、PC3 マップの negative scores はアウトフローとガスの相互作用の特徴を抽出して いるのではないかと考察されていた (Okubo et al.



図 3: PC3 マップと KPC4,5 マップ。非線形的次元削減により、重複していた特徴が分離していることがわかる。

in prep)。KPC4,5 マップは従来の PCA による PC3 マップの特徴を分離したような見た目をしている。 PC3 マップの negative scores がアウトフローをト レースしているのであれば、見た目はあまりアウト フローと一致していないが、KPC4 マップは実によ くアウトフロー方向と合致している。また、PC3 マッ プの negative scores が大きい領域は SB ring の南西 方向であるが、この特徴は KPC5 マップに反映され ていることが分かる。図 3 に詳細を示す。

以上の結果より、PC3 マップで抽出された特徴が 分離されて、KPC4マップでアウトフローの特徴を詳 細に反映していることが分かった。この結果は、SB ring 中のガスとアウトフローが相互作用しているこ とをより強調する結果である。

このように、PCA や Kernel PCA を適用すること で、各分子輝線におけるフラックス密度の微妙な値 の変化をキャッチし、今までの物理的/化学的観点で は発見されていない特徴を抽出することができる。

5 Summary

ALMA Band3 で観測した NGC 1068 の分子輝線 データに対して、カーネル PCA を適用した。その結 果、従来の PCA では複数の情報が混じり抽出され ていた特徴が、分離されて抽出された。これにより、 アウトフローと SB ring 内のガスが相互作用してい る可能性がさらに高まった。

Reference

- Tosaki et al. 2017, Publications of the Astronomical Society of Japan, 69, 18
- [2] Harada et al. 2019, The Astrophysical Journal, 884, 100
- [3] Saito et al. 2022, The Astrophysical Journal, 935, 155
- [4] Harada et al. 2024, The Astrophysical Journal, 271, 38
- [5] Tsai et al. 2012, The Astrophysical Journal, 746, 129
- [6] Rico-Villas et al. 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 502, 3021-3024

--index へ戻る

銀河 a23

棒渦巻銀河 M83 における大局的速度場から逸脱した 高速度分子雲の探査

長田 真季

棒渦巻銀河 M83 における大局的速度場から逸脱した高速度分子雲の探査

長田 真季 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

銀河における星間物質は超新星爆発やアウトフローなど大質量星からのフィードバックや銀河円盤上での 腕やバーによる非円運動成分、そして銀河噴水や外部からのガスの流入など極めて動的な環境に晒されてい る。これらは大局的な速度場 (例えば銀河回転)とは数 10 km s⁻¹ 以上の速度差を持つものも知られており、 ガス雲同士の衝突による星形成の誘発や銀河噴水による物質循環など銀河進化に本質的な影響を及ぼす可能 性がある。銀河系では天体の重なりの影響上、そのような高速度成分を持つ分子雲を包括的/定量的に調べる ことは困難であるため、face-on の近傍銀河においての分子雲を空間分解した観測が重要である。本研究では 近傍渦巻銀河 M83 に着眼する。これは銀河系と比較的似た構造を持つとされる銀河であることと、ALMA の観測で取得された空間分解能 40 pc、速度分解能 5 km s⁻¹ で分子ガスの層をほぼ全面観測した CO (1-0) データ (Koda et al. 2023) が利用可能なためである。検出質量限界は $\sim 10^4 M_{\odot}$ であり高い感度で分子雲探 査が可能である。まず、大局的な速度場を導出するため、分解能を 400 pc までスムージングすることにより 平均速度場を求めた。そして astrodendro アルゴリズム (Rosolowsky et al. 2008) で同定された構造のう ち、平均速度場からのずれが極めて大きい (50 km s⁻¹ 以上) 分子雲を 16 個見出した。これらの高速度分子 雲は銀河中心付近だけでなく、円盤部の渦巻腕付近などにも点在する。また、分子雲半径が 20-80 pc、質量 が $10^4 - 10^6 M_{\odot}$ 、速度分散が $2 - 20 \, \mathrm{km \, s^{-1}}$ に渡り、M83内の他の分子雲と比較すると速度分散が大きい傾向 にあることがわかった。これらの性質と超新星残骸カタログ (Long et al. 2022) との比較等から、高速度分 子雲の起源について議論する。

1 Introduction

1.1 特異な速度を持つガス雲

銀河における星間物質は、超新星爆発やアウトフ ローなど大質量星からのフィードバックや銀河円盤 上での腕やバー構造による非円運動成分、そして大 質量ブラックホールのジェットが駆動する銀河噴水や 外部からのガスの流入など、極めて動的な環境に晒 されている。中には、大局的な速度場 (例えば銀河回 転) に対し、数 10 km s⁻¹ から 100 km s⁻¹ 以上の速 度差を持つものも知られている。このような特異な 速度で運動するガス雲は、ガス雲同士の衝突による 星形成の誘発、銀河噴水としてのガスの再利用、銀 河円盤への流入や銀河間空間への流出による物質の 分配などを介して、星間物質のライフサイクル、ひ いては銀河進化に影響を与える。よって、特異な速 度を持つガス雲の分布を調べ、その起源を解明する ことは、星形成や銀河進化を理解するうえで重要な 課題の一つであるといえる。

1.2 銀河系での観測例

銀河系では、銀河回転に対する速度が 50 km/s 程 度以上の高速度雲が、主に中性水素原子からの輝線 で検出されている (Putman et al. 2012)。これらの 高速度雲の位置は厚さ数 kpc の銀河系円盤から距離 10kpc 以内と見積もられ、質量は $10^5-10^6 M_{\odot}$ と推定 される。その起源として、銀河噴水や衛星銀河からの ガス降着が考えられている。いくつかの高速度雲で は、紫外線領域での水素分子吸収線や赤外線領域で のダスト連続波が検出されているが (Gillmon et al. 2006; Wakker 2006; Miville-Deschênes et al. 2005) 、分子ガス輝線 (CO) はほとんど検出されていない。

このような観測結果があるが、我々は銀河系の中 に位置しており、銀河系円盤を断面から観測してい るため、これら銀河系内の高速度雲の性質を包括的 かつ定量的に観測することや銀河構造との関連性を 調べることが難しい。よって、俯瞰できる近傍銀河 においての高速度ガス雲を空間分解した観測が重要 になる。

1.3 棒渦巻銀河 M83 について

M83 は距離 4.5Mpc (Thim et al. 2003) に位 置している棒渦巻銀河である。inclination 角度が 26° (Koda et al. 2023) でほぼ face-on なため、観 測に適している。また、星の総質量は M_{star} = $2.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Jarrett et al. 2019)、分子ガス質量は $M_{\rm H_2} = 2.6 \times 10^9 M_{\odot}$ (Koda et al. 2023) であり、銀河 系はそれぞれ $M_{\text{star}} = 4.6 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Bovy & Hans-Walter 2013), $M_{\rm H_2} = 1.0 \times 10^9 M_{\odot}$ (Chomiuk & Mattew 2011) とされているので、銀河系と似ている 銀河であるといえる。そのため、多波長で観測されて おり、例えば HST (Hubble Space Telescope) での広 帯域・狭帯域観測 (Blair et al. 2014) や MUSE (Multi Unit Spectroscopic Explorer) による分光観測 (Della Bruna et al. 2022) などがある。また、YSCs (young star clusters) のカタログ (Adamo et al. 2015) や超 新星残骸のカタログ (Long et al. 2022) が利用でき るため、多視点からの研究が可能になる。

2 Observations and Method

2.1 観測データ

ALMA(Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) 望遠鏡で観測した CO (1–0) データ (Koda et al. 2023) を使用した。空間分解能は~2"で、天体上 の距離に変換すると、40 pc である。速度分解能は 5 km s⁻¹、感度は 96 mK であり、高い感度で分子雲 探査が可能である。このキューブデータをさらにエ ミッションを拾うマスクにかけ、マスクされたキュー ブデータを作成した。

2.2 高速度分子雲の探査方法

銀河の中の多くの分子雲は銀河回転に乗っているた め、銀河の場所ごとに大局的速度場が違う。よって、空 間分解能を 400 pc までスムージングすることにより大 局的速度場を導出した。そして、キューブデータから 大局的速度場を引いたキューブデータに astrodendro アルゴリズム (Rosolowsky et al. 2008)を使用し、分 子雲を同定した。astrodendro を使用する際の閾値 の min_value は 0 に、min_delta は感度の 3 倍 (3 σ)、 min_npix はビーム面積の~3 倍に設定した。同定され た構造のうち、一番小さい構造である leaf を分子雲と 見なした。この研究では streaming motion (銀河円盤 上の腕やバーによる非円運動成分) 由来の特異な流れ (~10 km s⁻¹; Baba et al. 2016) に乗っている分子雲 は考慮しないため、大局的速度場との差が 50 km s⁻¹ 以上の分子雲を高速度分子雲とした。

2.3 分子雲の性質の算出

分子 雲 の 質 量 の 計 算 に は 換 算 係 数 で ある CO to H₂ conversion factor X_{CO} が 必 要 に なる。 銀河系での典型値である $X_{CO}=2.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. [K km s⁻¹] (Bolatto et al. 2013) とし、以下の式で 質量を導出した。S は同定された構造のフラックス を全て足し合わせたもの、 δv は速度分解能、D は 天体までの距離である。また、この式は Koda et al. (2023) を参考にし、同一の手法で質量を求めている。

$$M_{\rm H_2} = 7.8 \times 10^5 \, M_{\odot} \left(\frac{S \times \delta v}{1 \, \rm Jy \, \rm km \, s^{-1}}\right) \left(\frac{D}{10 \, \rm Mpc}\right)^2$$
(1)
$$\times \left(\frac{X_{\rm CO}}{2.0 \times 10^{20} \rm cm^{-2} \cdot [\rm K \, \rm km \, s^{-1}]^{-1}}\right)$$
(2)

分子雲の運動エネルギー E_{kin} [erg] を大局的速度 場と分子雲の速度差 Δv 、分子雲の質量 M_{H_2} を使用 して以下の式で計算した。

$$E_{kin} = \frac{1}{2} M_{\rm H_2} \Delta v^2 \tag{3}$$

3 Results

astrodendro で同定された分子雲は全部で~1900 個で、そのうち 16 個が高速度分子雲として見つかっ た。図1に高速度分子雲の分布を示す。これら高速度 分子雲は同定された範囲のスペクトルを見ると、視 線方向速度に大局的速度場と高速度分子雲の速度か らなるダブルピークがあることが確かめられた。

高速度分子雲と他の分子雲の比較を scaling relation によって行なった。半径と速度分散 σ_v の関係を図 2 に示している。紫色のドットで Δv が +50 km s⁻¹ 以上の分子雲、青色のドットで Δv が -50 km s⁻¹ 以 下の分子雲、灰色のドットで他の分子雲を表してい る。図から、高速度分子雲は他の分子雲よりも速度 分散が大きい傾向があることが見える。よって、高 速度分子雲は他の分子雲よりも、乱流が強く比較的 動的環境に位置することが推測できる。



図 1: 高速度分子雲の分布 (紫色のドットは速度差+ 50km s⁻¹ 以上、青色のドットは速度差 – 50km s⁻¹ 以 下の分子雲)



図 2: 検出した分子雲の半径-速度分散関係

4 Discussion

M83 において AGN が確認されていないことを踏 まえると、高速度分子雲の起源について、二つの可 能性が考えられる。一つ目は超新星爆発、二つ目は 円盤外からの重力による流入である。まず、超新星 爆発由来の可能性について考えてみる。Long et al. (2022)の超新星残骸のカタログが利用可能なため、 高速度分子雲と超新星残骸を一つのマップにプロッ トした(図3)。その結果、1つを除いて高速度分子 雲と超新星残骸の位置は一致しなかった。

次に、高速度分子雲の運動エネルギー *E_{kin}* を典型 的な超新星爆発エネルギー 10⁵¹erg と比較すると (図 4)、超新星爆発と同程度~1 桁大きいため、超新星爆 発エネルギーでは高速度分子雲の起源を説明できな い。これは超新星爆発エネルギーのうち~10 %しか 力学的エネルギーとして星間物質に伝わらないとさ れている (Chevalier 1974) からである。よって、高 速度分子雲の起源として、円盤外からの重力による 流入と推定する。



図 3: 高速度分子雲と超新星残骸 (Long et al. 2022) のマップ(上図の超新星残骸は緑のドットでプロッ トしているが、下図はカタログから得られた直径を 反映しており、赤の点線で超新星残骸と位置が一致 した高速度分子雲を示している)



図 4: 銀河中心からの距離ー運動エネルギー

5 Conclusion

本研究では、M83のCO(1-0)キューブデータに astrodendro アルゴリズム (Rosolowsky et al. 2008) を用いて、大局的速度場との速度差が 50km s⁻¹ 以 上の高速度分子雲を探査した。その結果、高速度分 子雲を16個発見した。これらの高速度分子雲は半 径が 20-80 pc、質量が 10⁴-10⁶ M_☉、速度分散が 2-20 km s⁻¹ に渡り、銀河中心付近だけでなく、円盤部 の渦巻腕付近などにも点在する。そして、M83内の 他の分子雲と比較すると速度分散が大きい傾向にあ ることがわかった。これら高速度分子雲の起源とし て、超新星爆発と外部から銀河への重力による落下 が考えられるが、算出した運動エネルギーは 10⁵¹-10⁵² erg (中心領域は含まない) であり、典型的な超新 星爆発エネルギー (10⁵¹ erg) と比較すると、高速度 分子雲は超新星爆発起源だと考えにくいため、円盤 外からの重力による流入と推定する。今後は高速度 分子雲の位置ごとに分子雲同士の関連性を調べたり、 HI データと比較することを予定している。

Reference

Adamo, A. et al. 2015, MNRAS 452, 246
Baba, J. et al. 2016, MNRAS 460, 2472
Blair, William P. et al. 2014, ApJ 788, 55
Bolatto, Alberto D. et al. 2013, ARA&A 51, 207
Bovy, Jo and Hans-Walter Rix, 2013, ApJ 779, 115

Chevalier, Roger A., 1974, ApJ 188, 501

- Chomiuk, Laura and Matthew S. Povich 2011, AJ 142, 197
- Della Bruna, Lorenza et al. 2022, A&A 660, A77
- Gillmon, K. et al. 2006, ApJ, 636, 891
- Jarrett, T. H. et al. 2019, ApJS 245, 25
- Koda, Jin et al. 2023, ApJ 949, 108
- Long, Knox S. et al. 2022, ApJ 929, 144
- Miville-Deschênes, M. A. et al. 2005, ApJ, 631, L57
- Putman, M. E. et al, 2012, ARA&A, 50, 491
- Rosolowsky, E. W. et al. 2008, ApJ 679, 1338
- Thim, Frank et al. 2003, ApJ 590, 256 $\,$
- Wakker, B. P. 2006, ApJS, 163, 282,

——index へ戻る

銀河a24

位置天文衛星Gaiaによって同定した小マゼラン銀河 の大質量星候補から探る銀河相互作用

中野 覚矢

位置天文衛星 Gaia によって同定した 小マゼラン銀河の大質量星候補から探る銀河相互作用

中野 覚矢 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究では、*Gaia* DR3 を用いた小マゼラン銀河 (SMC) の大質量星選定と、その運動から明らかとなる銀河 相互作用の証拠を紹介する.統計的に均一な大質量星カタログを得るため、我々は位置天文衛星 *Gaia* による 均質な *G* 等級、*G*_{BP} 等級、*G*_{RP} 等級のデータから SMC の星の色等級図 (*G*_{BP} – *G*_{RP}, *G*) を作成し、色等級 図上で質量 8*M*^o 以上の大質量星の分離を行った.得られた 7,426 個の大質量星候補の空間分布は電離水素 領域と一致し、その運動も先行研究が指摘した若い星の運動と合致する.さらに、平均的な運動を得るため に大質量星候補を面密度から 9 つの構造に分離すると、9 つの構造は東西で逆向きに、互いに遠ざかる運動 をしていた.東西で逆向きの運動は南東の大マゼラン銀河からの潮汐力による伸長と整合的であるが、SMC の銀河回転とは矛盾する.SMC が回転していない場合、過去の軌道計算で用いられた物理モデルの見直しが 要され、SMC、大マゼラン銀河と天の川銀河の 3 体相互作用の歴史が大きく変わる可能性がある.

1 Introduction*

小マゼラン銀河 (Small Magellanic Cloud: SMC) と 大マゼラン銀河 (Large Magellanic Cloud: LMC) は, 天の川銀河から最も近い相互作用銀河である.特に SMC の質量は LMC の~10% 程度と小さいことから, 内部の星間物質の分布は ~200 Myr 前に起こった近 接相互作用(Diaz & Bekki 2012)の結果を強く反映し ている. さらに, SMC における年齢 ~200 Myr 未満 の若い星は近接相互作用を経た星間物質から形成さ れたと考えられ、その空間分布は星間物質と良い相 関を示す.よって、SMCの若い星は銀河相互作用に よって誘発形成されたものが多く、その観測から相 互作用銀河の力学・星形成の情報を得られると考え られる. また, SMC はごく近傍 (~60 kpc) にあるた め、銀河全面の星を1つ1つ分解して詳細に観測で きる. 天の川銀河内部にいる我々は, 天の川銀河全 面の観測が困難であるため, 銀河全面の観測可能性 は普遍的な物理の探求において大きな利点となる.

本研究では、*Gaia* Data Release 3 (DR3; Gaia Collaboration et al. 2023) を用いて SMC の大質量星 (質量 $\geq 8M_{\odot}$)を選定し、それらの運動を議論する.大 質量星は寿命が短く (≤ 50 Myr)、生きている大質量星 は全て若い星である.よって、大質量星の運動は母 体となった星間物質の運動を反映すると考えられる. 本研究の特色は, Gaia が提供する星の固有運動を利 用可能な点にある.大質量星の固有運動から,分光 観測からは得られない,星間物質の視線方向に垂直 な方向の運動の情報を得られる.

なお,本研究では SMC までの距離を全て 65 kpc に統一して計算している.

2 The Gaia DR3 Data

SMC 領域として, RA = 00h-03h, DEC = -76° to -69° の Gaia DR3 Data を取得した. この 領域には、天の川銀河と2つの球状星団(SMC 北 部の NGC 362 と SMC 西部の NGC 104) に属する, 除去すべき前景天体が含まれる.まず, NGC 362 は 心に半径 7'に含まれるデータを除外し, NGC 104 $lt RA = 00h 24m 05.67s, DEC = -72^{\circ} 04' 52.6'' & b$ 中心に半径 25' に含まれるデータを除外することで 取り除いた. さらに, 天の川銀河に属する前景天 体の除去のため、データから年周視差 $\omega \ge 0.1$ mas (距離 ≤ 10 kpc)の天体を除いた.この年周視差の制 限により、Section 3 で定義する SMC の大質量星候 補への前景天体の混入を ≈0.6%に抑えられる. 図1 は、前景天体を除いた最終的な SMC 領域の恒星 密度分布を示す. 含まれる星の総数は 2,043,092 個 である.

^{*}本研究の内容は名古屋大学理学部の Youtube チャンネルに 投稿されている. 概要の理解にはそちらを見た方が早いだろう.



図 1. Gaia DR3 から得られた SMC 周辺の 2,043,092 個の恒星密度分布. 年周視差 ω≥0.1 mas の制限と, 2 つの球状星団周辺の除去 によって前景天体を除いている. オーバープロットされた暗黄色の円は Section 3 で得た 7,426 個の大質量星候補である.

3 Massive Star Selection Using Color-magnitude Diagram

大質量星の選定のため、*Gaia* DR3 が提供する星 の*G* 等級 (637 nm)、 G_{BP} 等級 (532 nm)、 G_{RP} 等級 (797 nm) のデータから色等級図 ($G_{BP}-G_{RP}, G$) を作 成した. 図 2 は前景天体を取り除いた SMC 領域の 星をプロットした色等級図である.また、マゼンタ の線は初期質量が $8M_{\odot}$ の星の理論的な進化の軌跡 (Bressan et al. 2012)から作成した、色等級図上での 大質量星の境界である.色等級図において、図の左 にプロットされる星ほど青く、図の上にプロットさ れる星ほど明るい.重い星ほど青く明るいため、図 2 でマゼンタの線より上にプロットされた星を取り出 せば、質量が $8M_{\odot}$ 以上の大質量星を選択できる.

図2の色等級図において、マゼンタの線より上の 領域に含まれる7,426個の大質量星候補を取り出し た.取り出した大質量星候補の空間分布を図1の暗 黄色の円で示した.大質量星候補の空間分布は多く の古い星とは異なるが、後に図4で示すように星間 物質の空間分布と一致し、選定の妥当性を示す.



図 2. 前景天体を除いた SMC 領域の (G_{BP}-G_{RP}, G) 色等級図. マゼンタの線より上は色等級図上で大質量星が存在する領域であ る. 前景天体を除いた SMC 領域に含まれる星がすべてプロット されている. プロットされたデータの色は色等級図上の面密度を 表す.



図 3. 大質量星候補の SMC 内部固有運動ベクトル. SMC の中心 (H I 運動中心; Stanimirović et al. 2004) から 3° 以内の大質量星候補 の平均固有運動を差し引くことで, SMC 内部の運動を求めている. 判例は 200 km s⁻¹ と 85 km s⁻¹ に対応する PM ベクトルの大き さを示し, 85 km s⁻¹ は H I の回転を仮定して導かれる脱出速度の最小値である (Stanimirović et al. 2004). 黒い矢印で LMC の方向 を強調している.

図3に大質量星候補の SMC 内部の固有運動ベク トルを示した.ただし,連星系や星団内部の力学的 相互作用によって弾き飛ばされた逃走星を除くため、 固有運動ベクトルが ±2σ 以内に含まれる 7,261 個 の大質量星候補のみをプロットしている.図3より、 SMC 外縁部の大質量星候補は SMC 本体から遠ざか る運動を示し、Zivick et al. (2018)に一致する. また、 Oey et al. (2018)が示したように SMC 南東部の星は LMC 方向に運動しており、さらに RA≈02h-03h の Magellanic Bridge に位置する星も同様に LMC 方向 に運動している.これらの星は、中性水素ガス(HI)の 回転を仮定して導かれる脱出速度の最小値 85 km s⁻¹ (Stanimirović et al. 2004) を上回る速度で SMC か ら遠ざかっており、潮汐相互作用やフィードバック によって SMC が質量を失う過程を見ている可能性 がある.

4 The Superstructure Formed by Massive Star Candidates

SMC の大質量星候補の運動を粗視的に見るため, 面密度を用いて大質量星候補をいくつかの大規模 構造に分類する.ここでは,大質量星候補から成る 数百 pc スケールの構造を超構造と呼称する.目視で 見られる構造を再現するため,恣意的ではあるが,半 径 100 pc の円内に 80 個以上の大質量星候補を含む 集団 (面密度閾値 $\geq 2.5 \times 10^{-3}$ pc⁻²)を超構造として 取り出した.また,重力的な結びつきが弱いと思わ れる,SMC 本体から離れた RA $\leq 01h20m$ では,半 分の面密度閾値として半径 100 pc の円内に 40 個以 上の大質量星候補を含む集団を超構造として取り出 した.図4に同定した9つの超構造を示した.

なお,図4の背景として示した電離水素領域は大 質量星候補の空間分布と一致しており,大質量星の 選定成功を表す.



図 4. 同定した 9 つの超構造. 色と数字で異なる超構造を区別している. 超構造 1–3 は SMC 本体から離れており,面密度閾値 $\geq 1.3 \times 10^{-3} \text{ pc}^{-2}$ を満たす. 超構造 4–9 は SMC 本体に位置し,面密度閾値 $\geq 2.5 \times 10^{-3} \text{ pc}^{-2}$ を満たす. 背景は電離水素領域からの放射 (H α ; Gaustad et al. 2001) である.

4.1 Three-dimensional Motions of the Superstructures

固有運動に加え, Gaia が提供する視線速度の情報 を用いて,9つの超構造の3次元運動を得られる.超 構造の固有運動と視線速度は,超構造に属する大質 量星候補の固有運動と視線速度の中央値として決定 した.図5に,9つの超構造の固有運動と視線速度を 示した.全体的な傾向として,東部の超構造は東に 向かい,我々から遠ざかるのに対し,西部の超構造 は西に向かい,我々に近づいている.つまり,SMC の東部と西部で互いに遠ざかる逆向きの運動をして いる.また,北部で隣接する超構造4-6がそれぞれ 異なる方向に運動していることは特筆すべきである. Section4で超構造の同定に用いた面密度閾値に物理 的な意味がなかったとはいえ,超構造は空間的にも 運動的にも異なる構造であることが明確である.

4.2 Absence of Galactic Rotation

図5より,SMCの大質量星候補は東西で逆向きに, 互いに遠ざかる運動をしている.一方,先行研究では HIの観測から東西で単調な視線速度構造が見られた ことで,SMCは銀河回転を示すと解釈されてきた. しかし,HIとともに運動しているであろう若い大質 量星は,視線速度構造は東西で単調であるが,固有 運動は回転を示さない.むしろ,大質量星候補の固



図 5.9 つの超構造の固有運動と視線速度.各超構造から伸びる ベクトルは固有運動を示し、判例は 30 km s⁻¹ に対応する固有 運動ベクトルの大きさを示す.各超構造の色は SMC の視線速度 150 km s⁻¹ を差し引いた視線速度を表す.

有運動は、南東のLMCからの潮汐力を受けて、SMC が破壊的に引き伸ばされている描像と整合的である. 東部の構造の視線速度が大きいのは、SMCの視線速 度 150 km s⁻¹ に対して LMC の視線速度 260 km s⁻¹ が大きいことから、LMC の視線速度に近づいている として解釈できる.以上より、SMC では銀河回転で はなく、LMC からの潮汐力による伸長が支配的であ ると結論づけられる.SMC が銀河回転をしていない 場合、銀河回転を仮定して導かれた質量やシミュレー ションを修正する必要があり、これまで考えられて きた SMC、LMC、天の川銀河の3体相互作用の歴史 が大きく変わる可能性がある.

Reference

- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, MNRAS, 427, 127.
- Diaz, J. D. & Bekki, K. 2012, ApJ, 750, 36.
- Gaia Collaboration, Vallenari, A., Brown, A. G. A., et al. 2023, A& A, 674, A1.
- Gaustad, J. E., McCullough, P. R., Rosing, W., et al. 2001, PASP, 113, 1326.
- Oey, M. S., Dorigo Jones, J., Castro, N., et al. 2018, APJL, 867, L8.
- Stanimirović, S., Staveley-Smith, L., & Jones, P. A. 2004, ApJ, 604, 176.
- Zivick, P., Kallivayalil, N., van der Marel, R. P., et al. 2018, ApJ, 864, 55.

-index へ戻る

銀河b01

電波レリックに付随する衝撃波の速度推定におけるX 線前景放射の影響

相原 樹

電波レリックに付随する衝撃波の速度推定における X 線前景放射の影響

相原 樹 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究ではすざく衛星による,Abell 3667 銀河団の北西及び南東領域,Abell 3376 銀河団の西方領域に存在 する電波レリックの観測データの再解析を行った.バックグラウンド成分を再評価することにより,銀河団 ガスの温度・輝度分布への影響を検証した.標準的なバックグラウンドモデルに加え,近年存在が報告され ている 0.8 keV 程度のプラズマ放射に似た前景放射や,太陽活動による酸素輝線を考慮した.また宇宙 X 線 背景放射の強度も解析から抜く点源のフラックス閾値から決定した.従来のモデルを用いた結果に比べ,温 度は最大数 keV 高く,輝度は最大数 10% 低い値が得られた.その結果,電波レリックにおいて輝度の急激 な減少は見られるものの,Abell 3667 銀河団南東領域を除き,温度の急激な減少は検出できなかった.温度 変化から得られたマッハ数は電波観測から推定される値と大きな矛盾はなかった.バックグラウンド成分の 評価は銀河団外縁部のような低輝度な領域での温度や輝度の測定に大きく影響するために,慎重な取り扱い が必要である.

1 はじめに

銀河団は数十から数千個の銀河の集合体であり、大 規模構造からの降着や、他の銀河団、銀河群との合 体を通して成長している. 一部の銀河団ではその外 縁部に電波レリックと呼ばれる、Mpc 規模にわたる 細長い円弧状の電波放射が見つかっている. 電波レ リックの起源は銀河団の衝突や降着で生じた衝撃波 によって加速された電子によるシンクロトロン放射 であると考えられており、対応する衝撃波が X 線観 測による銀河団ガス (ICM) の温度・輝度ジャンプか ら確認されている (Finoguenov et al. 2010). 粒子 の加速は衝撃波統計加速機構 (フェルミ加速) に従っ ていると考えられており、X線観測から推定される 衝撃波速度は、ほとんどの電波レリックではこの機 構からの予測と一致する. しかし, Abell 3667 銀河 団 (以下, A3667) 北西領域や CIZA2242.8+5301 銀 河団北東領域などをはじめとした,いくつかの電波 レリックでは予測される電波輝度が観測ほど高くな らないことがわかっている (Akamatsu & Kawahara. 2013).

このような銀河団外縁部をはじめとする,低輝度 な放射の観測においては,ICM以外からのX線放射 を適切に除去することが重要である.近年では従来 の前景・背景放射に加え,~0.8 keVのプラズマ放 射に似た前景放射(以下,0.8 keV 成分)の存在が報 告されている (Yoshino et al. 2010).この成分は, Akamatsu & Kawahara. (2013)の解析では考慮さ れておらず,また電波レリックの下流の典型的な温 度は~1-2 keV であり,0.8 keV 成分の影響が無視で きない可能性がある.そこで,本研究ではA3667の 北西及び南東領域,並びに Abell 3376 銀河団 (以下, A3376)西方領域に存在する電波レリックについて, すざく衛星のデータを用いて0.8 keV 成分を含めた バックグラウンド成分を再評価することで温度・輝 度分布がどのように変化するか検証した.

2 観測とデータ処理

本研究では、A3667 を銀河団中心から 37.8' まで を半経 4.2' ごとの円環領域に、また A3376 を X 線 放射のピークから 31' までを半経 2', 3', 4' の円環領 域に分割しそれぞれの最外円環よりも外側をバック グラウンド領域とした.使用した観測の情報を表 1 に、0.5-10.0 keV の画像を図 1 に示す.画像の緑の円 は各円環領域を表し、赤い円はビリアル半経を表す. 本研究では、すざく衛星に搭載された 4 つの CCD カメラ (XIS) から得られたデータのうち、XIS1 の 0.4-8.0 keV、及び XIS0, 2, 3 の 0.5-8.0 keV のエネル ギー帯を用いて解析を行った.視野内の点源は、CIAO wavdetect によって有意度 3 σ 以上で検出されたもの のうち、そのフラックスが 2.0 × 10⁻¹⁴ erg cm⁻² s⁻¹ より大きかったものを除去した.また、非 X 線背景 放射成分は, FTOOLS *xisnxbgen* により寄与を推定 3し、スペクトルから差し引いた.

object_name	Obs. ID	露光時間*
A3667_CENTER	801096010	17.9
A3667_NW_170FF	801095010	11.9
A3667_NW_RELIC	801094010	64.0
$A3667_SE$	805036010	39.1
A3376	100034010	81.3
A3376_WEST_RELIC	800011010	100.3

表 1: 解析に使用した観測データ

* ks



図 1: すざく衛星よる X 線画像.カラーバーは 1 秒間 に 1 ピクセルに入射した光子の数である.上) A3667. 等高線は SUMSS による 843 MHz の電波放射を表し ている (Röttgering et al. 1997).下) A3376.等高 線は VLA による 1.4 GHz の電波放射を表している (Bagchi et al. 2006).

3 スペクトル解析

バックグラウンドモデルとしては、以下の5つの 成分を考慮した.まず、太陽系を包む局所泡からの放 射,及び太陽風電荷交換反応による放射である.こ れらは温度が~0.1 keVの高温ガスからの放射と見 做せるため、プラズマからの放射を表す apec モデ ル (Smith et al. 2001) を用いた. 2つ目は、銀河系 ハローからの放射 (MWH) である. この起源は温度 が~0.2-0.3 keV の高温ガスであると考えられている ため, 同様に apec モデルを用いた. 3つ目は, 宇宙 X 線背景放射 (CXB) である. CXB は, X 線点源か らの放射の和であると考えられており、指数~-1.4 の冪関数に合うことが知られている. また, 点源放 射の和であるため,除去した点源の flux 閾値により その寄与は変動する.今回は冪関数モデルを,係数 $(7.83 \pm 0.38) \times 10^{-4}$ photons keV⁻¹ cm⁻² s⁻¹ の範囲 で制限して用いた (Moretti et al. 2003). 4つ目は 0.8 keV 成分である. 前述の通り, プラズマからの放 射に似ているため, apec モデルを用いた. 5つ目は 酸素の O_I 輝線 (Sekiya et al. 2014) 及び, O_{VII} 輝 線 (Sugiyama et al. 2023) である. これらは太陽 X 線による地球大気酸素の蛍光であると考えられてい る. この影響は観測時期の太陽活動により異なるた め、観測ごとにこれらの輝線をガウシアンで再現し た.以上のうち, MWH, CXB, 0.8 keV は銀河系の 冷たいガスによる吸収を考慮した.

解析ではまず, バックグラウンド領域を 0.8 keV 成 分を含むモデル (0.8 keV on モデル) および含まない モデル (0.8 keV off モデル) でスペクトルフィットし, それぞれのバックグラウンド成分を推定した.次に, ICM からの放射を apec モデルで仮定し,求められた バックグラウンド成分の値を用いてスペクトルフィッ トを行った.ただし,プラズマの金属元素存在量が 決定できなかった A3667 北西領域の 25.2',同南東 領域の 21.0',及び A3376 西部の 24'より外部におい ては,銀河団外縁部での典型的な値である,太陽の 0.20 倍で固定した (Fujita et al. 2008).太陽金属元 素の存在量比は Anders & Grevsse. (1989)の結果を 用いている.

4 結果

4.1 ICM 構造

図 2 は解析により得られた電波レリック方向の 温度分布である.黒,赤,青のデータ点はそれぞれ 0.8 keV off モデル, 0.8 keV on モデル, Akamatsu & Kawahara. (2013) による結果を示している.また, 図 3 は解析により得られた各銀河団の電波レリック 方向の輝度分布である.縦軸は輝度に比例するノル ムであり式 (1) で定義される.黒,赤,青のデータ 点はそれぞれ A3667 北西,同南東, A3376 西方の結 果を表している.電波レリックの前後では表面輝度 の急激な低下が確認できる.



図 2: a) A3667 北西領域, b) A3667 南東領域, c) A3376 西方領域の温度プロファイル. 破線内部は電 波レリックを, 点線は衝撃波前後の温度として解析 に使用した/された点を表している.

$$norm := \frac{10^{-14}}{4\pi [D_A(1+z)]^2} \int n_e n_H dV \qquad (1)$$

ここで, D_A は角径距離,zは赤方偏移, n_e , n_H は 電子,水素の数密度である.

0.8 keV off モデルでは、Akamatsu & Kawahara.
(2013) で 1-2 keV であったレリック下流温度が、
2-4 keV 程度と、特に銀河団外縁部を中心として ICM 温度が大きく推定されている.このモデルは酸素輝線



図 3: 各電波レリックの表面輝度プロファイル. 実 線は 0.8 keV off モデル, 点線は 0.8 keV on モデルで ある.

以外 Akamatsu & Kawahara. (2013) 同様であり,点 源除去による CXB の寄与減少を考慮しなかった場合, その係数は ~ 10^{-3} と推定される. これは,今回仮 定した値の約 1.2 倍であるため,CXB の寄与評価が 大きく影響していると考えられる.また,0.8 keV on モデルではさらに ICM の温度が高く推定されている が,低い場合 0.8 keV off モデルから 1 keV 未満,大 きい場合 2 keV 程度の上昇となっており,A3667 北 西部においては温度不連続面がほとんど見られなく なっている.A3667 南東部及び A3376 西部では,2 つのモデル間で差異は少ないが,前者は ICM の輝 度 (~ 10^{-2}) に対して 0.8 keV 成分の輝度 (~ 10^{-3}) が小さいため,後者はそもそも 0.8 keV 成分の輝度 (~ 10^{-4}) が小さいためである.

5 議論

衝撃波のマッハ速度 (M) は、その前後の温度比 (T_2/T_1)を用いてランキン・ユゴニオの式 (2) から推 定される.

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{5\mathcal{M}^4 + 14\mathcal{M}^2 - 3}{16M^2} \tag{2}$$

これにより,表2のように衝撃波速度が得られた.また,図4は電波輝度から予想される衝撃波速度とX 線から求められた衝撃は速度をプロットしたもので ある.黒,赤,青のデータ点はそれぞれ0.8 keV off モデル,0.8 keV on モデル,Akamatsu & Kawahara. (2013) による結果であり,実線は A3667 北西部,点線は同南東部,2 点鎖線は A3376 西部のレリックを表している.

表 2: 各電波レリックの衝撃波速度

	$\mathcal{M}_{0.8 \mathrm{keVoff}}{}^*$	$\mathcal{M}_{0.8 \rm keVon}{}^\dagger$
A3667 NW	$1.76\substack{+0.49 \\ -0.50}$	$1.37^{+0.56}_{-0.50}$
A3667 SE	2.41 ± 0.39	$1.86^{+0.48}_{-0.44}$
A3376 W	$2.33_{-0.94}^{+0.66}$	$2.37^{+0.84}_{-1.47}$

* 0.8 keV on モデルによる衝撃波速度 † 0.8 keV off モデルによる衝撃波速度



図 4: 縦軸:電波観測から推定される衝撃波速度,横軸:X線観測から推定した衝撃波速度のグラフ.また,破線は *M*_{radio} = *M*_X の線形相関を表す.

A3667 北西, A3376 西方では衝撃波速度が Akamatsu & Kawahara. (2013) と比較して, マッハ 0.6-1.0 程度低くなっている. 一方で, A3667 南東部 ではどの解析においてもそれほど変化がないが, 電 波観測の値には近いため矛盾はない. これは, A3667 南東部が他の2つのレリックと比べ, 比較的銀河団 中心に近く, バックグラウンド成分よりも, ICM 放 射の寄与が大きいためであると考えられる.

A3667 北西では特に速度が低く推定され, 0.8 keV on モデルにおいては,電波観測ともあって いない.以前から不一致の原因として考えられてい た,ICM が電子の温度ほど高くなっていないという 二温度構造や,再加速されることで遅い衝撃波でも 高い電波放射が得られるという電子再加速が起きて いる可能性がある.

6 まとめ

本研究では、A3667 北西部及び南東部,並びに A3376 西部に存在する電波レリックについてすざく 衛星による観測データをもとに,背景放射成分を再 評価し,ICMの輝度・温度を調べた.その結果,従来 の解析では銀河団外縁部のICM 温度を過小評価して いたことがわかった.これには、CXBの評価による 影響が大きく、0.8 keV 成分の影響はその銀河団,レ リックの位置により大きく異なる可能性がある.ま た,衝撃波速度の最尤推定値は A3376 西方のレリッ クでは電波観測に近づいており,バックグラウンド の評価が速度不一致の1つの原因である可能性があ る.0.8 keV 成分や CXB を始めとする背景放射成分 の再評価は,X 線観測による電波レリックにおける 衝撃波速度の推定に大きく影響し,慎重な取り扱い が必要である.

Reference

Akamatsu, H. & Kawahara, H. 2013, PASJ, 65, 16

- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53,197
- Bagchi, J., Durret, F., Neto, G. B. L., & Paul, S. 2006, Science, 314, 791
- Finoguenov, A., Sarazin, C. L., Nakazawa, K., Wik, D. R., & Clarke, T. E. 2010, ApJ, 715, 1143
- Fujita, Y., Hayashida, K., Nagai, M., Inoue, S., Matsumoto, H., Okabe, N., Reiprich, T. H., Sarazin, C. L., & Takizawa, M. 2008, PASJ, 60, 1133
- Moretti, A., Campana, S., Lazzati, D., & Tagiliaferri, G. 2003, ApJ, 588, 696
- Röttgering, H. J. A., Wieringa, M. H., Hunstead, R. W., & Ekers, R. D. 1997, MNRAS, 290, 577
- Sekiya, N., Yamasaki, N., Y., Mitsuda, K., & Takei, Y. 2014, PASJ, 66, L3
- Sugiyama, H., Ueda, M., Fukushima, K., Kobayashi, S. B., Yamasaki, N. Y., Sato, K., & Matsushita, K. 2023, PSAJ, 75, 1324
- Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, ApJ, 556, L91
- Yoshino, T., Mitsuda, K., Yamasaki, N. Y., Takei, Y., Hagihara, T., Masui, K., Bauer, M., McCammon, D., Fujimoto, R., Wang, Q. D., & Yao, Y. 2009, PSAJ, 61, 805

-----index へ戻る

銀河b02

銀河系中心におけるバブル構造の形成機構:宇宙論的 シミュレーションに基づくAGNフィードバックの 検証

西濱 大将

銀河系中心におけるバブル構造の形成機構:AGN フィードバックの役割 と宇宙論的シミュレーションによる解明

西濱 大将 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

天の川銀河には、eROSITA/Fermi バブルと呼ばれる銀緯南北方向に伸びる泡状構造が存在する. この泡構 造の物理的起源は未だ分かっておらず、長年議論されてきた. この泡構造の発見後、理論モデルがいくつか 提唱された. 1 つがスターバースト銀河のような銀河系中心で起こる強い星形成の活動によるモデルである. もう一方が、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) からの AGN から噴き出すアウトフローによるモ デルである. 本研究では、宇宙論的シミュレーション CROCODILE を用いて、AGN フィードバックを除い たシミュレーションと比較することで、AGN フィードバックがバブル進化に与える影響について議論する.

1 Introduction

X 線望遠鏡 eROSITA による全天サーベイによっ て、天の川銀河の中心に eROSITA バブルと呼ばれ る大きな砂時計型の構造が発見された (Predehl et al. 2020). eROSITA のマップでは、南天にも同様に巨 大な準円形環状構造からの X 線放射が観測されてお り、これらは銀河中心から出現しており、14 kpc に も達するほど巨大な銀河 X 線バブルを形成している. eROSITA が中エネルギー帯 (0.6-1.0 keV) で観測 した大規模な X 線放射は、バブルの本質的な大き さが数 kpc であることを示している (Predehl et al. 2020). eROSITA のバブルは, Fermi 衛星によって γ 線で検出された Fermi バブルと顕著な形態的類似性 を示すが,より大きく,より高エネルギーである (Su et al. 2010). Fermi バブルと eROSITA バブル (ま とめて「銀河バブル」と呼ぶ)の起源については多く の議論がされてきた (Yang et al. 2018). 特に銀河系 中心部で起こる強力な星形成からの恒星フィードバッ クの結果なのか (Yusef-Zadeh et al. 2009; Nogueras-Lara et al. 2020)、中心の超大質量ブラックホール (SuperMassive Black Hole; SMBH) によるものなの かは現在も未解決である (Genzel et al. 2010).

宇宙論的シミュレーションTNG50では,198個の天の川銀河やアンドロメダ銀河に類似する (Milky Waylike, MW-like) 銀河の3分の2では,天の川銀河で観 測されるような銀河バブルが見つかった.さらには TNG50では,バブルガスは銀河中心のSMBHから, 低いエディントン比で降着する風のような,運動エ ネルギー注入の現れであることが分かった (Pillepich et al. 2021). 一方で, 2023 年にはすざく衛星を用い て eROSITA バブルの熱的・化学的性質を調べた結 果, バブル形成の起源が恒星フィードバックである ことを示唆する報告がされた (Gupta et al. 2023) が, 未だ議論の余地がある.

本研究では宇宙論的流体シミュレーションコー ド GADGET4-Osaka を用いた CROCODILE (Oku et al. 2023)を解析し, AGN フィードバックがバブ ル進化に与える影響について議論する.

2 Methods

CROCODILE (Oku et al. 2023) のデータセット には通常の Fiducial と AGN フィードバックを除い た NoBH のデータセットがあり, AGN フィードバッ クの寄与・影響を比較することが可能である.ただ し,先行研究に使われている TNG50 と比較して,シ ミュレーションの解像度の指標の1つとなる Gravitational softening length は CROCODILE が 746 pc であり, TNG50 が 72 pc である (Oku & Nagamine 2024; Pillepich et al. 2019). CROCODILE の方が TNG50 に比べて 10 倍ほど解像度が悪い.そのため バブルそのものを議論するのではなく,銀河全体へ の寄与を踏まえ解析を行う.

2.1 MW-like 銀河の選別

MW-like 銀河は赤方偏移 z = 0 で,なおかつ次の 条件を満たすものとする (Pillepich et al. 2023).

- (i) 恒星質量:銀河の恒星質量が次の範囲内である:
 M_{*}(< 30kpc) = 10^{10.5-11.2}M_☉
- (ii) 恒星の形態:以下の基準のどちらか一方を満た すこと:
 - A. 銀河の恒星質量分布の短軸と長軸の比が
 0.45 より小さい.恒星質量分布は恒星の
 半質量半径の1倍から2倍の間.
 - B. 銀河の edge-on と face-on のプロジェクションの 3 バンド 画像を目視し、円盤が見え、 渦巻き状の腕が見える.
- (iii) 周囲の環境:恒星質量が 10^{10.5}M_☉ を超える銀 河が 500 kpc 以内に存在せず,ホストハローの ビリアル質量 M_{200c}(host) < 10¹³M_☉ である.

Pillepich et al. (2023) では A を満たすものは 173 個, B を満たすものは 180 個, A かつ B を満たすも のは 155 個で, 合計 198 個を選別することができた. しかし, CROCODILE で (ii) の条件を課すと, A の 条件を満たすものが Fiducial のデータセットでは 2 個と非常に少ない. そのため, (i) の条件と (iii) の みを適用する. これにより Fiducial のデータセット では 64 個, NoBH のデータセットでは 80 個の銀河 を用意することが出来た. また, 短軸 c と長軸 a の 比 c/a を計算する際は式 (1) の形状テンソル (Zemp et al. 2011) を使用した.

$$S_{ij} = \frac{\sum_k m_k r_{ik} r_{jk}}{\sum_k m_k} \tag{1}$$

これの固有値は $a \ge b \ge c$ で $a^2/3$, $b^2/3$, $c^2/3$ で与えられる.

2.2 エントロピーの半径プロファイル

平均分子量 μ は

$$\mu = \frac{4}{1 + 3X_{\rm H} + 4X_{\rm H}x_e} \tag{2}$$

で与えられ,数密度 n は $n = \rho/(\mu m_p)$ で与えられる. これらを用いてエントロピー K は

$$K = k_B T n^{-2/3} \tag{3}$$

で与えられる. $X_{\rm H}$ は水素質量分率で 0.76 を採用する. x_e は総水素数密度に対する電子の分数密度, ρ は密度, m_p は陽子の質量である.

Fiducial と NoBH のデータセットはどちらも同じ 初期条件の下で実行されている (Oku & Nagamine 2024). そのため大凡同じ位置に,同じ銀河が存在す る.しかし AGN フィードバックが存在しないこと により,位置に~70 kpc のずれが生じている.その ため MW-like 銀河の条件 (i),(iii)を満たす銀河の うち,ポテンシャルが最小の位置を中心と定め,そ こから半径をとる.また条件を満たした銀河のデー タをスタッキングすることで,個々の特徴は均され ることになる.また(iii)の条件により,衛星銀河や 矮小銀河をデータ内から排除することが大まかにで きる.

3 Results

エントロピーの半径プロファイルを図 1 に示す. MW-like 銀河においては AGN フィードバックの寄与 は < 10 kpc, 30 kpc < において, Fiducial と NoBH の間で差異は見られなかった.しかし,約 20 kpc で は AGN の寄与が大きいことが分かった.

質量流束の半径プロファイルを図 2 に示す. 全体的 に \dot{M}_{inflow} も $\dot{M}_{outflow}$ もNoBHの方がFiducialより も高く, 20 kpc 付近では顕著にNoBHの方が高かっ た.また質量流束 (Mass flux)は

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho \dot{r} \tag{4}$$

を用いて求めた. また温度の半径プロファイルを図 3 に示す. 温度の半径プロファイルはエントロピーの 半径プロファイルと同様に, AGN フィードバックの 寄与は < 10 kpc, 30 kpc < において, Fiducial と NoBH の間で差異は見られず,約 20 kpc では AGN の寄与が大きいことが分かった.

4 Discussion

図1に示すエントロピーの半径プロファイルから, MW-like 銀河の中心部においては AGN フィードバッ クの寄与は極めて小さいと言える. その一方で *R* = 20kpc 付近,つまり銀河外縁付近もしくはバブル構 造に対しては AGN フィードバックの寄与があるこ



図 1: MW-like galaxies のエントロピーの半径プロ ファイルの比較. Fiducial は 64 個の銀河を, NoBH は 80 個の銀河をスタッキングし,対数上で 30 区間に 等分割し,それぞれの平均値と標準偏差を計算して いる.上段の誤差は 1 σ を表し,下段は log NoBH – log Fiducial を表し,誤差は信頼区間 95%を表す.

とが分かる.また質量流束に注目すると $\dot{M}_{outflow}$ と \dot{M}_{inflow} ともにNoBHの方が大きくなる. \dot{M}_{inflow} は AGNによるアウトフローによる寄与が少なくなる ためNoBHの方が高くなると考えられ, $\dot{M}_{outflow}$ に 関しては流入率が高くなったことで,その分内部で の星形成がより活発になったと考えることができる. ここで累積星形成率の半径プロファイルを図4に示 す.MW-like 銀河の星形成率は,Fiducialでは5.55 M_{\odot} /yr でNoBHでは16.00 M_{\odot} /yr であった.また 図4からも分かる通り,大凡10 kpc 以内つまり銀河 内の星形成率のみで差は開いていることも分かる.

5 Conclusion

本研究では AGN フィードバックがバブル進化に 与える影響を CROCODILE を用いて解析を行った. z = 0における MW-like 銀河を選別し, AGN フィー



図 2: MW-like galaxies の質量流速 \dot{M} の半径プロ ファイルの比較. Fiducial は 64 個の銀河を, NoBH は 80 個の銀河をスタッキングし,対数上で 30 区間 に等分割し,それぞれの平均値と標準偏差を計算し ている.一番上を 1 段目,一番下を 4 段目とすると 1 段目と 3 段目の誤差は 1 σ を表し,2 段目と 4 段目 は log NoBH – log Fiducial を表し,誤差は信頼区間 95%を表す.1・2 段目は $\dot{M}_{outflow}$, 3・4 段目は \dot{M}_{inflow}

ドバックが MW-like 銀河に与える影響を調べた.その結果,以下のことが分かった.

- MW-like 銀河の中心部においては AGN フィー ドバックの寄与は極めて小さく、20kpc 付近、つ まり銀河外縁付近やバブル構造に対しては AGN フィードバックの寄与が見られた。
- *M*_{outflow} と *M*_{inflow} ともに NoBH の方が大きい.
 *M*_{inflow} は AGN によるアウトフローによる寄与 が少なくなるため NoBH の方が高くなると考え



図 3: MW-like galaxies の温度の半径プロファイルの 比較. Fiducial は 64 個の銀河を, NoBH は 80 個の 銀河をスタッキングし,対数上で 30 区間に等分割し, それぞれの平均値と標準偏差を計算している.上段 の誤差は 1 σ を表し,下段は log NoBH – log Fiducial を表し,誤差は信頼区間 95%を表す.



図 4: 累積星形成率の半径プロファイルの比較. 黒線 が Fiducial,赤点線が NoBH でそれぞれの平均値を 表している. 上段は星形成率をそのまま描き,下段 は 10⁰ kpc 時の差分を差し引いた.

られ、M_{outflow} に関しては流入率が高くなり、その分内部での星形成がより活発になった可能性がある.

• MW-like 銀河の星形成率は, Fiducial では 5.55

M_☉/yr で NoBH では 16.00 M_☉/yr と 3 倍近く 星形成が活発であった.

今後より詳細な解析を行い, AGN がもたらす化学 汚染などについても調査していく.

Reference

- Genzel, R., Eisenhauer, F., & Gillessen, S. 2010, Reviews of Modern Physics, 82, 3121, doi: 10.1103/ RevModPhys.82.3121
- Gupta, A., Mathur, S., Kingsbury, J., Das, S., & Krongold, Y. 2023, Nature Astronomy, 7, 799, doi: 10. 1038/s41550-023-01963-5
- Nogueras-Lara, F., Schödel, R., Gallego-Calvente, A. T., et al. 2020, Nature Astronomy, 4, 377, doi: 10. 1038/s41550-019-0967-9
- Oku, Y., & Nagamine, K. 2024, Osaka Feedback Model III: Cosmological Simulation CROCODILE, doi: 10. 48550/arXiv.2401.06324
- Oku, Y., Tomida, K., Nagamine, K., Shimizu, I., & Cen, R. 2023, 373, 181, doi: 10.1017/S1743921322004860
- Pillepich, A., Nelson, D., Truong, N., et al. 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 508, 4667, doi: 10.1093/mnras/stab2779
- Pillepich, A., Nelson, D., Springel, V., et al. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 490, 3196, doi: 10.1093/mnras/stz2338
- Pillepich, A., Sotillo-Ramos, D., Ramesh, R., et al. 2023, Milky Way and Andromeda analogs from the TNG50 simulation, arXiv, doi: 10.48550/arXiv. 2303.16217
- Predehl, P., Sunyaev, R. A., Becker, W., et al. 2020, Nature, 588, 227, doi: 10.1038/s41586-020-2979-0
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, The Astrophysical Journal, 724, 1044, doi: 10.1088/ 0004-637X/724/2/1044
- Yang, H.-Y. K., Ruszkowski, M., & Zweibel, E. G. 2018, Galaxies, 6, 29, doi: 10.3390/galaxies6010029
- Yusef-Zadeh, F., Hewitt, J. W., Arendt, R. G., et al. 2009, The Astrophysical Journal, 702, 178, doi: 10. 1088/0004-637X/702/1/178
- Zemp, M., Gnedin, O. Y., Gnedin, N. Y., & Kravtsov, A. V. 2011, The Astrophysical Journal Supplement Series, 197, 30, doi: 10.1088/0067-0049/197/2/30

——index へ戻る

銀河b03

銀河団中のAGNジェットと磁場の相互作用に関する 二次元電磁流体+熱伝導計算

松野 なな

銀河団中の AGN ジェットと磁場の相互作用に関する 二次元電磁流体+熱伝導計算

松野 なな (総合研究大学大学院 先端学術院 天文科学コース)

Abstract

銀河団 Abell 3376 は、銀河団中にある活動銀河核から出ているジェットが典型的なジェットとは対照的に、 銀河団の接触不連続面において 90 度に折れ曲がり、その後収束した状態を保ちながら 100kpc にわたって 伝搬している特異な銀河団である。[2] この特異なジェットの形状に関しては、電磁流体シミュレーションに よって、銀河団中の接触不連続面に沿って揃った磁場が存在しており、この磁場がジェットの方向変化に重 要な役割を果たしているということが示唆されている。しかし、既存の電磁流体シミュレーションでは、磁 力線に沿った熱伝導の寄与を考慮しておらず、シミュレーション結果と観測結果にも差異が生じている。本 研究では、銀河団中の熱伝導がジェットの伝搬に与える影響を調べるため、熱伝導入りの二次元電磁流体シ ミュレーションコードを開発し、Abell 3376 に関する計算を行った。その結果、熱伝導によってジェットの 温度構造および密度構造に変化が生じ、エネルギーが抜ける現象であるにも関わらず、ジェットの先端部分 が細くなることでジェットの伝搬速度が速くなることがわかった。また、電波の模擬観測では、熱伝導の効 果によって磁力線に沿った新たな構造が生じることがわかり、銀河団中の物理過程を理解する上で、熱伝導 の重要性が示された。

1 Introduction

銀河団中の AGN ジェットでは、銀河の運動に伴って銀河の運動方向とは逆方向に折れ曲がる現象が いくつも観測されており、これらは Head-Tail Radio Galaxy(NAT,WAT) と呼ばれている。[6] しかし



図 1: (a) Abell3376 と MRC0600-399 の多波長観測 (赤色: MeerKAT 1.28 GHz, ライトブルー: X 線, RGB: DSS-gir), (b)MRC0600-399 の電波インテン シティ(MeerKAT の 1.28GHz での観測). (c) X 線イ ンテンシティ、シアンの線はコールドフロントを表 現している

ながら、銀河団 Abell 3376(図 1a) 中の活動銀河核 MRC0600-399 から出ているジェットは銀河の運動方 向と同じ向きに 90° に曲がり、約 100kpc にわたって 収束しながら伝搬していることが、電波観測によっ て明らかになった。[2](図 1b) この特徴は典型的な



図 2: (a) 電波のスペクトラルインデックス (909-1658 MHz) (b) 三次元電磁流体シミュレーションの結果か ら算出したシンクロトロン放射強度 (c) AGN ジェッ トと銀河団磁場の相互作用に関する模式図

Head-Tail Radio Galaxy とは異なっており、銀河団 中の揃った強い磁場がジェットの方向を変化させてい ることが示唆される。また、X線のプロファイルで は、折れ曲がったジェットの領域を境に明確な不連続 性を示しており、これは銀河団衝突に由来するコー ルドフロント (接触不連続面) と解釈される。(図 1c) これらの観測および、銀河団衝突に伴ってコールド フロント面に磁場が集積されて強い磁力線が構成さ れるという電磁流体シミュレーション結果から [1]、 コールドフロント周りに揃った磁場が形成され、磁 場に衝突した AGN ジェットが折れ曲がっていると考 えられる。(モデル図 2c)

この観測に伴う電磁流体シミュレーションでは、

ジェットは銀河団磁場と衝突することで乱流を発生さ せながら運動方向を変化し、磁力線に沿って 50kpc にわたり伝搬することがわかった。(図 2b) しかし、 観測された電波放射は曲がった点から 100kpc まで延 びており、これは電磁流体シミュレーションでは考 慮されていない物理過程が存在することを指摘して いる。

この物理過程の候補の一つとして、熱伝導が挙げ られる。銀河団は低密度な天体であり、温度の伝搬 速度は流体の伝搬速度の10倍程度である。また、熱 伝導は磁力線に沿ってのみ伝搬するため、Abell 3376 のコールドフロント表面の揃った磁力線において、熱 伝導の寄与は大きいと考えられる。そのため、本研 究では銀河団磁場に沿った熱伝導がジェットの伝搬に 与える影響を調べるため、二次元熱伝導入り電磁流 体シミュレーションを開発し計算を行う。

2 Methods

2.1 基礎方程式

衝突銀河団を模したシミュレーションを二次元デ カルト座標系でとく。銀河団大気は理想期待を仮定 し、比熱比γは5/3とする。基礎方程式は、熱伝導 が入った理想電磁流体方程式である。粘性、放射は 考慮していない。コードは自身で開発したものを用 いた。

座標は、デカルト座標系において (-156kpc $\le x \le$ +156kpc, 0kpc $\le y \le$ 196kpc) とし、一様なグリッドをもちいた。x 方向のグリッド数 ix、y 方向のグリッド数 iy はそれぞれ、ix = 1248、iy = 784 で計算を行った。

2.2 数値アルゴリズム

熱伝導の時間発展は Super-Time-Stepping 法 [5]、 それ以外の MHD の寄与に関しては HLL 法 [4] を用 いた。ただし、基礎方程式を

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{F}_{\text{MHD}} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{F}_{\text{HC}} = 0 \qquad (1)$$

というふうに電磁流体部分と熱伝導部分に分けて、そ れぞれ有限体積法として計算した。また、高次精度 化するために MUCSCL 補間 (van Leer (1979))を導 入した。[7]

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c_h^2 \nabla \cdot \mathbf{B} = -\frac{c_h^2}{c_p^2} \phi \tag{2}$$

ここで、 ϕ は $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ からの誤差を抑えるため のスカラポテンシャル、 c_h 、 c_p はそれぞれ任意の値 をもつ伝播速度、減衰速度を表す。このスカラポテ ンシャル ϕ を導入して解く手法は、9 wave 法と呼ば れる手法である。[3]

2.3 初期条件

銀河団中の物質 (Intra Cluster Matter) は、銀河 団衝突によって圧縮されて形成された磁場のフィラ メントを仮定している。そのため、計算ボックス内 にアーチ状の磁場を設定する。初期条件は先行研究 Chibueze, Sakemi, Ohmura et al.(2021) に準拠した。

磁場は、xy 平面を極座標で表した際のθ方向に向 いていると考え、

$$B_{\theta} = B_{\rm ICM} + B_1 \sin\left\{(r - r_s)\pi/w\right\}$$
(3)

ここで、 $B_{ICM} = 0.28B_0 = 0.7\mu$ G、 $B_1 = 7.2B_0 = 18\mu$ G、 $r_s = 110$ kpc = $55r_0$ 、w = 30kpc = $15r_0$ とした。

ガスの圧力は、磁気圧勾配とガス圧勾配が力学的 に平衡になるように設定する。原点からの距離を $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ として、

$$p(r) = p(r=0) - \frac{B_{\theta}^2(r)}{8\pi} - \int_0^r \frac{B_{\theta}^2(r)}{4\pi r} dr \qquad (4)$$

と設定した。

速度は、 $V_x = V_y = V_z = 0$ とした。

温度は一様にT = 5eV と設定し、密度は理想気体の状態方程式から求めた。この時の音速は、 $C_s \approx 1.2 \times 10^8$ cm/s である。

2.4 境界条件

境界は全て自由境界条件とした。また、x = 60kpc の部分からジェットを境界条件として入れた。ジェッ ト半径を 3kpc とし、その領域内にて、密度を $\rho =$ 8.0×10^{-27} g m⁻³、圧力を $p = 3.1 \times 10^{-11}$ erg cm⁻³、 y 方向の速度を 4.0×10^8 cm s⁻¹ とし、それ以外の物 理量は 0 とした。



図 3: 初期条件における温度と密度の図。左:温度の 二次元分布を表わしている。右:密度の二次元分布 を表している。黒色の実線は磁力線である。

3 Results

3.1 熱伝導のジェットの形状への影響

熱伝導の寄与を含めた場合の計算結果を示す。図 4に温度、密度の時間発展の様子を表している。磁力 線に沿って、ジェットの高温部分が伝わり、ジェット の密度構造にも変化が生じていることがわかる。ま た、熱伝導の寄与を含めていない電磁流体シミュレー ションの結果と比較すると、ジェットの先端が細くな り先端の密度が上昇している。

3.2 電波強度

シミュレーション結果から、仮想的な観測をおこ ない、電波強度を計算した。

ただし、Chibueze, Sakemi, Ohmura et al.(2021) におけるジェットの周方向の磁場強度を一様と、視線 方向の磁場強度は $B_{\perp} = 5.6\mu$ G と設定した。シミュ レーション結果から得られた物理量を用いて、電波 強度を算出した結果を図 5 に表す。

図5より、ジェットの衝撃波に直接由来する領域よ りも先に100kpc 程度にわたって電波強度が強い領域 が現れていることがわかる。これは、熱伝導の寄与 を含めていない計算では出てこない特徴である。



図 4: t=0Myr, 24Myr, 48Myr, 72Myr, 96Myr にお ける温度と密度の二次元プロット。黒実線は磁力線、 白矢印は速度ベクトルを表している。



図 5: 電波強度の仮想観測結果。左から熱伝導ありの 結果、熱伝導なしの結果、熱伝導ありの結果に密度 分布を表す白色の等高線を重ねた結果である。

4 Discussion

我々の熱伝導の寄与を含めた MHD シミュレーショ ンでは、ジェットの先端部分の密度が熱伝導なしの計

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 6: 熱伝導あり (左)と熱伝導なし (右)の計算に おける x=60kpc の物理量の変化、ただし t=実線は t=24Myr, 点線は t=48Myr, 一点鎖線は t=72Myr に おける物理量を表している

算と比較して、増加するという兆候が得られた。(図 6) ここで、私たちは簡単な衝撃波のモデルから説明 を提案する。ランキンユゴニオの関係より、

$$\frac{\rho_{\rm d}}{\rho_{\rm u}} = \frac{(\gamma+1)M_{\rm u}^2}{(\gamma-1)M_{\rm u}^2+2}$$
$$\rightarrow \frac{\gamma+1}{\gamma-1} (\text{strongshock})$$
$$\rightarrow \infty (\gamma \rightarrow 1, \text{isothermal})$$

であり、熱伝導によって等温変化となった衝撃波で は下流密度が上昇しやすくなる。そのため、熱伝導 の計算では衝撃波における密度が増加することが説 明できる。

しかしながら、本研究における計算では、二次元 という制約のもと行ったため、ジェットの周方向の速 度場や磁場を考慮することができなかった。今後は、 三次元計算の計算をおこなうことで、より実際に即 した物理過程の理解が期待される。

5 Conclusion

本研究では Abell 3776 における揃った磁力線での 熱伝導の寄与を考慮に入れた電磁流体シミュレーショ ン計算を行った。その結果、磁力線に沿って熱が伝搬 しジェットの形状が変化することがわかった。また、 電波の模擬観測では、ジェットの衝撃波を超えた部分 での電波強度の増加が見られ、観測結果の再現にお いて熱伝導が重要であることが示された。

Reference

- N. Asai, N. Fukuda, and R. Matsumoto. Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Cold Fronts in Magnetically Turbulent ICM. *The Astrophysical Journal*, 663(2):816–823, July 2007.
- [2] J. O. Chibueze, H. Sakemi, T. Ohmura, M. Machida, H. Akamatsu, T. Akahori, H. Nakanishi, V. Parekh, R. van Rooyen, and T. T. Takeuchi. Jets from mrc 0600-399 bent by magnetic fields in the cluster abell 3376. *Nature*, 593(7857):47–50, May 2021.
- [3] A. Dedner, F. Kemm, D. Kröner, C. D. Munz, T. Schnitzer, and M. Wesenberg. Hyperbolic Divergence Cleaning for the MHD Equations. *Journal of Computational Physics*, 175(2):645– 673, Jan. 2002.
- [4] A. Harten, P. D. Lax, and B. V. Leer. On upstream differencing and godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws. *SIAM Review*, 25(1):35–61, 1983.
- [5] C. D. Meyer, D. S. Balsara, and T. D. Aslam. A stabilized Runge-Kutta-Legendre method for explicit super-time-stepping of parabolic and mixed equations. *Journal of Computational Physics*, 257:594–626, Jan. 2014.
- [6] F. Owen and L. Rudnick. Radio sources with wide-angle tails in abell clusters of galaxies. *The Astrophysical Journal*, 205:L1–L4, 03 1976.
- [7] B. van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme v. a second-order sequel to godunov's method. *Journal of Computational Physics*, 32:101–136, 07 1979.

——index へ戻る

銀河b04

X線天文衛星XRISMによる銀河中心拡散X線放射の 観測シミュレーション

青木 悠馬

X 線天文衛星 XRISM による銀河中心拡散 X 線放射の 観測シミュレーション

青木 悠馬 (近畿大学大学院総合理工学研究科)

Abstract

銀河系の中心領域には銀河中心拡散 X 線放射 (Galactic Center X-ray Emission; GCXE) が存在してい る。Chandra による GCXE の観測により、その ~ 40% が点源成分に分解されたが、残りは未分解であ る。GCXE の特徴は、中性に近い鉄からの輝線 (中性鉄輝線) とヘリウム状と水素状に高階電離した鉄から 放射される輝線 (ヘリウム状鉄輝線、水素状鉄輝線) である。後者は、高温プラズマの存在を示す。もし真に 広がった高温プラズマが存在するならば、銀河系の重力束縛を受けずランダムに運動するため、電離鉄輝線 は Doppler-broadening を起こすと考えられる。一方、高階電離鉄輝線が点源起源ならば、銀河回転に伴う Doppler 偏移を示すはずである。2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた X 線天文衛星 XRISM には、X 線マイ クロカロリメータ Resolve と X 線 CCD カメラ X tend が搭載されている。Resolve は高いエネルギー分解能 7 eV (FWHM) と エネルギー決定精度 ± 2 eV をもつ。我々は XRISM による GCXE の観測シミュレーショ ンにより、プラズマ運動測定の feasibility study を行った。その結果、Doppler 偏移、Doppler-broadening をそれぞれ 4.4 σ 、2.4 σ の有意度で検出できることがわかった。XRISM は 2024 年 2 月に銀河系の中心領 域の観測を行った。Resolve で観測した GCXE のスペクトルを先行研究のモデルと比較した結果、先行研 究のプラズマモデルでは、ヘリウム状鉄輝線の微細構造を再現できないことがわかった。

1 Introduction

銀河系の中心領域には銀河中心拡散 X 線放射 (Galactic Center X-ray Emission; GCXE) が存在 している。X 線天文衛星あすか搭載 X 線 CCD カ メラ SIS による GCXE の観測により、ヘリウム状 と水素状に高階電離した鉄からの特性 X 線 (ヘリウ ム状鉄輝線、水素状鉄輝線)が発見された。また、中 性に近い鉄からの輝線 (中性鉄輝線) も見つかった (Koyama et al. 1996)。 ヘリウム状鉄輝線と水素状 鉄輝線は温度が数 keV の高温プラズマから放射され る。一方、中性鉄輝線は巨大分子雲 (Sgr A, B, C, D, E) からの放射であり、Sgr A* が過去に起こした フレアにより発生した陽子、電子、X 線が分子雲中 の中性鉄を電離することで生成される (Koyama et al. 1996, Koyama et al. 2008, Inui et al. 2009). Chandra による GCXE の観測では、その $\sim 40\%$ が 点源成分に分解された (Revnivtsev et al. 2007)。し かし、それ以外がさらに暗い点源なのか真に広がっ た成分なのかはわかっておらず、GCXE の起源は未 解明である。

未分解成分の候補の一つは、真に広がったプラズ

マ (以降、プラズマ成分と呼ぶ) である (Koyama et al. 1996)。点源成分は ~ 200 km/s の銀河回転に対 応した 4 eV の Doppler 偏移を生じると考えられる。 一方、プラズマ成分は銀河系の重力束縛を受けずに 運動するため、銀河回転で説明できない Doppler 偏 移、Doppler-broadening を生じる可能性がある。従 来の X 線天文衛星で主流となってきた、X 線 CCD カメラのエネルギー分解能 (~120 eV) やエネルギー 決定精度 (数 eV) では、銀河回転に伴う Doppler 偏 移を検出することはできない。

2024 年 9 月 7 日打ち上げの X 線天文衛星 XRISM には X 線マイクロカロリメータ Resolve と X 線 CCD カメラ Xtend が搭載されている (Tashiro et al. 2020, Ishisaki et al. 2022, Mori et al. 2022)。 Resolve は高いエネルギー分解能 (7 eV; FWHM) と、 高いエネルギー決定精度 (± 2 eV) をもつ。しかし、 視野が 3' × 3' と非常に狭い。一方、同衛星搭載の X 線 CCD カメラ Xtend は広視野 ($30' \times 30'$) をもち、 Resolve と相補的である。Resolve の観測によって、 GCXE の点源成分とプラズマ成分が初めて分離でき ると期待できる。

そこで本研究では、まず XRISM による GCXE

の観測をシミュレーションし、プラズマ運動測定の feasibility study を行った。XRISM は、Performance Verification (PV) 期間中の 2024 年 2 月に、銀河系 中心領域の一部を観測した。また本研究では、この観 測で得た Resolve のスペクトルを先行研究のモデル と比較した。シミュレーションスペクトルの作成とモ デルフィッティングには XSPEC 12.13.1 を用いた。

2 Simulation

XRISM による GCXE の観測シミュレーションを 行う。すざく衛星による GCXE の観測 (Uchiyama et al. 2013) を参考に、GCXE の X 線放射モデルを 以下のように定めた。

$$MODEL =$$

$$Abs_1 \times (TP + Abs_2 \times CM + Abs_1 \times CXB)$$
(1)

Abs は星間吸収、TP は熱的プラズマ、CM は分子 雲、CXB は宇宙 X 線背景放射である。ここで、各 コンポーネントを XSPEC のモデルを用いて以下の ように定義した。

$$Abs_1 = PHABS_1$$
 (2)

$$Abs_2 = PHABS_2$$
 (3)

$$TP = VMSHIFT_1 \times BVAPEC_1 (HP)$$
$$+ VMSHIFT_2 + BVAPEC2 (LP)$$

$$\begin{split} \mathrm{CM} &= \mathrm{POWERLAW}_1 + \mathrm{LORENTZ}_1 \ (\mathrm{Fe~I~K}\alpha_1) \\ &+ \mathrm{LORENTZ}_2 \ (\mathrm{Fe~I~K}\alpha_2) \\ &+ \mathrm{LORENTZ}_3 \ (\mathrm{Fe~I~K}\beta_{1,3}) \end{split}$$

 $CXB = POWERLAW_2 \tag{6}$

HP (High temperature Plasma), LP (Low temperature Plasma) のどちらも、電離平衡状態に達 した CIE (Collisional Ionization Equilibrium) プラ ズマを仮定している。Uchiyama et al. 2013 では、 CM から放射される中性鉄輝線 (Fe I K α , K β)を2 本の Gaussian でモデル化している。一方 Resolve は、すざく衛星よりもエネルギー分解能が~20 倍高 く、Fe I K α を Fe I K α_1 (E=6.403 keV)、Fe I K α_2 (E=6.390 keV) に分解できる。また、エネルギー分 解能の高い検出器では、特性 X 線は Lorentz 関数 でよく再現される。そのため、中性鉄輝線を3本の Lorentz 関数でモデル化した。

プラズマ運動測定の feasibility study を行うため、 次のようなパラメータを用いてシミュレーションし た。Exposure time は PV 期間中の観測と同等の 100 ks とした。HP、LP の温度 (それぞれ 7.38 keV、 0.95 keV) とアバンダンス、CM の冪 (2.13) と等価 幅 (457 eV) は、先行研究 (Uchiyama et al. 2013) の 値に固定した。HP と LP のフラックス、および CM のフラックスは、Uchiyama et al. 2011 のフラックス 分布に基づき、PV 期間中の観測予定領域 (l = 0.15, b = 0.05) で予想される値に固定した。BVAPEC_{1.2} \mathcal{O} normalization, LORENTZ₁ \mathcal{O} normalization \mathcal{E} width はフリーにし、POWERLAW₂の冪と normalization は、Kushino et al. 2002 の値に固定し た。VMSHIFT_{1,2}の Velocity (Doppler 偏移に対応)、 BVAPEC_{1,2}の Velocity (Doppler-broadening に対 応)を表1のように仮定した。

表 1	: HP	のシ	ミユ	レージ	ショ	ンパラ	メータ
-----	------	----	----	-----	----	-----	-----

条件	Parameter	Value (km/s)
	Doppler 偏移	0
А	Doppler-broadening	0
В	Doppler 偏移	200
	Doppler-broadening	200

Resolve は 1 bin あたりの X 線イベント数が少ないため、各 bin の値がポアソン分布に従う。そこで、ポアソン分布の尤度関数を用いて、最尤法でモ
 (5) デルフィッティングを行った。エネルギーバンドは2–10 keV とし、誤差は 1 σ で評価した。

図1はシミュレーションで得たスペクトルであり、 鉄輝線のバンド (6.2–7.1 keV) のみを表示している。 Xtend では分解できない Fe I K α_1 と Fe I K α_2 を Resolve では分解していることがわかる。さらに、ヘ リウム状鉄輝線 (6.6–6.7 keV) の微細構造線 (禁制 線、共鳴線、中間結合線) を分解している。表 2 は

(4)

HP のベストフィットパラメータである。この結果か ら、Doppler 偏移、Doppler-brodening をそれぞれ 4.4σ 、 2.4σ の有意度で検出できることがわかった。



図 1: シミュレーションで取得した Xtend と Resolve のスペクトル。赤は全モデルの足し合わせ、シアン は HP、青は LP、橙は CM の powerlaw、マゼンタ は CXB、黒点線は中性鉄輝線。

表 2: HP のベストフィットパラメータ

条件	Parameter	Value (km/s)
A	Doppler 偏移	-10^{+20}_{-20}
	Doppler-broadening	0^{+67}
В	Doppler 偏移	160^{+33}_{-33}
	Doppler-broadening	141_{-50}^{+44}

3 Observation

XRISM は、2024 年 2 月に銀河系中心領域の観測 を行った。表 3 に観測ログを示す。データプロセシ ングには XRISM Software Build 7 を使用し、較正 データベース (CALDB) は 2024 年 3 月 15 日版を 用いた。図 2 が、実際に観測で得られた Resolve の スペクトルである。図 1 のシミュレーションスペク トルと同様、Fe I K α_1 と Fe I K α_2 を分離し、ヘリ ウム状鉄輝線の微細構造線を分解している。

表 3: Resolve による銀河中心領域の観測ログ

Observation ID	300045010
Object name	$Galactic_Center_2$
観測日時	2024-02-29
Exposure time (ks) †	74.627
座標 <i>l</i> , <i>b</i>	$0^{\circ}.1092, -0^{\circ}.08936$

[†]この天体に割り当てられた観測時間は 100 ks である。残りの観測は 2024 年 8 月 以降に行われる。

このスペクトルを、(1)式のモデルでフィットした。 ただし、HP と LP の normalization はフリーにし、 CM も、等価幅を先行研究 (Uchiyama et al. 2013) の値に固定した上で、normalization をフリーにし た。それ以外のパラメータは全てシミュレーション で仮定した値に固定し、Doppler 偏移や Dopplerbroadening のパラメータはどちらも 0 km/s (条件 A と同じ)に固定した。シミュレーションと同様、各 bin の値がポアソン分布に従うと仮定し、フィッティ ングを行った。その結果を図2に示す (Preliminary)。 ヘリウム状鉄輝線の禁制線 (6.637 keV)、中間構造線 (6.668 keV, 6.682 keV) に大きな残差が見られるこ とがわかった。



図 2: Resolve で取得した銀河系中心領域のスペクト ル (Preliminary)。赤は全モデルの足し合わせ、シア ンは HP、青は LP、橙は CM の powerlaw、マゼン タは CXB、黒点線は中性鉄輝線、緑は NXB の現象 論モデル。

4 Discussion

HP の Doppler 偏移、Doppler-broadening を 200 km/s として、Resolve の GCXE の観測シミュ レーションを行った。その結果、Doppler 偏移は 4.4 σ 、 Doppler-broadening は 2.4σ の有意度で検出できる ことがわかった。もし GCXE が点源起源であれば、 銀河回転に伴う Doppler 偏移を検出できるだろう。 もし点源成分では説明できないことが分かれば、真 に広がったプラズマが存在する証拠となり、GCXE の未分解の成分が明らかになるかもしれない。

Resolve による GCXE の観測データを解析したと ころ、ヘリウム状鉄輝線にモデルとの残差が生じた。 本解析では、HP, LP のモデルとして電離平衡状態 に達した CIE プラズマを仮定したが、プラズマ状 態が異なる可能性がある。実際に、電離過程よりも 再結合過程が優勢な RP (Recombining Plasma) が、 銀河中心領域南側 ((l, b)~(0°.0, $-1^{\circ}.4$)) で発見さ れている (Nakashima et al. 2013)。CIE と RP で は、ヘリウム状鉄輝線の微細構造線の強度比が異な る (Porquet et al. 2010)。よって、ヘリウム状鉄輝 線の詳細な解析により、GCXE のプラズマ状態が明 らかになるだろう。

5 Conclusion

XRISM による観測シミュレーションにより、プラ ズマ運動測定の feasibility study を行った。GCXE のX線放射モデルは、すざく衛星による GCXE の先 行研究をもとに構築し、プラズマ状態が CIE である と仮定した。その結果、プラズマ成分の Doppler 偏 移と Doppler-broadening をそれぞれ 4.4σ、2.4σ の 有意度で検出できることがわかった。一方、Resolve のスペクトルを先行研究と同じモデルでモデルフィッ ティングすると、ヘリウム状鉄輝線の微細構造に残 差が生じることがわかった。今後の解析で、GCXE のプラズマ状態を詳細に調査する必要がある。

Reference

Koyama et al. 1996, PASJ, 48, 249–255
Uchiyama et al. 2013, PASJ, 65, 19
Koyama et al. 2008, PASJ, 60, 201–205

Inui et al. 2009, PASJ, 61, 241–253
Koyama et al. 2007, PASJ, 59, 245–255
Revnivtsev et al. 2007, A&A, 473, 857–862
Tashiro et al. 2020, Proc. SPIE, 11444, 1144422
Ishisaki et al. 2022, Proc. SPIE, 121811, 121811S
Mori et al. 2022, Proc. SPIE, 121811, 121811T
Uchiyama et al. 2011, PASJ, 63, 903–911
Kushino et al. 2002, PASJ, 54, 327–352
Nakashima et al. 2013, ApJ, 773, 20
Porquet et al. 2010, SSRv, 157, 103–134

——index へ戻る

銀河b05

X線観測シミュレーションに基づいた銀河団スタッキ ング解析手法の開発

辻田 悠佳奈

X線観測シミュレーションに基づいた銀河団スタッキング解析手法の開発

辻田 悠佳奈 (奈良女子大学大学院 人間文化総合科学研究科)

Abstract

銀河団はダークマターや高温ガス、銀河が重力的に集まって形成され、現在も発展途上とされている。宇 宙の階層構造の観点から小規模銀河団の方が数が多く、その調査は宇宙の構造形成史の理解において重要で ある。しかし、このような天体は暗くて個別に解析することが困難なので、十分に理解されていない。本研 究の目的は、光子統計の低いデータを複数重ねて天体の平均的な性質を明らかにするスタッキング解析とい う手法から精度良く平均 X 線光度を導出することである。本解析では X 線望遠鏡 eROSITA の初期サーベ イ領域で検出された銀河団のうちガス温度が測定された 95 天体を使用し、3 つの光度導出方法を比較した。 (1) 個別に各天体の光度を導出し、単純平均化する方法、(2) 各天体の換算係数の単純平均値を使用する方法、 (3)Flux で重み付けした換算係数の平均値を使用する方法。この結果、方法 3 はスタッキング解析から平均 光度を約 3 %以内の再現性で導出できることがわかった。今後はより実際の観測に近い条件を課したシミュ レーションを行い、この結果から精度良く光度を導出する方法について検討する必要がある。

1 研究背景

宇宙は小さな密度揺らぎから始まり、それらが重 力によって成長し、徐々に大規模な天体が形成され た。銀河団とはダークマターや高温ガス、銀河が重 力的に集まって形成された天体で、その質量は10¹³– 10¹⁵M_☉にも及ぶ。このうち銀河団中の高温ガスはX 線を放射する。また、銀河団は現在も発展途上であ ると考えられるので、銀河団の性質の調査は宇宙の 構造形成史の理解に繋がる。特に、質量10¹³M_☉程 度の小規模銀河団は大規模銀河団と比較して天体数 が多いため、宇宙の構成に大きく寄与している。し かし、小規模銀河団は暗いため、個別に性質を解析す ることが困難であり、十分に理解されていない。この ような天体の理解には、光子統計の低いデータを複 数重ねて天体の平均的な性質を明らかにするスタッ キング解析という手法が有用である。

スタッキング解析はこれまでにも ROSAT 衛 星や eROSITA 初期サーベイ (eROSITA Final Equatorial-Depth Survey, eFEDS) に対して行われ てきた (Popesso et al. 2023)。しかし、その手法は簡 易的なものにとどまっている。例えば、Popesso et al. (2023) では複数の銀河団の平均 X 線光度を求め る際に放射率のガス温度依存性が考慮されておらず、 ガスが低温になると、この影響が無視できなくなる 可能性がある。この依存性は小規模銀河団ほど顕著 になる。ゆえに、スタッキング解析から精度良く小 規模銀河団の物理量を導出する方法については検討 の余地がある。

そこで、本研究ではシミュレーションを通して高 感度・広視野が特徴のX線望遠鏡 eROSITA (Predehl et al. 2021) による全天サーベイに適用可能なスタッ キング解析手法を開発することを目指す。この第一歩 として、X線光度が既知の eFEDS 銀河団 (Liu et al. 2022) のシミュレーションデータに対してイメージス タッキング解析を行い、精度良く平均X線光度を再 現する方法を検討した。本研究により、小規模銀河団 のデータから精度良く光度を導出することが可能に なると期待される。これは銀河団のX線光度と銀河 団質量やガス温度との相関関係を測定することにも 繋がり、小規模銀河団の性質の理解が深まることが 期待できる。なお、本研究では $H_0 = 70$ km/s/Mpc、 $\Omega_{m0} = 0.3$ の平坦な宇宙モデルを仮定した。

2 サンプル

本研究では、eFEDS 銀河団カタログ (Liu et al. 2022)の 542 天体のうち、ガス温度が測定された 95 天体を使用した。本サンプルは eFEDS 銀河団の中で は比較的明るい天体で、質量は 10^{13} M_☉ から 10^{14} M_☉ オーダーの小・中規模銀河団が含まれている。これ は第 1 回目の eROSITA 全天サーベイ (eRASS1) に よって検出された約 12,000 個の銀河団と比較しても
さらに、95 天体に対して (1) 赤方偏移がなるべく

近いこと、(2) 平均光度の再現性が約4%となること を条件とし、グルーピングを行った。グルーピング

小規模な部類である (Bulbul et al. 2024)。



図 1: eFEDS 銀河団 542 天体の分布とグルーピング 結果。黒のバツは本サンプル以外の天体を表し、それ 以外は各グループの天体を色及び記号で分類して表 示している。各グループを次のように定義する。1(赤 点)、2(青点)、3(ピンクの点)、4(シアンの点)、5(緑 の点)、6(黄緑の点)、7(オレンジの点)、8(紫の点)、 9(赤の×)、10(青の×)、11(紫の×)、12(オレンジの ×)。

3 解析手順

3.1 概要

まず、銀河団成分及びバックグラウンド成分のシ ミュレーションを行い、それぞれから 0.5-2 keV の X 線イメージを作成した。観測時間は eFEDS の観 測時間に合わせて、2.5 ksec を仮定した (Liu et al. 2022)。

次に、イメージを exposure map で割ってカウン トレートを求め、これに光度換算係数をかけて X 線 平均光度を導出した。本研究では平均光度の導出方 法として 3 種類の方法を比較した。

3.2 シミュレーション

eROSITA の観測シミュレーションには SIXTE (version2.7.2)を使用した。このシミュレーションの

入力情報として、銀河団ガスのX線スペクトルモデ ルや表面輝度分布が必要となる。本節では入力情報 について説明する。なお、本研究では簡単化のため に eROSITA 望遠鏡の TM1 による Pointing 観測を 仮定し、Vignetting 効果を無視した観測シミュレー ションを行った。

3.2.1 銀河団成分のシミュレーション

まず、Liu et al. (2022)のカタログ値をもとに各銀 河団のX線放射スペクトルのモデルを作成した。各 銀河団のモデル関数として1温度の熱的放射モデル phabs*apecを仮定した。ガス温度・赤方偏移・重元 素量のパラメータはLiu et al. (2022)の情報をもと に与えた。水素柱密度は各天体の座標から導出した。

次に、銀河団の表面輝度分布を作成した。各銀河団 の表面輝度分布として $\beta = 0.7$ 、コア半径 100 kpc の β モデルの画像を半径 500 kpc の円領域で切り取っ た画像を入力した。

3.2.2 バックグラウンド成分のシミュレーション

本研究ではバックグラウンド成分として Cosmic X-ray Background(CXB) と Galactic X-ray Background(GXB) を仮定した。

まず、バックグラウンド成分の X 線放射スペクト ルを作成した。CXB と GXB のモデル関数として phabs*powerlaw+apec+phabs*apec を仮定した。各 パラメータは Kushino et al. (2002)、Ponti et al. (2023) を参照した。

次に、バックグラウンド成分の表面輝度分布を作 成した。観測領域内のバックグラウンド成分は一様 と仮定し、表面輝度分布として全成分が1の画像を 入力した。

3.3 平均 X 線光度の導出

シミュレーションから得たエネルギー帯 0.5-2 keV における銀河団成分及びバックグラウンド成分のイ メージを exposure map で割ってカウントレートを 導出し、次式によってこれを光度に変換した。

$$L = \frac{L_{model}}{c_{model}} \times c_{obs} \tag{1}$$

ここで L_{model}/c_{model} は光度換算係数で、 L_{model} は モデルに与えた天体の静止系 0.5–2 keV における X 線光度、 c_{model} はモデルから導出された観測者系 0.5– 2 keV におけるカウントレートを表す。また、 c_{obs} は シミュレーションから導出した 0.5–2 keV のカウン トレートを表す。

本研究では平均光度の導出方法として3種類の方 法を比較し、スタッキング解析から最も精度良く光 度を導出する方法について検討する。(1) 各天体の イメージから個別に光度を導出し、単純平均化する ことによって平均光度を導出する方法、(2)スタッキ ングイメージ (図 2) から求めた平均カウントレート に各天体の換算係数の単純平均値をかけて平均光度 を導出する方法、(3) スタッキングイメージから求め た平均カウントレートに Flux で重み付けした換算 係数の平均値をかけて平均光度を導出する方法。な お、(1)の方法においては銀河団に由来する光子が 90%以上収まる半径 Rの円領域をソース領域とし、 2*R* < *r* < 3*R* の円環領域をバックグラウンド領域と した。(2)、(3) においては各天体の半径 R を単純平 均した値 R'を半径とした円領域をソース領域とし、 2*R'* < *r* < 3*R'* の円環領域をバッククラウンド領域 とした。光度を導出した後、光子がソース領域外に 漏れ出す効果を補正した。また、観測されたカウン ト数の 1σ 統計誤差を伝播することによって導出した 光度の誤差を評価した。

4 結果

まず、最も近傍のグループ1と最も遠方のグルー プ12の銀河団+バックグラウンド成分のスタッキン グイメージを図2に示す。遠方のグループほど点源 のように出力されることがわかった。この効果に伴っ て、遠方のグループほどソース領域及びバックグラ ウンド領域が小さくなる傾向にある。

次に、X線イメージからカウントレートを導出した結果について述べる。本サンプル12グループ及び eRASS1で検出された約12,000天体の0.5-2 keVの X線光度とカウントレートの関係を図3に示す。これより、本サンプルはeRASS1で検出された天体と 比較してカウントレートが低く、光度はeRASS1の 範囲と大差ないことがわかった。

次に、銀河団由来の光子がソース領域外に漏れ出





図 2: 銀河団+バックグラウンド成分のスタッキング イメージ。縦軸は RA[deg]、横軸は DEC[deg] を表 し、グリッド幅は 0.2 deg である。黄色の実線はソー ス領域、黄色の点線はバックグラウンド領域を表す。

す割合について示す。個別のイメージの場合、光子 がソース領域外に漏れ出す割合は約0%-21%と幅 広かった。一方でスタッキングイメージの場合は、光 子がソース領域外に漏れ出す割合は約6.7%-14%で あり、その平均値は9.8%であった。

次に、X線光度の導出結果について述べる。光子 がソース領域外に漏れ出す割合を補正すれば、方法 1から導出した光度の再現性は 0.35 %-9.2 %、方法 2 は 0.19 %-20 %、方法 3 は 0.055 %-7.9 %であっ た。ここで、光度の再現性を入力光度に対する出力 光度と入力光度の差として定義した。各グループに ついて導出した光度の再現性を図4 に示す。これよ り、方法 2 を用いて導出した光度は入力光度を適切 に再現できない傾向にあることがわかった。また、方 法 1 から導出した光度と方法 3 から導出した光度は



図 3: 本サンプル 12 グループ及び eRASS1 で検出さ れた約 12,000 天体の 0.5-2 keV の X 線光度 v.s. カウ ントレート。赤点は eRASS1 で検出された約 12,000 個の銀河団、青点は本サンプル 12 グループを表す。 なお、12 グループの光度としてカタログ値を使用し た。



図 4: 12 グループについて 3 種類の方法で導出した 光度の再現性。縦軸は入力光度に対する出力光度の 増減、横軸は 12 グループの分類番号を表す。緑は方 法 1、赤は方法 2、黄色は方法 3 から光度を導出した 結果を表す。黒線は導出した平均光度と入力平均光 度が等しくなる位置を表し、青線は各グループの入 力光度を表している。

再現性約3%前後となる傾向があることが読み取れる。しかしながら、グループ2及び12においては光度の再現性が10%程度である。

5 議論

まず、図4に基づいてスタッキング解析から精度 良く光度を導出する方法について議論する。方法1 は各天体の換算係数の温度依存性・赤方偏移依存性 を適切に考慮できており、最も精度が良いと考えら れる。したがって、方法1の結果と近い傾向にある 方法3はスタッキング解析から精度良く光度を導出 できる可能性が高いことがわかる。

次に、グループ2及び12において光度の再現性が 悪い原因について議論する。この原因として、銀河 団成分或いはバックグラウンド成分の光子統計が低 いことが考えられ、改善の必要がある。

6 結論

eFEDS 銀河団においてガス温度の測定された 95 天体についてシミュレーションを行い、得られたデー タから平均 X 線光度を精度良く導出する方法につい て検討した。光度の導出方法として本研究では 3 種 類の方法を比較した。この結果、スタッキング解析 においては方法 3 が最も精度良く平均光度を導出で きることがわかった。ただし、銀河団成分或いはバッ クグラウンド成分の光子統計が低いことが原因で正 確に平均光度を導出できないグループもあった。

eROSITA 全天サーベイに適用することに向けて、 今後はVignettingありのサーベイモードでシミュレー ションを行う必要がある。また、スタッキング解析 から平均光度を導出する場合に光度換算係数の温度 依存性を考慮する方法についても検討の必要がある。

Reference

P.Popesso et al. 2024, MNRAS, 527, 1, pp.895–910
P.Predehl et al. 2021, A&A, 647, A1, pp.16
E.Bulbul et al. 2024, A&A, 685, A106, pp.26
A.Liu et al. 2022, A&A, 661, A2, pp.25
A.Kushino et al. 2002, PASJ, 54, 3, pp.327-352
G.Ponti et al. 2023, A&A, 674, A195, pp.21

-index へ戻る

銀河b06

Cool-Core 銀河団における銀河団ガスの sloshing について

慶野 翔大

Cool core 銀河団における銀河団ガスの sloshing について

慶野翔大(筑波大学大学院数理物質科学研究科)

Abstract

Cool core 銀河団とは、中心部の温度が周囲よりも低温であり、さらに温度が一定になっているような温 度分布をもつ銀河団である。このような温度構造は放射による冷却に加えて、中心部を加熱するメカニズム が存在しているために実現していると考えられている。

銀河団ガス (intracluster medium;ICM) とは銀河団中を満たす高温のプラズマである。Abell1835 銀河団 をはじめとする多くの力学的に緩和した銀河団の中心部において、X 線表面輝度マップから角度平均値を差 し引いた residual image に渦構造が見出される。渦構造は 2 本の腕から構成されており 1 つは輝度が明るく もう 1 つは暗い。2 本の腕はそれぞれ明るい方が低温で高密度、暗い方が高温で低密度という反対の性質を もっているが、元素存在度や圧力については大きな差はない。とくに圧力については 2 本の腕が圧力平衡に近 いということが示唆されている。このような渦構造の起源は、銀河団の minor merger によるガスの sloshing であると考えられており cool core 銀河団の加熱源となっている可能性がある。

1 Introduction

銀河団は自己重力系としては宇宙最大の天体 であり、銀河団の質量、直径の目安はそれぞれ 10¹⁴⁻¹⁵ M_☉, 1 – 10 Mpc である。可視光では数百~ 数千個程度の銀河が観測できる。銀河団内部は高温 $(\sim 10 \, \text{keV})$ のプラズマ (intracluster medium;ICM) で満たされている。制動放射による冷却時間は、ICM の典型的な温度 (10⁸ K) と密度 (10⁻³ cm⁻³) に対して 宇宙年齢程度の時間となるが、銀河団中心部は高密度 であるので冷却が進む。冷えた ICM が落ち込み、さ らに密度が高くなって冷却が促進される現象を cooling flow という。多くの銀河団の温度分布は中心に向 かって温度が下がり、中心部では温度が一定になる という分布をしている。このような温度分布をもつ 銀河団を cool core 銀河団という。しかし、cool core 銀河団の中心部に向かっての温度低下は cooling flow で期待されるほど激しくないため、中心部に何か加 熱源が存在していると考えられている。その加熱源の 候補としては、主に AGN feedback と ICM sloshing が支持されている。AGN feedback とは、活動銀河核 (active galactic nucleus;AGN) からのエネルギー放 出であり、これは多くの銀河団で X-ray cavity が観 測されている事実に基づいている。'sloshing'とは、 容器に振動が与えられたときに中の液体が揺動する 現象のことである。ICM sloshig とは、銀河団同士 の衝突により重力ポテンシャルが振動して、ポテン

シャル中に束縛された ICM が揺動する現象である。 ICM sloshing では、衝突する銀河団のもつ運動エネ ルギーが熱に変換されて cool core の加熱源になると 考えられている。

Chandra 衛星による高解像度 X 線観測により、多 くの cool core をもち力学的に緩和した銀河団の Xray residual image 中に渦状の構造があることが見つ かっている。渦構造は 2本の弧状の腕から成り、1つ は明るく低温・高密度、もう 1 つは暗く高温・低密度 という性質であることが知られている。また、2本の 腕は圧力平衡にあるということが分かっている。そ のような渦構造は ICM sloshing との関連性が示唆さ れており、sloshing によって cool core が加熱されて いることの証拠になると考えられている。

本講演は Ueda et al.(2017,2018,2020) という 3 つ の論文のレビュー講演である。これらの論文はいく つかの cool core をもち力学的に緩和した銀河団の X 線観測についての論文であり、そのレビューを通し て X-ray residual image に見られる渦構造の熱力学 的性質と ICM sloshig との関連性について紹介する。

2 Observations

Abell1835(z = 0.2532)は cool core をもつことが 知られた銀河団である。Abell1835(以下 A1835)の 0.4 – 7.0 keV での X 線輝度分布を図1に示す。図1 は中心から 160 kpc の範囲での X 線輝度分布を表し ており、銀河団同士が衝突している形跡が見られな いことがわかる。

図2は図1のX線輝度分布から、その輝度分布を楕 円モデルでfitting して求められる平均的なプロファ イルを差し引いた residual image である。residual image には渦状の構造があることがわかり、その渦 構造の2本の腕はそれぞれX線輝度が正の領域と負 の領域である。このように、力学的に緩和している ように見えても residual image 中に特異な構造が隠 れていることがある。



図 1: A1835 の 0.4-7.0 keV での X 線輝度分布 (Ueda et al., 2017 より)



図 2: A1835 の X-ray residual image。黄色い円は 半径 20"(80 kpc) の領域を表している。(Ueda et al.,2017 より)

3 Analyses and Results

residual image 中に見つかった渦構造の 2 本の腕 の X 線スペクトルから、それぞれの領域の温度を 求めた結果を図 3 に示す。2 本の腕のうち、positive region の方が温度が低く、negative region の方が温 度が高い。



図 3: 渦構造の positive region(左側) と negative region(右側) の温度の解析結果。単位は keV である。 (Ueda et al.,2017 より)

次に、視線方向距離を1 Mpc と仮定して2本の腕 の電子密度を求めた結果を図4に示す。温度とは逆 に、positive region の方が高密度で negative region の方が低密度となっていることがわかる。



図 4: 渦構造の positive region(左側) と negative region(右側) の電子密度の解析結果。単位は $cm^{-3}(L/1 Mpc)^{-1/2}$ である。(Ueda et al.,2017より)

温度 T、電子密度 n から圧力 p を $p = nk_{\rm B}T$ とし て計算した結果を図 5 に示す。誤差を含めて positive region と negative region はほとんど圧力平衡にある ということがわかる。

A1835 の residual image で発見された渦構造は、 明るい方が低温・高密度、暗い方が高温・低密度で あり、2本の腕が圧力平衡にあるという、渦構造のよ く知られている熱力学的性質をもっていることがわ かった。



図 5: 渦構造の positive region(左側) と negative region(右側) の圧力の計算結果。単位は keV $cm^{-3}(L/1 Mpc)^{-1/2}$ である。(Ueda et al.,2017より)

4 Discussion

4.1 Sunyaev-Zel'dovich effect observations

A1835 について、温度と電子密度から圧力分布を 見積もったが、Sunyaev-Zel'dovich 効果 (SZ 効果)の 観測を行えば圧力分布を直接的に測定することがで きる。SZ 効果とは、宇宙マイクロ波背景放射からの 低エネルギー (~ 2.7 K)の光が銀河団の高温のプラ ズマ中を通過するときに、逆コンプトン散乱する現 象のことである。銀河団における SZ 効果の強度はコ ンプトン y パラメータ

$$y = \int dl \sigma_{\rm T} n_{\rm e} \frac{k_{\rm B} T}{m_{\rm e} c^2} \tag{1}$$

に比例するため、SZ 効果の強度分布から ICM の圧 力分布を観測できる。

RX J1347.5-1145(z = 0.451) は A1835 と同様に cool core をもち力学的に緩和した銀河団である。RX J1347.5-1145 の X-ray residual image を図 6 に示す。 中心部に A1835 と同様の渦構造があることがわか る。また、この銀河団は major merger しているこ とが知られており、図 6 の左下の部分の X 線ピーク は merger に起因するもので sloshing とは関連して いない。

次に RX J1347.5-1145 の SZ 効果強度の residual image を図 7 に示す。merger に起因する強度ゆらぎ が左下の部分に存在しているが、中心部の渦構造が ある領域においては SZ 効果の強度ゆらぎがないこ とがわかる。このように、中心部の渦構造が圧力平 衡にあることが SZ 効果の観測から示される。



図 6: RX J1347.5-1145 の X-ray residual image(Ueda et al.,2018 より)



図 7: RX J1347.5-1145 の SZ 効果強度の residual image(Ueda et al.,2018 より)

4.2 The energetics of spiral structures

ICM sloshing によって cool core が加熱されるプロ セスについて考える。ICM sloshing は、運動エネル ギーが乱流の散逸などによって熱に変換されると考 えられている。たとえば、Ichinohe et al.(2019) によ ると、ペルセウス座銀河団では 2 つの不連続面の間 にケルビンーヘルムホルツ不安定性が生じ、そのケ ルビンーヘルムホルツ不安定性が散逸する過程で乱 流が生じ、やがて熱へと変換される。そのような過 程での単位体積あたりの heating rate は乱流の境界 面に沿った 1 次元速度、密度、及びその過程が発生す る空間スケールから、 $Q \sim 10^{-26}$ erg cm⁻³ s⁻¹ と推 定されている。ICM sloshing が半径 100 kpc の球形 領域で発生していると仮定すると、単位時間あたり 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

 $Q \sim 10^{45} \text{erg s}^{-1}$ だけ熱を生じる。Ueda et al.(2020) で観測された渦構造をもつ銀河団のボロメトリック な X 線輝度を cool core の冷却率と考えると、その 冷却率はいずれの銀河団でも < $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ である ため、大雑把な見積もりではあるが ICM sloshing に よって cool core が加熱されると考えることができる。

5 Conclusions

多くの力学的に緩和し、cool core をもつ銀河団に おいて X-ray residual image 中に渦構造が見出され る。そのような渦構造は ICM sloshing と関連してい ると考えられている。渦構造は 2 本の弧状の腕から 成り、それぞれ低温で高密度な明るい腕と高温で低 密度な暗い腕であり、さらに渦構造全体は圧力平衡 にある。ICM sloshing の運動エネルギーが熱に変換 されることで、銀河団の cool core の加熱源になって いると考えられている。

References

Ueda et al. 2017, ApJ, 837, 34Ueda et al. 2018, ApJ, 866, 48Ueda et al. 2020, ApJ, 892, 100

——index へ戻る

銀河b07

すばる望遠鏡HSCデータで解き明かす銀河衝突の痕跡と成長への寄与

道下 野々夏

すばる望遠鏡 HSC データで解き明かす銀河衝突の痕跡と成長への寄与

道下 野々夏 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

多くの銀河は、衝突・合体を繰り返しながら次第に大きく進化・成長していくと考えられている. 衝突が起こ ると銀河の形は壊れ、合体が完了した後も、潮汐破壊された銀河の痕跡 (tidal feature) が銀河の外側に残る ことがある. 一方で、銀河の中でガスから星を作り続けることでも、銀河は成長する. 銀河衝突と星形成、ど ちらが銀河の主な成長要因なのかは、天文学における大きな未解決問題の1つである. 銀河成長への寄与の主 な要因を解明すべく、Hyper Suprime-Cam (HSC)の広視野・高感度撮像データを用い、tidal feature の存 在を調査した. その結果、これまでよりも飛躍的に多くの銀河で銀河衝突の痕跡が発見された. そして tidal feature の出現割合と典型的な星形成率を比較することで、合体衝突が主な寄与であることを明らかにした. さらに、全ての銀河に対して形態を数値化するパラメータを測定し、目視による tidal feature の有無との相 関を検討した. 今後、より大規模なサンプルに対する定量的・効率的な銀河衝突痕跡の発見を可能とすること で、より正確な銀河成長への寄与を明らかにし、今後の宇宙の大規模構造形成史の理解に向けた銀河や銀河団 の進化過程の解明が期待される.

1 Introduction

現在受け入れられている宇宙論モデルである ACDM(Lambda-Cold Dark Matter) model¹ では, 小さなスケールの天体が衝突合体を繰り返し,徐々 に大きな天体に成長すると考えられている.衝突が 起こった大半の銀河周辺には,潮汐破壊された銀河 の痕跡 (tidal feature) が予想される,そのため, tidal feature を通し,銀河の衝突現象を探ることは,銀河 や宇宙の大規模構造の形成と進化を理解するために 重要である.

過去に、米国の Sloan Digital Sky Survey (SDSS) 広域探査観測データを用い、定義された体積の中で 完全な近傍銀河のサンプルにおいて、視覚的分類に よって、14%の銀河から tidal feature が発見された (Morales et al. 2018(以下, M18)). サンプルセレクシ ョンは、スピッツァー宇宙望遠鏡の赤外線アレイカメ ラ (Fazio et al. 2004) (3.6 & 4.5 μ m) による、Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies(S^4G) サー ベイのカタログを基に行われた (図 1). 具体的には、 距離 d < 40 Mpc、銀緯 |b| > 30°,等級 (B band) $m_{\text{Bcorr}} < 15.5$,角直径 D > 1'と制限している。M18 は、恒星の質量分布 $10^{10} M_{\odot}$ 以上の楕円銀河、渦巻銀 河, レンズ状銀河に制限し, さらにおとめ座銀河団内 の銀河は除外し, SDSS の観測領域内の計 297 天体を 選出した.表面輝度の低い恒星構造を検出するため に最適化することで, 検出限界に近い有意義なサンプ ルを構築することが可能であることが実証されたが, 宇宙論的な銀河形成モデルの統計的な比較を可能に するためには, より高精度なデータが必要であること もまた明らかとなった.

本研究では、この課題を解決すべく、SDSS データ で行った研究をもとに、より高感度・高解像度を誇る すばる望遠鏡の HSC データで調査を行う. これによ り、SDSS 画像での結果に対して "さらに多くの" tidal feature を保有する銀河の発見、および既に痕跡が確 認されているものも、"より鮮明に"形態を確認するこ とが期待される.

2 Data and Sample Selection

本研究では、すばる望遠鏡の超広視野主焦点カメ ラ (HSC) を用いて行われた HSC-Subaru Strategic Program (HSC-SSP) の Wide 領域 (約 1400 deg²) の カタログ (S21A-Wide) を使用した. 限界等級 (5 σ) は $g \sim 26.5, r \sim 26.1, i \sim 25.9, z \sim 25.1, y \sim 24.4$ mag である. M18 が選出した 297 天体と matching させ,計44 天体を選出した.

¹ビッグバン宇宙論に基づいて宇宙の進化を記述する宇宙モデ ルの中で,冷たい暗黒物質 (CDM)の密度ゆらぎがもとになって 現在の銀河,銀河団などの構造が形成されたとするモデル.ダー クエネルギーはフリードマン方程式で宇宙項 Λ に対応する.



図 1: S⁴Gcatalog のサンプル分布 (M18)

3 Methods

3.1 **画像処理・色調整**

HSC-SSP Data の Viewer である hscmap から擬似 カラー画像を取得し,各銀河の画像を目視で確認し, tidal feature の有無を判断した.その後, tidal feature の強調のためコントラスト調整を行いiバンドでの モノクロ画像を取得した (図 2).



図 2: NGC3611の擬似カラー画像 (HSC-S21A)(左図) と 画像調整後のモノクロ画像 (右図)

3.2 質量増加量

銀河の主な成長要因を考察するため,(1) 銀河衝突 および (2) 星形成 による星質量増加を考えた. 銀河は 衝突後, tidal feature が確認される期間が ~ 0.2Gyr である (Lotz et al. 2011). 従って,(1) 0.2Gyr の間 に発生した銀河衝突による質量増加量 ΔM_1 と (2) 0.2Gyr の間星形成し続けた場合の質量増加量 ΔM_2 はそれぞれ以下のように計算した.

$$\Delta M_1 \approx M_{\rm gal} \times M_{\rm rate} \times F_{\rm ave} \tag{1}$$

ここで, M_{gal} は銀河の星質量, M_{rate} は質量増加割合, F_{ave} は平均衝突回数である. M_{gal} はサンプル銀河の下限値を用いる. 銀河衝突は主に minor merger

(質量1の主銀河に典型的に0.1の銀河が衝突する)と すると,1回の衝突で増える質量割合は*M*_{rate}=10% である.

$$\Delta M_2 \approx SFR_{\rm typ} \times T_{\rm yr} \tag{2}$$

ここで、 $SFR_{typical}$ は典型的な銀河の星形成率、 T_{yr} は経過年数である. SFR_{typ} は個々の銀河の正確な SFR が特定できないため、 $SFR_{typ} = 1 M_{\odot}/yr$ を用 いる (Licquia et al. 2015).

3.3 非対称性

銀河の表面輝度分布を定量化するために,中心集中 度 (Concentration, C),非対称性 (Asymmetry, A), 一様性 (Smoothness, S) で表される CAS パラメー タ (Conselice et al. 2003) のうち A を利用した. Aは天体がどれほど対称であるかの尺度であり,ある点 を中心として,180 度回転させた後に回転前の画像と 減算を取る. その後,各ピクセルの差分の絶対値の和 を取り,元の画像のフラックスで規格化し,以下のよ うに定義される.

$$A = \frac{\sum_{i,j} |I_{i,j} - I_{i,j}^{\theta}|}{\sum_{i,j} I_{i,j}} - \frac{\sum_{i,j} |B_{i,j} - B_{i,j}^{\theta}|}{\sum_{i,j} I_{i,j}}$$
(3)

ここで, $I_{i,j}$ は 2 次元画像上座標 (i, j) のピクセル フラックス, $I_{i,j}^{\theta}$ は 180 度回転させた後における同点 のピクセルフラックス, $B_{i,j}$ および $B_{i,j}^{\theta}$ はブランク 領域におけるピクセルフラックスである. この計算 は, Petrosian 半径²の 1.5 倍の領域内で行う (Pawlik et al. 2016).

画像は HSC-SSP Cutout で得られた画像と, それ を元に, 天体に所属すると判定されたピクセルを固定 値に置き換えたもの (Segmentation Map; Seg Map) の2種を用いる (図 3). 画像中心は, 注目天体の HSC catalog 座標を採用する.

銀河間の相互作用や銀河衝突・合体を経ているほ ど, A 値の高い傾向にある.また, 0.35 以上で顕著な 非対称性を示すことが知られている (Conselice et al. 2003).

²ある半径での局所的な平均表面輝度をその半径以内の平均表 面輝度で割ったものを Petrosian 比と呼び,この比がある一定値 となる半径をいう.銀河全体の光度を測定するには Petrosian 半 径の定数倍の半径内の領域が使われる.

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 3: NGC0718 の Cutout 画像 (左図) と Segmentation Map(右図)

4 Results and Discussion

4.1 tidal features およびそれらしき構造

4.1.1 既に確認されている天体

M18 が tidal feature を確認した天体は 51 天体存 在し, そのうち HSC の観測領域にある 8 天体につい て画像を確認した.この結果, M18 で確認されてい た tidal feature を,より高精度で確認することがで きた (図 4).



(a) SDSS image

(b) HSC-S21A image

 図 4: 確認済の tidal feature の比較 (NGC5750). 天体左 上に加え, (b) では天体右下の tidal feature もより 鮮明に確認できる. (a) は g,r,i バンドでスタック 済み画像である (M18).

4.1.2 新たに確認された天体

M18 が tidal feature なしと判断した残りの 246 天 体中, HSC の観測領域にある 36 天体について, 同様 に画像を確認した. この結果, tidal feature およびそ れらしき構造が新たに 13 天体確認できた (図 5). こ の時, tidal feature の確認は, 非対称性のみに着目し て選出している.



(a) SDSS image (b) HSC-S21A image

図 5: 新たに発見された tidal feature の比較 (NGC4045).
 (b)の右側に, SDSS 画像では確認しづらかった tidal feature らしき構造が確認できる.

4.1.3 銀河の衝突割合

全 44 天体のうち, tidal feature およびそれらしき 構造が確認されたものは既に確認済の 8 天体に加え, 新たに 13 天体が確認された (表 1). 従来考えられて いた銀河の衝突割合 14%に対し, ~ 48% と高頻度で 銀河衝突が発生していることが確認できた.

表 1: tidal feature 保有天体と銀河衝突割合の結果

	total	tidal feature	$F_{\rm ave}$
Morales et al. (2018)	297 天体	51 天体	14%
本研究	44 天体	21 天体	$\sim 48\%$

4.2 銀河の主な成長要因

(1) 銀河衝突 および (2) 星形成 による星質量増加 量を計算した.

$$\Delta M_1 \approx 4.8 \times 10^8 M_{\odot} \tag{4}$$

$$\Delta M_2 \approx 2.0 \times 10^8 M_{\odot} \tag{5}$$

ただし, tidal feature は非常にかすかな構造であり, 本研究において目視精度への依存性が大きいため, hscmap上で確認しにくいものや,渦巻銀河の渦巻腕 との区別が困難な場合も混在する.本研究ではこれ らの場合は "tidal feature が確認されなかったもの" として処理している.つまり,見落としの可能性を考 慮すると 48% は下限値であるため,銀河の成長要因 として (1) 銀河衝突 によるものが主である可能性が 示唆された.

4.3 銀河の非対称性

HSC-SSP Cutout で得られた画像を用いた A 値 (図 6) と, Seg Map を用いた A 値 (図 7) をそれぞれ ヒストグラムに示した.



 図 6: HSC-SSP Cutout で得られた画像を用いた A 値の 算出結果.水色はすべての銀河 (44 天体), 青色の斜 線は tidal feature を保有する銀河 (13 天体), bin 幅 は 15.



図 7: Seg Map を用いた A 値の算出結果. 桃色はすべて の銀河 (44 天体), 赤色の斜線は tidal feature を保 有する銀河 (13 天体), bin 幅は 15.

図 6 のすべての銀河は 0.3 を中心に, 図 7 のすべて の銀河は 0.4 を中心に分布していることが分かる.

ここで、多くの対象天体で中心輝度が高くサチュ レーション³を引き起こしていた.画像中の背景や隣 接する天体の影響により計算誤差が生じる可能性が あったため、C 値および S 値の正確な計算が困難な 天体が多く存在したが、A 値は外郭のみで、ある程度 測定可能であるため、中心の狭い領域内のフラックス 誤差が A 値に大きく影響しなかった.また、画像の 観測条件や解像度の違いにより、Seg Map の生成精 度にも影響があると考えられる.しかしながら, A 値 が 0.35 以上の天体が存在し, 特に tidal feature およ びそれらしき構造を持つ天体群において非対称が顕 著であることが確認できた.

最後に、今後 A 値を測定する際、HSC-SSP Cutout での取得画像と Seg Map のどちらを基に A 値を算 出するかを議論したい.図 6,図 7 共に、tidal feature が確認された天体の A 値の算出結果において、すべ ての銀河の分布の中心値より大きい値に偏っており、 その割合は Seg Map を用いた場合により大きいこと が分かる. Seg Map はサチュレーションの影響が無 いこと、及び銀河外縁の淡い構造の寄与が想定的に大 きくなることを考慮すると、Seg Map を用いた A 値 の算出がより正確な非対称性の検討を可能にすると 考えた.

5 Conclusion

本研究で、高感度・高解像度を誇る HSC データを用 いて, 銀河の tidal feature をの存在割合とそこから得 られる銀河の質量成長要因の調査を行なった. SDSS を用いた先行研究である M18 のサンプル 297 天体に 対して, HSC の撮像データが得られた 44 天体のうち, 既に tidal feature が確認されていた 8 天体を含めた 21 天体から tidal feature およびそれらしき構造が確 認された.これにより星質量増加量を比較したとこ ろ,銀河衝突が銀河の主な成長要因であることが示 唆された. さらに, 銀河の非対称性を示す CAS パラ メータを用いた分析により, tidal feature を持つ天体 群が非対称性を有することが定量的に示された. 今 後、より大規模なサンプルに対する定量的・効率的な 銀河衝突痕跡の発見と, 画像処理技術の向上を図るこ とで、より正確な銀河成長への寄与を明らかにし、よ り正確な銀河成長のメカニズム解明が進むことが期 待される.

Reference

Morales et al. 2018, A&A, 614, A143
Fazio et al. 2004, ApJS, 154, 10
Lotz et al. 2011, ApJ, 742, 103
Licquia et al. 2015, ApJ, 806, 96
Pawlik et al. 2016, MNRAS, 456, 3032
Conselice et al. 2003, ApJ, 126, 1183

³ピクセルが正確なフラックスを測定可能な最大値に達する場 合に発生する. 飽和したものは近隣のピクセルに影響を及ぼすこ とがある.

--index へ戻る

銀河b08

スリット分光で探る *z*~4,6 クエーサーライマンアル ファハローの光度依存性

星 宏樹

スリット分光で探る high-z クエーサーライマンアルファハローの光度依 存性

星 宏樹 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

銀河の周囲のハローには普遍的に銀河周縁物質 (CGM) と呼ばれるガスが存在していると考えられている。 この CGM を理解することは、銀河自身の星形成やその中心に位置するブラックホールにどのようにガスが 供給されるのかを知る上で重要である。CGM の放つ Lya 線が母銀河に対して有意に広がって観測される Lya ハローは CGM を観測的に調べる 1 つの有効な方法となっている。通常、銀河の Lya ハローは表面輝 度が低く個別に観測できる例は限られている。一方、強い輻射場を持つクエーサーは個々の天体で Lya 検 出することができるため、これを解析することで銀河やブラックホールの進化に関するより詳細な描像を得 ることが可能となる。本研究ではスリット分光を利用したことで、面分光よりも遥かにに多くの天体の解析 を行った。我々は $z \sim 4,6$ の暗いクエーサーにこの方法を適用した。結果として Lya ハロー光度は $z \sim 4,6$ ともにクエーサーの Lya 線のピーク強度と相関があることが明らかになり、 $z \sim 4,6$ ともに optically thin かつ散乱が Lya ハロー発光に効いていることが示された。

1 Introduction

銀河形成・進化の理解は、天文学における最重要 研究課題の一つである。銀河を構成する星はガスか ら生まれ、また、銀河中心に位置するブラックホー ルは周囲のガスを取り込み成長していく。これらの ガスは銀河周辺に普遍的に存在する、銀河周縁物質 (CGM)からの降着によって獲得されると考えられ ており (e.g., Dekel & Birnboim (2006))、CGM の性 質を理解することが銀河進化を理解するうえで重要 となる。CGM の放つ Lya 線が母銀河に対して有意 に広がって観測される Lya ハロー (e.g., Cantalupo (2017)) は、こうした CGM を観測的に調べることの できる数少ない有効な指標として長年注目されてき た。銀河の Lyα ハローは表面輝度が低く個別に観測 できる例は限られているが、強い輻射場を持つクエー サーであれば個々の天体で検出することができるた め、これを解析することで銀河やブラックホールの 進化に関するより詳細な描像を得ることができる。

現在、この Lyα ハローの性質はほとんど解明され ていない。性質の解明には多数のデータを用いたア プローチが有効である。しかしこれまでの研究では 主に面分光が利用されており、手間がかかるがゆえ にデータの数が限られてしまっていた。そこで我々は スリット分光データを多数集めて Lyα ハローを検出 した。また我々は z ~ 4,6 で通常観測されるよりも 暗いクエーサーを対象に解析を行っている。本研究 では、スリット分光によりもたらされた多数の暗い クエーサーを用いることでクエーサーの光度に対す る Lyα ハローの性質の違いを明らかにし、それをも とに Lyα ハローの発光メカニズムに制約を与える。 発光メカニズムを解明することで観測された光から 発光源である Lyα ハローの性質に迫ることが可能に なり、性質の解明が進んでいくことが期待される。

2 Methods and Samples

2.1 $z \sim 4$ クエーサーサンプル

 $z \sim 4 \text{ の分光サンプルは、He et al. (2024) で取得$ $された <math>3.45 \leq z \leq 4.10 \text{ o} 20 \text{ o} \text{o} \text{p} \textbf{x}$ ーサーから成る。 これらは HSC-SSP S16A-Wide2 data set(Akiyama et al. (2018)) から、低光度 (20 < i < 24) $0z \sim 4\phi$ エーサーを色選択を用いて選び出し、Keck/DEIMOS を用いて分光観測されたものである。図 1 は $z \sim 4$ サンプルの i バンド絶対等級と赤方偏移分布を示し ている。本サンプルは面分光で取得された Borisova et al. (2016)(以下 B16) のサンプルよりも暗く、面分 光で同じく暗いクエーサーを対象とした Mackenzie et al. (2021)(以下 M21) と同程度の明るさとなって いる。



図 1: *z* ~ 4 サンプル。青が本研究、緑が明るいサン プルである Borisova et al. (2016)、橙が暗いサンプ ルである Mackenzie et al. (2021) に対応している。

2.2 $z \sim 6$ クエーサーサンプル

2.3 PSF 引き

観測される光はクエーサー由来と Lyα ハロー由来 が足しあわされたものである。我々は Willot et al. (2011) に従いクエーサーの PSF を推定し差し引くこ とで Lyα ハローの検出を行う。PSF はガウシアンで おおよそ近似されると仮定する。手順は次の通りで ある。

まず、z ~ 4,6 それぞれに対し 3(~1.8Å)、 20(~30Å)pix でビニングされた波長ビンに対しガウ



図 2: *z* ~ 6 サンプル。赤が本研究、青が Farina et al. (2019) に対応している。それぞれ Lyα ハローが 検出されたものは濃い色で、検出されなかったもの は薄い色で表されている。

シアンフィットを行う。得られた中心位置、σ は図 3 のようにプロットされ、それをもとに波長の関数と して推定される。ここでは基本的に線形フィットで推 定を行っているが、z~4サンプルでは歪んだ画像 が存在したことから、z~4の中心位置推定では2 次関数でフィットしている。このように推定されたパ ラメータを固定し、規格化係数のみをフリーにして 再度各波長ビンでフィットすることで PSF を推定す る。しかしこれでは PSF がクエーサーと Lyα ハロー の和を用いてスケーリングされるため PSF を過大評 価することになる。そこで我々は、十分なS/Nを持 つ z ~ 4 サンプルに対してダブルガウシアンフィッ トを行った。z~6ではS/Nの不足からダブルガウ シアンフィットを行っておらず PSF を過大評価して いる、すなわち Lyα ハローを過小評価している可能 性があるが、これは本研究の結果に影響を与えるほ ど大きなものではない。図4は PSF 引きの様子を表 している。上のパネルの表す元画像から上記の手順 で構成した PSF が中央のパネルであり、これを上の パネルから引くことで残差として Lyα ハロー (下の パネル)を得ることができる。

2.4 Lya ハローの検出

我々は、特定の波長範囲にある residual を積分す ることで Ly α ハローを抽出した。 $z \sim 4$ では、PSF



図 3: ガウシアンパラメータの推定。青点がフィット結果で、赤線が推定された関数である。尚、extended な成分の影響を防ぐためフィッティングには Ly α peak $\pm 500 km s^{-1}$ (灰色)の範囲は用いられず、また、外れ値は 3 σ クリッピングで除かれている。



図 4: PSF 引きを視覚的に表したもの。本天体は *z* ~ 4 サンプルの一つである。元の画像 (上) から PSF(中 央) を引くことで Lyα ハロー (下) が残る。

引き後の S/N>3 の範囲を、 $z \sim 6$ では、Ly α のピー クから ±500kms⁻¹ 内の波長を積分する。S/N 計算 について、signal は 2" aperture 内の residual を積分 し、noise は noise spectrum からの伝播で求められて いる。波長範囲は明るいサンプルに合わせ、 $z \sim 4, 6$ で異なる基準を採用している。これらの波長範囲は、 radial profile(Sec.3.1 参照) を得るときに用いられる。 このようにして求められる residual の S/N> 3 であっ た天体について一つ一つ画像を確認し、異常のなかっ たものを Ly α ハローと見なした。結果として現在 $z \sim 4$ では 12、 $z \sim 6$ では 26 天体から Ly α ハロー が検出されている。

-2C + (1 + 2) + 2D = C + 2D + (1 + 2) + (1 + 2) + (1 + 2)	表 1:	(1+z)	$^{4}SB =$	$C \exp \left(-\frac{1}{2} \right)$	$\left(-\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}}\right)$	のフ	イツ	ト結果
---	------	-------	------------	--------------------------------------	---	----	----	-----

Sample	z(median)	C (×10 ⁻¹⁴)	r_h
This work	3.77	4.19 ± 0.24	5.06 ± 0.36
M21	3.15	0.74 ± 0.02	11.1 ± 0.2
B16	3.27	1.72 ± 0.07	12.7 ± 0.4
This work	6.10	6.17 ± 1.05	3.83 ± 0.47
F19	6.27	4.65 ± 0.09	4.95 ± 0.09

3 Results and Discussion

3.1 Radial profile

図 5 は $z \sim 4,6$ の表面輝度 median プロファイ ルを表す。プロファイルは前述の通り $z \sim 4$ では S/N>3 の、 $z \sim 6$ では $-500 < v < +500 km s^{-1}$ の 波長で積分することで作成される。宇宙論的減光は $(1+z)^4$ を乗じることで補正されている。プロファイ ルは $(1+z)^4$ SB = C exp $(-\frac{r}{r_h})$ でよく表される。各 サンプルに対するフィット結果を表 1 に示す。 $z \sim 4$ では我々及び M21 のプロファイルは r~ 10kpc で良 く接続され、また M21 は B19 のおよそ 0.4 倍の明る さとなっており、明るいクエーサーは明るいハロー をホストすることが分かる。一方 $z \sim 6$ では、C と r_h に $z \sim 4$ ほどの差は見られず、クエーサー光度が 違うにも関わらずプロファイルは 25% ~ 75% の範 囲で一致している。



図 5: radial profile とベストフィットの指数関数。各プ ロファイルについて、色のついた範囲は 25% ~ 75% を表す。左図: $z \sim 4$ サンプル。プロファイルとフィッ ト結果は、我々は青と黒実線、Mackenzie et al. (2021) は緑と黒破線、Borisova et al. (2016) は赤と黒一点鎖 線で描かれている。右図: $z \sim 6$ サンプル。プロファ イルとフィット結果は、我々は青と黒実線、Farina et al. (2019) は赤と黒破線で描かれている。

3.2 光度依存性

我々は個々のプロファイルを指数関数フィットし全積 分することで Ly α ハローの光度の推測を行い、クエー サーの光度に対する振る舞いを調べた。図 6 は電離光 に対応する $L_{\nu_{LL}}$ 、 Ly α 輝線のピーク光度 $L_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$ に対する Ly α ハローの光度を表す。F19の L_{QSO}^{QSO} は $z \sim 6$ サンプルに対し $logL_{\nu_{LL}}$ と $logL_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$ は $z \sim 6$ サンプルに対し $logL_{\nu_{LL}}$ と $logL_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$ は $z \sim 6$ サンプルに対し $logL_{\nu_{LL}}$ と $logL_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$ は gSOなの r,p はスピアマンの順位相関係数及び p 値 である。 $z \sim 4$ では $L_{\nu_{LL}}$, $L_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$ いずれとも相関 があり、 $L_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$ との方が相関が強い。また $z \sim 6$ では $L_{\nu_{LL}}$ との相関がない一方、 $L_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$ に対して は弱い相関を示している。



図 6: $L_{\nu_{LL}}$ (左図) 及び $L_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$ (右図) と $Ly\alpha$ ハロー 光度の関係。青、水色、紫及び青破線が $z \sim 4$ 、赤、 橙、赤点線が $z \sim 6$ に対応する。図中の p,r は r,p は スピアマンの順位相関係数及び p 値である。

3.3 発光メカニズム

現在支持されているメカニズムは再結合・衝突励起・ 散乱である (e.g.,Henwai & Prochaska (2013),Battaia et al. (2019),Cantalupo (2017))。一般に、クエー サーが冷たいガス雲の集団に囲まれていると仮定す ると、放射の表面輝度を2つのシナリオで推測する ことができる。ここでは特に光度依存性の関わる再 結合・散乱について議論する。

3.3.1 Optically thick

optically thick $(N_{HI} \gg 10^{17.2})$ の場合、再結合が 優勢となり、放射は AGN からの電離光に比例する。 $z \sim 4$ では L_{neb} が $L_{\nu_{LL}}$ との間に弱い相関を示した ものの、Henwai & Prochaska (2013) に従い表面輝 度を計算すると観測結果よりも 2dex 大きくなる。ま た $z \sim 6$ では L_{neb} と $L_{\nu_{LL}}$ との間に相関は無く、同 様に表面輝度を計算すると観測値よりも 1dex 大き い値となる。従って $z \sim 4,6$ ともに Ly α ハローは optically thick ではないと考えられる。

3.3.2 Optically thin

optically thin($N_{HI} \ll 10^{17.2}$)の場合、再結合の放 射はガス密度に比例する。また optically thin limit に 近付くと BLR からの Lya 光の散乱 ($\propto L_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$)が 次第に優勢になっていくと考えられている (Pezzulli & Cantalupo (2019))。図 6 によれば、 $z \sim 4, 6$ とも に L_{neb} は $L_{Ly\alpha;peak}^{QSO}$ との相関が見られ、その相関は $z \sim 4$ の方が強い。このことから $z \sim 4, 6$ ともに再 結合に加え散乱が効いており、 $z \sim 4$ の方がより散 乱が優勢であると考えられる。

4 Conclusion

本研究では、Lyα ハローの光度は L^{QSO} Lyα;peak と相 関があることを示し、z ~ 4,6 は同様のメカニズム で発光していること、z ~ 4 の方が散乱が優勢であ る可能性が示された。今後は明るいクエーサーと暗 いクエーサーで発光メカニズムが異なる可能性など さらなる議論を行うほか、z ~ 4,6 の違いやその背 景となる物理について考察を行っていく。

Reference

Akiyama M., et al., 2018, PASJ, 70, S34

Arrigoni Battaia, F., Hennawi, J. F., Prochaska, J. X., et al. 2019, MNRAS,482, 3162

Borisova E., et al., 2016, ApJ, 831, 39

- Cantalupo, S. 2017, Astrophys. Space Sci. Lib., 430, 195
- Dekel & Birnboim 2006, MNRAS, 368, 2
- Farina E. P., et al., 2019, ApJ, 887, 196
- He W., et al., 2024, ApJ, 962, 152
- Hennawi, J.F., & Prochaska, J. X. 2013, ApJ, 766, 58
- Mackenzie R., et al., 2021, MNRAS, 502, 494
- Pezzulli G., & Cantalupo S., 2019, MNRAS, 486, 1489
- Willott C. J., Chet S., Bergeron J., Hutchings J. B., 2011, AJ, 142, 186

-index へ戻る

銀河b09

z=7-13銀河における Ly α 輝線等価幅の赤方偏移進化 から迫る宇宙再電離史

中根 美七海

z = 7 - 13 銀河における Lyα 輝線等価幅の赤方偏移進化から迫る 宇宙再電離史

中根 美七海 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙再電離は初期銀河の形成と密接に関わっており、未解明である赤方偏移進化 (再電離史) と起源 (再電 離源) を明らかにすることは重要な課題である。再電離史を決める銀河間物質 (IGM) の中性水素割合 ($x_{\text{H}1}$) は、 $z \sim 6 - 7$ において、クェーサー (QSO) や γ 線バースト (GRB) のスペクトルに見られる Lya 減衰翼 吸収から推定されてきた。z > 7において、QSO や GRB は個数密度が少ないために観測は困難であった が、2021 年のジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST) の登場により、z > 7 - 8の再電離期における星形 成銀河の観測が可能になった。本研究では、JWST/NIRSpec で分光同定された z = 7 - 13 の 53 個の銀河 における Lya 輝線等価幅 (EW) を用いて $x_{\text{H}1}$ を推定し、再電離史の制限を行った。我々は、まずスペクトル フィッティングにより求めた Lya EW が高赤方偏移になるにつれて統計的に減少していることから、 $x_{\text{H}1}$ の 赤方偏移進化を観測量のみで示した。その後、Lya EW の観測値と数値シミュレーションによる Lya EW 分布モデルをベイズ推定を用いて比較することで $x_{\text{H}1}$ を推定した。得られた推定値は z = 7, 8, 9 - 13にお いて $x_{\text{H}1} < 0.79, = 0.62^{+0.15}_{-0.36}, 0.93^{+0.04}_{-0.07}$ であり、CMB の観測や星形成銀河/QSO の連続光における Lya 減 衰翼吸収の観測による推定値と整合する結果であった。これらの $x_{\text{H}1}$ の赤方偏移進化は、遅い時代 ($z \sim 10$) に始まり、 $z \sim 7 - 8$ の間に急速に進む再電離史と一致している。本講演では、以上の結果に加え、得られた 再電離史への制限から示唆される再電離源についても議論する。

1 Introduction

赤方偏移 z~5-6までの間に、宇宙空間を満たす 中性水素は、天体の紫外線放射によってほぼ全て電離 された。この現象を宇宙再電離と呼ぶ。宇宙再電離に 関する課題は、宇宙再電離がいつ始まり、どのような ペースで進行したか (再電離史)、宇宙再電離の主要 な起源天体は何か(再電離源)を解明することである。 再電離史は、銀河間物質 (IGM) にある平均の中性水 素割合 (x_{HI})の赤方偏移進化を求めることで制限する ことができる。宇宙再電離の終わりの時期は、クェー サー (QSO) のスペクトルの観測から $z \sim 5 - 6$ (e.g., Fan et al. 2006; Kulkarni et al. 2019) と推定されて いる。Planck 衛星による CMB の観測からは、宇宙 再電離の大半は z ~ 7 – 8 に起きたことが示唆され ている (Plank Collaboration et al. 2020)。 x_{HI} は星 形成銀河が出す Lyα 輝線の観測からも制限されてい る (e.g., Mason et al. 2018)。Lyα 輝線は共鳴線であ るため中性水素による強い吸収を受ける。したがっ て、再電離期の銀河が出す Lyα 輝線は視線方向に存 在する IGM 中の中性水素の割合に応じて減衰される

ため、観測される Ly α 輝線の強さが x_{HI} の指標となる。この指標としては連続光に対する Ly α 輝線の相対的な強さを表す Ly α 等価幅 (EW) が用いられている。いずれの方法でも z = 10 を超えるような初期宇宙では x_{HI} の制限はほとんどついていない。

一方で、観測を説明するような x_{HI} の赤方偏移進 化を推定した、再電離シナリオが提案されている。 遅い時代 (z ~ 10) に始まり、z ~ 7 – 8 で急激に再 電離が進行する Late シナリオ (Naidu et al. 2020)、 Medium-late シナリオ (Ishigaki et al. 2018) や早い 時代 (z~14) から始まり、緩やかに再電離が進行す る Early シナリオ (Finkelstein et al. 2019) 等がある。 これらのシナリオはと暗い天体の個数を決める、UV 光度関数の暗い側の冪乗の傾き α と銀河から IGM へ漏れ出す電離光子の割合 fesc に応じて、再電離に 寄与する主な電離源が異なっている。Late シナリオ では $\alpha > -2$ と星形成表面密度に依存する f_{esc} を 採用しており、明るい大質量銀河が再電離に主に寄 与している。Medium-late シナリオでは $\alpha \leq -2$ と fesc = 0.17 を採用しており、さまざまな明るさの銀 河からの寄与を考慮している。Early シナリオでは $\alpha \leq -2$ とハロー質量に反相関な $f_{\rm esc}$ を採用しており、暗い低質量銀河が再電離に主に寄与している。

本研究では、ジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST)の近赤外分光器 (NIRSpec)によって分光同 定された z = 7 - 13の53個の星形成銀河に対して Ly α EW を測定し、モデルとの比較を通じて x_{HI} を 推定する。推定結果に基づき、これまでに x_{HI} の制 限がほとんどないz > 10の宇宙を含めて再電離史と 再電離源について議論する。

2 Data and Sample

本研究では、JWST/NIRSpec の複数のプログラム (GLASS、CEERS、GO-1433、DDT-2750、JADES) で観測されたスペクトルの公開データを用いている。 GLASS、CEERS、GO-1433、DDT-2750のデータに 関しては Nakajima et al. (2023) と Harikane et al. (2024)、JADES のデータに関しては JADES チーム (e.g., Bunker et al. 2023) が整約したスペクトルを 利用している。スペクトルの例を図 1 に示す。

JWST/NIRSpec の観測で得られた分光スペクト ルの輝線 (e.g., H β 、[O III] λ 4959、[O III] λ 5007)を 用いて赤方偏移が決められた 53 個の銀河サンプルを 本研究で利用する。これらの銀河は星質量-星形成率 の図上で $z \sim 6$ の星形成銀河の主系列 (Santini et al. 2017)上にある典型的な星形成銀河となっている。

3 Methods

3.1 Lyα EW の測定

我々はまず、Lyα 輝線のスペクトルフィッティング を行った。フィッティングには波長 λ に対する次の ような関数を用いた:

$$F(\lambda) = \left(a\lambda^{-\beta} + A\exp\left[-(\lambda - \lambda_{\rm cen})^2/2\sigma^2\right]\right) \times e^{-\tau(\lambda)}$$
(1)

ここで、a、 β 、A、 λ_{cen} 、 σ 、 $\tau(\lambda)$ は、それぞれ連 続光に相当する冪関数の振幅、傾き、輝線に相当する ガウス関数の振幅、波長中心、線幅、IGM 吸収の光 学的厚み (Inoue et al. 2014) である。NIRSpec の装 置由来のスペクトルの広がりを取り除くために、式 1 に線広がり関数 (LSF; Line spread function; Isobe et al. 2023) で畳み込みを行った。マルコフ連鎖モン



図 1: JWST/NIRSpec で観測されたスペクトルの例。 上と下のパネルはそれぞれ 2 次元スペクトル、1 次元 スペクトルを表す。黒点線が観測されたスペクトル。 赤点線が静止系での Lyα 輝線の波長に対応する。

テカルロ法 (MCMC) を用いて、観測された Lyα 輝 線に対してフィッティングを行い、パラメータを推定 する。ベストフィットパラメータから Lyα 輝線と連 続光のフラックス (それぞれ F_{Lyα}、f_c)を計算し、静 止系における Lyα 輝線等価幅 EW_{0.Lyα} を、

$$EW_{0,Ly\alpha} = \frac{F_{Ly\alpha}}{f_c(1+z_{spec})}$$
(2)

で求める。ここで z_{spec} はスペクトルから決めた赤 方偏移である。Ly α 輝線の信号雑音比 (S/N) が 3 σ 以上の場合を検出として、検出していない場合には EW_{0,Ly α}の 3 σ 上限値を求めた。図 2 に本研究と先 行研究 (e.g., Ono et al. 2012) で求めた Ly α EW を 示している。z = 7、8、9 – 13 と赤方偏移が高くな るにつれて Ly α EW が統計的に小さくなることが確 認できる。特に $z = 7 - 8 \ge 9 - 13$ の間の違いが大 きく、この時代に再電離が急速に進行し、 x_{HI} が変化 したことが示唆される。

3.2 *x*_{Hi}の推定

そこで我々は、Ly α EW の確率密度分布モデル (EW 分布モデル; Dijkstra et al. 2011) と観測値 との比較を行った。EW 分布モデルでは z = 6 で再 電離が終わった宇宙 ($x_{\text{HI}} = 0$) を仮定する。 x_{HI} が大



図 2: Ly α EW の赤方偏移進化 (Nakane et al. 2024)。 濃い (薄い) 青、緑、橙はそれぞれ本研究 (先行研究) で測定した z = 7、8、9 – 13 における Ly α EW を表 す。丸は測定値、矢印は 3 σ 上限値。実線 (点線) は Ly α EW の 3 σ 上限値に対して正規分布 (一様分布) を仮定して求めた各赤方偏移での Ly α EW と UV 等 級の直線関係。



図 3: z に対する UV 等級分布 (Nakane et al. 2024)。 青、緑、橙はそれぞれ z = 7、8、9-13の銀河。黒縁 丸 (白抜き丸)Lyα 輝線が検出された (されなかった) 銀河。図右下の白い領域内の丸が x_{HI} の推定に用い た銀河。

きくなるほど Ly α 輝線が受ける吸収が強くなるので Ly α 光子の透過率と観測される EW は小さくなる。 したがって、観測から求められている z = 6 の EW 分 布 (Pentericci et al. 2018) と準数値的シミュレーショ ンで計算した Ly α 光子の透過率を組み合わせて構築 した EW 分布モデルは $x_{\rm HI}$ に依存し、実際の EW の 測定値と比較をすることで $x_{\rm HI}$ を推定することがで きる。銀河の明るさ (UV 等級 M_{UV}) が Ly α EW に 与える影響を除くために、図 3 に示すような z > 7、 $M_{\rm UV} < -18$ の基準を満たす銀河サンプルを $x_{\rm HI}$ の推 定に用いた。この基準は全体のサンプルを z = 7、8、 9-13 に分けた際に M_{UV} の分布に偏りを持たないよ うに設けている。推定した $x_{\rm HI}$ は z = 7、8、9-13において $x_{\rm HI} < 0.79$ 、 $= 0.62^{+0.15}_{-0.36}$ 、 $= 0.93^{+0.04}_{-0.07}$ で あった。

4 Results



図 4: x_{HI} の赤方偏移進化 (Nakane et al. 2024)。赤 星は本研究の結果。その他のシンボルは先行研究の 結果 (測定方法は凡例に記載)。紫、青、橙の線はそ れぞれ Late シナリオ (Naidu et al. 2020)、Mediumlate シナリオ (Ishigaki et al. 2018)、Early シナリオ (Finkelstein et al. 2019) を表す。

図 4 に x_{HI} の赤方偏移進化を示す。本研究で得ら れた結果 (赤星) は、CMB の観測 (白五角形;Planck Collaboration 2020) や JWST で観測された星形成銀 河の連続光の DW 吸収の測定 (Umeda et al. 2024) に基づく x_{HI} と整合する結果であった。これらの x_{HI} の赤方偏移進化は late シナリオ (紫線)、medium-late シナリオ (青線) といった遅い時代から始まる再電離 シナリオと一致している。

5 Discussion

Late/Medium-late シナリオではz = 7 - 8で急速 に再電離が進行するため、主な再電離源となる天体は z=7-8において比較的質量の大きなハローの中で 形成されたと考えられる。再電離源となる天体が星 形成銀河である場合、星形成による金属やガスで電 離光子が吸収されてしまうため、高い fesc を実現す るにはスターバーストや超新星爆発によって電離光 子の抜け道を作る必要がある。再電離源が活動銀河 核 (AGN) である場合、明るい AGN である QSO は 個数密度が低いために再電離への寄与は無視できる (e.g., Jiang et al. 2022) 一方、暗い AGN は JWST により z = 4 - 10 でたくさん見つかってきている (e.g., Harikane et al. 2023) ように、再電離に寄与し ている可能性も指摘されている。今後、x_{HI}の推定に 用いる銀河の性質から再電離源となる天体を明らか にすることが必要である。

6 Conclusion

本研究では、JWST/NIRSpec で観測された z = 7-13の53個の星形成銀河に対して Lya EW(また は3σ上限値)を求めた。先行研究の結果と合わせて、 観測に基づいて z = 7 – 13 において高赤方偏移ほ ど Lyα EW が統計的に減少していることを示した。 準数値的シミュレーションによる EW 分布モデルと EW の観測値との比較を行い、これまでにほとんど 制限のない z > 10 の遠方宇宙に至るまで x_{HI} を推定 した。得られた x_{HI}の推定値は CMB や星形成銀河 の連続光における Lyα DW 吸収と整合する結果であ り、z~10の遅い時代に始まり z~7-8 で急速に 再電離が進む、late シナリオまたは medium-late シ ナリオと一致している。このような遅い時代に始ま る再電離史は、主要な再電離源が z~7-8 に現れ るような、ある程度大質量のハロー中の星形成銀河 または暗い AGN であることを示唆している。

Reference

Bunker et al. 2023, arXiv:2306.02467 Dijkstra et al. 2011, MNRAS, 414, 2139 Fan et al. 2006, AJ, 131, 1203

Finkelstein et al. 2019, ApJ, 879, 36 Harikane et al. 2023, ApJ, 959, 39 Harikane et al. 2024, ApJ, 960, 56 Inoue et al. 2014, MNRAS, 442, 1805 Ishigaki et al. 2018, ApJ, 854, 73 Isobe et al. 2023, ApJ, 956, 139 Jiang et al. 2022, NatAs, 6, 850 Kulkarni et al. 2019, MNRAS, 485, L24 Mason et al. 2018, ApJ, 856, 2 Naidu et al. 2020, ApJ, 892, 109 Nakajims et al. 2023, ApJS, 269, 33 Nakane et al. 2024, ApJ, 967, 28 Ono et al. 2012, ApJ, 744, 83 Pentericci et al. 2018, A&A, 619, A147 Planck Collaboration et al. 2020, A&A, 641, A6 Santini et al. 2017, ApJ, 847, 76 Umeda et al. 2023, arXiv:2306.00487

-index へ戻る

銀河b10

XMM-Newton RGS で探る NGC 253 中心の O, Ne, Mg 組成 比と電荷交換反応の寄与

渡邉 晶

XMM-Newton RGS で探る NGC 253 中心の O, Ne, Mg 組成比と 電荷交換反応の寄与

渡邉 晶 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究では XMM-Newton 衛星で観測されたスターバースト銀河 NGC 253 中心のスターバースト領域と その南側の銀河風領域の回折格子検出器 (RGS) のデータの解析を行った。先行研究と同様に 0.5-2.0 keV の 画像を放射源の分布と仮定して解析を行ったところ、OVII He a 輝線の禁制線が許容線と同程度の強度と なった。ただし、回折格子検出器のため、禁制線が強いのか OVII He a 放射源の空間分布が 0.5-2.0 keV の 画像とは異なっているかは区別ができない。そのため、OVII He a 放射源の空間分布により近いと考えられ る 0.5-0.6 keV の画像を仮定して解析したところ、おおむね 1 成分の電離平衡プラズマモデルで OVII He a のスペクトルを再現することができた。 禁制線を強く放射する電荷交換反応と電離平衡プラズマモデルを 用いると若干フィットの改善が見られたため、星形成領域の冷たいガスと超新星で加熱された高温ガスの接 触面で起きている電荷交換反応からも一部寄与している可能性がある。次に, 0.48-1.6 keV では電離平衡プ ラズマ 3 成分で再現されたため、NGC 253 の中心部では複数の温度構造を持っていると推測された。この 結果を使い重元素組成比 (X/Fe) を求めたところ太陽組成に比べ NGC 253 の O/Fe.Ne/Fe, Mg/Fe が大き い値になった。これは大量の重力崩壊型超新星により O, Ne, Mg などが大量に供給されたためであると考え られる。

1 Introduction

スターバースト銀河は非常に多くの星形成が行わ れている銀河である。銀河内で超新星爆発が起こる ことで銀河風が起こり周囲のガスを加熱しながら銀 河間空間に多くの重元素を放出する。よって銀河か ら放射されている高温ガスのX線スペクトルを解析 することで、その銀河の元素組成や高温ガスの温度 を調べることができ、銀河風により星間物質が加熱 され噴き出すことで星形成活動が止まるといった銀 河間空間で起こる重要な現象について知ることがで きる。

代表的なスターバースト銀河として NGC 253 銀河 がある。先行研究 (Mitsuishi et al. 2013) では、「す ざく」衛星による NGC 253 のディスクとハロー領域 の解析によって中心部の星形成活動による銀河風で 噴出した星間物質は銀河の重力ポテンシャルから脱 出できることが示唆されている。また、Mitsuishi et al. (2013) では XMM-Newton の CCD 検出器で銀河 風領域のスペクトルを解析しており、熱平衡プラズ マモデル 2 成分で再現されたと述べられている。し かし、CCD 検出器では低エネルギー帯 (0.5-1.6 keV)

のスペクトル分解能が低いという弱点がある。一方 低エネルギーにおけるスペクトル分解能が高い回折 格子検出器 (RGS) を使用して NGC 253 の中心と南 の銀河風領域を解析した先行研究 (Liu et al. 2012) によると、中心と南の領域で OVII 禁制線が強く見 えていることがわかり、NGC 253 では電荷交換反応 が起こっているのではないかと述べられていた。 電荷交換反応とは、低温ガス内の中性水素などに高 温ガス内の電離した原子が接近することで起こると される反応であり、この反応が起こると共鳴線に比 べ、禁制線が強くなることが知られている。 NGC 253 は星形成を起こす冷たいガスと超新星で加熱され た高温ガスが共存しているので、電荷交換反応が起 こる可能性はある。ここで、RGS には観測される輝 線が空間分布に依存して広がる性質を持つため、空 間分布を考慮して解析を行う必要があるのだが、Liu et al. (2012) では空間分布が考慮されていなかった。

そこで本研究では、NGC 253 の中心領域と南の銀 河風領域を XMM-Newton 衛星の RGS 検出器のデー タを使い空間分布を考慮した上でスペクトル解析を 行うことで、電荷交換反応の有無とその影響の強さ について調べた。そして、低エネルギー側でのより 詳細なスペクトル解析を行うことで NGC 253 の内 部のより詳細な温度構造を調べ、どのような星形成 活動が行われるのかについて調べた。また、中心領 域で行われている星形成活動が銀河風領域にどのよ うな影響を与えるのかも調べた。

2 Methods/Instruments and Observations

0125960201,0152020101のものを使用した。ライト カーブを見てソフトプロトンフレアの影響が大きい 部分を削除し、スペクトルを作った。フィルタリン グ後の全観測データの合計の露光時間は約 77000 s である。中心領域と銀河風領域を解析領域とした (図 1)。また、RGS には光子を分散した空間情報をエネ ルギー情報に変換するという特徴を持つ。このため、 光子の分散方向を解析領域にしようとすると、位置と エネルギーの2つの情報が縮退してしまう。しかし、 分散方向と垂直方向を解析領域にすることで正しく スペクトルを解析することができる。また、RGS は 点光源の解析を想定しているため、広がった放射を 観測すると、観測される輝線は空間分布に依存して 広がってしまう。スペクトルを再現する際にはそれ ぞれのエネルギーバンドに応じた画像で畳み込む方 法を用いることで輝線の空間分布を再現することを 試みた。同じスターバースト銀河である M82 の先行 研究 (Fukushima et al. 2024) では輝線の空間分布 を考慮した解析を行ったため、本研究ではこの方法 を参考に解析を進めた。

3 Results

まず RGS で観測されたスペクトルを N, OVII 輝 線が見える 0.48-0.6 keV, OVIII 輝線が見える 0.6-0.7 keV, 0.48-1.6 keV の帯域にわけ、熱平衡プラズマモ デル (CIE モデル) のみと、それに空間成分が異なる 成分を加えたモデルの 2 つでフィットした。また、電 荷交換反応の影響を調べるため、0.48-0.6 keV には 電荷交換反応モデル (CX モデル) を入れてフィット した。ここで、輝線の広がりをより再現するため、 0.5-0.6 keV の画像と 0.45-2.0 keV の画像で畳み込



今回使用したデータは OBSID が 0125960101, 図 1: NGC 253 の XMM-Newton 衛星の CCD 検出 25960201, 0152020101 のものを使用した。ライト 器で得られエネルギーバンド 0.48-2.1 keV の X 線画 ーブを見てソフトプロトンフレアの影響が大きい 像。緑線の範囲内が解析領域であり、上が中心領域、 3分を削除し、スペクトルを作った。フィルタリン 下が南領域を表す。

> み、フィットを行った。次に N, O, Ne, Mg, Fe, Ni 輝 線が見える 0.48-1.6 keV のバンドでニ成分の熱平衡 プラズマモデルのそれぞれに異なる空間成分を加え てスペクトルフィットを行った。最後に、この結果か ら鉄とのアバンダンス比を求めた。

> 三つのエネルギーバンドでスペクトルフィットを行っ た結果を下の図2,3,4に示す。図2からCIE成分の みではOVII 禁制線に残差が残ったが、概ね再現で きた。また、図3のようにCX成分を加えることで 南と中心領域の残差が減少したことがわかった。ま た、図2上に比べて下の方がO輝線が広がっている のは0.5-0.6 keVでの放射成分が広がっているからで あり、C-stat が必ずしも改善しているわけではない が、下の方が再現度は高い。図2では狭い帯域の画 像で畳み込むことで、図3では広い帯域の画像で畳 み込むことでより正確に再現できた。

> 次に 0.48-1.6 keV で CIE 三成分に異なる空間成分 を加えてフィットしたところ図 4 のようになった。ブ ロードバンドスペクトルの結果を見ると、南領域で は cool 成分 (約 0.2 keV)、warm 成分 (約 0.5 keV) で、中心領域では cool 成分 (約 0.2 keV)、warm 成分 (0.5 keV) 成分、hot 成分 (1.0 keV) で再現された。



図 2: NGC 253 中心領域と南領域の 0.48-1.6 keV の スペクトル。(上)0.5-0.6 keV 帯域の画像で畳み込ん で CIE のみでフィットしたもの。(下))0.5-2.0 keV の 画像で畳み込んで CIE のみでフィットしたもの。



図 3: NGC 253 中心領域と南領域の 0.48-0.6 keV の スペクトル。(上)0.5-0.6 keV の画像で畳み込み、CIE 成分に CX 成分を加えてフィットしたもの。(下)0.5-2.0 keV の画像で畳み込み、CX 成分を加えてフィッ トしたもの



図 4: NGC 253 の 0.5-2.0 keV の画像で畳み込み、 0.48-1.6 keV で CIE2 成分でフィットしたものと (左)、 0.48-1.6 keV でのフィットの結果から Fe とのアバ ンダンス比を求め、M82 の結果 (Fukushima et al. 2024) と比較したところ図 5 のようになった。この結 果から、M82, NGC 253 ともに太陽組成より大きい ことがわかった。



図 5: NGC 253 の中心領域と M82(Fukushima et al. 2024) の鉄とのアバンダンス比。点線は太陽組成比、 実線は Nomoto+13 による太陽質量の 25 倍以下の星 の重力崩壊型超新星モデルを表す。エラーバーは 1 σの範囲を表す。

4 Discussion

先行研究 (Mitsuishi et al. 2013) による CCD 検 出器での中心領域のスペクトルフィットの結果では約 0.2 keV と約 0.57 keV の 2 成分で再現されており、 これは本研究の cool 成分と warm 成分の結果と概ね 一致する。このことから、NGC 253 の中心領域は複 数の温度成分を持ったガスで構成されていると考え られる。また、中心領域では CIE 三成分で、南領域 では CIE2 成分で再現されており、中心に比べて南 領域では Mg 輝線があまり強く見られなかった。こ のことから、中心部で強いスターバーストが起こり、 南に向かって銀河風が噴き出しているのではないか と考えられる。

次に、図 2、3 の結果から、CIE 成分のみでもスペ クトルを概ね再現できているとわかる。よって NGC 253 内部で電荷効果反応は起こっていると考えられる が、その影響はあまり大きくないのではないかと考 えられる。そもそも電荷交換反応は冷たいガスと温 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

かいガスの境目で起こると期待されている。ブロー ドバンドスペクトルの結果から中心領域では複数の ガス層で構成されていると考えられているので、そ のガス層の境目で起こっているのではないかと考え られる。

次にアバンダンス比の結果を見ると、中心領域は Nomoto et al. (2013)の重力崩壊型超新星のモデ ルと概ね一致しているため、NGC 253の中心領域は 重力崩壊型超新星が大量に存在していることが考え られる。一方中心のOの値が南より小さくなってい るが、これは中心領域の星間吸収モデルの値が決まっ ていないため起こっているのではないかと考えられ る。また、南領域の Mg の値が大きい値となってい るが、南の領域は高温成分がなく、Mg 輝線があまり 強く見えていないため、値が定まらなかったのでは ないかと考えられる。今後の研究でスペクトルモデ ルのパラメーターをより慎重に検討し、解析を進め ていく。

5 Conclusion

比を調べていきたい。

本研究では XMM-Newton の RGS 検出器のデータ を使って NGC 253 の中心領域と南の領域のスペク トル解析を行った。OVII バンドのスペクトルフィッ トの結果から中心領域と南の領域では電荷交換反応 が起こっているのではないかと期待された。しかし CIE 成分のみでもある程度再現できたので電荷交換 反応の影響はあまり大きくないとも考えられる。ブ ロードバンドスペクトルの結果から NGC 253 の中 心領域は複数の温度層で構成されていると考えられ、 中心領域で大量にスターバーストが起こり、南側に銀 河風を噴射しているのではないかと考えられる。ま た、鉄とのアバンダンス比をとったところ、重力崩 壊型超新星のモデル (Nomoto et al. 2013) のモデル と概ね一致していたため、NGC 253 の中心領域は重 力崩壊型超新星が多く占めていると考えられる。 今回は NGC 253 を Fukushima et al. (2024) を参考 に異なる空間成分を用いてスペクトルフィットを行っ たが、Fukushima et al. (2024) では中心領域しかア バンダンス比を求めていなかったので、今後の研究 では M82 の外側の領域でも同じ方法でアバンダンス

Reference

Fukushima et al., 2024, A&A, 686A, 96F

Mitsuishi et al., 2013, PASJ, 65, 44M

Nomoto et al., 2013, ARA&A, 51, 457N

Liu, Jiren, Wang, Q. Daniel, Mao, Shude 2012, MN-RAS.420.3389L

-index へ戻る

銀河 b11

Zackrisson Method を用いた銀河からの電離光子脱出率 の推定

前原 瑚茉

Zackrisson Method を用いた銀河からの電離光子脱出率の推定

前原 瑚茉 (総合研究大学院大学 先端学術院 宇宙科学コース)

Abstract

宇宙再電離とは、赤方偏移 $z \ge 6$ において、宇宙を満たしていた中性水素ガスを再び電離させた現象であ る。この現象は大量の電離光子によって引き起こされるもので、主な電離源は再電離期に形成された銀河と考 えられおり、生成された電離光子が銀河外へ脱出する確率である $f_{\rm esc}$ を求めることは、銀河の再電離への寄 与を議論する上で重要である。しかし、高赤方偏移の銀河から脱出した電離光子は、視線上の銀河間物質に 含まれる中性水素ガスに吸収されてしまう。そこで本研究では、間接的な推定方法の一つである EW(H β)- β 法を用いて、The JWST Advanced Deep Extragalactic Survey (JADES) で分光観測された $6 \le z < 10$ の 15 天体から $f_{\rm esc}$ 値を推定した。さらに、10 天体に関して、Balmer decrement(H α /H β) からダスト補正 を行い、ダスト減光を考慮した $f_{\rm esc}$ を推定した。本研究では、再電離期銀河の $f_{\rm esc}$ と、電離光子脱出率を推 定した銀河の物理量や測光データとの比較、ダスト補正方法による推定結果の違いなどについて議論を行う。

1 Introduction

宇宙再電離とは、赤方偏移 $z \ge 6$ において、宇宙 全体を満たしていた中性水素ガスのほぼ全てが再び 電離された現象のことである。この現象は、初期の宇 宙で形成された大量の電離光子 (Lyman continuum (LyC) photons $\lambda \le 912$ Å) によって引き起こされ、 主な電離源候補は宇宙初期の星形成銀河や活動銀河 核 (AGN) などがある。本研究では、若く金属量とダ スト量の少ない星形成銀河の再電離への寄与を調査 する。

銀河間物質 (IGM) 内の中性水素ガスを電離させる 電離光子の総数 (*N*_{ion}) は、

$$\dot{N}_{ion} = \rho_{UV} \times \xi_{ion} \times f_{\rm esc} \tag{1}$$

で計算できる。ここで、 ρ_{UV} は UV 光度密度、 ξ_{ion} は電離光子生成効率、 f_{esc} は銀河内の中性水素ガスから吸収されずに出てくる電離光子の脱出率を表す。またジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST)を用いた Muñoz et al. (2024)では、再電離期の銀河の ξ_{ion} が JWST 打ち上げ前に得られた値よりも高い値を示すことが知られている $(\log_{10}\xi_{ion}/(\text{Hz erg}^{-1}) = 25.5 ~ 26.0 \text{ vs } 25.2)$ 。JWST で校正された ξ_{ion} と低赤方偏移における再電離期銀河の類似天体の f_{esc} から、再電離は CMB から推定された再電離の時期よりもかなり早期に終わると示唆されている。その為、 f_{esc} を正確に求めることは、銀河の再電離への寄与

だけでなく、CMB 観測値から推定される再電離史との差を解決する上で重要である。

しかし、 $z \ge 4.5$ の銀河から脱出する電離光子は、 IGM によって吸収・散乱が起こり直接観測を行うこと ができない。その為、再電離期の銀河については f_{esc} は間接的に推定する必要がある。間接的な推定方法 として、H β の等価幅 (EW(H β))と紫外線領域にお ける銀河の色を組み合わせる方法や、強い Lyman α 輝線の Flux や [OIII]_{λ5007} 輝線と [OII]_{λ3727} 輝線の輝 線比 O32(=[OIII]_{λ5007}/[OII]_{λ3727})、銀河の有効半径 などの物理量を用いた経験則からの導出や、低赤方 偏移における再電離期銀河と類似の特性を持つ銀河 の電離光子量の直接観測からの推測などが考えられ ている。本研究では、EW(H β)と紫外線領域におけ る銀河の色を組み合わせる方法を用いて推定を行う。

以下では、 $H_0 = 67.7 \text{ kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ 、 $\Omega_m = 0.307$ の平坦な ACDM 宇宙論を想定している。また、全ての等級は AB 等級で表す (Oke & Gunn 1983)。

2 Method

2.1 Data

本研究では、The JWST Advanced Deep Extragalactic Survey (JADES) の Data Release 1(ID 1210; Bunker et al. 2023b) における分光及び測光 データを使用した (e.g.Eisenstein et al. 2023+2023b, Hainline et al. 2023, Rieke, M. et al. 2023)。JADES は、JWST Cycle 1 で最大のプログラムであり、宇 宙初期から Cosmic noon までの銀河の進化の研究を 目的としている。分光データは、clear-prism で、分 解能は $R \sim 100$ 、観測波長範囲は $0.60 - 5.30 \ \mu m$ で ある。測光データは、 NIRCam/F115W、F150W、 F200W、F277W フィルターを用いる。観測領域は GOOD-S 領域で、NIRSpec/clear-prism カタログで 分光赤方偏移が $6 \le z_{spec} < 10$ の天体を選択した。

2.2 Zackrisson Method Analysis

Zackrisson et al. (2013) で提案された、全電離光子 生成数と銀河内での電離光子消費数の関係による手法 (Zackrisson Method) を用いたモデル (Zackrisson モ デル) から、再電離期の銀河から *f*_{esc} の推定を行った。



図 1: 金属量 Z=0.02、ダストフリー、一定の星形成 率の場合の Zackrisson モデル。 $f_{\rm esc} = 0.0$ が赤線、 $f_{\rm esc} = 0.5$ が黄線、 $f_{\rm esc} = 0.7$ が緑線、 $f_{\rm esc} = 0.9$ が 青線で表示。

Zackrisson Method で使用する物理量は、UV Slope と H β の等価幅 (EW(H β)) の2つである。UV Slope と連続光の flux 密度が銀河内で生成された電 離光子の総数と、H β 輝線の総 Flux が銀河内で消費 された電離光子数と比例している。UV Slope β は、 静止系波長 1270-2580 Å の範囲で power-law ($f_{\lambda} \propto \lambda^{\beta}$) で表すことができ、Python の scipy の curve_fit を使用した。EW(H β) は、連続光成分を、H β の総 Flux 成分をガウスフィッティングから求めることで、 導出した。このとき、導出結果の妥当性を評価する 為、reduced chi square (χ^2_{red}) を採用する。 使用する Zackrisson モデルは、高赤方偏移の銀河 で多く見られる星の年齢が若く、低金属量 (Z<0.02) で、ダストが存在しないという仮定を置いてプロ ットされている。その為、ダストによる減光量を、 Balmer decrement(H α /H β)の値を用いて、Calzetti law(Calzetti et al. 2000)と SMC law(e.g., Prévot et al. (1984))から補正を行なった。ここで、高赤方偏 移銀河のダスト補正によく用いられている Calzetti law だけでなく金属量の少ない銀河の補正によく用 いられる SMC law も用いる理由は、得られる $f_{\rm esc}$ の 値を比較することで補正がどれほど結果を左右する のか確認する為である。

$$f_{int}(\lambda) = f_{obs}(\lambda) \times 10^{0.4 \times ((k(\lambda) \times A_V)/R_V)}$$
(2)

 $f_{obs}(\lambda)$ は観測値、 $k(\lambda)$ は図 2 の値、 R_V は SMC の 場合は 2.72、Calzetti の場合は 4.05 の値を使用した。 $H\alpha/H\beta$ の基準値を、Case B で T = 10,000 K とし た場合の値 ($H\alpha/H\beta=2.86$)として、 A_V を計算した。 この時用いる $H\alpha$ も、 $H\beta$ 同様にガウスフィッティン グを用いて導出した。



図 2: SMC と Calzetti の場合の減光曲線

また、その他の物理量として、測光データから 1500 Å での絶対等級 $M_{\rm UV}$ の導出も行った。使用したデー タは、6 $\leq z < 7.4$ の天体には NIRCam/F115W、 F150W、F200W、7.4 $\leq z < 10$ の天体には NIR-Cam/F150W、F200W、F277W の 3 フィルターの観 測値である。

3 Results

 $H\beta$ 輝線の S/N 比が clear-prism データで S/N > 5 かつ 6 $\leq z < 10$ の計 15 天体をサンプルとして選出 した。各サンプルの NIRSpec ID、赤経 (R.A.) 赤緯 (Decl.)、 z_{spec} 、2章の方法で得られた β と EW(H β) 及び M_{UV} の結果を、表1にまとめた。 β の値は、 σ

No.	NIRSpec ID	$RA \ [deg]$	Dec [deg]	$\mathbf{z}_{\mathrm{spec}}$	β	$EW_0(H\beta)$ [Å]	$M_{\rm UV} \ [{\rm mag}]$
1	17566	53.15610	-27.77588	6.102	-1.68 ± 0.07	58 ± 14	-20.11
2	18976	53.16660	-27.77240	6.327	-2.55 ± 0.09	148 ± 14	-19.12
3	18846	53.1349	-27.77271	6.335	-2.34 ± 0.05	183 ± 6.2	-20.06
4	18179	53.17582	-27.7745	6.335	-1.88 ± 0.10	59 ± 5.8	-19.26
5	16625	53.16905	-27.77883	6.631	-2.51 ± 0.07	270 ± 18	-18.72
6	3334	53.15138	-27.81916	6.706	-2.41 ± 0.14	94 ± 23	-18.53
7	4297	53.15579	-27.81521	6.713	-2.30 ± 0.19	323 ± 47	-18.42
8	10013609	nan	nan	6.929	-1.80 ± 0.11	181 ± 21	-
9	20961	53.13423	-27.76892	7.045	-2.70 ± 0.12	159 ± 22	-18.89
10	10013905	nan	nan	7.197	-2.58 ± 0.09	179 ± 19	-
11	10013682	53.16745	-27.7720	7.275	-2.03 ± 0.28	247 ± 83	-17.52
12	21842	53.15683	-27.76716	7.98	-2.50 ± 0.09	252 ± 23	-18.83
13	8013	53.16447	-27.80219	8.473	-1.72 ± 0.33	223 ± 29	-18.64
14	10058975	nan	nan	9.433	-2.59 ± 0.03	180 ± 9.9	-
15	6438	53.16736	-27.80751	9.689	-2.15 ± 0.07	99 ± 17	-19.84

表 1: サンプルの解析結果



 \boxtimes 3: β - $\log_{10}(EW(H\beta)) \boxtimes_{\circ}$ 左:Calzetti 補正結果。右:SMC 補正結果。

クリッピングした値を用いている。解析結果を図3 整合する天体は5天体 (No. 2, 6, 9, 10, 14) で、そ に示した、ここで縦軸は UV Slope β、横軸は対数ス ケールの等価幅 log₁₀(EW(Hβ)) [Å] である。黒数字 は解析結果、紫数字はダスト補正後の解析結果(10天 体:No.1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10)、薄いオレンジ点 は $4.5 \le z \le 8$ の銀河を用いた先行研究 (Mascia et al. 2023)の結果、 $f_{esc} = 0.0$ が赤線、 $f_{esc} = 0.5$ が黄 色線、 $f_{\rm esc} = 0.7$ が緑線、 $f_{\rm esc} = 0.9$ が青線で各色の 実線が Z=0.020、破線が Z=0.004、点線が Z=0.0004 の場合のモデル成分を示している。ダスト補正前の 15 天体を Zackrisson モデルと比較すると、モデルと を用いた時のダスト補正結果を示す。どちらの補正

のうち $z \sim 6$ が2天体、 $z \sim 7$ が2天体、 $z \sim 9$ が 1 天体となった (No.10 と No.14 の天体がほとんど同 じ位置にプロットされていることに注意)。また、モ デルと整合した4天体は0 ≤ f_{esc} < 0.5 の値を持つ ことを示し、残りの1天体は $f_{\rm esc} \approx 0.5$ の値を持つ ことを示した。

次にダスト補正後を含んだ15天体をZackrissonモ デルと比較する。図 3(左) では、Calzetti law を用い た時のダスト補正結果を、図 3(右) では、SMC law も、モデルと整合する天体は 6 天体と、 $z \sim 6$ の天 体が 1 天体 (No. 5) 増加した結果となった。しかし Calzetti law を用いた場合では、モデルと整合した 6 天体の内、3 天体は 0 $\leq f_{\rm esc} < 0.5$ の値を、1 天体は $f_{\rm esc} \approx 0.5$ の値を、残りの 1 天体は 0.7 $\leq f_{\rm esc} < 0.9$ の値を持つことを示した。Calzetti 補正後かつ、モデ ルと整合した天体の平均脱出率は、 $f_{\rm esc} = 0.5$ であっ た。その一方で SMC law を用いた場合は、モデルと 整合した 6 天体の内、4 天体が 0 $\leq f_{\rm esc} < 0.5$ の値 を、2 天体が $f_{\rm esc} \approx 0.5$ の値を持つことを示した。こ の結果から、Calzetti law の場合、SMC law に比べ 補正量が大きく効いていることがみてわかる。SMC 補正後かつ、モデルと整合した天体の平均脱出率は、 $f_{\rm esc} \sim 0.25$ であった。

またダスト補正が行えたにも関わらず、モデルから 大きく外れる天体が3天体 (No. 1, 4, 8) 見つかった。

4 Discussion

まず、JWST 以前の ξ_{ion} と f_{esc} と、JWST 校正後 の ξ_{ion} と Calzetti 及び SMC 補正後の f_{esc} を用いた 場合の $\xi_{ion} \times f_{esc}$ の値の比較を行う。JWST 以前の 場合、値は $\xi_{ion} = 25.2$ 、 $f_{esc} = 0.2$ で固定し、JWST 校正後は $\xi_{ion} = 25.5$ を用いる。結果、JWST 以前 は 5.04、Calzetti 補正後は 12.8、SMC 補正後は 6.38 という値が導出された。このことから、最も JWST 以前の ξ_{ion} と近い値を使用しても、再電離が早く終 わる可能性があることがあることが結果から示され た。ただし、本研究では再電離期銀河のサンプル数 が少ないことから、推定した f_{esc} が大きすぎる可能 性もある為、よりサンプル数を拡張する必要がある と考える。

最後にモデルと整合しなかった天体について考え ていく。ダスト補正後にも関わらず整合しなかった 3 天体は、βの値が大きすぎる為、fesc が負の値を示 してしまっている。整合しない理由の一つ目として、 サンプルが銀河ではなく AGN である可能性を考え た。今回、AGN と銀河の区別は、静止系波長 1549 Å に強い CIV 輝線が確認されるかどうかで選択を行っ た。結果、AGN 候補天体は No. 3, 7, 12, 14 の 4 天 体で、1 天体 (No. 14) を除いてモデルと整合してい ない天体であることがわかった。二つ目に、ダスト 補正が正しくない可能性を考えた。今回、物理量を 導出するのに全て clear-prism の分光データを使用し た。その為、分解能が小さくなり、本来測定したい 輝線以外の輝線成分が含まれた状態で測定されてい る可能性などが考えられる。今後は、より分解能の 高い分光データからより正確に各輝線の総 Flux を導 出することで、より正確な Balmer decrement の値 の導出を行う。また、Hγ 輝線が測定できず z > 7の 天体でダスト補正が行えなかったものもある為、今 後は他の輝線を用いる方法など別のアプローチでダ スト補正を行う必要があると考える。

5 Future Work

本研究では JADES Data Release 1 のデータのみ を使用して f_{esc} の推定を行ったが、2024 年 7 月現在 Data Release 3 のデータが公開されており、それに は GOOD-S 領域のみならず GOOD-N 領域の天体も 含まれている。今後、Data Release 3 の分光データ も使用することで、より大きな再電離期銀河のサン プルに拡張し、電離光子がどの赤方偏移や光度に寄 与しているかを推定することができると考えている。

Acknowledgement

本研究を進めるに当たり、ご指導ご鞭撻下さいま した山田亨教授 (宇宙科学研究所) に深く感謝の意を 示します。また、同研究室メンバーにもたくさんの アドバイスを頂きましたことを感謝いたします。

Reference

Bunker, A. et al. 2023, arXiv:2306.02467
Calzetti et al. 2000, ApJ, 533, 682
Eisenstein et al. 2023, arXiv:2306.02465
Eisenstein et al. 2023b, arXiv:22310.12340
Hainline et al. 2024, ApJ, 964, 71
Mascia S., et al., 2023, A&A, 672, A155
Muñoz et al. 2024, arXiv:2404.07250
Oke J. B., Gunn J. E., 1983, ApJ, 266, 713
Prévot et al. 1984, A&A, 132, 389
Rieke, M. et al. 2023, ApJS, 269, 16
Zackrisson et al. 2013, ApJ, 777,39

-index へ戻る

銀河 b12

M81銀河群における矮小銀河と若い星団の形成過程について

竹内 大晟

M81 銀河群における銀河相互作用と銀河形成

竹内 大晟 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科 宇宙物理理論研究室)

Abstract

今回は自身の研究に向けて、観測の論文である Steller Population and Structural Properties of Dwarf Galaxies and Young Stellar Systems in the M81 Group (Okamoto et al. 2019) と理論の論文である Constrains on the dynamical evolution of the Galaxy group M81 (Ohem et al. 2017) のレビューを行う。 M81,M82 及び NGC3077 では潮汐作用によってガスが本体から剥ぎ取られ、多数の若い恒星集団が存在して いることが知られている。これらの若い恒星集団は銀河相互作用による銀河間のガスストリーム中で星形成 が起こり形成されたのか銀河相互作用により元々存在した矮小銀河中で星形成が誘発され形成されたのか長 年議論されている。Okamoto et al. 2019 では、すばる望遠鏡の Hyper-Supreme-Cum を用いて M81 銀河 群の深部の測光測定を行い、赤色巨星分枝の集団がないことから古い恒星系が存在せず、ガスの潮汐デブリ中 で形成された新しい星の集団ではないかと考えている。Ohem et al. 2017 では M81、M82、及び NGC3077 の軌道について力学摩擦を考慮したテストパーティクルシミュレーションを行い、得られた軌道を用いて 3 つの銀河の N 体シミュレーションを行った。今後の研究では以上の N 体シミュレーションから得られた軌 道をもとに、流体などの条件を追加し、銀河間のガスストリーム中での星形成を圧縮性流体シミュレーショ ンコードである SWIFT で再現する。

1 Introduction

M81 銀河群は M81 を中心として M82.NGC3077 な どの銀河が含まれており、これらの銀河は銀河中心 から 50~100kpc までガスが広がっていることが知ら れている。これらのガスは M81, M82 及び NGC3077 の間の潮汐作用によって本体から剥ぎ取られ、多数 の若い恒星集団が存在している。これらの若い恒星 集団 (図1)は銀河相互作用による銀河間のガススト リーム中で星形成が起こり形成されたのか銀河相互 作用により元々存在した矮小銀河中で星形成が誘発 され形成されたのか長年議論されている。(Hopp & Schulte-ladbeck et al. 1987; Hill et al. 1993)。本研 究の目的はこの問題に対して銀河形成シミュレーショ ンで決着をつけることである。 HST(Habble Space Telescope) images と重元素量の測定から Holm IX, AL, BK3N, Garland については前者であると考え ている。Okamoto et al. 2019 ではすばる望遠鏡の Hyper-Supreme-Cum を用いて M81 銀河群の深部の 測光測定を行った。測定により主系列星、中心ヘリ ウム燃焼星、赤色巨星分枝それぞれの空間分布を導 き出した。赤色巨星分枝の集団がないことから古い 恒星系が存在せず、ガスの潮汐デブリ中で形成され た新しい星の集団ではないかと考えている。これを

実証する銀河形成の理論研究は行われていないため 本研究では流体計算を含む銀河形成シミュレーショ ンを行う。M81 銀河群近傍におけるガス分布は過去 における重要な銀河相互作用の痕跡を示しており、 81, M82, NGC3077 は少なくとも一回は相互作用し ていた必要がある。ダークマターハローは銀河と他 の銀河が遭遇した際、大きな力学摩擦を引き起こす。 (Ohem et al. 2017)では M81, M82, 及び NGC3077 の軌道について力学摩擦を考慮したテストパーティ クルシミュレーションを行った。得られた軌道を用 いて 3 つの銀河の N 体シミュレーションを行った。



図 1: M81 Group

2 Methods

(Ohem et al. 2017) では粒子メッシュコード RAM-SES(Teyssier 2002) を用いて N 体シミュレーション を行った。以下の表にテストパーティクルシミュレー ションから得られた、ランダムな初期位置と速度であ る。このモデルには計 1967000 個の粒子が使用され、 各粒子は 106M を表す。各銀河のダークマターハロー は NFW プロファイルに従う。Thomasson & Donner (1993) の結果から得られた MGC3077 と M82 が 500Myr 以内に 30kpc 以下の近距離点で接近したと いう COND 条件加えた。

				~	77	~
			Model 1728.2			
MN	20.33	-116.46	499.42	-15.04	M-67	-42.76
5682	398.33	-365.66	-1140.	-36.62	46.11	346.66
NOC 3877	-1358.	143636	200.22	178.35	-185.39	-32.89
			Model 1738-6			
100	13.66	400 TK	473.00	-3.82	10.76	142.50
MBD	-155.95	-1108.0	-1885.5	16.10	116.65	111-02
NGC 3873	29731	534.88	10.62	-15.93	-76.76	-2.57
			Model 1738-16			
MRI .	348.72	951.60	356.00	-27.67	- 41.71	-11.47
MRC	-225.68	-170.1	-97.43	20.66	73047	11.43
NGC 3873	-719.29	2008.89	61.04	65.30	-132.66	-13.59
			Madd 1729-633			
500	-18.84	201.05	283.00	-2.87	-12.41	-28.43
MAD	68.30	- 607.13	-516.50	-13.74	11.42	38.45
NOC WIT	- 54 %	14.55	-195.10	41.79	-12.13	10.12

図 2: Simulation Data

3 Results

COND 条件を満たすもののうち 3 体が束縛されて いた解はすぐに合体することが分かった。7Gyr 以内 に合体しない場合、すべての解は M82 と NGC3077 が束縛されておらず、遠方からきた軌道である。さ らに、M82 と NGC3077 が遠方から来るという軌道 を含まないために、一方が束縛されており、もう一 方が束縛されていないという解を導いた。COND 条 件が正しいと仮定すると、少なくとも一方の銀河は 遠方から飛来し、-7Gyr では束縛されていなかった と考えられる。また、銀河は今後 1~2Gyr 以内に合 体する可能性が高い。より長期間にわたって M81 銀 河群を存在させるためには、COND 条件を緩くする か、M81 銀河群のダークマターの量を減少させる必 要がある。

4 Conclusion

今後の研究では以上のN体シミュレーションから 得られた軌道をもとに、流体などの条件を追加し、銀 河間のガスストリーム中での星形成を圧縮性流体シ ミュレーションコードである SWIFT で再現する。

5 参考文献

Reference

Okamoto, S., et al. 2019, Steller Population and Structural Properties of Dwarf Galaxies and Young Stellar Systems in the M81 Group, ApJ, 872, 43.

Ohem, J., et al. 2017, Constrains on the dynamical evolution of the Galaxy group M81, MNRAS, 467, 3991.
--index へ戻る

銀河 b13

JWSTで近傍円盤銀河に見つかった多数のバブル構造の起源と電離領域ダイナミックス

小林 康大

JWST で近傍円盤銀河に見つかった多数のバブル構造の起源と 電離領域ダイナミックス

小林 康大 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

JWST による赤外線観測では、銀河内にバブル構造と呼ばれる数 pc から数 kpc の大きさに及ぶガスの希 薄な領域がシェル状や円形状の構造で確認されている。一方 ALMA による観測で,バブルとバブルがぶつ かっている箇所には巨大分子雲が存在していることが分かっており、その形成過程に関する理解は分子雲で の星形成や銀河進化について理解する上で決定的に重要であると考えられる。そうしたバブル構造形成の候 補として考えられているのが超新星残骸である。超新星残骸とは、超新星爆発により分子雲を破壊し星間物 質を周囲に掃き出すことで、内部に高温かつ希薄なガスが残った構造のことである。しかし、先行研究によ り,超新星爆発以前の星のフィードバックにより星形成領域での分子雲破壊が起こっていることが示唆され ている (Chevance et al. 2022)。そのため、バブル構造の形成には超新星爆発だけでなく星からのフィード バックも重要である可能性が考えられる。そこで、銀河の星形成が初期質量関数に従って行われると仮定し、 星の輻射によって形成する電離領域の体積や質量の頻度分布を作成した。その結果、銀河ガスの数十%以上 が星の輻射により電離されていることが確認された。本講演では、作成した星の形成する電離領域の頻度分 布などを用いて,超新星爆発および電離領域形成による大質量星のフィードバックのそれぞれの寄与を考察 し、バブル構造の形成過程を議論する。

1 Introduction

JWST による赤外線観測では、銀河円盤内には数 pc から数 kpc の大きさに及ぶガスの希薄な領域が シェル状や円形状の構造で確認されており、この構 造はバブル構造と呼ばれている。バブル同士の衝突 箇所では巨大分子雲が観測されており、星形成過程 や銀河進化について理解をする上で、バブル構造の 起源の解明を行うことは非常に重要であるといえる。 バブル構造の起源の主な候補として考えられている のが超新星残骸である。超新星残骸とは、星が超新 星爆発を起こすことで、超音速で飛び出した星の外 層が周囲の分子雲中に衝撃波を生じることで形成さ れる天体のことである。また、超新星残骸の内部に は衝撃波によって加熱された高温かつ希薄なガスが 含まれている。一方で、超新星爆発による分子雲破 壊以前に星からのフィードバックにより星形成領域 での分子雲破壊が起こっていることが示唆されてい る (Chevance et al. 2022)。このことから、バブル構 造の形成には超新星爆発だけでなく星からのフィー ドバックも重要であると考えられる。

本研究では、星によって形成される H II 領域に着 目することで、H II 領域がバブル構造へどの程度寄 与を与えるかについて考察を行う。

2 Methods

2.1 Strömgren 半径

大質量星では表面温度が十分に高温であるため、大 量の紫外線を放出する。これにより、大質量星周辺 の水素ガスは 912Å よりも短波長 ($h\nu > 13.6 \text{ eV}$)の 紫外線によって電離し H II 領域を形成する。

大質量星の周囲の星間微粒子の存在を無視すると、 H II 領域は球対称 (Strömgren 球) に形成され、領域 内部では定常であれば電離と再結合がつり合ってい る。このときの H II 領域の半径を Strömgren 半径と 呼ぶ。

H Ⅱ領域は2段階に分かれて膨張が進行する。第 1段階の膨張は星周辺の電離ガスの量が非常に少な いために、再結合がはあまり起こらず、H Ⅲ領域は 急激に膨張する (R型膨張)。第2段階の膨張では R 型膨張での領域内部の圧力増加に伴う膨張が起こり、 長時間にわたり徐々に H Ⅲ領域が広がっていく (D 型膨張)。圧力増加の理由としては、領域内の中性水 素が電離したことにより粒子数密度はほぼ倍増した ことに加え、領域内のガスは紫外線吸収により温度 が上昇してるためである。

これら2段階の膨張についてそれぞれ見ていく。

2.1.1 R型膨張

R 型膨張について考える。R 型膨張は急速に進む ため、時間発展に関しては考慮せずに Strömgren 半 径の初期半径を与えることとする。

H II領域が球対称に形成されるとき、単位時間あたりに星から放射される電離光子数を $S_{\rm UV}(M_*)$ 、水素ガスの数密度を $n_{\rm H}$ 、Strömgren 半径を $R_{\rm S}$ 、星の半径を R_* 、水素イオンの基底状態以外の準位に自由電子が再結合する割合を α (再結合係数)とするとこれらは以下の関係式で表される。

$$S_{\rm UV}(M_*) = \int_{R_*}^{R_{\rm S}} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \alpha n_{\rm H}^2 r^2 \sin\theta \, dr d\theta d\phi, \quad (1)$$

左辺は単位時間あたりの電離光子数、右辺は単位時 間あたりの再結合数である。星の半径 *R*_{*} が *R*_S と比 較して十分に小さいとすると *R*_S は、

$$R_{\rm S} \simeq \left(\frac{3S_{\rm UV}(M_*)}{4\pi\alpha n_{\rm H}^2}\right)^{1/3},\qquad(2)$$

と表せる。電離光子数 $S_{\rm UV}(M_*)$ の質量依存性は (Diaz-Miller et al. 1998)を用いて計算を行った。

2.1.2 D型膨張

D 型膨張における時間発展を考える。初期の Strömgren 半径を R_S とすると D 型膨張による電離半 径 R_{IF} の時間依存性は (Hosokawa & Inutsuka 2006) より、

$$R_{\rm IF}(t) = R_{\rm S} \left(1 + \frac{7}{4} \sqrt{\frac{4}{3}} \frac{C_{\rm H_{\rm II}} t}{R_{\rm S}} \right)^{4/7}, \qquad (3)$$

と表される。C_{H_{II}} は H II 領域の音速である。

2.2 膨張時間

H Ⅱ領域の膨張は領域内部と周囲のガス領域との 圧力平衡により終了する。本研究では膨張時間が星 の寿命と等しいと考え計算を行った。主系列星の寿 命 *τ* は星の光度 *L*_{*} を用いて

$$\tau_{\rm life} \sim \frac{0.1 \times 0.007 M c^2}{L_*} \sim 10^4 \frac{M_*/M_{\odot}}{L_*/L_{\odot}} [\rm Myr], \quad (4)$$

と表される。光度 *L*_{*} の質量依存性は (Eker et al. 2018) を用いて計算を行った。

2.3 初期質量関数

星の寿命はその質量に依存しており、寿命の補正 を行い寿命の依存性のない星の質量頻度分布のこと を初期質量関数 (IMF) と呼ぶ。

 $M_* \rightarrow M_* + dM_*$ に含まれる銀河内の星の個数を dn_* とすると IMF の大質量星側には

$$\frac{dn_*}{dM_*} \propto M_*^{-\beta} (2 < \beta < 3), \tag{5}$$

の関係がある。IMF に従って星形成がなされるとす ると、前述の dn_{*} を質量 M_{*} の星が単位時間あたり に生まれる数として、十分時間経過後に銀河に存在 する質量 M_{*} の星の総数は

$$N_*(M_*) \simeq \frac{dn_*}{dM_*} \tau_{\text{life}} dM_*, \qquad (6)$$

と計算される。

3 Results

上記の計算式を用いて作成した H II 領域のヒスト グラムを図 1 に示す。初期条件として、数密度 $n_{\rm H} =$ 10 cm⁻³、星形成率 $\dot{M}_{\rm SFR} = 1.0 M_{\odot} \, {\rm yr}^{-1}$ 、質量依 存度 $\beta = 2.5$ を与えた。また、星の質量は 3.0 $\leq M_*/M_{\odot} \leq 100$ の範囲で計算を行った。



図 1: HII 領域の頻度分布。横軸は領域の半径 [pc]、 縦軸は領域の数を表している。

図1より、HII領域の半径のピークはおよそ8 pc であることがわかる。このことより、単一の星の形 成する HII領域で数 pc 程度のバブル構造を再現す ることが可能と示された。また、 $30M_{\odot}$ 以下の星が 頻度分布の大部分を決めていることが分かった。さ らに、HII領域全体の体積はおよそ $6.0 \times 10^9 \text{ pc}^3$ で あり、銀河円盤体積 ($\sim 10^{10} \text{ pc}^3$)の数 10%を占めて いることも分かった。

また、図 2 は H II 領域の体積を質量ごとに比較したものであり、H II 領域全体の体積の内 40%が 3.0 $\leq M_*/M_{\odot} < 4.0$ の星の形成する H II 領域であった。



図 2: HII 領域の体積の比較。緑は $3.0 \le M_*/M_{\odot} <$ 4.0 の星の形成する体積の割合 [%]、赤は 4.0 $\le M_*/M_{\odot} \le 100$ の星の形成する体積の割合 [%] を示 している。

4 Discussion

観測されている銀河のバブル構造と今回の結果を 比較し考察を行う。 $3M_{\odot}$ から $100M_{\odot}$ までの星の総 数はおよそ 2×10^6 であるのに対して、実際のバブル の数は $10^3 \sim 10^4$ 程度 (Watkins et al. 2023)であり 星の総数の0.1%から1%程度となっている。その一 方で、H II 領域が円盤体積を占める割合は数10%で あることがわかっている。

このように、前節で得られた結果は現実のバブル 構造と異なる点がいくつか見られた。これらについ てより詳細な解析を行うためには3次元輻射流体シ ミュレーションを行う必要があるため、輻射輸送計 算コードの開発を行った。

4.1 輻射輸送計算手法の開発

ここでは、私の開発したメッシュ法を用いた輻射 輸送計算での光学的厚み計算モデルについて紹介す る。計算コードとして Athena++(Stone et al. 2020) を用いた。光学的厚みτは光源との直線経路での不 透明度κを積分することで求められる。したがって

$$\tau = \int \kappa ds = \sum \kappa \Delta s, \tag{7}$$

と表される。数値計算上での光学的厚みの計算では Δs を細かくとることでより正しく計算することがで きるが、計算コストが増加するという問題が生じる。 また、光源付近で誤差が生じると全領域で中心での 誤差が引き継がれてしまうという問題が生じる。

これらの問題に対して、 κ を粗視化し Δs を大きく することで計算回数を減らすこととした。また、光 源付近での誤差については、光源付近での Δs を小 さくし精度を高くして計算を行うこととした。 図3は距離ごとの不透明度の解像度を表した模式図 である。図3を例に光学的厚み τ を計算する際の Δs の決め方を考える。点Aは光源からの距離がRとす る。高解像度距離 r_{reso} を設定することで、 Δs を固定 した値を用いるのではなく r_{reso} の値に応じて光源か らの距離rで用いる Δs を変更する。ここでのrは光 源からRまでの途中地点での距離であり $0 \le r \le R$ である。また、具体的に用いる Δs の値は、

$$\Delta s = \begin{cases} \Delta s_0 & (0 \le r < r_{\rm reso} \Delta s_0) \\ 2\Delta s_0 \left(r_{\rm reso} \Delta s_0 \le r < r_{\rm reso}^2 \Delta s_0 \right) \\ 4\Delta s_0 \left(r_{\rm reso}^2 \Delta s_0 \le r < r_{\rm reso}^3 \Delta s_0 \right) \\ 8\Delta s_0 \left(r_{\rm reso}^3 \Delta s_0 \le r \le R \right) \end{cases}$$
(8)

とした。テスト計算では計算に最適な r_{reso} の値を求 める。



図 3: 計算で用いる不透明度の解像度を示した模式 図。光源付近ほど細かなメッシュ、遠方ほど粗いメッ シュを用いる。

4.2 テスト計算

上記の計算手法を用いてテスト計算を行う。初期条件として光源を座標中心とし、 $\kappa = 10^3/(r+1)^2 \,\mathrm{pc}^{-1}$ 、 $\Delta s_0 = 1/64 \,\mathrm{pc}$ として計算を行った。光学的厚みの 解析解 τ_{analytic} は

$$\overline{r}_{\text{analytic}} = 10^3 r / (r+1) \tag{9}$$

で与えられ、本テスト計算では $au_{analytic}$ と数値解の 誤差を評価する。

図4は光源からの距離と計算誤差との関係を示している。 $r_{reso} = 2,3$ では距離が増加するごとに計算 誤差が成長していることが見て取れる。その一方で、 $r_{reso} \geq 5$ では計算誤差の成長は小さく距離にかかわら ず誤差は0.2%以内であった。また、 $\boxtimes 5$ は(x, y, z) =(1.0, 1.0, 1.0) における計算誤差と計算時間の関係を 示している。 r_{reso} を増加させた際に、 $r_{reso} = 2, 3, 4$ では誤差の減少量と比較して $r_{reso} \ge 5$ では誤差の減 少量は少ないことがわかる。

これらの結果より、本テスト計算では $r_{reso} \ge 5$ で 正しく計算が行えているとした。また、計算コスト の観点より計算時間の最も少ない $r_{reso} = 5$ が最適で あると判断した。



図 4: r_{reso} ごとの計算誤差と光源からの距離の関係。 横軸は光源からの距離 [pc]、縦軸は計算誤差 [%] を 表している。



図 5: (*x*,*y*,*z*) = (1.0, 1.0, 1.0) における *r*_{reso} ごとの 計算誤差と計算時間の関係。横軸は計算時間 [ms]、 縦軸は計算誤差 [%] を表している。

5 Conclusion

本研究で作成した銀河における星の作る H II 領域 の頻度分布では、半径がおよそ 8pc でピークとなる という結果が得られた。また、星の形成する H II 領 域は銀河の大部分を占めており、H II 領域で大きな 影響を与えているのは低質量側の星であり、 $3.0 \leq M_*/M_{\odot} < 4.0$ の星が H II 領域全体の 40%以上を占 めているという結果となった。また、輻射輸送計算 では数値計算上の誤差を 0.2%以内かつ効率的に計算 できることが確認できた。

今回の計算では銀河における星の分布を考慮でき ておらず、星同士の H II 領域の重なりを考慮できて いないことから実際の銀河におけるバブル分布の再 現には至っていない。今後は開発したコードを用い て輻射圧、光電離の効果を取り入れた流体シミュレー ションを行うことでより詳細なバブル構造の起源解 明に迫る予定だ。

Reference

- [1]Chevance, M., Kruijssen, J. M. D., Krumholz, M. R., et al. 2022, MNRAS, 509, 272
- [2]Diaz-Miller R. I., Franco J., Shore S. N., 1998, ApJ, 501, 192
- [3]Eker, Z., Bakıs, V., Bilir, S., et al. 2018, MNRAS, 479, 5491
- [4]Hosokawa, T., & Inutsuka, S. I., 2006, ApJ, 646, 240
- [5]Inutsuka, S. I., Inoue, T., Iwasaki, K., & Hosokawa, T., 2015, A&A, 580, A49
- [6]Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., & Felker, K. G., 2020, ApJS, 249, 4
- [7]Watkins, E. J., Barnes, A. T., Henny, K., et al. 2023, ApJL, 944, L24

-index へ戻る

銀河 b14

種族合成法を用いた SED 銀河進化モデルの検証

曹 愛奈

種族合成法を用いた SED 銀河進化モデルの検証

曹 愛奈 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河のスペクトルエネルギー分布 (SED: spectral energy distribution) は銀河の星形成史、恒星の総質量や 金属量、ダストやガスの状態などの物理量の情報を反映している。しかし、銀河の SED が持つ物理的情報量 を求めるために SED モデルを構築し、観測データと一致させることは困難であった。そこで星の進化理論の 大幅な発展により、銀河の SED をモデル化する手法として種族合成法 (SPS: stellar population synthesis) が用いられるようになった。本講演では、Conroy (2013)のレビューを行い、実際に種族合成法による SED 銀河進化モデルを再現した。まず、同じガス雲から形成された同じ年齢と金属量の星の集団 simple stellar population (SSP) を取り上げる。SSP は星スペクトル、isochrone (等時曲線)、IMF (initial mass function: 初期質量関数) で構築されており、特定の星団や非常に単純な星形成史を持つ銀河の物理量の推定に適してい る。次に、複数の異なる年齢や金属量を持つ星の集団を組み合わせた composite stellar population (CSP) について解説する。CSP は、SSP に星形成史とダストによる減光と放射のモデルを合わせて考慮したモデ ルで、広い波長範囲の銀河の SED モデルを得るために極めて有用である。最後に、 Bruzual & Charlot (2003) による種族合成コード Bagpipes (Carnall et al. 2018) を用いて近傍銀河 NGC0337 の SED 銀河進 化モデルを構築し観測データとのフィッティングを行った。その結果、恒星質量が約 10^{10.4} M_☉、金属量が 約 0.005 Z_{\odot} 、ダスト質量が約 $10^{6.9}$ M_{\odot} と推定された。また、SFH モデルをau モデル、delayed au モデル、 nonparametric モデルと仮定して、それぞれ SED-fitting を行い、その結果を比較した。それぞれの結果に 対して情報量基準 AIC、BIC を計算すると、3 つのモデルのうち delayed τ モデルが"良い"モデルとして評 価された。

1 Introduction

銀河は星、ダスト、ガス、ダークマター等を含む 自己重力系であり、内部で様々な物理現象が起きて いる。それらを理解するために、銀河のスペクトル エネルギー分布 (SED: spectral energy distribution) が用いられる。SED は銀河の星形成史 (SFH: star formation history)、恒星の総質量や金属量、ダスト やガスの状態などの物理量の情報を反映している。し かし、星の進化理論への理解が十分でなかった時代、 銀河の SED モデルを構築して観測結果と一致させる ことは困難であった。

Conroy (2013) は種族合成 (SPS: stellar population synthesis) による SED 銀河進化モデルを構築 する一連の流れと必要な物理量の情報を紹介してい る。紫外線と赤外線のスペクトル領域では、星からの 光だけではなく、ダストも重要な役割を持っている。 なぜなら、ダストは星から放射される多くの紫外線 の光を吸収および散乱し、赤外線として再放射する からである。また、銀河の SED モデルを構築するた めには、SFH モデルを仮定する必要がある。SFH に はパラメトリックなモデル (Carnall et al. 2019) や、 nonparametric なモデル (Leja et al. 2019) など様々 な種類が存在する。

本研究では、SED-fitting による銀河の物理量推定 だけではなく、異なる SFH モデルを仮定した SEDfitting 結果の比較も行った。

2 Methods

SPS は、恒星の集団からなる銀河や星団などの天体の光度、色、スペクトルの特性をモデル化する手法である。まずは単一種族 (SSP: simple stellar population) モデルについて、次に複合種族 (CSP: composite stellar population) モデルについて解説する。 図 1 に SPS の概要を示す。

SSP モデルの構築 2.1

SSP は、同じガス雲から形成された同じ年齢と金 属量を持つ星の集団である。SSP は星スペクトル、 isochrone (等時曲線)、IMF (initial mass function: 初期質量関数)の3つの要素で構築され、以下のよ うに組み合わされる:

$$f_{\rm SSP}(t,Z) = \int_{m_{\rm lo}}^{m_{\rm up(t)}} f_{\rm star}[T_{\rm eff}(M), \log g(M)|t,Z] \Phi(M) dM$$
(1)

M は初期恒星質量、 $\Phi(M)$ は IMF、 f_{star} は星のス ペクトル、fssp は時間と金属量に依存する SSP のス ペクトルである。積分の下限値 mlo は通常、水素燃 焼の限界 (≈ 0.1M_☉) とされ、上限値は恒星の進化に よって決定する。isochroneとは、星の進化理論から 与えられる HR 図上における恒星の分布である。よ く利用されるモデルとして、Padva (e.g., Bertelli et al. 1994) や BaSTI (e.g., Pietrinferni et al. 2004) モ デルがある。isochrone は、ある年齢 t と金属量 Z に 対する恒星の有効温度 Teff、重力加速度 log g、およ び質量 Mの関係を決定する。IMF は、星が生まれる とき、どのような質量の星がどのような頻度で生まれ るか表す関数である。太陽近傍の IMF は、Salpeter (1955)の研究結果がよく用いられる。Salpeter は、 $dN/dM \propto M^{-\alpha}$ というべき乗をとり、 $\alpha = 2.35$ を 得た。しかし、 $M < 1M_{\odot}$ では Salpeter の IMF に 従わない。その後、太陽近傍の IMF が再評価され、 小質量範囲では α が小さくなっていることが明らか にされた (e.g., Kroupa 2001)。

CSP モデルの構築 2.2

CSP は、異なる年齢や金属量を持つ星の集団であ る。SSP を SFH で重み付けし、ダストの影響も考慮 すると以下の通り表すことができる:

$$f_{\rm CSP}(t) = \int_0^t \int_0^{Z_{\rm max}} ({\rm SFR}(t-t')P(Z,t-t')f_{\rm SSP}(t',Z)) e^{-\tau_d(t')} + Af_{\rm dust}(t',Z))dt'dZ \quad (2)$$

伴って変化する量である。時間に依存するダストの 減光は、ダストの光学的深さ Td(t') によってモデル化 される。ダストの放射は関数 f_{dust} に含まれており、 A は任意の正規化定数である。また、SFH は通常、 単純な形式が採用される。最も一般的なモデルは指 数関数的減衰モデル (τ モデル) で、SFR $\propto e^{-t/\tau}$ と 表される。ここで τ は星形成率が減少するタイムス ケールである。



図 1: SPS の概要。SSP モデルは isochrone にした がって、星のスペクトルを取得し、IMF で重み付け して足し合わせることで構築される。CSP は SSP を SFHで重み付けして足し合わせることで構築される。 また、ダストの減光と放射を組み合わせることもあ る (Conroy 2013)。

Bagpipes を使った SED-fitting 2.3

本研究では、観測データとして GALEX、2MASS、 Spitzer、IRAS、SDSS、WISE を取得した。観測デー タと種族合成コード Bagpipes (Carnall et al. 2018) を用いて、近傍銀河 NGC0337 に対して SED-fitting を行った。Bagpipesは、Bruzual & Charlot (2003) ここで積分変数は、恒星集団の年齢 t' と金属量 Z で の SSP モデルを採用している。SFH は τ モデル、ダ ある。金属量分布 P(Z,t – t') は星形成率の変遷に スト減光は Calzetti et al. (2000) のモデル、ダスト放 射は Draine & Li (2007) のモデルを採用した。以降、 redshift は Springob et al. (2005) より z = 0.005504とした。また、星形成が始まってからの時間を 10Gyr と仮定している。その他のパラメータの事前分布は 表 1 に示した。Av は V バンドにおけるダストの減光 量、 q_{PAH} 、 U_{min} 、 γ はダスト放射モデルのパラメータ で、それぞれ PAH 質量分率、星光度の下限値、 $U > U_{\text{min}}$ で星の光によて加熱されたダストの割合である。 M_* は恒星質量を表している。

Parameter	Range	Prior
Av/mag	(0, 4)	一様
q_{PAH}	(0.2, 4)	一様
U_{\min}	(0.1, 10)	一様
γ	(0, 10)	一様
$M_*/{ m M}_{\odot}$	$(10, 10^{15})$	対数
$Z/{ m Z}_{\odot}$	(0, 2.5)	一様
τ [Gyr]	(0.3, 10)	一様

表 1: 各パラメータの事前分布。

3 Results

NGC337 の観測データに対して SED-fitting した 結果を 図 2 に、そのときの残差を 図 3 に示す。



図 2: 紫外線から赤外線までの 29 バンドの観測デー タと構築した SED モデルをフィッティングした結果。

表2より、 q_{PAH} (PAH 質量分率)、 U_{\min} (星光度の下限値)、 γ ($U > U_{\min}$ で星の光によて加熱されたダストの割合)の値をを用いること、でダストの質量を求めることができ、その結果 $\log_{10}(M_{\text{dust}}/\text{M}_{\odot}) \approx 6.93$ となった。また、推定された SFH は 図4 に示している。



図 3: 観測データと構築した SED モデルのずれ (残 差)をプロットした図。

Parameter	16th	50th	84th
Av/mag	0.674	0.689	0.705
q_{PAH}	2.637	2.823	2.999
U_{\min}	3.105	3.374	3.678
γ	0.120	0.136	0.148
$\log_{10}(M_*/\mathrm{M}_{\odot})$	10.396	10.428	10.446
$Z/{ m Z}_{\odot}$	0.002	0.005	0.012
τ [Gyr]	5.729	6.142	7.017

表 2: SED-fitting によって推定された NGC0337 の 物理量。それぞれ 16th,50th,84th percentiles の結果 を記載している。



図 4: *τ* モデルを仮定してフィッティングしたとき の事後分布 SFH。黒い線は中央値を、灰色の部分は 16th-84th percentiles を示している。

4 Discussion and Future work

SFHを推定する際、 τ モデルを採用してフィッティ ングを行ったが、本議論では異なる SFH モデルを仮 定して SED-fitting を行い、その結果を比較した。 τ モデルの他に、 τ モデルを拡張した delayed τ モデル (SFR $\propto te^{-t/\tau}$) や nonparametric (continuity) モデ ルを用いて、ぞれぞれ SED-fitting を行った。その結 果を図 3、推定された物理量を 表 3 に示す。恒星質 量、金属量の値は異なる SFH モデルの選択により、 それぞれ最大で約 0.087dex、約 0.22dex の差が生じ た。その他の物理量の値の差は 0.01dex 以下であっ た。また、情報量基準 AIC と BIC を用いることで 3 つの SFH モデルの評価した。モデルのパラメータ数 を増やすほど、観測データとの適合度は高くなるが、 overfitting になっている可能性がある。この問題を 避けるために、モデルを評価する基準として AIC と BIC があり、以下の式 3.4 を用いた:

$$AIC = n \ln\left(\frac{RSS}{n}\right) + 2k \tag{3}$$

$$BIC = n \ln\left(\frac{RSS}{n}\right) + k \ln n \tag{4}$$

ここで、nはデータ数、RSSは残差の平方和、kは パラメータ数である。各モデルに対して AIC、BIC を算出し、より小さい値となるモデルが適切と評価 することができる。表4より、 τ モデルとほとんど差 はないが、delayed τ モデルが統計学的な根拠を有す る基準によって"良い"と評価された。nonparametric モデルは自由度が高いが、 τ モデルや delayed τ モ デルと比較すると、overfitting の傾向であることが 示唆される。

Parameter	tau	delayed tau	continuity
Av/mag	0.684	0.692	0.710
q_{PAH}	2.823	2.811	2.793
U_{\min}	3.374	3.364	3.336
γ	0.136	0.137	0.137
$\log_{10}(M_*/{ m M_\odot})$	10.428	10.396	10.341
$Z/{ m Z}_{\odot}$	0.005	0.004	0.003
τ [Gyr]	6.142	2.829	-

表 3: 各 SFH モデルを用いた物理量の推定結果の比 較。すべて中央値を記載している。

SFH モデル	k	AIC	BIC
τ	7	-80.27	-70.70
delayed τ	$\overline{7}$	-80.84	-71.27
nonparametric (continuity)	10	-76.76	-63.09

表 4: 3 つ異なる SFH モデルを仮定してそれぞれ SED-fitting したときの AIC、BIC を算出した結果。

真の銀河の物理量が分からない場合、どの SFH モ デルが bias の少ない推定結果を出すのか判断するこ とは困難である。今後、シミュレーションデータを 用いることで、異なる SFH モデルが SED-fitting に 与える影響を評価する必要がある。



図 5: 3つの SFH モデルの比較。nonparametric (continuity) モデルの時間 bin は、0 < t < 10Myr、 10 < t < 100Myr、100Myr < t < 1Gyr、1 < t < 5Gyr、5 < t < 10Gyr とした。各時間ビンにおける $x = \log(SFR_n/SFR_{n+1})$ の事前分布として student'st 分布を採用した。student's-t 分布の PDF の自由度 は 2、スケールパラメータは 0.1 としている。

5 Conclusion

SED 銀河進化モデルを構築する一連の流れと必要 な物理量の情報を紹介した。さらに本研究では、近傍 銀河 NGC0337 に対して SED-fitting を行い、銀河の 物理量を推定した。また、SFH モデルについて、 τ モ デル、delayed τ モデル、nonparametric (continuity) モデルを用いて SED-fitting を行った結果の比較を 行った。今後は、lognormal モデルや double power law モデルなど、異なる SFH モデルを用いた SEDfitting が銀河の物理量の推定に与える影響について、 シミュレーションデータを用いて調査を進めたい。

Reference

Conroy C., 2013, ARA&A, 51, 393.
Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000.
Carnall A. C et al. 2018, MNRAS, 480, 4379.
Bertelli G et al. 1994, A&AS, 106, 275
Pietrinferni A et al. 2004, ApJ, 612, 168.
Salpeter E. E., 1955, ApJ, 121, 161.
Kroupa P., 2001, MNRAS, 322, 231.
Springob C. M et al. 2005, ApJS, 160, 149.
Calzetti D et al. 2000, ApJ, 533, 682.
Draine B. T., Li A., 2007, ApJ, 657, 810.
Carnall A. C et al. 2019, ApJ, 873, 44.
Leja J et al. 2019, ApJ, 876, 3.

-index へ戻る

銀河 b15

Jackknife 法を用いたより高精度な重力レンズ解析法の 確立

西田 峻

Jackknife 法を用いたより高精度な重力レンズ解析法の確立

西田 峻 (千葉大学大学院 融合理工学府 先進理化学専攻物理学コース)

Abstract

重力レンズの解析によって推定されるレンズ天体のマスモデルは、ハッブル定数などの物理量が計算できるため、そ の正確性は非常に重要である。重力レンズの解析では、仮定したモデルから予言される複数像の位置が観測結果に合 うように、マスモデルのパラメータを動かすことでモデルフィットしている。しかし、従来のマスモデルの妥当性の 評価方法は十分でない。なぜなら、レンズ天体のダークマターの複雑なサブストラクチャーによる複数像の位置の測 定誤差の正確な値が不明であるため、測定誤差が含まれている最尤推定量の値に不定性が生まれてしまうからだ。そ こで、新たな評価法として Jackknife 法を提案する。Jackknife 法は、モデルフィットに用いる重力レンズの複数像の うち一部を取り除き、取り除いた複数像を再びどれほど予言できるかチェックする方法である。シンプルなモデルで シミュレーションした結果、Jackknife 法でうまくいき、実際の観測結果に対しても Jackknife 法が有効であることが 確認できた。また、Jackknife 法によって MCMC による誤差推定の妥当性を評価できる可能性についても議論する。

1 Introduction



図1 重力レンズの例 (Abell370, 出典: HubbleSite)

図1はハッブル宇宙望遠鏡が撮影した Abell370 と いう銀河団による重力レンズである。手前の銀河団 によって背景の銀河が歪んでいるのが分かる。この ように、重力レンズは時空の歪みが可視化されてい る現象である。図2のように、観測者、レンズ天体、 ソース天体と並んでおり、ソース天体の光は、銀河団 などのレンズ天体の強烈な重力によって曲がる。観 測者には見かけの光路を通ったソース天体の光が届 くため、ソース天体の位置がずれて見える。これを 重力レンズ効果と呼ぶ。

図2で、βがソース天体の位置ベクトル、θが複数 像の位置ベクトルであり、αが観測者から見た曲が り角を表している。この図からも分かるように、

$$\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\alpha} \tag{1}$$



図 2 重力レンズ

が成り立っていることが分かる。これをレンズ方程 式という。*α* はレンズポテンシャルの勾配をとった もの、つまり

$$\boldsymbol{\alpha}(\boldsymbol{\theta}) = \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{\theta}} \, \boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{\theta}) \tag{2}$$

になっている。ここで

$$\phi(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int d\boldsymbol{\theta}' \,\kappa(\boldsymbol{\theta}') \log |\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}'| \qquad (3)$$

$$\kappa(\boldsymbol{\theta}) = \frac{\Sigma(\boldsymbol{\theta})}{\Sigma_{\rm cr}} \tag{4}$$

である。レンズポテンシャルの中の κ が収束場と呼 ばれる。収束場の分子の $\Sigma(\theta)$ が質量分布で分母の Σ_{cr} が臨界面密度と呼ばれる。すなわちレンズポテ ンシャルは質量分布に依存している。よって、ソー ス天体の位置 β と、レンズ天体の質量分布を仮定す ることで、レンズ方程式 (1) は θ の方程式となり、 θ について解くことができる。この解は一意ではなく、 複数の解があり、これは分裂した複数の像 (複数像) 2024 年度 第 54 回 天文·天体物理若手夏の学校

が見えることに対応している。つまり、重力レンズ 解析では、観測結果を再現するような質量分布を見 つけることで、レンズ天体の質量分布を推定するこ とが可能になる。重力レンズ解析によって得られた 質量分布によって、増光率、ハッブル定数などの物理 量を推定をすることが可能である。そのため、正確 な物理量を得るためには、正確な質量分布を得るこ とが極めて重要になる。

2 重力レンズ解析の手順

重力レンズ解析について具体的に説明する。

- 1. 観測された複数像の赤方偏移や位置などを得る。
- マスモデルを仮定する。ソース天体、レンズ天体を仮定し、パラメータを指定する。この段階ではモデルから予言される複数像の位置は観測からずれている。
- 2で設定したパラメータを動かして、観測に合う ようなマスモデルを最適化する。最適化後には、 モデルから予言される複数像は観測と一致する ようになっている。

最適化には最小二乗法を用いる。複数像 N 個のデー タ点 $\theta_i^{\text{obs}} = (x_i, y_i)$ を、M 個のパラメータを持つマ スモデルで当てはめることを考える。このとき、当 てはめの良さを表す基準として

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{|\boldsymbol{\theta}_i^{\text{obs}} - \boldsymbol{\theta}_i^{\text{model}}(a_1, \cdots, a_M)|}{\sigma_i^2} \qquad (5)$$

を用いる。これは、観測値とモデル値の差を測定誤 差 σ で割ったものの二乗を全複数像について足し合 わせたものである。この χ^2 を最小にするようにパラ メータを決定していく。モデルが「正しい」ほど、 χ^2 の最小値の確率分布は自由度 $\nu = 2N - M$ の χ^2 分 布に従うことが知られている。モデルが妥当かどう かの判断は、 χ^2 分布が自由度 ν 付近でピークを持つ ことを利用して、最小化した χ^2 を自由度 ν で割った 値である reduced chi-square がおおよそ 1 付近でか どうかで判断する。これが現在の評価方法である。

ここで、この"reduced chi-square"による評価方法 の問題点を述べる。重力レンズ解析の難しさの1つ として、現実の銀河団のダークマター分布が複雑で あるということが挙げられる。ダークマターハロー の内部には複雑なサブストラクチャーがあり、それ らが複数像の位置にいくらかの影響を与えていると 考えることができる。ただし、解析においてこのよ うな複雑さを完全に再現するのは不可能なので、こ の影響は測定誤差 σ に含ませている。ここで、「正し い」 モデルは、複雑さを正確に含んだ σ を仮定してい るモデルで、これ σ_{eff} とする。一方「正しくない」モ デルは、複雑さを正確に含んでいない $\sigma_{\rm eff}$ でない σ を測定誤差として仮定しているモデルである。この 「正しくない」モデルは、σの不正確さを補うために マスモデルに摂動を加えて、無理やり観測に合わせ ているモデルである。これをオーバーフィットして いるモデルという。しかし、どのくらい複数像の位 置に影響を与えるか分からないので、σ_{eff}の正確な値 は不明である。このため、 χ^2 の分母の測定誤差 σ を 変えることで χ^2 の値を調整し、reduced chi-square を1程度にすることが可能になる。つまり、現在の reduced chi-square の評価は、そもそも測定誤差 σ の正確な値が不明であるためほぼ意味がないものに なっている。

そこで、新たな判断基準として、モデルの予言能力 をチェックすることを考える。予言能力をテストす るのに、Jackknife 法を用いる。これはモデルフィッ トに使う複数像のうち一部を取り除き、その取り除 いた複数像を再びどれほど予言できるかチェックす るという方法である。仮定した測定誤差を σ、取り 除いたモデルで予言される複数像の位置と観測値か らの差 σ_{new} とすると、「正しい」モデルならば、取 り除いた複数像を再び計算したとき σ_{new} は仮定した 測定誤差 σ 以内である期待できる。一方、オーバー フィッテングしている「正しくない」モデルは、予言 能力が低いために、 σ_{new} は仮定した測定誤差 σ より 大きいものであると期待できる。つまり $\sigma_{
m new}/\sigma$ が 1程度なら「正しい」、1 より比較的大きいなら「正し くない」と判断することができる。今回の研究の目 的は、重力レンズ解析において Jackknife 法が新た な評価方法として有効かどうかを検証するというこ とである。

Jackknife 法を具体的に説明する。まず、観測結果 からある1つのソース天体の複数像を取り除き、モ 2024 年度 第 54 回 天文·天体物理若手夏の学校

デルを最適化する。次に、最適化したモデルを用い て、取り除いたソース天体の複数像の位置を計算す る。このとき元々の観測結果との差 σ_{new} と仮定した 測定誤差 σ を比較するために、σ_{new}/σ の分布を x, y 成分それぞれで出す。「正しい」モデルなら1程度、 さらにいうと正規分布になると期待でき、オーバー フィットした「正しくない」モデルであれば、正規 分布から外れて1よりも大きく分布すると期待でき る。この Jackknife 法が有効であるか確かめるため に、「正しい」モデルとオーバーフィットした「正し くない」モデルを作成し、それらが Jackknife 法で評 価できるかを検証するシミュレーションを行った。

シミュレーションでは、まず正解モデルを自分で 設定し、複数像を計算する。これに平均値 0、標準 偏差 σ_{eff} の正規分布の値を足すことで、「測定誤差 が σ_{eff} の模擬観測データ」を大量に作る。次に、「正 しい」モデル A と、摂動を多めに足した「正しく ない」モデル B を作成する。「正しい」モデル A に ついては、測定誤差 σ_{eff} を仮定して最適化する。そ して「正しくない」モデル B については、過剰な摂 動を足して、reduced chi-square が 1 程度になるよ うな σ' を仮定して最適化する。これによって現在 の reduced chi-square による評価方法ではどちらが 「正しい」か、見分けがつかないようなモデル A、B を作れたことになる。この 2 つのモデル A, B に対 して、Jackknife の解析を行い、違いが見られるかを 検証する。

このシミュレーションでは、レンズ効果を引き起 こすレンズ天体には1個のダークマターハローを用 いて、ソース天体には5個,10個,20個の点光源を 置いた。「正しい」モデルAは単純なモデルを仮定 し、「正しくない」モデルBは多くの摂動を足した複 雑なモデルを仮定したものになっている。この2つ のモデルA, Bに対して Jackknife の解析を行った。

3 Results and Discussion

シミュレーションの結果を示す。模擬観測データ は 100 個作成した。まずソース天体 5 個の場合 (図 3) について、「正しい」モデルは、正しい自由度の χ² 分布を得た。一方「正しくない」モデルについては、 reduced chi-square が 1 付近となるような測定誤差



図3 ソース天体5個(左:正しい,右:正しくない)



図 4 ソース天体 10 個 (左: 正しい, 右: 正しくない)



図5 ソース天体 20 個 (左: 正しい, 右: 正しくない)

σ' での最適化したので、自由度付近でピークをもっ た χ² 分布を得た。よって、どちらも現在の reduced chi-square での評価では「正しい」と判断できるモデ ルになっている。これらのモデルに対する Jackknife の結果は「正しい」モデルは正規分布に従っているの に対し「正しくない」モデルは正規分布から外れてい る。よって「正しくない」モデルがオーバーフィット していることを Jackknife によって検出できている。

次にソース天体 10 個の場合 (図 4) について、Jackknife の結果はほんの少しだけ正規分布からはずれて いる分布になっている。この場合複数像が 10 個に増 えたため、「正しくない」モデルは少しだけオーバー 2024 年度 第 54 回 天文·天体物理若手夏の学校

フィットしているモデルと言えるので、Jackknife で の差が小さくなっている。また、ソース天体 20 個の 場合 (図 5) について、どちらも正規分布に従ってい て Jackknife の違いがない。これはさらに複数像が 増えたためにオーバーフィットしづらくなって、「正 しくない」モデルが「正しい」モデルとほぼ一致して いるためと考えられる。よって Jackknife の違いが ないことは矛盾のない結果となっている。

ここで、新たな取り組みとして、MCMC(マルコ フ連鎖モンテカルロ法) による誤差推定の妥当性を Jackknife 法によって評価できる可能性について議論 する。実際の解析では得られたマスモデルから計算 される増光率 μ や時間遅れ Δt などの物理量の誤差 は MCMC によって推定する。その誤差推定が妥当 なのか、Jackknife 法で判断することを考える。



図 6 MCMC の誤差推定を Jacknife 法で行うた めの概念図

図6に考え方を示す。今までの結果から分かるように、 $\sigma_{Jackknife}/\sigma$ の値は「正しい」モデルであれば ほぼ1、「正しくない」モデルでは1以上になると考え られる。また、「正しい」モデルは、モデルの予言能力 が高い。よってある1つの Realization に対して得 た MCMC による物理量の誤差 σ_{MCMC} は、全ての Realization に対して得た物理量の誤差 $\sigma_{Realization}$ と同程度の値であると期待できる。一方、「正しくな い」モデルでは、モデルの予言能力が低い。よって σ_{MCMC} よりも、 $\sigma_{Realization}$ の方が大きいと期待で きる。以上より、 $\sigma_{Jackknife}/\sigma$ を得た後、真の 誤差 $\sigma_{Realization}$ を知ることができ、MCMC による



図7 $\sigma_{\text{Jackknife}}/\sigma$ と $\sigma_{\text{Realization}}/\sigma_{\text{MCMC}}$ の関係



誤差の妥当性を知ることができる。この傾向がある かを調べるため、横軸を δ 、縦軸を slope としてさま ざまな重力レンズのパターンでシミュレーションを 行った。例えば増光率に対して、図 8 のように、 2σ の範囲で傾き (slope) が正であることが確かめられ、 図 7 のような傾向があることが分かった。

4 Conclusion

重力レンズ解析のマスモデルの正しさを Jackknife 法で検証する新しい手法をシミュレーションで確か めた。シンプルなモデルに対しては Jackknife 法で うまくいくことが分かった。複数像の数が多い場合、 Jackknife の違いはでなかったが、そもそもオーバー フィットしていなかったモデルだったので矛盾はな い結果といえる。Jackknife 法によって MCMC によ る誤差推定の妥当性を評価できる可能性については、 予想した傾向を確認することができた。パターンを 増やしさらにはっきりとした傾向を得たい。 -index へ戻る

銀河 b16

N体モデル銀河内の分子雲衝突による星形成を含む銀 河進化シミュレーション

陳 銘崢

N 体モデル銀河内の分子雲衝突による星形成を含む銀河進化シミュレー ション

陳 銘崢 (北海道大学大学院 理学院宇宙理学専攻)

Abstract

銀河は宇宙の基本的な構成要素であり、星、ガス、ダークマターやブラックホールなどの天体から構成さ れている。この中で、銀河の光度や質量の大部分を占めるのは星である。特に近傍銀河においては、バリオ ン質量の 90%以上が星によって占められている。そのため、星形成は銀河形成・進化においてもっとも重要 な過程の一つである。星形成の過程は、概ね分子雲の自己重力による収縮と、分子雲同士の衝突の 2 つが研 究されている。近年の理論と観測の研究から、分子雲衝突が大質量星の形成につながり、活発な星形成活動 をもたらすと指摘されている。

本研究では、先行研究の銀河の重力源として重力を解析的な背景ポテンシャルを用いるのではなく、星や ダークマターをN体粒子で表した孤立銀河の中でガスの進化を追い、分子雲の形成と合体、それによる星形 成を取り入れることにより、銀河の星形成における分子雲衝突の役割を調査している。その結果、分子雲衝 突で促進された星形成によって銀河全体の星形成率が約3%増加したことがわかった。また、形成されたす べての星のうち半数以上が、衝突している分子雲の中から生まれたことが明らかになり、分子雲衝突による 星形成は銀河進化に重要な役割を果たす可能性が示唆されている。

1 Introduction

銀河は宇宙の基本的な構成要素の一つである。そ の形成と進化を理解することは、宇宙全体がどのよ うに進化し、また初期の密度ゆらぎからいかに大規 模構造が成長していったかなどの問題を解明する上 で、極めて重要な役割を果たしている。銀河は星、ガ ス、ダークマターやブラックホールなど様々な天体 から構成され、この中で銀河の光度や質量の大部分 を占めるのが星である。特に近傍銀河において、バ リオン質量の90%以上が星によって占められている。 ガスは重力不安定性などによって密集し、分子雲と 呼ばれる密度が高い領域が形成される。また、星は 分子雲の中で生まれる。質量が太陽の10倍程度以上 となる大質量星はその最期、超新星爆発などを通じ て膨大なエネルギーや運動量などを周囲のガスに放 出し、分子雲を破壊する。その後、再び分子雲が生 成される。大質量星は超新星爆発の際、星間ガスに ヘリウムよりも重い元素 (金属) を供給することによ り、元素の化学進化のみならず、その後の星形成に まで影響を与える。そのため、星形成は銀河進化、宇 宙進化において最も重要な過程の一つである。一方、

銀河形成と星形成の理論研究は、対象とするスケー ルが大きく異なるがゆえに、それぞれ独自の発展を 遂げている。そのため、銀河形成の研究においては、 近年の星形成理論の発展が十分に考慮されていない のが現状である。

大質量星形成の過程は概ね分子雲の自己重力によ る収縮と分子雲同士の衝突によるガスの圧縮の2つ が研究されている。観測事実の不足や衝突頻度が低 すぎることが理論的に示唆されていたことにより、長 年に亘って分子雲の自己重力による星形成が主流と なっていた。しかし、自己重力収縮では大質量星形 成に十分な質量が集まる前に、原始星からの輻射に より分子雲が崩壊されていくため、大質量星形成は 困難であると考えられている。近年は観測精度の向 上により、多くの大質量星形成領域で分子雲衝突の 痕跡が見つかっている。また、より詳細なシミュレー ションによる衝突頻度の見積もりにより分子雲は銀 河での星形成を説明するのに十分な頻度で衝突する ことが示された (e.g.,Tasker & Tan 2009)。

分子雲同士の衝突時の衝撃波に伴うガスの圧縮に よって星形成効率を増加させるのみならず、大質量 星の種となる分子雲コアの形成を引き起こし、大質

量星形成をもたらす可能性が理論 (e.g.,Habe & Ohta 1992) と観測 (e.g., Furukawa et al. 2009) 両方から指 摘されている。そのため、分子雲衝突は大質量星を 効率的に形成する有力なシナリオとなっている。し かしながら、現在までの研究は分子雲スケールに限 られ、銀河スケールでの研究はいまだに少ない現状 である。

本研究は、分子雲衝突による星形成モデルを考慮 した上で、分子雲衝突による星形成やそれに伴う星 から周囲のガスへの影響、化学進化などの銀河進化 における重要性を数値シミュレーションによって調 査する。

Methods $\mathbf{2}$

$\mathbf{2.1}$ Numerical method

本研究では、銀河を生成するための GalactICS with gas(Deg et al.2019)及びN体+流体計算コード GIZMO(Hopkins 2015) を改造し、シミュレーショ ン中に分子雲の同定とその衝突判定を行うようにし たコード (Horie et al. 2024) を実装した上でシミュ レーションを行った。また、シミュレーションは国 立天文台の共同利用計算機 XC50 を利用した。

計算コストを削減するために、銀河の重力源とし て星やダークマターを用いる代わりに重力を解析的 な背景ポテンシャルを用いて、分子雲衝突による星 形成モデルを含む銀河シミュレーションは近年行わ れている (e.g., Fujimoto et al. 2014)。一方、銀河 のダイナミクスと分子雲衝突の関係を考慮するため に、星やダークマターなどを N 体粒子で表現する必 要がある。そこで本研究では、孤立した銀河のシミュ レーションに対して、Horie et al. (2024) が開発し た分子雲同定及び衝突判定のためのアルゴリズムを 採用した。この際、銀河を N 体粒子で表現すること で銀河のダイナミクスと分子雲衝突の関係を考慮す ることが可能になった。

2.2Star formation model

具体的には、まず300Myrまで分子雲衝突による星 形成の影響を考慮せず、初期条件から生成された孤立 での銀河の進化を図1に示す。両モデルともに時間

銀河のシミュレーションを行った。その後、300Myr から 500Myr までの期間について、分子雲衝突によ る星形成の影響の有無に基づいて2つの異なるモデ ルを設定し、それぞれシミュレーションを実施した。

多くの銀河のシミュレーションでは、以下の Schmidt law に従って星形成が行われている。

$$\dot{\rho}_{\star} = \epsilon_{\rm ff,SF} \frac{\rho}{t_{\rm ff}},\tag{1}$$

ここで、は星形成率密度、は単位自由落下時間あた りの星形成効率、はガス密度、は自由落下時間であ る。

理想的には、以下のようにが分子雲の衝突によっ て変化するのであれば、分子雲衝突が星形成を促進 するようなモデルとそうでない通常のモデルの両方 が構築できるだろう。

2.2.1 分子雲衝突による星形成の影響あり

星形成効率は

• In colliding clouds:

$$\epsilon_{\rm ff,SF} = 0.32 \exp\left(-0.093 \frac{v_{\rm coll}}{1 \,\rm km s^{-1}}\right).$$
 (2)

• Out of colliding clouds:

$$\epsilon_{\rm ff,SF} = 0.01. \tag{3}$$

これより、衝突中の分子雲では効率的に星が形成さ れる。このモデルは Takahira et al.(2018) に基づい ている。

2.2.2 分子雲衝突による星形成の影響なし

星形成効率は場所によらず

$$\epsilon_{\rm ff,SF} = 0.01. \tag{4}$$

Results&Discussion 3

両モデルにおける t = 300Myr ~ t = 500Myr ま



図 1: ガスの正面分布図(上:CCCs を考慮したモデル 下:CCCs を考慮しなかったモデル)

の経過とともにガスが拡散していく傾向が見られる。 しかし、分子雲衝突による星形成を考慮しなかった モデルでは、ガスがやや集中する様子が観察される。 これは、分子雲衝突によって生成された大質量星の フィードバックが周囲の分子雲を破壊し、高密度領 域の形成を抑制するという理論と整合している。

3.1 Star formation rate





図2に示すように、分子雲衝突によって促進され た星形成の結果、銀河全体の星形成率(単位時間あ たりに生成される星の質量)が約3%増加した

さらに、分子雲衝突による星形成を考慮したモデ ルでは、300Myr 時点で星形成率が初期に急激に増 加し、その後、分子雲衝突を考慮しなかったモデル とほぼ同等の値まで低下した。この現象も、分子雲 衝突によって星が集中的に形成された結果、それら の星からのフィードバックが周囲の分子雲を破壊し、 その後の星形成を抑制したことを示唆している。

3.2 Star formation in colliding clouds

分子雲衝突による星形成の影響を考慮したモデル では、形成されたすべての星のうち、約半数が衝突し ている分子雲内で誕生した。分子雲衝突の影響を考 慮しなかったモデルでも形成された星の約2割が衝 突している分子雲内で誕生したことが判明した。(図 3)

これらの結果は、分子雲衝突が銀河の星形成に重 要な役割を果たしていることを示唆している。

3.3 Collision frequency

図4に示すように、両モデルにおける分子雲の数 は初期段階でほぼ同等であるが、時間の経過ととも に差異が生じる。分子雲衝突による星形成の影響を 考慮しなかったモデルでは、考慮したモデルと比較 して分子雲の数が徐々に増加していく傾向が観察さ れる。図5も同様の傾向を示している。初期段階では



図 3: 分子雲衝突を考慮しなかったモデル (左) と分子雲衝突を考慮したモデルの 350-500Myr の星形成率. 破線は衝突している分子雲から生まれた星を表し (CCC)、点線はそうでない領域から生まれた星を表し (Non-CCC)、実線は両者の和を表している (Total)。



図 4: 分子雲の数

両モデルの分子雲衝突頻度がほぼ同等であるが、時間の経過とともに分子雲衝突の影響を考慮しなかったモデルの方が衝突頻度が上回り、全体的に 20%の 増加が見られた。



図 5: 分子雲衝突頻度

これらの結果は、分子雲衝突が短時間で大量の星 形成を引き起こす一方で、それらの星からのフィー ドバックが周囲の分子雲を破壊し、その後の星形成 を抑制するというメカニズムを示唆している。

4 Conclusion

本研究では、分子雲衝突の影響を考慮した銀河シ ミュレーションを行い、その結果、分子雲衝突によっ て、全体的な星形成率が約3%増加した。また、形成 された星の半数が衝突している分子雲の中で誕生し た。これらの結果から、分子雲衝突が星形成過程に おいて重要な役割を果たしていることを示唆してい る。さらに、この現象が銀河全体の進化にも有意な 影響を与える可能性も示している。

この研究では分子雲衝突による影響として星形成 効率のみを考慮した。しかし、実際には分子雲衝突 によって大質量星が優先的に形成されるという指摘 もある(Fujita et al. 2019)。今後そのシミュレー ションを実行予定である。

Reference

- [1]Fukui Y., et al., 2018, PASJ, 73, S1
- [2] Habe A., & Ohta K., 1992, PASJ, 44, 203
- [3] Furukawa, N., et al., 2009, ApJL, 696, 115
- [4] Luo W., Yang X., & Zhang Y. 2014, ApJ, 789, L16
- [5] Kuijken K., Dubinski J., 1995, MNRAS, 277, 1341K
- [6] Hopkins, P.F., 2015, MNRAS, 450, 53
- [7] Kennicutt Jr. R. C., 1998, ARA&A, 36, 189
- [8] Fujimoto Y. et al., 2014, MNRAS, 445, L65
- [9] Horie X., et al., 2024, MNRAS, 527, 10077
- [10] Deg N., et al., 2019, MNRAS, 486, 5391

-----index へ戻る

銀河 b17

Centaurus A の流体シミュレーション: bar potential の影響

神宮司 麗珠

Centaurus Aの銀河進化シミュレーション:棒状構造の影響

神宮司 麗珠 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

Abstract

銀河中心へのガス降着によって活動銀河核 (AGN; Active Galactic Nuclei) が発現すると考えられているが、 中心へのガス降着は棒状構造によって起こると示唆されている (Shlosman et al. 1989)。そこで、AGN と 棒状構造の関連性に着目し、その両方が存在する Centaurus A 中心領域の流体シミュレーションを行った。 本研究によって半径約 0.2 kpc の核周リングやその外側の腕の構造などを表すことができたため、Centaurus A 中心領域の構造には棒状構造の影響があると言える。 ただし、シミュレーションで用いる棒状ポテンシャ ルの強度やパターン速度などのパラメータは観測的には制限が得られていないため、検証する余地がある。 将来的には棒状構造と銀河中心への質量降着の関係性に迫る。

1 Introduction

1.1 研究の動機と背景

銀河中心において多量のエネルギーを放出する活 動銀河核 (AGN; Active Galactic Nuclei) は中心の超 巨大ブラックホールへのガス降着によって発現する と考えられている。ガスの角運動量が内から外へ輸 送されることから中心に降着するが、母銀河と銀河 中心領域との角運動量輸送機構は明らかになってい ない。これについて提案されている機構はいくつか あるが、その中の一つに恒星系からなる棒状の重力 ポテンシャル、棒状構造を介した角運動量輸送があ る (Shlosman et al. 1989)。

近傍 AGN の一つである Centaurus A には棒状構 造の存在 (Mirabel et al. 1999) とその影響と思われ る分子ガスの非軸対称構造が見つかっており、棒状 構造と AGN との関連が示唆される。

SMA(Submllimeter array) による 12CO(J=2-1) の観測結果(図1, Espada et al. (2009)) にて分子ガ スが中心から半径0.2 kpc 程の中心核領域を形成し、 そこから2本のダストレーンが伸びるような分布を していることがわかった。Espada et al. (2009) では この観測結果を弱い棒状ポテンシャルモデルなどで 解析的に再現しているが、物質間の重力相互作用の 影響は考慮できず、結果として中心の明るい領域や そこからつながる腕の再現には至っていない。

そこで、本研究では Centaurus A の棒状ポテンシャ ルモデルを検証するため、複数のパラメータを変更し ながら棒状構造を仮定した銀河進化流体シミュレー ションを行い Espada et al. (2009) の 12CO(J=2-1) の積分強度図の再現をすることを目的とする。



図 1: 12CO(J=2-1) の積分強度図 (Espada et al. 2009)

2 Methods

2.1 研究手法、用いた計算コード

本研究では、星形成や星形成フィードバックを含めた N-body/Smoothed Particle Hydrodynamics コード ASURA(Saitoh et al. 2008)を用いて、SMBHを中心に、恒星系円盤+Dark matter 成分、棒状ポテンシャルを外場として与えたモデルを使用した(詳細2.2節)。初期条件としてガス円盤は半径 2.5 kpc の一様面

密度分布とする。計算結果は 300 Myr まで 1 Myr 毎 に出力する。その間棒状ポテンシャルは定常とする。 以下、 ϵ は棒状ポテンシャルの強さを決める値であ る。本研究では $\epsilon = 0.003, 0.03$ の 2 つのパラメータ を用いる。Espada et al. (2009) より、半径 0.2 kpc 以 内の面密度 $65M_{\odot}/pc^2$ が得られているため、シミュ レーション内でこの値になるときのスナップショット を示す。

本研究では ε パラメータを変更した 2 つのモデル の実験を行う。

再現の評価方法として、Espada et al. (2009)の積 分強度図の核周リングの角度(x軸から反時計回りに 65°)とその外側の腕構造の角度(x軸から反時計回 りに 30°)の相対角度 35°を参考にシミュレーショ ンでの構造の相対角度を確認する。観測結果に合わ せて銀河の inclination は 70°で図を示している。

2.2 使用したモデル

以下は、ASURA での我々のシミュレーションに 用いた SMBH のポテンシャル (plummer sphere) Φ_{BH} 、恒星系円盤+Dark matter 成分 (axisymmetric logarithmic potential) Φ_0 、棒状ポテンシャル Φ_b で ある。

$$\Phi_{\rm BH}(R) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + R_{\rm BH}^2}},\tag{1}$$

$$\Phi_0(R) = \frac{1}{2} v_0^2 \ln(R_c^2 + R^2 + (\frac{z}{qz})^2), \qquad (2)$$

$$\Phi_b(R,\phi) = \epsilon \frac{R_b R^2}{(R^2 + R_b^2)^{3/2}} \cos(2(\phi - \Omega_b T)) \Phi_0(R).$$
(3)

ここで、式 (1), 式 (2), 式 (3) の定数の値は、以下 に示す。

$$\begin{split} M_{\rm BH} &= 5 \times 10^7 \ {\rm M}_\odot, R_{\rm BH} = 0.001 \ {\rm kpc}, \\ R_{\rm c} &= R_{\rm b} = 0.27 \ {\rm kpc}, \ v_0 = 260 \ {\rm km \ s^{-1}}, \ qz = 0.8 \\ \epsilon &= 0.003, 0.03, \end{split}$$

棒状ポテンシャルのパターン速度 Ω_b は 85 km/s/kpc を採用している。

ガスの初期密度分布は以下のモデルを使用してい る。

$$\rho(R,z) = \frac{\sum_0}{2z_0} e^{\frac{-R}{Rd}} e^{\frac{-|z|}{z_0}}$$
(4)

ここで面密度 $\Sigma_0=90 \,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{pc}^2$ 、 $z_0=10 \,\mathrm{pc}$ とする。 $R_d=14.7 \,\mathrm{kpc}$ と与え、密度分布はほぼ一様面密度と 仮定する。

3 Results

以下に $\epsilon = 0.003$, 0.03 の 0.2kpc 内の面密度が 65 M_☉/pc² となるシミュレーション結果のスナップ ショット (図 2、図 3)、面密度の時間変化 (図 4, 図 5) を順に示す。面密度の時間変化に関して、各半径内 の面密度の平均値を示している。



図 2: t=260 Myr でのガス分布 (*ϵ*=0.003)

棒状ポテンシャルの強度が低いモデルではリング 構造とその外側に腕の構造が見えている (図 2)。

図3はガスの面密度が観測値の M_{\odot}/pc^2 程度になり、 $y = \pm 0.25 \text{ kpc}$ のガス分布が観測結果の腕の構造に近いと考えるスナップショットである (面密度の時間変化は図5を参照)。これを見るとリングや腕の構造ははっきりしていない (図3)。

次に観測から得られた核周リングと腕の相対角度 をもとにガス分布を評価する。以下の角度は x 軸か ら反時計回りの角度で示す。図 2 の核周リングの角 度は約 14°、腕の構造は内側から外側に約 10°~-1 °の角度をとっており、相対角度は約 4°~15°とな る。図 3 の核周リングに見える構造の角度は約 15°、 $y=\pm 0.2 \, kpc$ にある腕に見える構造は内側から外側 に約 0°の角度をとっており、相対角度は約 15°と なる。観測結果では、 2 つの構造の相対角度は 35°



図 3: t=150 Myr でのガス分布 (*ϵ*=0.03)



図 4: 各半径の面密度の時間変化 (*ϵ*=0.003)

であるから、この2つのモデルの実験の相対角度は 一致していない。

図4と図5にて、面密度はどちらも減少傾向にあ るが、棒状ポテンシャルの強度が強いモデルのほう が減少する時刻が早いことがわかる。

4 Discussion

ϵ=0.003 のときの計算結果 (図 2) から、観測され ている核周リング構造とその外側の腕の構造を再現 できた。このことは、観測的には確認されていない 棒状ポテンシャルが Centaurus A 中心構造の再現に 重要な役割を果たすことを示唆している。この構造



図 5: 各半径での面密度の時間変化 (*ϵ*=0.03)

は棒状ポテンシャルと銀河円盤上でエピサイクル運 動をするガスが共鳴する Lindblad 共鳴の影響だと考 えている。

ガス面密度は星形成によって全体的に減少傾向に ある (図 4,5)。図 4 の r < 0.1 kpc のデータにおける 30 Myr のピークは中心のリング構造が発現したこと に起因している。200 Myr 付近のピークは 150 Myr 頃 から核周リングが広がったため、面密度が上がって いる。図 5 の 100 Myr までのピークは、リングと腕 のような構造に起因する。100 Myr 以降これらの構 造は見えなくなり、図 3 のようなガス分布を保ち面 密度は安定する。

5 Conclusion & Future work

図2のモデルから構造の相対角度は一致しなかっ たものの、棒状ポテンシャルによって、CenAの中心 に核周リングと腕の構造を再現できることがわかっ た。ただし、結果には時間依存、各パラメータ依存 があり、今回は面密度と棒状ポテンシャルの強度を 変更したがこの他にも棒状ポテンシャルのパターン 速度などがある。これらの値は観測的には制限が得 られていないため、今回の結果をより観測結果に近 づけるためにさらに検証する余地がある。また、Li et al. (2015) にて銀河の中心集中度を上げると核周 リングの傾きが大きくなることが示唆されているた め、Bulge構造を仮定したモデルでの計算を行う。将 来的には棒状構造と銀河中心への質量降着の関係性 に迫る。

Reference

Espada, D. et al. 2009, Apj,695,116 Mirabel et al.,1999, A&A, 341, 667 Saitoh, Takayuki R. et al., 2008, PASJ,60,667 Shlosman, et al. 1989, Nature,338,45 Li Z. et al..2015,Apj,806,150 -index へ戻る

銀河 b18

銀河中心核星団のN体シミュレーション

布施 龍之介

銀河中心核星団のN体シミュレーション

布施 龍之介 (神戸大学大学院 理学研究科 惑星学専攻)

Abstract

天の川銀河には、中心に超巨大質量のブラックホール (SMBH) があり、その近傍には多数の恒星による星 団 (NSC) が存在している。NSC では、SMBH による強い重力場が星の運動に大きな影響を与えるため、複 雑な現象が起きている。近年の観測や数値シミュレーションを用いた研究から、SMBH に近い場所では赤色 巨星の数が欠損していることがわかっており、この理由はまだ未解決である。本研究では、Horiguchi 2023 (神戸大学修士論文)に基づき天体同士の衝突に着目した N 体シミュレーションを行い、衝突と巨星数欠損 との関連性を調べる。今回は、N 体計算コード GPLUM(Ishigaki et al. 2021)を、Horiguchi 2023 による 新たなモデルに変更して数値計算を行った。まず一つに Hurley2002 による恒星進化モデルを取り入れ、各 天体が初期質量に基づいた進化を行うようにした。二つ目に、half-mass radius の拡大により変化した衝突 頻度を、実際の天の川銀河に合わせるため、恒星半径の拡大を行った。三つ目に、衝突後の処理を三種類に 分けることで巨星が衝突により受ける影響を考慮した。結果から、恒星間衝突の有無で巨星数に違いが見ら れることがわかり、衝突を考慮した場合はどちらも中心付近でより小さくなっていた。さらに巨星が関わる 衝突は中心付近、かつシミュレーション初期に多発することもわかった。以上より、恒星間衝突は巨星数の 欠損に影響を与えると言える。

1 Introduction

1.1 中心ブラックホールと中心核星団

私たちがいる天の川銀河の中心には、いて座 A*と いう超大質量ブラックホールが存在しており、太陽 の約 400 万倍の質量を持つと言われている。この質 量は観測によって求められ、その研究は 2020 年の ノーベル賞を受賞している。さらに 2022 年には世界 各地の電波望遠鏡を用いて、いて座 A*の撮像に成功 したという発表があり、M87 に続く二つ目のブラッ クホールの姿が明らかになったと注目を集めている。

SMBH の周りには、非常に高い密度で星が集まっ た中心核星団 (NSC) が存在する。この星団では、中 心ブラックホールに非常に近い領域であるために強 い重力場の影響を受け、複雑な運動が起きている。ま た他の球状星団や散開星団に比べ、若い星から古い 星まで様々な年代の星が存在していることも特徴の 一つであり、強い潮汐力のもとどのように星が形成、 進化しているのかまだ解決されていないことが多い。

1.2 巨星の欠損

近年の観測や数値シミュレーションから、NSC で は恒星の密度分布は中心に近づくにつれ大きくなる カスプと呼ばれる構造をしていることがわかってい る。さらに、Bahcall & Wolf 1976 による研究から、 ブラックホールの影響半径内では等質量の恒星の場 合、その傾きは-1.75 となることが知られている。

しかしながら、Gallego et al. 2018 をはじめとし たいくつかの観測から、SMBH に極めて近い領域に おいて巨星の数のみ欠損していることがわかってお り、これはカスプ構造に従っていない。巨星数にの み影響を与えるメカニズムがその領域では起こって いると考えられ、その一つとして他の天体との衝突 により巨星が外層を失うというものがある (Dale et al. 2009)。したがって今回の研究ではこの衝突現象 を考慮したシミュレーションを行う。

1.3 研究の目的

今までにも NSC における N 体シミュレーションを 行った研究は多く行われており、例として Baumgardt et al. 2018 では、恒星の種類ごとに傾きの異なるカ スプや巨星の欠損が見られる。しかし、この研究で

は衝突頻度が実際の NSC よりも低く見積もられてお り、恒星間の衝突を正しく評価できていない。よっ て、本研究では粒子半径を拡大することによって衝 突頻度を適切に設定し、銀河中心部での巨星数の欠 損と衝突の関係を調べる。方法は次の章で述べる。

Methods 2

初期条件 2.1

表1は研究に用いた初期条件である。初期密度分 布はプラマーモデルとし、どんな質量の粒子がいく つできるのかを表す IMF は $rac{dN}{dM} \propto M^{-2.35}$ とした (Salpeter 1955)。また、中心ブラックホールの質量 はクラスターの15パーセントで、動かないポテン シャルとして扱い、ブラックホールへの降着は考慮 しない。

表 1: 初期条件

粒子数	200000	
クラスターの質量	$7.023 \times 10^4 M_{\odot}$	
粒子の質量範囲	$0.1 \sim 100 M_{\odot}$	
half-mass radius	21.7pc	
計算時間	1.0Gyr	

恒星半径の拡大 2.2

本研究のモデルと実際の NSC の緩和時間を合わせ ることは、力学的進化を適切なタイムスケールで調 べるために重要である、half-mass radius 内における 緩和時間は以下の式から求められる (Spitzer1987)。

$$t_{rel} = \frac{0.14N}{\ln(0.4N)} \cdot \left(\frac{R_{hm}^3}{M_{\text{total}}}\right)^{1/2}$$
(1)

ここで、N は粒子数、 R_{hm} は half-mass radius、 M_{total} はクラスターの質量である。これに実際のNSC での値である N=7.0×10⁷, $R_{hm} = 4.2$ (pc), $M_{total} =$ $2.5 \times 10^7 (M_{\odot})$ (Schodel et al. 2014) を代入すると緩 2. 巨星と巨星以外 和時間が求まり、その後に今回のシミュレーショで の値 N= 2.0×10^5 , $M_{total} = 7.023 \times 10^4 (M_{\odot})$ を用 いることで、拡大された half-mass radius が導かれ る。したがって $R_{hm} = 21.7 (pc)$ となる。

先に挙げたように、NSC に関する先行研究ではこ の half-mass radius が拡大したことによって低くなっ てしまう衝突頻度(単位時間あたりの衝突回数)を 補正していない。そこで恒星半径を拡大することに よって、現実の銀河での衝突頻度に合わせる。衝突 頻度 τ は、以下の式で表される。

$$\tau = N\sigma \cdot \frac{4}{3}\sqrt{\frac{GM_{\rm h}}{R_{hm}}} \tag{2}$$

これより衝突頻度が求められ、現実のNSC とシミュ レーションでの値を比較することによって恒星半径 の拡大率を決定することができ、本研究では1404.58 倍とした。

2.3恒星進化モデル

どの進化段階にある恒星(特に巨星)がどのように 分布しているかを調べるため、粒子に恒星進化モデル BSE(Hurley et al. 2002) を適用した。これによると、 粒子の初期質量と金属量によってどのように進化する かが決まり、本研究では質量範囲は $0.1 \sim 100(M_{\odot})$ 、 金属量は太陽と同じ(Z=0.02)とした。進化の進み 方は、主系列星から始まり赤色巨星に、その後初期 質量に基づき白色矮星、または中性子星かブラック ホールへと変わってゆく。

2.4 衝突モデル

恒星同士での衝突を独自に設定するために、衝突 後の処理を以下の3パターンに分けた。なお、どの 場合でも合体は起こらないものとする。

1. 巨星同士

どちらの巨星も外層が剥ぎ取られてコア部分だ けになり、そのままコアは本来の進化先である 白色矮星、中性子星、ブラックホールのいずれ かに変化する。剥ぎ取られた外層は降着せずに 消滅する。また、衝突後の位置や速度は変化し ない。

巨星は1と同様の処理を行う。 巨星以外の星は 何も変化せず、衝突前と同様に進化が続く。ど ちらも衝突後の位置や速度は変化しない。

3. 巨星以外の星同士

どちらも衝突後に破片等の残骸もなく完全に消 滅する。

巨星外層は密度がコアに比べ十分に低いため巨星が 関わる衝突はストリップし、巨星以外の星は高密度 であるため互いの衝突では完全に消滅するという処 理に設定した。

Results 3

t=1.0Gyr での結果を示す。ここで図1は1000万 年分を平均化したものであることに注意されたい。ま た、粒子数の関係によりシミュレーションでの一つの 粒子は 350 個の恒星を表す超粒子であり図 1 はその 分質量を 350 倍、さらに中心からの距離も half-mass radius の拡大分元に戻してある。衝突無しの結果は、 半径拡大率 $r_{mag} = 0.01$ としたものを用い、半径が 十分小さいため衝突は発生しなかった。

図1は巨星の累積数を表した図であり、紫の線が 衝突有り、緑の線が衝突無しの場合である。0.2pc あ たりより内側から衝突の有無で違いが顕著にみられ、 衝突有りの方が巨星数が少ないことがわかる。つま り、中心付近では巨星数は衝突有りの方が小さくなっ ている。



図 1: 巨星の累積数を両対数グラフで表しており、縦 軸は密度、横軸は中心からの距離である。紫の線は 衝突あり、緑の線は衝突無しである。

図2は衝突の発生場所と時間を巨星が関わるかど うかに分けてプロットした図である。0.3pc より内側

突はほとんど見られない。一方外側ではどちらの衝 突も偏りなく発生している。また、巨星が関わる衝 突はシミュレーション初期に頻繁に発生しているこ ともわかる。



図 2: 衝突の発生場所と時間を散布図で示す。縦軸 は衝突が発生した時間、横軸は場所(中心からの距 離)、紫の点は巨星が関わる衝突、緑の点はそれ以外 の衝突を表す。

図3は衝突の発生した時間と衝突の累積回数を巨 星が関わるか否かに分けて表したグラフである。こ のグラフからも巨星が関わる衝突はシミュレーショ ン初期に多く発生していることがわかり、その後は 巨星が関わらない衝突とほぼ同じように発生してい る。巨星以外の衝突は最初からほぼ一定に増加して いる。

Discussion 4

図1の中心付近での巨星累積数の違いと、図2の 中心付近で巨星が関わる衝突の割合が高いことから、 衝突が影響して巨星の分布に変化を与えていると考 えられる。また、シミュレーション初期に巨星の衝突 が多いのは、初期条件に中心密度が大きなプラマー モデルを用いたことが原因の一つだと考えられ、キ ングモデル等を用いた場合では異なった衝突の様子 が見られる可能性がある。

しかし、本研究にはいくつかの課題がある。一つ 目は、シミュレーション時間が不十分であることだ。 実際の天の川銀河は10Gvr 以上前から存在すると言 われており、本研究では約1Gyr までしか計算でき では巨星が関わる衝突の割合が多く、巨星以外の衝 ていない。より長い計算を行うことで、質量分離効



図 3: 衝突の発生した時間と累積衝突回数を示す。縦 軸は累積衝突回数、横軸は衝突発生時刻、黄色の線 はすべての衝突、紫の線は巨星が関わる衝突、緑の 線はそれ以外の衝突を表す。

果や星の進化が進み、異なる構造を見ることができ るようになる。二つ目は、星形成を考慮できてない 点だ。超新星爆発や衝突による破壊で塵となった星 は、相互作用して新たな星を生み出す。このプロセ スから生まれる質量は、NSCを調べるうえで無視で きない。星形成を再現する方法として、星団を一定 の時間間隔で投入するというものを考える。近年の 研究では、銀河中心にはArches、Quintupletという 二つの若い星団があると分かっている(Figer et al. 2004)。したがって我々は、このArches 星団を速度 を持たせてNSC内に落ち込ませることで、現実の 星形成に近いモデルを実現したい。図4はその例で ある。

5 Conclusion

本研究では、恒星間衝突の有無で中心部に巨星数 に違いが見られた。したがって、巨星数の欠損には 衝突による影響が少なからずあると言える。この結 果は Horiguchi2023 を再現するものであり、今後は より実際の銀河に近いモデルを考慮して、NSC の構 造理解を目指す。



図 4: アーチス星団を NSC に円軌道のように投入し た例である。縦、横軸はそれぞれ x,y 座標を表して いる。

謝辞

このような研究発表の機会をいただき、天文・天体 物理若手夏の学校事務局の皆様に感謝申し上げます。

Reference

J. N. Bahcall and R. A. Wolf. ApJ, Vol. 209, No. 1, pp. 214-232, October 1976.

Yota Ishigaki, Junko Kominami, Junichiro Makino, Masaki Fujimoto, and Masaki Iwasawa. PASJ, Vol. 73, No. 2, pp. 660-676, June 2021.

Jarrod Hurley, Christopher A. Tout, and Onno Rudolf Pols. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 329, pp. 897-928, 2002.

E. Gallego-Cano, R. Sch^{*}odel, H. Dong, F. Nogueras-Lara, A. T. Gallego- Calvente, P. Amaro-Seoane, and H. Baumgardt. A&A, Vol. 609, p. A26, January 2018.

James E. Dale, Melvyn B. Davies, Ross P. Church, and Marc Freitag. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 393, No. 3, pp. 1016-1033, March 2009.

H. Baumgardt, P. Amaro-Seoane, and R. Sch "odel. A&A, Vol. 609, p. A28, January 2018.

Edwin E. Salpeter. ApJ, Vol. 121, p. 161, January 1955.

Lyman S. Spitzer. Princeton University Press, 1987.

R Schodel, A Feldmeier, N Neumayer, L Meyer, and S Yelda. Classical and Quantum Gravity, Vol. 31, No. 24, p. 244007, December 2014.

Figer, D. F. 2004, in ASP Conf. Ser. 322, H. J. G. L. M. Larmers, L. J. Smith, & A. Nota (San Francisco: ASP), 49

——index へ戻る

銀河 b19

15次元光度空間におけるダスト情報を含む銀河多様 体の発見と解析

山形 大青

15次元光度空間におけるダスト情報を含む銀河多様体の発見と解析

山形 大青 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河が高次元のデータ空間中で分布する低次元の構造を銀河多様体という。先行研究では、遠紫外から近赤 外までの11 バンドの測光データを用いた次元削減により、高次元光度空間中で銀河が2次元平面上に分布 していることが発見された。この2次元銀河多様体は星質量と星形成率の2つのパラメータで特徴づけられ ており、このことは銀河進化の定式化がこれら2つのパラメータにより表現されることを示唆している。し かし、これらの研究では使用されたデータにダストからの放射情報が含まれておらず、2次元銀河多様体上 ではダストにまつわる物理過程を議論することが困難であった。本研究では、遠紫外から遠赤外までの15 バ ンドの測光データを次元削減することにより、星質量、星形成率、ダスト減光量の3つのパラメータで特徴 づけられる3次元銀河多様体を発見した。次元削減は特異値分解による線形次元削減と UMAP による非線 形次元削減の両方を実施し、同様の結果を得た。ダスト情報が表れる銀河多様体の発見により、光度空間に おいて、ダストにまつわる物理過程を考慮した銀河進化の定式化を行うための基礎的な枠組みが提供された。

1 イントロダクション

銀河進化を定量的に理解する上では、以下の2つ の複雑性が問題となる。1つ目は、銀河進化が銀河 内部で生じる様々な物理過程から成り立っている点 である。銀河内部では、星形成、超新星爆発、重元 素合成、ガスの冷却・加熱、ダストの形成、銀河円盤 の回転など、様々な物理過程が進行する。これらの 過程が相互作用しながら銀河の進化を決定するため、 そのシナリオは非常に複雑になる。次に、2つ目は、 銀河進化が銀河内部の物理過程だけでなく、外部の 要因にも大きく依存する点である。銀河の進化には、 他の銀河との衝突や合体、ガスの流入などが大きな 影響を与えることがわかっている。つまり、銀河の 進化は周囲の環境や他の銀河との相互作用に大きく 依存した過程であり、この点からも銀河の進化シナ リオは非常に複雑であると言える。これらの要因か ら、銀河進化を正確に記述するためには、星質量、星 形成率、星形成史、ガス質量、ダスト質量、暗黒物 質ハロー質量、銀河円盤回転速度、ガス降着率、周 囲の銀河密度など、相互依存性をもつ多くの物理量 を変数に含む方程式が必要となる。この方程式を第 一原理の物理法則に基づいて決定することは現実的 ではない。

Djorgovski (1992) では、多数の物理量をパラメー タとする高次元空間において、銀河がより低次元の 銀河多様体上に分布していることが議論されている。 このことは、多次元の物理量空間における銀河進化 を記述するための方程式が、実際にはより少ない数 の物理量を変数として十分に説明できることを示唆 している。銀河多様体を構成する基本パラメータの 解析は、それらの変数を決定することにつながり、銀 河進化の一般的な物理を理解するための重要な手掛 かりとなる。

Cooray et al. (2023) および Takeuchi et al. (査 読中)は、遠紫外から近赤外にわたる11のバンドで 観測された等級データを次元削減することで、高次 元光度空間における 2 次元の銀河多様体を発見した と報告した。Cooray et al. (2023) では特異値分解を 用いた線形次元削減、Takeuchi et al. (査読中)では ISOMAP と UMAP という 2 つの多様体学習アルゴ リズムを用いた非線形次元削減が行われているが、 いずれの結果でも、銀河多様体が星質量と星形成率 の2つのパラメータによって特徴づけられることが 確認されている。しかし、これらの研究で用いられ たデータは遠紫外から近赤外までの測光情報のみを 含んでおり、銀河中のダストからの放射が表れる中 赤外から遠赤外にかけての測光情報を含んでいない。 そのため、ダストにまつわる物理過程を完全に考慮 した銀河進化を多様体上で議論することが難しいと いう問題点があった。

本研究では、上記の2つの研究を先行研究とし、 先行研究で用いられているデータに中赤外から遠赤 外までの測光情報を追加する。得られたデータに特 異値分解および UMAP を用いた次元削減を行うこ とで、ダストに関する物理情報を含む新しい銀河多 様体を発見する。また、この新しい銀河多様体を構 成する基本パラメータに対して物理量との接続を行 い、銀河多様体の物理的な解釈を試みる。

2 手法

2.1 特異値分解

本研究では、線形次元削減の手法として特異値分 解を採用した。特異値分解は、対角化を一般の行列 に対して行えるように拡張したものであり、任意の 形状 *m*×*n* の行列 *A* は、以下のように特異値分解 される。

 $A = U\Sigma V^T$

ここで、Uは $m \times m$ のユニタリ行列、Vは $n \times n$ のユニタリ行列である。そして、特異値分解によっ て得られる $m \times n$ の特異値行列 Σ は、対角行列に 零行列を追加した形をしており、対角行列の部分の 対角成分には行列Aの特異値が、非負の値で降順に 並べられている。

次元削減は、 Σ を Σ_k に変換することによって行う。次元削減後の近似行列 A_k は以下のように表される:

 $A_k = U\Sigma_k V^T$

ここで、 Σ_k は、 Σ の上位 k 個の特異値のみを残 し、それ以外の特異値を 0 に設定した行列である。 なお、次元削減の際に変換されるのは特異値行列 Σ だけで、ユニタリ行列 U と V はそのままである。

特異値分解により得られる各コンポーネントがデー タの分散をどれだけ説明しているかを表す寄与率は、 特異値を *σ_i* として次のように計算できる。

$$(\sigma_i \mathcal{O}$$
寄与率) = $\frac{\sigma_i^2}{\sum_i \sigma_i^2}$

寄与率の累積を累積寄与率という。

2.2 UMAP

本研究では、非線形次元削減の手法として Uniform Manifold Approximation and Projection (UMAP: McInnes, Healy, & Melville 2018)を採用した。 UMAP は、2018 年に McInnes らによって提案され た次元削減のための多様体学習アルゴリズムであり、 データ構造の視覚化や非線形次元削減に利用される。

UMAP のアルゴリズムは次の4つの主要な段階から構成される:

 k近傍グラフの構築:各データ点を、k個の最近 傍データ点と接続する。これにより、データ間 の局所的な接続関係を表すグラフが得られる。

- ファジー単体的集合の構築:近傍データ点との 距離に基づいてエッジの重みを計算することで、 データ間の接続関係を確率的に表現した、ファ ジー単体的集合を構築する。
- ファジー単体的集合の統合:各データ点に対して構築された局所的なファジー単体的集合を統合して、全体的なトポロジー構造を形成する。
- トポロジー構造の最適化:高次元データのトポ ロジー構造を保持するように低次元の埋め込み を最適化する。

以上の過程により、高次元データのトポロジー的な 特徴を反映した低次元埋め込みが得られる。UMAP の理論的背景やアルゴリズムの具体的な実装につい ては簡潔な記述が難しいため、詳細な記述を避ける。 本研究では、近傍グラフの構築の際、エッジを結ぶ 近傍データ点の数を 50 とした。

3 データ

本研究では、銀河の測光値を得るために Reference Catalog of galaxy Spectral Energy Distributions (RCSED: Chilingarian et al. 2017) と Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE: Wright et al. 2010) 全天データリリースの 2 つのデータセットを使用し た。RCSED は遠紫外から近赤外までの 11 のバンド (FUV、NUV、u, g, r, i, z, Y, J, H, K) での 測光値を含み、WISE 観測データは中赤外から遠赤 外の 4 つのバンド (W1、W2、W3、W4) での測光 値を含む。これら 2 つのデータセットをクロスマッ チすることで、遠紫外から遠赤外の 15 のバンドでの 測光値情報を持つカタログを作成し、それらの測光 値を絶対等級(AB 等級)に変換したものを解析に 利用した。

15 バンドすべてで測光値を持ち、RCSED の赤方 偏移信頼度が 0.5 より大きい銀河のみをサンプルす ると、90402 個の銀河が得られる。観測限界による 選択効果に影響されない議論のために、r バンドで の限界等級を用いて volume limit を行うと、解析に 利用可能な銀河の数は 24,335 個となった。この操作 は、volume limit 後に得られるサンプル数が最大に なるように行い、最適化された赤方偏移と絶対等級 の範囲は $z_{\rm lim} < 0.0969, M_{\rm lim,r} < -20.0146$ であっ た。以降の解析は、全てこの volume-limited サンプ ルに基づく。

4 結果

4.1 特異値分解を用いた銀河多様体の発見

volume-limited サンプルの 15 バンドの等級データ に対して、標準化を行った後、特異値分解を実施し た。その結果を図 1 に示す。次元削減により得られ るコンポーネントは、低次元空間を構成する軸に対 応しており、第 1 軸、第 2 軸および第 3 軸がそれぞ れ、データの分散の 60.73 %、23.11 %、9.32 %を説 明していることがわかる。したがって、15 バンドの 等級データの分散の 93 %以上は、3 つのパラメータ によって説明される。このことは、銀河が 15 次元光 度空間中で 3 次元構造を持つ銀河多様体上に分布し ていることを示している。



図 1: 特異値分解により得られる各コンポーネントの寄与率と、 累積寄与率を示す。最初の 3 つのコンポーネントで、サンプルの 分散の 90 %以上を説明することができる。

4.2 UMAP を用いた銀河多様体の発見

同様のデータに対して標準化を行い、UMAPを適 用した。UMAPを用いて多様体の次元を推定する際 には、再構成誤差を評価することが有効である。再 構成誤差とは、次元削減後のデータを元の高次元空 間に逆変換した際に生じる誤差のことであり、本研 究では元のデータに対する平均二乗誤差として算出 した。次元削減空間の次元数を変更しながら、再構 成誤差を評価した結果を図2に示す。次元削減空間 が2次元から3次元になったとき、再構成誤差が小 さくなるが、4次元以上になっても再構成誤差はそ れ以上小さくならない。このことは、特異値分解の 結果と同様に、銀河が15次元光度空間中で3次元構 造を持つ銀河多様体上に分布していることを示して いる。



図 2: UMAP を用いた次元削減における、次元削減空間の次元 数に対する再構成誤差の変化を示す。計算資源の制約により、ラ ンダムにサンプリングした 10,000 のデータ点を対象に、2~6 次 元空間への次元削減を行った。逆解析を実施し、再構成時の最小 二乗誤差を算出した。

4.3 物理量との接続

銀河の放射は銀河内部での物理過程の結果である ため、光度空間における銀河の分布は銀河の物理的 特性を反映していると期待される。したがって、光 度空間で発見された銀河多様体を銀河の物理的性質 と結び付けて議論することには重要な意味がある。 本研究では、SED フィッティングを用いた銀河物理 量推定カタログである GALEX-SDSS-WISE Legacy Catalog (GSWLC: Salim et al. 2016)のデータを用 いて、銀河の星質量、星形成率、ダスト減光量が銀 河多様体上でどのように分布しているのかを分析し た。銀河多様体上の物理量の分布をカラーマップで 表現したものを、図3に示す。特異値分解と UMAP の結果は類似しており、第1軸に沿って星質量が、第 2軸に沿って星形成率が、第3軸に沿ってダスト減 光量がそれぞれ連続的に変化している。

5 考察

5.1 銀河多様体の構造

非線形次元削減の手法では、データ分布の3次元 的に折れ曲がった平面構造を引き伸ばし、2次元分 布としてとらえることが可能である。本研究におい て、線形次元削減と非線形次元削減の両方による次 元推定の結果がともに3次元であったことと、得ら れた軸が同じ物理量との関連性を示していることか ら、銀河多様体がグローバルな曲面構造を持ってい ることが否定される。つまり、銀河多様体は大きく 折れ曲がった平面構造をとらず、非線形次元削減に よっても引き伸ばされない立体構造をとっている。こ



図 3: 多様体上の星質量(M_{*})、星形成率(SFR)、レストフレームにおける FUV バンドのダスト減光量(A_{FUV})の分布をカラー マップで示す。上の行は特異値分解(SVD)、下の行は UMAP により得られた軸への射影になっている。すべての射影はコンポー ネントに従ってビンに分けられており、各ビンにおける物理量の中央値が対数スケールで色分けされて表示されている。

のことは、光度空間中での銀河進化の議論において 重要な前提を与える。ただし、本研究の解析結果か らは銀河多様体の局所的な折れ曲がりは否定されな いため、細部の折れ曲がり構造の存在に関してはよ り詳細な解析が必要になる。

5.2 銀河多様体の物理的解釈

図3の結果より、銀河多様体が星質量、星形成率、 ダスト減光量の3つのパラメータで特徴づけられる ことがわかる。このことは、中赤外から遠赤外の測 光情報を用いて、先行研究で得られていた2次元多 様体に、ダストに関連する物理的情報が追加された ことを示している。これにより、銀河多様体上でダ スト情報を含めた銀河進化の定式化を議論すること が可能となった。また、この銀河多様体上での銀河 進化方程式に表れる変数が、星質量、星形成率、ダ スト減光量の3つであることが予測される。

6 結論

本研究では、遠紫外から遠赤外にわたる15バンド の測光データに対して、特異値分解およびUMAPを 利用した次元削減を行い、ダスト情報を含む銀河多 様体の発見と解析を行った。結果として、銀河が3 次元構造を持つ多様体上に分布していることを確認 し、特異値分解およびUMAPの両方で同様の結果 が得られた。発見された銀河多様体は、星質量、星 形成率、ダスト減光量の3つの物理パラメータで特 徴づけられることが示された。

本研究の結果は、ダスト情報を含む銀河進化の定 式化のための基礎的な枠組みを提供し、さらに詳細 な銀河多様体の解析を通じて、銀河進化シナリオの 解明に寄与することが期待される。

Reference

- Chilingarian I. V., Zolotukhin I. Y., Katkov I. Y., Melchior A.-L., Rubtsov E. V., Grishin K. A., 2017, ApJS, 228, 14.
- Cooray S., Takeuchi T. T., Kashino D., Yoshida S. A., Ma H.-X., & Kono K. T., 2023, MNRAS, 524, 4976.
- Djorgovski S., 1992, in Longo G., Capaccioli M., Busarello G., eds, Morphological and Physical Classification of Galaxies. Astrophysics and Space Science Library, vol 178, Springer, Dordrecht, p. 359. doi:10.1007/978-94-011-2522-2_27
- McInnes L., Healy J., Melville J., 2018, arXiv, arXiv:1802.03426. doi:10.48550/arXiv.1802.03426
- Salim S., Lee J. C., Janowiecki S., da Cunha E., Dickinson M., Boquien M., Burgarella D., et al., 2016, ApJS, 227, 2.
- Wright E. L., Eisenhardt P. R. M., Mainzer A. K., Ressler M. E., Cutri R. M., Jarrett T., Kirkpatrick J. D., et al., 2010, AJ, 140, 1868.

-index へ戻る

銀河b20

Meshless 法を用いた数値流体力学計算のSIMD並列化 による高速化

東 佑輝
Meshless 法を用いた数値流体力学計算の SIMD 並列化による高速化

東 佑輝 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群物理学学位プログラム)

Abstract

宇宙における現象の解析には流体力学の手法が用いられることが多い。流体の運動は Navier-Stokes 方程式 によって記述されることが知られているが、この方程式には強い非線形性が存在し、一般に解析解を求める のは難しい。そこで宇宙物理学においては星形成、銀河形成、ブラックホール降着円盤といった様々な構造 形成の理解において数値流体力学計算が用いられている。より広範な宇宙の物理現象を理解するために、よ り精確、高速かつ大規模に実行可能な計算手法が求められている。粒子法による数値流体力学計算における 主流の手法は SPH 法とそれをもとに開発されている幾つかの改良手法であるが、いずれも適合性を満たし ておらず、得られる結果が空間 0 次精度であるという問題がある。一方で Meshless 法で得られる結果は空 間 1 次精度を保っており、適合性を満たす。このことから、Meshless 法では SPH 法よりも精度の良い結果 を得られることが期待できる。本講演では、Meshless 法による計算を CPU の SIMD 命令により高速化す る手法を紹介する。SIMD 命令のオペランドとして用いられるレジスタは、通常の命令と比べるとレジスタ 長が長くなっている。例えば Intel x86-64 CPU においては通常のレジスタ長は 64bit であるのに対して、 AVX2 SIMD 命令で用いられるレジスタ長は 256bit である。このような長いレジスタに、レジスタ長の短 いデータを複数載せて処理するのが SIMD 命令の仕掛けである。SIMD 命令を使った高速化では、この長い レジスタにどのようにデータを搭載して計算するかが重要であり、本講演の中心的な話題である。

1 Introduction

本論文では、数値流体力学計算における粒子法的 手法の一つである Meshless 法 [2] の計算高速化の手 法について述べる。Meshless 法は従来の代表的な粒 子法である SPH 法 [1] と比較して適合性と空間 1 次 精度という長所があり、数値流体力学計算を用いた 宇宙物理学の研究において近年注目を集めている。

2 Meshless法

2.1 Meshless 法での空間離散化

SPH 法では、粒子が持つ物理量 f_i から流体場の物 理量 $\langle f(\boldsymbol{x}) \rangle$ を

$$\langle f(\boldsymbol{x}) \rangle = \int f(\boldsymbol{x}') W(|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'|, h) \,\mathrm{d}\boldsymbol{x}' \qquad (1)$$

のように kernel 関数 W(x, h) との直接の畳み込みで 物理量の離散化をする。Meshless 法においては

$$\Psi_i(\boldsymbol{x}) = \frac{W(|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_i|, h(\boldsymbol{x}))}{\sum_j W(|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_j|, h(\boldsymbol{x}))}$$
(2)

のような内挿関数 $\Psi(\mathbf{x})$ に変形して畳み込むことで SPH 法の適合性の問題を克服している。なおここで、 iは相互作用を受ける粒子を表しており、jは相互作 用を及ぼす粒子を表している。

2.2 基礎方程式と離散化方程式

Meshless 法は v_{frame} という速度で動く座標系から 見た Euler 方程式

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{F} - \boldsymbol{v}_{\text{frame}} \otimes \boldsymbol{U}) = 0 \qquad (3)$$

を出発点に離散化を行う。ここで U は流体基本量で ある。離散化した方程式は以下の形に表すことが出 来る。

$$\frac{D}{Dt}(V_i \boldsymbol{U}_i) + \sum_j \tilde{\boldsymbol{F}}_{ij} \cdot \boldsymbol{A}_{ij} = 0$$
(4)

ここで、 V_i はを i 粒子の領域の空間的な広がりを表す 体積である。 \tilde{F}_{ij} と A_{ij} は i 粒子と j 粒子の間の流束 及び 2 粒子が接する面積ベクトルを表している。この 方程式に従って流体の時間変化を追うのが Meshless 法である。なお、流束の計算には近似 Riemann 問題 を用いることで SPH 法で用いられている人工粘性の 挿入を不要にしている。 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

2.3 Meshless 法プログラムの概要

Meshless 法の相互作用を計算するプログラムは主 に次の 3 つのループから構成されている。

- loop1
 kernel 半径 h を、kernel 半径を元に計算した粒子の有効体積内に含む粒子の数 N が事前に決めた範囲に収まるよう反復計算により求める。
- loop2 粒子分布を特徴づける行列 E とその逆行列計算 B を求め、それを用いて Riemann 問題を解く ために必要な物理量の勾配を計算する。
- **loop3** Riemann 問題を解いて粒子間の流束を計算し、 離散化した流体方程式 (4) の時間積分に必要な 量を求める。

3 SIMD 命令を使った高速化

SIMD 命令とは「ひとつの命令で複数のデータ」を 処理するための並列命令である。SIMD 命令を使う ことで一度の命令で処理できるデータの数を増やし て高速化を図ることができる。Intel x86_64 において は、AVX 命令セットなどが実装されている [3]。AVX 命令セットでは 256bit 幅のレジスタの使用が可能で、 単精度の浮動小数点数であれば 8 つ、倍精度の浮動 小数点数であれば 4 つの演算を並列に処理できる。

本研究においては2粒子間の相互作用計算と逆行 列計算について SIMD 命令による高速化を試みた。 相互作用計算においては一つのi粒子に対してj粒子 を複数個同時に処理することで高速化を実現し、逆 行列計算においては複数の行列をまとめることがで きるよう入力行列の要素の入れ替えや計算手順の工 夫によって高速化を実現した。相互作用計算におい ては、1つのi粒子に対して8つのj粒子を並列化し ている。逆行列計算においては、2つの粒子について 並列化をしている。

4 結果

高速化による結果を図1に示す。全てのループに おいて一定の性能向上が見られた。SIMD 並列化に より最大で8倍の性能向上が期待できるが、実際に は並列化に伴ってレジスタロードなどのオーバーヘッ ドを含むためそれよりも性能向上率は低下する。 特に loop2 については loop1 や loop3 と比較して 飛躍的に性能が伸びている。これは loop2 は逆行列 計算を含んでおり、今回の実装では loop1, loop3 に おいては *j* 粒子についての並列度しか無いのに対し て loop2 においては *i* 粒子の並列度も含んでいるこ とに由来すると考えられる。





図 1: 近傍粒子数 N = 64 の時の性能改善率

5 まとめと今後の課題

本研究では SIMD 命令を用いて Meshless 法を汎用 CPU 上で並列に実行するコードを作成し、高速化を 実現した。一方で、loop1、loop3 については期待さ れる性能向上率よりも低いことが分かった。これは、 並列度を *i* 粒子の方向にも割り振ることで改善する ことが期待できる。

今後は *i* 粒子方向の並列度を増やし、さらなる性 能向上を図ると共に実際の宇宙物理学の問題を適用 して、この計算手法の特性を明らかにすることが課 題である。

Reference

- Gingold, R. A., & Monaghan, J. J. 1977, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 181, 375
- [2] Hopkins, P. F. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 450, 53
- [3] SDM. 2023, Intel[®] 64 and IA-32 Architectures Software Developer's Manual Combined Volumes: 1, 2A, 2B, 2C, 2D, 3A, 3B, 3C, 3D, and 4, Intel Corpotation

-index へ戻る

銀河b21

IceCubeによる10年間の一般公開観測データを用いた エネルギーバンド間マッピング調査

久田 凜太郎

IceCube による 10 年間の一般公開観測データを用いたエネルギーバンド 間マッピング調査

久田 凜太郎 (京都産業大学大学院 理学研究科)

Abstract

ICECUBE は電磁波・重力波に続きマルチメッセンジャー天文学の新たな一員としてその性能を発揮する ニュートリノ観測実験である。南極のアムゼン・スコット基地の地下に設置され南極の分厚く広大な氷床を用 いて高エネルギーニュートリノを追っており、宇宙で起こっている高エネルギー粒子の加速現象に付随する ニュートリノについての飛来方向を調べることができる。高エネルギー粒子の加速機構はまだわかっていな いことが多く、今後の研究が待たれるテーマであり高エネルギーニュートリノが解明の鍵を握るのではない かと思われる。本研究では IceCube による 10 年間の一般公開観測データを用いてニュートリノについて複 数のエネルギーバンドでのマッピング調査を行い、バンド間で検出されるニュートリノ源の存在とその候補 天体の調査を目標としている。NGC1068 のニュートリノ研究では同定がされており、ニュートリノのエネ ルギー E に対して、*E^{-γ}*で表されるスペクトル指数 γ の値が γ = 3.2 とされていた IceCube Collaboration (2022)。これは低エネルギー側での放射が優勢であることを示している。エネルギーバンドに分けて調査を した際にこのスペクトル指数の特徴が表れるのかを調べることは興味深いことである。これらの調査につい て数個の候補天体と今後の研究について発表と議論をできればと考えている。

1 Introduction

マルチメッセンジャー天文学とは大きく分けて3 つ、電磁波による天文学、宇宙線やニュートリノな どの粒子による天文学、重力波による天文学で多角 的観測することで総合的に解明する天文学である。3 つの天文学の短所と長所を互いに補うことにより新 たな発見が期待される。実際に2017年には中性子星 合体による重力波検出と電磁波による追観測により 中性子星合体で起こる現象の解明につながっている (Abbott et al. 2017)。

高エネルギー宇宙線(10¹⁹ – 10²⁰ eV)の観測は半 世紀以上にわたって続けられており、宇宙粒子の強 力な加速機構の存在が考えられているが、その原理 と飛来方向については謎が多い。X線やγ線などの 高エネルギー光子では吸収や散乱、高エネルギー荷 電粒子では物質や光、磁場などとの相互作用の影響 を受け進行方向が変化し、正確な位置測定が難しい。 また、進行方向の変化と同時にエネルギー損失も発 生してしまう。しかし、ニュートリノは電荷を持た ず物質との相互作用や吸収などの影響少ないため高 エネルギー加速機構の理解に重要な役割を果たすと 期待されている。

活動銀河核(AGN)とは活動銀河の銀河内部にあ る、大質量ブラックホール (SBMH) を含んだコンパ クトで非常に明るい領域である。AGN は統一モデル (Antonucci 1993) によると SMBH の周りにできる降 着円盤を取り囲むようにダストでできたドーナツ状 の領域(トーラス)があるとされ、地球からの視線 方向によって特徴づけられる。例えば、SeyfertII 銀 河に分類される AGN はトーラスが横から観測され、 AGN の中心部はトーラスによって遮られる形とされ る。また、AGN は SMBH から噴き出るジェット構 造が付随する場合があり、もし中心部がトーラスに よって遮られずジェットの軸方向に地球があった場合 には強い電波源として観測がされる Blazar に分類さ れる。こうした SMHB 系である AGN は、ニュート リノなどの高エネルギー宇宙線の加速機構の候補と なっている (Berezinskii & Ginzburg 1981)。

2020 年、ICECUBE による 10 年間の観測結果の報 告において全天で最も明るい Seyfert II 銀河 NGC1068 がニュートリノ源と同定されたとの論文が発表された (Aartsen et al. 2020)。論文によると NGC1068 の天 球面座標から 0.35° 離れた場所においてニュートリノ の個数が $n_s = 61.2$ 、統計有意性が 4.2σ であるとされ た。また、全天で最も明るい Seyfert I 銀河 NGC4151 も天球面座標からおよそ 0.18°離れた場所にニュート リノ源があるとも報告 (IceCube Collaboration 2022) がされている。Blazar である TXS0506+056 では Ice-Cube Collaboration (2018) によると天球面座標から 0.1°離れた場所で統計有意性が 3σ であるとされる と同時にフェルミガンマ線宇宙大面積望遠鏡 (Fermi Lat) によってもガンマ線放射を観測 (IceCube Collaboration 2018) がされ完全に同定されることとなった。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 ICECUBE

ICECUBE 実験は南極点に程近いアムンゼン・ スコット基地の地下に設置されている観測所で行わ れている、高エネルギーニュートリノを観測する国 際共同プロジェクトである。観測装置では分厚い南 極氷床が使用されており、光電子検出器が高さ1km、 直径 1km の六角柱状に埋設されている。検出器は 86 本のケーブルに連なっており計 5160 個が使用されて いる。比較のために岐阜県飛騨市神岡鉱山にあるスー パーカミオカンデを紹介すると、同じく円柱状で高さ 42m、直径 39m の水槽が使用され、水槽の壁面に光 センサーが計1.3万本取り付けれられている (Super-Kamiokande Collaboration 2003)。ICECUBE の特 徴は、観測装置が大きいことで検出効率が高くなる ことや、特に検出器が観測装置を満たすように設置 されているためニュートリノの飛来方向の角度分解 能が高いことである。ICECUBE の飛来方向の角度 分解能がおよそ 0.2°の精度であるのに対して、スー パーカミオカンデでは 20° 以上となっている。

2.2 データセット

ICECUBE の観測期間とイベント数は Table.1 に 示している。ICXX と表記されている XX の部分は 各観測期間でのケーブルの本数を表しており、IC86 では 2011 年の観測期間と 2012 から 2018 年まで連 続した観測期間の 2 つとなっている。

一般公開された観測データでは主なものとして各
 ニュートリノのイベントについての時刻 [MJD]・赤
 経 (RightAscension)[deg]・赤緯 (Declination[deg])・

Table 1: Data Sample

Year	Events	Start day	End day
IC40	36900	2008/04/06	2009/05/20
IC59	107011	2009/05/20	2010/05/31
IC79	93133	2010/06/01	2011/05/13
IC86-I	136244	2011/05/13	2012/05/15
IC86-II-VII	760923	2012/04/26	2018/07/08

エラーアングル [deg]・エネルギー [$log_{10}(E/GeV)$] が 含まれている。

公開データには観測される全てのニュートリノが 含まれているわけではなく、ある程度の選別が行わ れている。しかし、宇宙の天体現象起源と大量に観 測される地球大気起源のニュートリノとを選別して いないため、地球大気起源のニュートリノはノイズ となってしまう。また、イベントの面密度も十分に 高くない、よって次に述べる最尤法によって天体起 源と大気起源のニュートリノを統計的に見分けるこ とになる。

2.3 最尤法マッピング

最尤法マッピングの手順は Braun et al. (2008) と Abbasi et al. (2011) での方法に従い計算を行った。

最尤法は統計学の手法の1つで、標本からそれら が従う確率分布の母数を推定する手法である。具体 的に、あるパラメータ z を含む変数 x による確率分 布 P(x|z) に従う母集団から標本を N 個だけとった 時、標本のみからパラメータ z を推定することを考 える。この時、尤度関数 L(z) を次のように定義する。

$$L(z) = \prod_{i=1}^{N} P(x_i|z) \tag{1}$$

尤度関数 *L*(*z*) は各標本が取る確率の総乗となってい るため、標本が各値を取る同時確率を表している。こ の尤度関数 *L*(*z*) を最大化させることでパラメータ *z* を推定することができる。

最尤法を用いるために必要な確率分布を、確率密度 関数 PDF(Probability Density Function) と呼ぶ。宇 宙ニュートリノを signal、大気ニュートリノを background として、それぞれが従う確率密度関数 *S_i、B_i* を次のように定義する。

$$S_i = N(\vec{x}_i | \vec{x}_s, \sigma_i) \tag{2}$$

$$B_i = \frac{1}{\Omega} \tag{3}$$

ここで $\vec{x}_i = (\alpha_i, \delta_i) \ge E_i \ge \sigma_i$ はそれぞれ観測された ニュートリノの赤経 (RA)・赤緯 (Dec) とエネルギー とエラーアングルを表し、*x*_s はある地点に signal が あるとしたときの source の位置を表す。Ω は立体角 を表しており B_i は依存性を持たない簡単な家庭を行 う。signal での N(x) は 2 次元ガウシアンを用いて次 のように表される。

$$N(\vec{x}|\vec{x}_s,\sigma_i) = \frac{1}{2\pi\sigma_i^2} \exp\left(-\frac{|\vec{x}-\vec{x}_s|}{2\sigma_i^2}\right) \qquad (4)$$

うに定義する。

$$L(n_s, \gamma) = \prod_{i=1}^{N} \left(\frac{n_s}{N} S_i + \left(1 - \frac{n_s}{N} \right) B_i \right)$$
(5)

ここで、パラメータ n_s は x_s の位置で signal イベン トの貢献度を表し、N は推定に使われたイベント数 の総数である。この尤度関数を最大化することで、n。 と γ の推定量を得ることができる。

次に、得られた推定量から検定量 (Test Statistic) を次のように定義する。

$$TS = -2 \cdot \log \frac{L(ns=0)}{L(\hat{n_s}, \hat{\gamma})} \qquad n_s \ge 0 \qquad (6)$$

 $n_s = 0$ 、すなわちイベントが全て background とす る仮説を帰無仮説という。この検定量は帰無仮説が 棄却される信頼度を示す指標となる。さらにこの検 定量は自由度が $3 \circ \chi^2$ 分布にしたがっているため、 帰無仮説が棄却される確率 (p-value) を求めることが できる。

2.4 エネルギーバンド間マッピング

一般公開された観測データをエネルギーバンドに 分割し、各エネルギーバンドにおいて最尤法マッピ ングを行う。各マッピングから2σ以上のニュートリ ノ源のリストを作成し、各バンド間で 0.2° 以内に含 まれる候補がないかを調べた。

Results 3

解析内容 3.1

本研究で使用した観測データは Table1 において一 番観測期間が長い IC86-II-VII のみである。その他の 観測期間のデータは観測感度が異なることによる解 析の複雑化を避けるために用いないこととした。期 間を限定することで観測データは少なくはなるが、そ れでも解析には十分な観測量があると判断した。

3.2 エネルギーバンド間でのソース

エネルギーバンド間での調査により、3つ以上のバ ンドにおいて 2σ以上の検出をされたソースはなかっ これらの確率密度関数を用いて尤度関数を次のよ た。しかし、2つのバンドにわたって検出がされた ソースは10箇所ほどがあった。その10箇所のソー スについてリストにまとめてある。

$$2 \leq log_{10}E(GeV) \leq 3 \geq 3 \leq log_{10}E(GeV) \leq 4$$

No.	RA	Dec	σ_{23}	σ_{34}
0.	40.9	-0.3	5.2σ	2.3σ
1.	200.1	0.5	2.2σ	2.2σ
2.	312.9	0.9	2.5σ	2.7σ
3.	2.1	1.3	2.4σ	2.9σ

$3 \leq lo_{2}$	$g_{10}E(C$	$GeV) \leq$	≤4と4	$\leq log_{10}E(GeV$		$') \leq 5$
	No	D۸	Dee	-	_	

No.	KA	Dec	σ_{23}	σ_{34}
4.	77.5	5.9	2.3σ	2.4σ

 $4 \le \log_{10} E(GeV) \le 5 \ge 5 \le \log_{10} E(GeV) \le 6$

No.	$\mathbf{R}\mathbf{A}$	Dec	σ_{23}	σ_{34}
5.	327.3	-66.7	3.2σ	3.0σ
6.	93.5	-66.3	2.7σ	2.2σ
7.	162.1	-62.5	2.4σ	2.6σ
8.	92.3	16.3	2.4σ	2.0σ
9.	60.1	-22.9	2.3σ	2.8σ

3.3 対応天体候補

解析結果から得られた 10 箇所について対応する 天体は存在するのかを調べることにした。しかし、 ICECUBE の角度分解能は電磁波観測に比べてあま りにも大きいため候補天体の絞り込みが困難である。 このため、現在までで確実に判明している候補天体 についてのみ下のリストにて記述する。

No.	RA	Dec	候補天体	距離
0.	40.9	-0.3	NGC1068	0.37
0.	40.9	-0.3	$\mathrm{TXS0506}{+}056$	0.24

これら2つの天体について IceCube Collaboration より複数の論文で言及されており、今回のエネルギー バンド間での調査においても検出がされることを確 認した。

リストにある2箇所以外の候補天体については現 在のところ明確な対応天体がわからなく、今後も研 究を続けていく予定である。

4 Discussion

本研究では、一般公開された観測データのエネル ギー分布に注目をし、エネルギー分割をしたマッピ ング調査を行った。これまでのところ NGC1068 と TXS0506+056 については 2 つのエネルギーマップ において有意性 2σ以上で検出が確認された。ただ、 その他の 8 箇所については今後対応天体の調査方法 について考える必要がある。また、今回用いたマッピ ング方法は Braun et al. (2008) を簡略化した手法を 用いているため、エネルギーバンド間を調べるにあ たってマッピング方法に改善の余地が残されている。

現在のところ IceCube の観測データを用いた研究 では γ線、X線、電波での AGN 研究が盛んに行わ れている。AGN はさまざまな波長隊に特徴を有して いるため、今後もニュートリノと電磁波を組み合わ せた研究は高エネルギー粒子の加速機構について発 見をもたらす可能性が十分にある。今後もニュート リノが天文学においてさまざまな貢献をしていくだ ろうと期待をしている。

Reference

- Aartsen, M. G., et al. 2020, Phys. Rev. Lett., 124, 051103. https://arxiv.org/abs/1910.08488
- Abbasi, R., et al. 2011, ApJ, 732, 18, doi: 10.1088/ 0004-637X/732/1/18
- Abbott, B. P., et al. 2017, ApJ, 848, L12, doi: 10. 3847/2041-8213/aa91c9
- Antonucci, R. 1993, ARA&A, 31, 473, doi: 10. 1146/annurev.aa.31.090193.002353
- Berezinskii, V. S., & Ginzburg, V. L. 1981, MN-RAS, 194, 3, doi: 10.1093/mnras/194.1.3
- Braun, J., et al. 2008, Astroparticle Physics, 29, 299, doi: https://doi.org/10.1016/j. astropartphys.2008.02.007
- IceCube Collaboration. 2018, Science, 361, eaat1378, doi: 10.1126/science.aat1378
- —. 2022, Science, 378, 538, doi: 10.1126/science. abg3395
- Super-Kamiokande Collaboration. 2003, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 501, 418, doi: 10.1016/S0168-9002(03)00425-X

--index へ戻る

銀河b22

JWST PRIMERの測光カタログを用いた z ~ 8 におけ るバルマーブレイク銀河候補の探査と SED fit による 物理的性質の推定

堀田 修司

JWST PRIMERの測光カタログを用いた $z \sim 8$ におけるバルマーブレ イク銀河候補の探査とSED fit による物理的性質の推定

堀田 修司 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

ジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡(JWST)の登場により、赤方偏移 z ~ 8 の銀河候補が数多く発見されて おり、その中には星質量が 10¹⁰ M_☉ を超えるような大質量銀河候補も含まれている。このような大質量銀 河は、 z ~ 3 – 5 で発見されている大質量 quiescent 銀河の祖先にあたると考えられている。これらの銀河種 族の関係性を明らかにするためには、それぞれの数密度を正しく見積もる必要があるが、 z ~ 8 の大質量銀 河のサンプル数は限られている。本研究では、JWST の PRIMER プロジェクト (Dunlop et al. 2021) で 構築された天体の測光カタログを用いて、 z ~ 8 の大質量銀河候補の探査を行った。 z ~ 8 の大質量銀河は、 赤方偏移したバルマーブレイクによって静止系可視光で赤くなるため、NIRCam の長波長側の色が赤くなる という条件で天体を選択した。その結果、9 天体が選択された。選択された天体について、SED フィッティ ングコード Bagpipes を用いて SED fit を行った結果、5 天体は輝線銀河 (ELG) のモデルで、2 天体はバル マーブレイク銀河 (BBG) のモデルでフィットされた。PRIMER フィールドにおける z ~ 8 の BBG の数密 度 ~ 10⁻⁶ Mpc⁻³ となり、推定される星質量はいずれも 10¹⁰ M_☉ よりも小さかった。この結果は、高赤方 偏移の大質量銀河が、従来の予想よりも多く存在するという先行研究の結果を支持しない。また、様々なパ ラメータの設定で輝線銀河のモデル SED を作成し、color-color ダイアグラムにプロットした結果、 $A_V = 1$ を超える ELG がバルマーブレイクの色条件を満たすことが分かった。バルマーブレイクの色条件ではこの ような ELG と BBG を混同してしまうため、両者の切り分けるには追観測による分光同定が必要である。

1 Introduction

ジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST) の登場 により、これまでハッブル宇宙望遠鏡などでは見落 とされてきた様々な銀河種族候補が発見されている。 その中には、z~8において星質量が 10¹⁰ M_☉ を超 えるような、高赤方偏移の大質量銀河候補も含まれ ている (e.g., Labbe et al. 2023)。大質量銀河のスペ クトルにはバルマーブレイクと呼ばれるカットオフ が存在する。これは、水素のバルマー系列の吸収が 離散的な吸収から連続吸収に変化する波長 (3646 Å) に見られる連続スペクトルの段差で、OB型星よりも 寿命が長い A 型星のスペクトルで顕著に見られる。 バルマーブレイクは古い星種族を持つ、より進化が 進んだ銀河の指標となるため、大質量銀河はバルマー ブレイクに基づいて選択される。

また、JWST により $z \sim 3-5$ では大質量 quiescent 銀河 (星形成をやめた銀河)が発見されており、その 中には $z \sim 6-9$ までに星質量の大部分を形成し終え ていたことを示唆するものが存在する (e.g., Setton et al. 2024)。このことから、*z*~8で見つかっている 大質量銀河候補は、*z*~3-5の大質量 quiescent 銀河 の祖先であると考えられている (e.g., Nanayakkara et al. 2024)。これらの銀河種族の間の関係性を明ら かにするためには、それぞれの数密度を正しく見積 もることが重要である。しかし、*z*~8における大 質量銀河候補の数は限られており、発見されている フィールドも偏っている。そのため、これらの数密 度を正しく評価するためには、より多くのフィール ドで大質量銀河の探索を行う必要がある。

そこで、本研究では JWST の PRIMER プロジェ クト (Dunlop et al. 2021) で構築された天体の測光 カタログ (PRIMER-COSMOS と PRIMER-UDS) を用いて、 $z \sim 8$ の大質量銀河候補の探査を行った。 Labbe et al. (2023) で行われているように、赤方偏 移したバルマーブレイクを基準に見つけるため、静 止系可視光で赤いという条件で天体を選択した。ま た、Bagpipes (Carnall et al. 2018) を使って SED fit を行い、選択した天体が実際にバルマーブレイクを 持つかを確認した。

2 Methods

2.1 Source selection

本研究では、JWST の Public Release Imaging For Extragalactic Research (PRIMER) プロジェク ト (Dunlop et al. 2021) の天体カタログ (PRIMER-COSMOS, PRIMER-UDS) を使用する。これらのカ タログは、PRIMER プロジェクトで公開された観 測データを元に天体の抽出と測光を行うことで作成 されており、HST/ACS と JWST/NIRCam の 10 バ ンド (HST/ACS F606W, F814W, JWST/NIRCam F090W, F115W, F150W, F200W, F277W, F356W, F444W, F410M) の測光値が含まれている。

本研究では z ~ 8 の大質量銀河候補を探すために、 Labbe et al. (2023) で行われているように銀河の SED に見られるライマンブレイク (静止系 1216 Å) とバルマーブレイクの 2 つのカットオフに注目して 天体の選択を行った。これらのカットオフを挟み込む 2 つのフィルターにおける等級の差 (色指数)を用い ることで、ライマンブレイクとバルマーブレイクを持 つ銀河を選択することができる。z ~ 8 では、ライマ ンブレイクは ~ 1.1 µm に赤方偏移するため、Labbe らはこれよりも短波長側 (HST のフィルター) で天 体が検出されないという条件でライマンブレイクを 判定している。また、バルマーブレイクは ~ 3.3 µm に赤方偏移するため、NIRCam の長波長側が赤くな る。そこで、本研究では天体の選択条件を次のよう に設定した。

- 1. S/N < 2 in F435W, F606W, F814W, F090W
- 2. F150W-F277W < 0.7
- 3. F277W–F356W $> 0.5, \ {\rm F277W}{\rm -F410M} > 0.5, \ {\rm F277W}{\rm -F444W} > 0.5$

最初の条件は、ライマンブレイクより短波長側で は天体が検出されないことを要請している。2番目 の条件は静止系紫外線で青いことを要請している。こ の条件を課すことで、ライマンブレイクではなくダ スト減衰により静止系可視光で検出されない天体を 除くことができる。最後の3つの色指数に対する条 件は、長波長側がバルマーブレイクの連続光によっ て赤いことを要請している。また、天体検出の確度を 高めるために、F150W について S/N > 5、 F444W < 27 mag、F150W < 29 mag を条件とした。



図 1: 天体の選択結果。三角と星はそれぞれ COS-MOS, UDS カタログから選択された天体。また、灰 色の点は PRIMER カタログに含まれている全天体 を表す。

2.2 SED Fitting

選択した天体について、SED フィッティングコー ドの Bagpipes (Carnall et al. 2018)を用いて SED フィットを行い、測光赤方偏移と星質量などの物理 量を推定した。星形成史 (SFH) は delayed τ モデル を、ダスト減衰曲線は Calzetti モデル (Calzetti et al. 2000)を使用した。Bagpipes のパラメータの設 定を表 1 に示す。

表 1: 各パラメータの範囲と事前分布の設定

パラメータ	範囲	事前分布
age (Gyr)	(0.001, 10)	uniform
delayed τ (Gyr)	(0.001, 1)	uniform
redshift	(0, 20)	uniform
mass formed $(\log_{10} \rm M_\odot)$	(0, 15)	uniform
metallicity (Z_{\odot})	(0.01, 2.5)	\log_{-10}
dust attenuation $A_{\rm V}$	(0, 4)	uniform
$\log U$	(-4, -2)	uniform

3 Results

3.1 天体の選択結果

PRIMER-COSMOS, UDS のカタログから天体を 選択した結果を color-color ダイアグラムに示す (図 1)。2.1 章に示した条件で、9 天体 (COSMOS カタロ



図 2: SED fit の結果の一部。オレンジ色の線と点はベストフィット (カイ2乗値が最小となるモデル)を表 す。青色の点は各フィルターにおける測光値を、下向きの矢印は 2σの上限値を、横向きのエラーバーは各 フィルターがカバーする波長範囲を表している。また、各パネルの右下に赤方偏移 z の確率分布を示した。 (破線は 16-50-84 パーセンタイル)

グから6天体、UDS カタログから3天体) が選択さ れた。

3.2 SED fit の結果

選択された9天体について、Bagpipes を用いて SED fit を行った。その結果の一部を図2に示す。9 天体のうち5天体は、図2左のように長波長側が輝 線で明るい輝線銀河として説明されている。また、2 天体は図2右のように、連続光により長波長側が明 るくなっており、バルマーブレイク銀河の特徴と一 致する。これら以外の2天体は測光点を説明できる SED を得ることができなかった。また、SED fit の 結果から得られた赤方偏移と星質量と $z \sim 8$ 大質量 銀河候補 (Labbe et al. 2023)の比較を図3に示 す。バルマーブレイクの色条件でPRIMER カタログ から選択された天体の星質量は10¹⁰ M_☉よりも小さ く、Labbe et al. (2023)で報告されているような大 質量銀河候補は選ばれていないことが分かる。

4 Discussion

4.1 バルマーブレイク銀河候補の数密度

本研究では、PRIMER カタログから2つのバル マーブレイク銀河候補が選択された。COSMOS フ ィールド (~ 144 arcmin^2) と UDS フィールド (~



図 3: SED fit で得られた測光赤方偏移と星質量。丸 は Labbe et al. (2023)の大質量銀河候補、三角はバ ルマーブレイク銀河候補、星は輝線銀河候補を表す。

234 arcmin²) におけるバルマーブレイク銀河候補の 数密度は、赤方偏移の範囲を 6.5 < z < 8.0 とする と、~ 10^{-6} Mpc⁻³ となった。これは、Labbe et al. (2023) におけるバルマーブレイク銀河候補の数密度 ~ 10^{-5} Mpc⁻³ と比較すると一桁小さく、彼らの大 質量銀河が高赤方偏移に従来の予想よりも多く存在 するという主張を支持しない。

4.2 輝線銀河がカラーセレクションに与え る影響

本研究では、z ~ 8の大質量銀河候補を探すために、バルマーブレイクにより NIRCam の長波長



図 4: *z* = 7,8,9 の輝線銀河のモデルトラック。各モ デルについて、ダスト Av のみを変化させた場合と logU のみを変化させた場合の色の変化を示している。

側が赤くなるという条件で天体の選択を行った。そ の結果、PRIMER カタログから9天体選択された が、SED fit の結果から5天体が輝線銀河 (ELG)候 補、2天体がバルマーブレイク銀河 (BBG)候補で あることがわかった。z > 6では赤方偏移した H β , [O III] $\lambda\lambda$ 4959,5007 Å などの静止系可視光の輝線が NIRCam の長波長側のフィルターに入るため、輝線 銀河はバルマーブレイク銀河と似た色を示す。そのた め、測光観測だけに基づく SED fitting ではバルマー ブレイクと輝線の寄与の区別が難しいことが Endsley et al. (2023) で指摘されている。

そこで、本研究ではどのような輝線銀河がバルマー ブレイク銀河の選択条件を満たしうるかを確かめる ために、Bagpipesを用いて z = 7,8,9の輝線銀河の モデル SED をパラメータを変えて作成し、それらを color-color ダイアグラム上にプロットした。ここで は、表1に示した Bagpipes のパラメータのうち、電 離パラメータ logU 及びダスト Av を変化させた場合 のモデルトラックを示す (図 4)。logU のみを大きくし た場合は、[O III] $\lambda\lambda$ 4959,5007 Å 輝線が強くなるた め、F277W-F444W が赤くなっていくが、他の色は バルマーブレイク銀河の選択条件を満たさない。一方 で、ダスト Av を大きくした場合は F277W-F356W, F277W-F410M, F277W-F444W の全てが赤くなり、 Av = 1.0 を超えるとバルマーブレイク銀河の選択条 件を満たすことが分かる。

5 Summary and Future works

本研究では、JWST の PRIMER-COSMOS, UDS の測光カタログから z ~ 8 の大質量銀河候補を探す ために、バルマーブレイク銀河の色条件を用いて天 体の選択を行なった。その結果、9 天体が選択され、 Bagpipes による SED フィッティングの結果からそ のうちの2 天体がバルマーブレイク銀河候補で、5 天体が輝線銀河候補であることが分かった。

また、Bagpipes を用いて z = 7,8,9 の輝線銀河の モデル SED をパラメータを変えて作成し、それらを color-color ダイアグラム上にプロットした結果、ダ スト Av = 1.0 を超える輝線銀河がバルマーブレイク 銀河の選択条件を満たすことが分かった。

本研究では NIRCam の測光データのみを使って SED fit を行い、星質量を推定した。しかし、Endsley et al. (2023) や Desprez et al. (2023) で指摘されて いるようにz > 6で NIRCam の長波長側を赤くす る要因として、バルマーブレイクと静止系可視光の 輝線、AGN の放射の寄与が縮退しているため、測光 点だけで両者を切り分けるのは難しい。この縮退を 解消するには、追観測による分光同定が必要である。 また、バルマーブレイクと AGN の放射の寄与を切 り分けるのに JWST/MIRI のデータが有効であるこ とが指摘されている (e.g., Wang et al. 2024)。本研 究で使用した PRIMER カタログには MIRI のデー タは含まれていないが、Grizli¹で PRIMER フィール ドの MIRI の観測データが公開されている。今後は、 選択した天体についてこれらの MIRI のデータを含 めて SED fit を行うことで AGN 放射の寄与を切り 分け、より正確な星質量の推定を行いたい。

Reference

- Labbe I., et al. 2023, Natur.616.266
- Dunlop J.S., et al. 2021, JWST Proposal. Cycle 1, 1837
- Setton D.J., et al. 2024, arXiv:2402.05664
- Nanayakkara T., et al. 2024, NatSR.14.3724
- Carnall A.C., et al. 2018, MNRAS.480.4379
- Calzetti D., et al. 2000, ApJ.533.682
- Desprez G., et al. 2024, MNRAS.530.2935D
- Endsley R., et al. 2023, MNRAS.524.2312
- Wang B., et al. 2024, ApJ.969.13 $\,$

Wang T., et al.2024, arXiv:2403.02399

¹https://github.com/gbrammer/grizli/

-index へ戻る

銀河 c01

NGC1068の近赤外線域での3次元構造の再構築について

多中 海斗

NGC1068の近赤外線域での3次元構造の再構築について

多中海斗 (京都産業大学大学院 理学研究科)

Abstract

活動銀河核(AGN)とは、銀河中心に存在すると言われている大質量ブラックホールに物質が連続的に流 れ込み、解放された重力エネルギーでガスが高温になり大量に輻射を放出している中心核領域のことである。 この AGN には統一モデルと呼ばれる降着円盤と広輝線領域を取り巻くように「トーラス」と呼ばれるドー ナツ状の吸収体があると考えられている。

面分光観測データを用いると、3 次元情報を得られ 2 次元情報より詳しい評価ができる。引き出された 3 次 元情報から AGN 統一モデルがどのようなものかを正確に評価できる可能性がある。

天体においてある特定の速度場を仮定できる場合、スペクトルの高空間分解能の面分光データに基づくこと で3次元構造の再構築が可能であることが示され、実際に HST データを用いて可視光域で実現された。 しかしながら、再構築された画像は母銀河の星間ダストによる吸収を強く受ける影響から精度に問題がある 可能性がある。本研究では星間ダストによる影響を受けにくい赤外線面分光データを用いて銀河中心数百 pc の3次元分布を評価する。また、母銀河の重力ポテンシャルが低密度電離ガスに与える影響を吟味し、より 正確な3次元分布を再構築する。

1 イントロダクション

活動銀河核は通称 AGN と呼ばれていて、銀河中 心に存在すると言われている大質量ブラックホール に物質が連続的に流れ込み、解放された重力エネル ギーでガスが高温になり大量の輻射を放出している 銀河の中心領域のことである。AGN には様々な種類 があるが、許容線の線幅で2種類に分けられる。線 幅が広い広輝線領域(Bload Line Region、BLR)と 線幅が狭い狭輝線領域(Narrow Line Region、NLR) を持つ1型と、NLR のみを持つ2型である。この2 型においては偏光スペクトルを観測すると1型と同 じように BLR があることが明らかになった。このこ とから2型は1型と同じように BLR があるものの何 らかの物質に遮られて直接見えなくなっていること が言える。つまり、1型と2型は全く同じ AGN であ ることが言え、我々から AGN の中心を見込む角度が 異なるために観測されたスペクトルに違いが生じた。 ここから AGN に対するある統一モデルが得られた。 この AGN の統一モデルでは降着円盤と BLR を取り 巻くように「トーラス」と呼ばれるドーナツ状の吸 収体があると考え、トーラスの軸の方向に NLR が 形成されているとなっている。このトーラスを軸方 向から見ると青い強い連続光と BLR と NLR が直接

見えるので1型として観測され、横から見ると BLR が隠されてしまい NLR しか見えなくなるので、2型 として観測される。このモデルは線幅の違い以外の AGN の性質も幅広く説明できるが、現象学的な幾何 学モデルなので観測で実際に確認できている訳では ない。本研究の目的として天体の情報を得られるの は基本的に2次元情報のみで3次元情報を得るのは 難しい。しかし、面分光観測であれば、3次元情報を 得られ、引き出された3次元情報から AGN 統一モデ ルがどのようなものかを正確に評価できる可能性が ある。実際に天体の電離ガスの特定の速度場を仮定 できる場合、可視光域での面分光データから直接的 に3次元分布を引き出すことができる (Miyauchi & Kishimoto 2020)。しかし、可視光域の輻射は星間ダ ストによる吸収を強く受ける影響から再構築された 3次元分布の確かさに問題がある可能性がある。本 研究では星間ダストによる影響を受けにくい赤外線 面分光データを用いて銀河中心数百 pc の 3 次元分布 を評価する。また、中心数百 pc スケールでは母銀河 の重力ポテンシャルがガスの運動に影響する可能性 があるため、その影響を吟味しより正確な3次元分 布を再構築することを目的とする。

$\mathbf{2}$ 観測データと方法

2.1観測データ

本研究では、近傍で一番明るい2型の AGN であ る NGC1068 を観測対象とし、3 次元分布の再構築 をするためのデータはチリのパラナル天文台に Very Large Telescope (VLT) UT4 にある近赤外線面分光 装置 SINFONI を用いた。また、重力ポテンシャルの 導出には同じくチリのパラナル天文台に Very Large Telescope (VLT) UT4 にある面分光装置 MUSE を 用いた。

2.2 データ処理

SINFONI のデータで [FeII]λ16440 の輝線の両 側にある continuum window を用いて continuum 引きをした。NGC1068の視線速度を中心とする [FeII]λ16440 の ±2000kms⁻¹ の速度範囲にわたる データを抽出した [FeII] 周りの画像を()として表示 する。

$\mathbf{2.3}$ 3次元分布の再構築

この章では実際に面分光データから3次元分布を 再構築する方法を説明する。

2.3.1 3 次元分布の再構築法

本研究では (Miyauchi & Kishimoto 2020) にて行 われた方法を用いた。高空間分解能の面分光で得ら れる輝線視線速度(輝線のスペクトルを、波長では なく視線速度の関数としたもの)からの3次元分布 の構築には、以下の2つの仮定をすることで可能と なる。

(1) 速度ベクトル v が中心核に対する位置ベクトル r と平行 $(v//r)_{\circ}$

(2) 速さ v が距離 r のある関数 v = f(r) になってい ること。

核領域のガスの高空間分解能面分光データがある場 合、各観測量は視線速度 vr と核からの投影距離 rproj の関数としてのフラックスとなる。

空面から線放射物質までの距離 z に関連付けられる。 すなわち、観測された半径速度をガスの3次元の位 置に逆変換している。ここで、 $r=\sqrt{z^2+r_{proj}^2}$ とな る。

実際には、速度関数 f(r) の正確な形式によっては、 特定の v_r と r_{proj} に対してのzの一意の解が得られ ない場合がある。ただし、内部の速度場は非常に単 純な形式を持つと推測することで次の式が推測され る。

$$v = f(r) = kr(k は定数)$$
 (1)

この場合、速さvが中心核からの距離rに比例する場合 を考えると単純な形式 $v_r = kz$ が成り立つ。したがっ て、xyvr3次元空間でのフラックス分布が xyz3次元 空間でのフラックス分布と同等になる。本研究では反 転マッピングを速度場が明らかに線形に見える内部領 域、または中心核からのスリットに沿って約±2arcsec として (Das, V., Crenshaw, D.M., & Kraemer, S.B. 2006)によって指定された「加速領域」に制限し実装 する。この反転の過程はこの領域のみである。

2.3.2 定数 k の導出

前節では、x-y平面のスケールに対して z方向の スケールを設定するパラメーター*k*は決定されてい ない。しかし、定数 k の近似値は $k = \frac{v_r}{r_{proj}}$ より簡 単に取得できる。これは一方向のスケーリングであ るので以下の分析は定数 k の詳細な値の影響を受け ない。z方向のフラックス分布の広がり具合はx-y平面の広がりと同等であるという妥当な仮定をもと にして、 $\sigma_{v_r} = k\sigma_z$ から定数 k を計算する。ここで σ はフラックス加重分散である。そして、 σ_z は以下 の形式で与えられる。 $\sigma_z = \frac{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}{2}$

また、各軸でのフラックス加重分散は以下の通りで ある。

$$\sigma_x = \frac{\Sigma (x - \bar{x})^2 \cdot F_{FeII}(x, y, v_r)}{\Sigma F_{FeII}}$$
(2)

$$\bar{x} = \frac{\Sigma x \cdot F_{FeII}(x, y, v_r)}{\Sigma F_{FeII}} \tag{3}$$

 $\sigma_{y}, \sigma_{y_{r}}$ も同様である。ここで、 F_{FeII} は [FeII] λ 16440 v_r と r_{proj} の二つの観測量は、 $v_r = f(r) \frac{z}{r}$ として天 での xyv_r 空間におけるフラックス分布であり、合計 はこの空間で行われる。以上により定数 k の値が求 まる。この定数 k の不確かさは σ_z^2 は $\sigma_x^2 + \sigma_y^2$ と同じ 位大きくなり、少なくとも σ_x^2 もしくは σ_y^2 の小さい 方になると仮定すると、 σ_z^2 は約 2 倍の不確かさを持 つ。したがって、k の不確かさは約 $\sqrt{2}$ 倍の不確かさ を持つ。

2.4 重力ポテンシャル

本研究では MUSE による面分光データから母銀河 の重力ポテンシャルを出すために、銀河のディスク 部分の回転速度から質量分布を見積もり、そこから 重力ポテンシャルを導出する。しかし、現在はまだ 質量分布の見積もりまでしかできていないので、そ こまでを記述する。

2.4.1 テンプレートスペクトル

今回は λ 8530, λ 8574, λ 8695 にある *CaIItriplet* の 吸収線を用いた。テンプレートスペクトルの位置を 決めるために、連続光マップの x - z 平面の以下の 加重平均で中心位置 (*xc*, *zc*) を決めた。

$$xc = \frac{\Sigma(\Sigma_{y,z}F_x \cdot x_{array})}{\Sigma_{y,z}F_x} \tag{4}$$

zcも同様である。ここで、 F_x はx方向のフラックス で x_{array} は観測データのx方向の配列である。

2.4.2 相互相関解析

テンプレートスペクトルと観測データのスペクト ルとを比較すると (図 1) のようにスペクトルのズレ を確認することができた。このテンプレートスペク トルと観測データの相互相関を出すために、以下の フーリエ解析を行った。

$$F_{cross} = \frac{1}{N} \sum_{\nu=0}^{N-1} (\sum_{\lambda=0}^{N-1} \overline{F_{temp}} \times F_{obs} \times \exp(-\frac{2\pi i}{N} \nu \lambda)) \exp(\frac{2\pi i}{N} \nu \lambda)$$
(5)

ここで、 F_{cross} はテンプレートスペクトル F_{temp} と観 測データスペクトル F_{obs} の相互相関を表していて、 λ は波長、 ν はフーリエ空間内での周波数、Nは波 長の分割数となっている。



図 1: テンプレートスペクトル (青) と観測データの スペクトル (橙)の比較図

2.4.3 回転速度

前節で行った相互相関解析は *F_{temp}* 同士で行うと ズレが出ないので、ゼロ点スペクトル *F*₀ を求めるこ とができる。観測データとテンプレートの相互相関 解析のピークのズレから視線速度マップを作製した。

視線回転速度マップから回転速度を出すために、傾 斜角 *i* をディスクを円盤と仮定して投影図の長軸と 短軸から求められる。回転速度の単位ベクトルは法 線ベクトル *n* と半径の位置ベクトル *r* の外積で求め られるので、半径の位置ベクトルを1点決めると傾 斜角 *i* から *y* 方向の座標が求まり、最終的に回転速 度は以下の式で求められる。

$$v = \frac{v_r}{x \sin i} r \tag{6}$$

2.4.4 質量分布

前節で求めた回転曲線から回転運動の質量分布を 以下の式で求め、(Meena, B. 2022)の質量分布と比 較する。

$$M(r) = \frac{rv^2}{G} \tag{7}$$

3 結果

前章での 3 次元分布の再構築法で行った結果が以 下の (図 2) になる。線形速度場 v = kr の場合、再構 築された 3 次元分布は基本的に各輝線の形状の元の xyv_r データキューブとなる。(図 2) に示した 3 次元 フラックス分布の黒い点はブラックホールの想定位 置を表している。前の 3.2 章の定数 k の計算方法を適 用したときの k の値は、 $k = 780.12(kms^{-1}arcsec^{-1})$ となった。 これは (Miyauchi & Kishimoto 2020) で の可視光域での値 $k = 1.04 \times 10^3(kms^{-1}arcsec^{-1})$

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 2: 左図が *x* - *y* 平面、右図が *y* - *z* 平面から見 た図

と似た値となった。[FeII] の輝線については二次元 画像のフラックス分布から想像されるとおり、ブラッ クホールの位置を頂点とする上下2つの円錐上にほ とんど分布しており、お椀型に円錐が湾曲している ように見える。また、これは*x* – *y* 平面だけでなく 視線方向を横軸に取った場合で見ても同様のお椀型 に分布していることが分かる。ここで視線方向の部 分をスライスしてみてみると図 () のようになり、完 全とはならないがある程度は円錐は中空となってい る。

また、前章で計算した回転曲線は (図 3) で (Meena, B. 2022) と比較しても似た値が出ていて、ここから 導出した質量分布は (図 4) より半径数百 pc より外側 ではかなり似た値をとっていることがわかる。

質量分布が数百 pc より内側に値を持たないのは MUSE の空間分解能の問題によるものである。



図 3: 左図が本研究結果、右図が (Meena, B. 2022) の結果



図 4: 左図が本研究結果、右図が (Meena, B. 2022) の結果

4 考察

今回得られた3次元分布と速度場の物理的解釈に ついては、まず、v = kr という速度場について単純 に考えると、あるガス雲が中心核から離れるにした がって少しずつ加速されることにより、距離に比例す る速度を持つという考えが一般的な考えであるが、こ れは非常に実現しにくい状況であると知られている (Das,V., Crenshaw,D.M., & Kraemer, S.B. 2006). これに対して中心核付近で過去のある時点で一度加 速され、その後はほぼ等速度運動をしてきた、という 考え方 (Miyauchi & Kishimoto 2020) をすることで 各ガス雲はその速度に比例した距離にあることにな り、v = krという速度場の観測が説明できる。しか し、この速度場は加速しか説明しておらず、母銀河の 重力ポテンシャルによる減速を加味すると3次元分 布がどうなるかを評価する必要がある。また、数百 pc スケールでの3次元分布は中空円錐状のアウトフ ローとなっており、中心 1pc スケールの赤外干渉観 測の結果からの推測と合致している。このことから 「トーラス」は赤道方向ではなく極方向に広がってい ると推測できる。もしそうであれば、AGN の「トー ラス」と呼ばれているものは「中心部を隠しつつ、外 側へと流れるアウトフロー」であったということに なる。

5 今後の展望

現段階では導出した質量分布が半径数百 pc より 内側を評価できていないので、ハップル宇宙望遠鏡 (HST)のデータを使用して半径数百 pc 付近の質量 分布を導出し、重力ポテンシャルを評価する。そし て、この重力ポテンシャルによるガスの減速がどの 程度かを評価する。

Reference

Meena, B $2022,\,\mathrm{arXiv:}2212.02513\mathrm{vl}$

Miyauchi, & Kishimoto 2020, arXiv:2010.08403vl

- Das, V., Crenshaw, D.M., & Kraemer, S.B. 2006, The Astronomical Journal, 132:620–632, 2006 August

--index へ戻る

銀河 c02

赤外線干渉計観測による活動銀河核の画像再構成及 び、活動銀河核の構造探査

菱川 竜晟

赤外線干渉計観測による活動銀河核の画像再構成及び、 活動銀河核の構造探査

菱川 竜晟 (京都産業大学大学院 理学研究科)

Abstract

活動銀河核(AGN)は巨大ブラックホールへの質量降着によるエネルギー放出で光り輝く銀河の中心部で あり、その特性は観測方向によって異なる。特に NGC1068 は AGN の統一モデルの研究において重要であ り、最近の VLT 干渉計装置 MATISSE の観測データから再構成された画像は、赤道方向のトーラス構造で はなく極方向への拡散構造を示していた。本研究では、赤外干渉計データで用いられる画像再構成手法、特 に closure phase しかない場合の信頼性を電波干渉計データの hybrid mapping 手法と比較・検討し、精度 を向上させることを目指した。結果として、初期モデルの選定や観測データとの調整が再構成画像の品質に 大きく影響することが確認され、今後の研究ではこれらの改善を図る予定である。

1 Introduction

宇宙には、中心部で強い電磁波を放出する銀河、活 動銀河が存在する。この中心部は活動銀河核 (AGN) と呼ばれ、巨大ブラックホールへの質量降着によるエ ネルギー放出によって光り輝いている。AGN の光は スペクトルの特性に基づいて1型と2型に分類され、 それぞれ異なる輝線の特徴を示す。特に、NGC1068 は全天で最も明るいセイファート2型銀河であり、 AGN の統一モデルの研究において重要な役割を果た している。統一モデルとは、AGN のスペクトルの特 性について銀河核の赤道方向に広がるトーラス状の 吸収体が存在し、観測方向によってスペクトルの差 異が出ると考えているものだ。しかし、予想される このトーラスの画像は分解能の不足等によりこれま で満足のいくものが得られていない。

このような状況で、2022 年春パラナル天文台の VLT 干渉計の中間赤外線分光装置 MATISSE によ る観測データから再構成された画像が公開された (Gámez Rosas et al. 2022)。この画像は、統一モデ ルで予想されていたトーラス構造とは異なり、極方 向への拡散構造を示していた。

干渉計観測は、主要な観測値である可視度(visibility)と位相(phase)から逆フーリエ変換により 天体の画像を再構成することができ、その仕組みか ら高い空間分解能を得ることができる一方で、特に 望遠鏡の数が少ない場合のフーリエ空間情報の欠如 や大気の影響による位相の問題がある。 そこで本研究では、赤外干渉計データで用いられ ている画像再構成の方法の信頼性を、電波干渉計デー タで一般に用いられている方法と比較・検討すること により評価する。電波干渉計の観測データに対して用 いられている hybrid mapping 手法を参考に closure phase を用いた画像再構成手法を検討し、最も明る い活動銀河核について、再構成された高空間分解能 赤外線画像の科学的解釈を他の銀河核のデータと比 較しながら考察する。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 画像再構成

干渉計で観測される可視度と位相は、次の式で計 算される。

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \tag{1}$$

ここで、I は干渉計が観測する干渉縞の振幅を表 す。この値を基に van Cittert-Zernike の定理 (van Cittert 1934)&(Zernike, F. 1938) は、2 つの望遠鏡 で、観測される visibility と phase が 2 次元イメー ジに対する、フーリエ空間の 1 成分に当たることを 示す。

$$V(u,v) = \iint I(l,m) \exp(-2\pi i (ul+vm)) \, dl \, dm$$
(2)

ここで (u, v) は空間周波数で、干渉計の基線長 (U, V) と観測波長 λ_{obs} を用いて、 $u = U/\lambda_{obs}$ 、 $v = V/\lambda_{obs}$ で表される。(l, m) は空間座標を表し、V(u, v)が観測量の visibility、I(l, m) が天体の輝度分布を表 す。つまり画像再構成では、visibility の逆フーリエ 変換を行うこととなる。

実際の観測では限られた望遠鏡での観測により、す べての uv 平面でのデータが得られるわけではない。 観測された座標でサンプリングされた visibility を V' とすると次のようになる。

$$V'(u,v) = S(u,v)V(u,v)$$
(3)

ここで、S(u, v)は観測された空間周波数座標で1、 それ以外は0をとる。逆フーリエ変換を行うと、次 のようになる。

$$\mathcal{F}^{-1}[V'(u,v)] = \mathcal{F}^{-1}[S(u,v)V(u,v)]$$
(4)

$$= B(l,m) * I(l,m) \tag{5}$$

 \mathcal{F}^{-1} は逆フーリエ変換を表し、B(l,m)は Dirty Beam、I(l,m)は天体の輝度分布、* は畳み込みを 示す。これにより、観測された visibility を逆フーリ エ変換して得られる画像(Dirty Image)は、I(l,m)に Dirty Beam が畳み込まれたものになる。この畳 み込みを解くデコンボリューションが画像再構成の 一つの方法である。

2.2 CLEAN algorithm

CLEAN は Högbom によって提案された (Högbom 1974)、電波天文学で作成された画像についてデコン ボリューションを実行するためのアルゴリズムであ る。このアルゴリズムは、天体画像の構造が複数の点 源で構成されていると仮定し、反復的に天体の位置と 強度を求め最終的に CLEAN ビームと呼ばれるビー ムを点源の集合に畳み込むことで、天体の輝度分布を 再現するという方法である。具体的には、観測値から 得られる Dirty Map からピークを探し、その位置で Dirty Beam の影響を取り除く。引いた値をピークの 座標に点源としておいて(CLEAN component)、最 後に集まった component に CLEAN beam を畳み込 み残差イメージを足すという作業を行う。以下の図は この一連の作業のフローチャートと実際に CLEAN を実行した様子である。

以上の手順によって、画像再構成を行うのが CLEAN である。本研究では、自身でプログラムを 作成し、画像再構成を実行した。



図 1: CLEAN アルゴリズム フローチャート



図 2: 上図:CLEAN の反復の様子 下図:2d CLEAN の様子



図 3: 左図:CLEAN component 右図:CLEAN の 結果

2.3 Hybrid mapping

干渉計観測は高分解能な画像を取得できる一方で、 課題もいくつかある。特に望遠鏡が少ないこ場合の フーリエ空間情報 (visibility) の欠如と観測時の大気の 動きによる位相の誤差等の問題がある。hybrid mapping(Pearson & Readhead 1984) は、これらの課題 に対応するために考案された手法で、主に電波干渉 計の分野で使用されている。この手法は主に二つの 作業があり、CLEAN 等のデコンボリューションア ルゴリズムを利用してイメージを再構成するプロセ スと、初期モデルを作成し、目的天体自身の観測値 を用いて値を較正する Self-Calibration というプロ セスを交互に実施する手法となっている。図 この手



図 4: hybrid mapping のフローチャート (Pearson and Readhead,1984)

法は電波やミリ波帯の干渉計では良く用いられてい る一方で、赤外線ではあまり用いられていない現状 がある。そこで実際に赤外線干渉計による観測デー タに適用することを試みた。

2.4 Closure Phase

干渉計には、大気の動きによる位相という課題があ ると指摘したが、これは上空の大気の動きによって光 路差のずれが時間的に変化することが起因する。この 時間変化が短いタイムスケールで変化するため、絶対 的な位相を得ることができない。この課題に対応する 考えとして Closure Phase(Jennison 1958)&(Rogers et al. 1974) という考えがある。Closure phase とは 3 つの望遠鏡のペアを考えたとき、それぞれのペア が観測した位相を足し合わせたもののことで、以下 のように天体の位相情報のみを含む値を得ることが できる。

$$\phi_{12} = \varphi_{12} + \phi_1 - \phi_2 \tag{6}$$

$$\phi_{23} = \varphi_{23} + \phi_2 - \phi_3 \tag{7}$$

$$\phi_{31} = \varphi_{31} + \phi_3 - \phi_1 \tag{8}$$

$$\phi_{closure} = \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31} \tag{9}$$

$$= (\varphi_{12} + \phi_1 - \phi_2)$$

$$+\left(\varphi_{23}+\phi_2-\phi_3\right)$$

$$+ (\varphi_{31} + \phi_3 - \phi_1) \tag{10}$$

$$=\varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{31}$$
 (11)

ここで、φ_{12,23,31} は観測値、φ_{12,23,31} は天体の構造 を表す真の値、φ_{1,2,3} は各望遠鏡における位相誤差を 表す。Closure phase は時間的な変化がないため、こ の値を用いて真の位相を推定することで位相情報を 含んだ画像再構成を行うことが出来る。



図 5: 左図:干渉計では上空の大気によって位相遅延 が起こると、干渉縞の位相がシフトする。右図:ど の望遠鏡も位相誤差が生じても、等しいが反対方向 の位相が生じ、Closure Phase は互いにキャンセルさ れる。(Monnier 2002)

3 Results

本稿では、観測データに先立って作成した hybrid mapping を実行するために、モデルのみを使用して ループを回し、モデルの visibility と位相がどのよう に変化するかを検証した。

以下の画像は、実際に観測された場所のuvカバレッジ(uv coverage)とダーティービーム(dirty beam)、 簡単な初期モデルとして単純なガウシアンを用いて ハイブリッドマッピングを実行した結果である。こ れにより、初期モデルがどのようにハイブリッドマッ ピングのプロセスを通じて変化し、可視性と位相が どのように変化するかを視覚的に示すことができた。



図 6: 左図:uv coverage 右図:Dirty Beam



図 7: 上図:(右) 疑似天体、(中) 望遠鏡の数により決 まる天体の様子、(左)hybrid mapping の結果 下図:(右)1つ前の反復時の結果、(中)iterate5のDM、 (左)iterate5 の hybrid mapping の結果



図 8: 左図:反復毎の位相 右図:反復毎の位相差の 合計の変化

4 Discussion/Future

本研究の結果より、まずモデルのイメージはビー ムの形状に強く依存することが確認された。観測場 所の uv カバレッジとダーティービームが初期モデル に与える影響は顕著であり、図7の左上を見ると最 初のモデルとして単純なガウシアンを用いたが、1度 デコンボリューションを行うと斜めに傾いた様なイ メージとなり、その後もその形が引き継がれるよう な結果となった。また、ループを回していくと早い 段階でイメージに変化が現れなくなった。これは結 果が収束したと考えられるが、図7の右上の図のよ うに、離れた2つの構造が現れるところまでは出力 され無かった。これは、ハイブリッドマッピングの プロセスにおける観測値との調整について、現在は 単に平均を取るようにしていることが原因の一つだ と考えている。

また、位相については図8より反復間での位相の 変化はほとんど起こらず、値が収束している様子が 確認された。これは、位相についても同様に平均を 取って調整を行っているため、結果が収束したので はないかと考える。

今後の展望としては観測データとの調整、初期モ デルの選定について取り組みたいと考えている。実 際に観測データを使用するにあたっては、モデルと 観測データの調整をどのように行うかが課題となる。 先行研究では、χ²が最小になるようにモデルと観測 データを調整する方法が提案されているため試そう と考えている。初期モデルとして何を採用するかに ついても検討する必要があり、ディスクやリング状 の構造など、より複雑な形状のモデルを採用するこ とも考えられるため、これらに取り組みたい。

5 Conclusion

本研究では、赤外干渉計データの画像再構成手法 の信頼性を評価するために、電波干渉計データで用 いられる hybrid mapping 手法を参考にし、closure phase を用いた画像再構成を検討した。結果として、 初期モデルの選定や観測データとの調整が再構成画 像の品質に大きな影響を与えることが確認された。特 に、反復過程においてモデルの構造が拡散する傾向 や、位相の発散が観察された。今後は観測データと の調整方法や初期モデルの選定に取り組み、より精 度の高い画像再構成を目指す。

Reference

- Gámez Rosas et al., 2022, Nature, 602, 403
- van Cittert, P. H., 1934, Physica, 1, 201
- Zernike, F., 1938, Physica, 5, 785
- Högbom J. A., 1974, AAS, 15, 417
- Pearson, T. J. & Readhead, A. C. S. 1984, ARAA, 22, 97
- Jennison, R. C. 1958, MNRAS, 118, 276
- Rogers, A. E. E. et al. 1974, ApJ, 193, 293
- Monnier, J. D., 2003, EAS Publications Series, 6, 213

--index へ戻る

銀河 c03

X線天文衛星「すざく」を用いた銀河団 Abell222,223 の観測

尾崎 朝世

X 線天文衛星「すざく」による銀河団 Abell222,223 と 銀河団間フィラメントの解析

尾崎 朝世 (奈良女子大学大学院 人間文化総合科学研究科)

Abstract

本研究では、銀河団のスペクトルを解析しながら、重元素の量、天体の密度や温度を評価し、物理状態や元 素組成比に基づいた Abell222,223 の銀河団間フィラメントの構造形成について解明する。その中で銀河団が 形成されていく過程を探り、宇宙の大規模構造についての進化や起源の知見を得ることを目的とする。銀河 団は重力的に緩和した系として宇宙最大の天体であり、大規模構造や銀河団は進化の時間スケールが宇宙年 齢と比べて小さすぎないため、宇宙年齢の大半をかけて徐々に形成されてきた。ゆえに、大規模構造や銀河 団は宇宙の初期の状態を記憶していると言える。銀河団は様々な波長 (可視光、X 線、電波) で明るく、重力 レンズでも観測できる天体であり、非常に遠方 (過去)の宇宙まで観測することができる。また、銀河団は銀 河と高温ガス、ダークマターの主に 3 つの物質からなっており、銀河間に満ちているプラズマ状態の高温ガ スから X 線が放射されるため、これを天文衛星で捉えることにより X 線領域でも銀河団を観測することが 可能である。そこで本研究では、X 線天文衛星「すざく」で得られた、地球から約 23 億光年の距離にある 2 つの銀河団 Abell222 と Abell223 のデータを活用し、これらの 2 つの銀河団部分と銀河団間フィラメント領 域のスペクトル解析をおこなった。スペクトル解析では銀河団部分の温度パラメータの解析結果と先行研究 [2] との比較を行った。また、銀河団部分の放射の、フィラメント領域への漏れ込み度合いを評価するために xissim を用いたシミュレーションを行った。

1 Introduction

1.1 研究背景

超銀河団の間のフィラメント状、あるいはシート 状に銀河の連なっている部分や、銀河がほとんど見 られないボイドと呼ばれる領域が織りなす大きな構 造全体、銀河群以上の階層の天体群を総称して「大 規模構造」と呼ぶ。銀河団はビリアル平衡状態にあ る天体としては宇宙最大であり、宇宙をさらに広い スケールで観測すると銀河や銀河群、銀河団が互い に結びついてフィラメント状に分布し、サイズにし ておよそ数 10Mpc から 100Mpc 以上の構造を作るこ とがある。さらに、それとは対照的に銀河がほとん ど存在しない領域(ボイド)が発見され、その大き さは銀河団の10倍に及ぶことも分かってきた。自己 重力系において重力と圧力がつり合った平衡状態に ある時、天体は「ビリアル平衡」状態にあるという。 これらの抗力がなかった場合の系が重力収縮して潰 れるのにかかる時間スケール(力学時間)は

$$t_{\rm dyn} \sim \frac{1}{\sqrt{G}\bar{\rho}} \tag{1}$$

で与えられる。ここで、G は重力定数、ρ は天体の 平均質量密度である。一般に規模の大きな天体ほど 密度は減少し、力学時間は長くなる傾向にあり、大 規模構造の力学時間は宇宙年齢 137 億年に匹敵する ことがわかる。これは大規模構造が宇宙年齢の大半 をかけて徐々に形成されてきたことを意味している。 つまり、現在観測される大規模構造の姿は、自らが形 成されてきた過程についての記憶を留めており、現在 観測される大規模構造の姿は宇宙全体の進化と密接 に関わっていると期待されるということである。逆 に、力学時間の非常に短い恒星では、そのような記憶 は遥か昔にかき消されているであろう。これが、宇 宙の生い立ちを解明しようとする宇宙論研究におい て、大規模構造が重要な指標となる理由である。

2 Observations and Methods

2.1 Observations

本研究の対象天体 Abell222,223 は ACO カタログ) に記載されている 2 つの銀河団である。赤方偏移 *z* ~ 0.21、地球から約 27 億光年離れた位置に存在し、銀 河団ペア領域には 183 個の銀河、そのうち 153 個は 2 つの銀河団のいずれかに属している。

表 1: Suzaku 観測ログ [1]

 ターゲット
 Obs-ID
 Date
 RA [deg]
 Dec [deg]
 観測時間 [sec]

 A222/223 BRIDGE
 805035010
 2010-12-25
 24.44
 -12.91
 1.97 × 10⁵

バックグラウンドの見積もりには近傍の視野 (Obs-ID 805069010) を用いた。

2.2 Spectrum analysis



図 1: 解析領域。この画像は右下:Abell222, 左上: Abell223, 中央:フィラメント 銀河団部分は半径 2.5', フィラメント部分は 3.93' × 1.69'

以下 Abell222 を領域①、Abell223 を領域②、フィ ラメント部分を領域③とする。

すざく衛星のデータを用い、図1の領域を指定 して銀河団とフィラメント領域のスペクトル解析を xspec(スペクトルをモデルフィッティングするX線 天文衛星のスペクトル解析の標準ソフトウェア)を用 いて行った。

次に、本研究でのスペクトル解析に使用したモ デル関数について簡単に説明する。

• APEC(Astrophysical Plasma Emission Code) モデル

APEC モデルは、高温で光学的に薄く広がっ た銀河団ガスからの X 線放射を再現するモデル であり、熱制動放射と輝線放射の2つから成る。 このモデルのパラメータは以下の4つである。

- 銀河団ガスの温度: kT [keV]
- 重元素量: Z [Z_☉]
- 赤方偏移:z

- スペクトル強度: normalization [cm⁻⁵]

$$norm = \frac{10^{-14}}{4\pi [D_{\rm A}(1+z)]^2} \int n_{\rm e} n_{\rm H} dV \qquad (2)$$

ここで、 D_A は天体までの角直径距離 [cm]、 n_e 、 n_H はそれぞれ、電子と水素の数密度 [cm⁻⁵] で ある。この解析では、Abell222,223 の銀河団の X 線放射のモデルとして APEC モデルを仮定 する。

phabs (photoelectric absorption) モデル

phabs モデルは銀河系内の星間物質による光 電吸収を再現するモデルである。我々が天体を 観測する場合、衛星が天の川銀河内にあるため、 天体からの光は検出器に到達するまでに銀河系 に存在する物質によって吸収を受ける。このモ デルはこの影響を考慮するために必要なモデル である。パラメータは以下。

- 水素柱密度: $N_{\rm H}[10^{22} {\rm cm}^{-2}]$

• gaussian モデル

単純な gaussian 輝線分布のモデル。パラメータ は以下の 3 つである。

- 輝線のエネルギー: kT[keV]
- 幅 : σ [keV]
- 規格化定数 : normalization [photonscm⁻²s⁻¹]

2.3 Simulation

後述するが、すざく衛星の検出器の分解能では銀 河団部分の放射の漏れ込みを検出してしまい、フィラ メント部分の温度が高く評価されてしまったため、高 い分解能を持つ XMM-Newton 衛星のデータを用い て xissim シミュレーションを行うことにより、銀河 団からフィラメント部分への放射の漏れ込み度合い を評価する。xissim はモンテカルロシミュレーショ ンを行い、XIS 上に一様な.フォトンを降らせたとき にどのようなイメージが得られるかを計算する。銀 河団 Abell222,223 それぞれをすざくの視野上に一様 にフォトンを振らせてシミュレーションした画像に おいて、スペクトル解析をした銀河団の領域のカウ ント数を求め、それぞれの銀河団から漏れ込んだフィ ラメント領域のカウント数を求めた。

3 Results

3.1 Spectrum analysis

xis0,1,3 と bgd を同時フィットさせたベストフィッ トの結果を示す。ここでは、温度のパラメーターに 着目して記述する。



図 2: 領域 ①phabs × (brems+ga) モデルでのスペ クトル



図 3: 領域 ① phabs × apec モデルでのスペクトル



図 4: 領域 ②phabs × (brems+ga) モデルでのスペ クトル

表 2: 先行研究とベストフィット温度パラメータ



図 5: 領域 (2)phabs × apec モデルでのスペクトル



図 6: 領域 ③ phabs × apec モデルでのスペクトル

3.2 Simulation

以下に、Abell222,223 の xissim シミュレーション 結果画像とそれぞれのカウント数を数えた対象領域 (スペクトル解析領域と同じ)を示す。



図 7: Abell222 のシミュレーション画像

カウント数と銀河団からフィラメントへの放射の 漏れ込み割合を以下に示す。

表 3: 領域① ② ③のカウント数 [counts] と漏れ込 み割合

										中 [八
領域			1	2	3		(1)	(2)	(3)	刮台
	Parameter	model		Value(90%)		Aballooo	14704064		207125	2 08[0%]
先行研究	kT[keV]		4.43 ± 0.11	5.31 ± 0.10	$0.91\pm0.24\pm0.07$	ADelizzz	14794004		307135	2.00[70]
本研究	kT[keV]	$phabs \times (brems+ga)$	3.58(3.46 - 3.72)	4.29(4.11 - 4.48)		Δ bell 223		15800363	360794	2.97[%]
本研究	kT[keV]	phabs \times apec	4.35(4.21 - 4.49)	5.13(4.94 - 5.33)	5.51(4.14-7.78)	110011220		10000000	000104	2.2.[70]



図 8: Abell223 のシミュレーション画像

次に、求めた漏れ込み割合とスペクトル解析による X 線強度 norm の結果より、銀河団からの漏れ込 み強度を示す。

norm=1.06 × 10⁻⁶[cm⁻⁵](領域③のスペクトル解 析結果より)—(*) 漏れ込み強度=(*) ×

 $(\frac{③のカウント数 [counts]}{(1)のカウント数 [counts]} + \frac{③のカウント数 [counts]}{(2)のカウント数 [counts]}) = 4.61 \times 10^{-8} [cm^{-5}]$ (3)

4 Discussion

スペクトル解析結果より、すざく衛星のデータ解析では 銀河団からの漏れ込みも検出してしまっているため、③の 温度が先行研究の解析結果よりも約5[keV] ほど高くなっ ており、また両端の銀河団からの放射の影響により銀河団 の温度よりも領域③の温度の方が高くなっている。領域③ に漏れ込んだ放射量を評価するために xissim を用いてシ ミュレーションを行った結果、本研究の計算結果としては1 つの銀河団からフィラメントへの漏れ込みは約2%となっ た。本研究としては、フィラメント部分の温度の上限値が スペクトル結果より約5.51[keV] と定めることができた。

5 Conclusion

本研究ではすざく衛星のデータを用いて Abell222,223 と銀河団間フィラメントのスペクトル解析、xissim シミュ レーションによる、解析領域の温度評価を行った。スペク トル解析では NXB の影響を考慮した解析を行うため、近 傍の視野のデータからバックグラウンドを評価した。ま た、xissim を用いたシミュレーションでは解像度の高い XMM-Newton 衛星の画像を使用した。本研究結果につい て、スペクトル解析に関しては Abell222,223、フィラメ ント領域のそれぞれの温度のベストフィットパラメータが 4.35 ± 0.14[keV]、5.13 ± 0.20[keV]、5.51[keV] となり、 シミュレーションに関しては銀河団からフィラメント部分 への漏れ込み割合はそれぞれの銀河団で約 2% となった。 この結果から、本研究対象銀河団間フィラメントの解析に はすざく衛星の検出器の分解能は不十分であり、フィラメ ント部分の構造解析をすざく衛星のデータを用いて行うた めには、銀河団間の距離が大きい天体を対象とするのが好 ましいと考えられる。

6 参考文献

[1] JAXA,DARTS,Suzaku Observation:805035010,https: // data.darts.isas.jaxa.jp/pub/Astro_Browse/quick_look/ suzaku/html/805035010.html [2] Jōrg P. Dietrich, et al, A filament of dark matter between two clusters of galaxies, 2012, Nature, 487, 202-204 [3] 谷口義明・岡村定矩・祖父江義明, 『MAS シリー ズ現代の天文学4銀河 I 銀河と宇宙の階層構造』, 2007, 331 [4]N.Werner et al Detection of hot gas in the filament connecting the clusters of galaxies Abell 222 and Abell 223, A&A, 2008 482 L29-L33,(Online),https://www.aanda. org/articles/aa/full/2008/18/aa09599-08/aa09599-08.right.html,(2023-12-08) ——index へ戻る

銀河 c04

銀河の化学進化シミュレーションで探る超大質量星の 寄与

海老原 将

銀河シミュレーションで探る超大質量星の銀河化学進化への寄与

海老原 将 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

Isobe et al. (2023) は, z=6-9 の銀河で,局所銀河群と比較して窒素の量の多い銀河の存在を報告し,こうした N-rich な銀河を生み出し得る因子の一つとして,超大質量星 (SMS, $\geq 10^4 M_{\odot}$)の恒星風を提案している.本研究では,SMS が GN-z11 に見られる N-rich な環境を実現するかをシミュレーションを用いて調査する.計算には,N体/SPH シミュレーションコード ASRUA(Saitoh et al. 2009)を用いる.銀河内で星形成が始まったら,10 Myr 毎に計算を止め,スナップショット(粒子の座標,質量,速度,金属量などのデータ)を出力する.スナップショットに,SMS からの重元素散逸の寄与を追加し,計算をリスタートさせることで,SMSの効果を組み込む.現在は,SMS からの収量を追加する対象となる,球状星団の星粒子を検出する手法を開発中である. Amiga Halo Finder(AHF)(Knollmann,S. R.,& Knebe, A. 2009)を用いて,粒子の集まっているクランプを検出したところ,AHF はダークマター (DM)粒子やガス粒子も加味してクランプを検出していることが分かった。AHF の検出したクランプの中から球状星団を抽出するためには,星粒子の周辺分布について条件を課す必要がある.試験的に,クランプ中心周囲 1 kpc 以内の星粒子の数と星質量で選別を行ったところ,星団の存在しないクランプも抽出された.星団の存在しないクランプは中心付近の星質量密度に閾値を設定することで正しい星団検出が可能になると考えられる.

1 Introduction

近年, JWST の分光観測結果を通じて, 遠方銀河に おける金属量に関する新たな知見が発見され, ホット な研究テーマとなっている.具体的には, Isobe et al. (2023)は, z=8.68の銀河 (CEERS 01019)と z=6.23 の銀河 (GLASS 150008), GN-z11の元素組成を計算 している (図 1a).図 1aを見ると,局所銀河群の元 素組成はコア質量型超新星の生み出す元素組成とコ ンシステントである一方, GN-z11, CEERS 01019, GLASS 150008の元素組成はいずれも CNO サイク ルの平衡状態の生む元素組成へと偏っており, N-rich であることがうかがえる.従って,この三つの銀河の 化学進化は,コア崩壊型超新星爆発による重元素散逸 とは別の機構で説明される必要がある.

Isobe et al. (2023) はさらに, 銀河モデルを用い ることで, N-rich な元素組成を実現し得る天体を三 つ提案している. ウォルフ-ライエ星 (WR) と超大質 量星 (SMS, $\geq 10^4 M_{\odot}$)の恒星風, ブラックホールに よる潮汐破壊現象 (TDE) である. 図 1b では, WR, SMS, TDE による元素組成が理論曲線で示されてお り, 確かに GN-z11, CEERS 01019, GLASS 150008 の元素組成を生み出し得ることが示されている.



図 1: (左図)Isobe et al. (2023) より. 銀河の元素組成 を示している. 紫の四角は GN-z11を, CEERS 01019 は赤い四角で, GLASS 150008 は赤い丸で示されて いる. コア崩壊型超新星の生み出す元素存在比は水 色の領域で, CNO サイクルの平衡状態における元素 の存在比は茶色の領域で示されている. 局所銀河群 は灰色の点と線で示されている. (右図)Isobe et al. (2023) より. 銀河の凡例は図 1a に同じ. 青い曲線が WR の,緑色の曲線が SMS の, 黄色の曲線が TDE の 生み出し得る元素組成を示している.

この銀河モデルは one-zone model(1 次元の球対称 系) を仮定しているが, 現実の銀河形成過程は, より 複雑な形状であり, 星の集まり (クランプ) の合体に よって銀河が形成されていくと考えられている. そ こで本研究では,より詳細な銀河シミュレーションを 用い, SMS が N-rich な銀河を生み出し得るかを調査 する.

2 Methods/Instruments and Observations

まず, 初期条件生成コード MUSIC(Hahn, O., & Abel, T. 2013) を用いて、一辺が 100Mpc の z = 100 での DM 粒子の分布を生成し, DM のみの宇宙論的 N体シミュレーションをz = 0まで行う.この計算 には, Gadget2(Volker. 2005) を用いる. 次に, シミュ レーション結果から, z = 7.33 で質量が最も重いハ ローを, ハロー検出コード AHF を用いて検出する. z = 7.33の時刻で検出を行うのは、この時刻以降で あれば DM 粒子が十分集まり, AHF が正しく機能す るためである. ここで検出されるハローは, DM 質量 のオーダーが $10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$ であり, GN-z11のよう にz = 10.95で星質量が $10^9 M_{\odot}$ になりえるハローで ある. MUSIC を用いて, 検出されたハローを構成す る粒子の初期条件 (z = 100) を取り出し, そこにガス 粒子を追加することで、高分解能シミュレーション用 の初期条件を生成する.

銀河の高分解能シミュレーションには、N体 /Smoothed Particle Hydrodynamics(SPH) $\ge \exists \exists$ レーションコード ASURA(Saitoh et al. 2009) を用 いる. ASURA では Simple Stellar Population(SSP) 近似が用いられている. SSP 近似とは,同じ時間に 同じガスから、与えられた初期質量関数に従って生成 された星の集団を、一つの超粒子 (SSP 粒子) として 扱う,銀河形成シミュレーションで広く使われている 近似である. また, シミュレーション内で起こる化学 進化フィードバックの計算には、Chemical Evolution Library(CELib)(Saitoh. 2017)を用いる. CELibは, 一定時間毎に、各 SSP 粒子に対し、星による化学進 化に寄与するイベント (Ia 型/II 型超新星, AGB 星, 中性子星合体)の発生回数と、それらのイベントから の重元素収量を計算し、SSP 粒子に追加する (図 2). CELib は ASURA のシミュレーションの計算中に呼 び出され, 化学進化を計算する (On-the-fly).

本研究ではまず以下の手順により,このシミュレー



図 2: Saitoh. (2017) より. ASURA の SSP 粒子に対 する CELib のフィードバックの概念図.

ションに、SMS の効果を追加する.銀河の中に発生 する球状星団の中央には SMS があると仮定し、その 恒星風による重元素散逸の寄与を SSP 粒子に追加す る.より具体的には、星形成が開始されたら、10 Myr 毎に ASURA のシミュレーションを止め、スナップ ショットを解析する.スナップショットには、SSP 粒 子の座標、速度、質量、金属量の情報が含まれている. このスナップショットに AHF を適用し、球状星団を 検出する.各星団の中央には SMS があり、恒星風の 散逸とともに消滅したと仮定し、計算された重元素 の収量を近傍の SSP 粒子に与える.以上の修正を行 なったスナップショットを、シミュレーションをリス タートできる形式で書き出し、ASURA でリスタート させる.(図 3)



図 3: ASURA シミュレーションに SMS の寄与を追 加する方法の概念図.

CELib が On-the-fly で化学進化を計算するのに対 して、この方法では、ASURA の出力を修正すること で (post process), SMS の寄与を銀河化学進化シミュ レーションに組み込むことができる.

3 Results

Gadget2 による宇宙論的 N 体シミュレーションの 結果に対して AHF を適用して得られた, z = 7.33で最も重いハローの質量は, $6.4 \times 10^{11} M_{\odot}$ であった. これは, 目標とする, GN-z11 と同程度の星を形成し うるハローである. 続いて, MUSIC を用いてこのハ ローを生成する初期条件を切り出し, ASURA による 高分解能シミュレーションを行なった.

ASURA によるシミュレーションのスナップショットに対して SMS の寄与を追加するにあたり, 球状星団の検出の試行を行なった. 図4は, AHF で z = 12.49でのスナップショットを解析して得られた, SSP 粒子とクランプの中心の分布である. この図より, AHFは DM 粒子やガス粒子も含めた質量の分布からクランプを検出しており, 星団より遥かに多くのクランプが検出されていることがわかる. 従って, 球状星団を検出するためには, これらのクランプから, 星が周囲に分布しているクランプを抽出する必要がある.



図 4: *z* = 12.49 における, SSP 粒子と AHF で検出 されたクランプの分布.

まず, 試験的に, 以下の二つの条件を満たすクラン プを抽出した.

- 1. クランプ中心の周囲 1 kpc 以内に, 10 個以上の SSP 粒子が存在する.
- クランプ中心の周囲 1 kpc 以内にある SSP 粒子 の質量の合計が 10⁶M_☉ 以上である.

この条件を課した結果結果得られた, 各時刻での SSP 粒子とクランプ中心の分布のグラフが図 5 になる.こ こでは, *z* = 11.51 – 12.49 までを掲載する.

この図を見ると, 星密度の高い場所に位置するクラ ンプ中心が抽出されていることがわかり, 適切な星団 検出がされているように見える.しかし, *z* = 11.81 から*z* = 11.51 までの間に, クランプ中心が一つ消え ていることが, 星団が誤検出されている可能性を示唆 している.また, *z* = 12.49 の時刻に抽出されたクラ ンプに対し, 半径方向の密度分布と, クランプ中心か ら1 kpc 以内に存在する SSP 粒子の分布をプロット したところ, 図 6 のように球状星団のあるクランプが 見られた一方, 図 7 に示すように, 明らかに星粒子の 集まっていない場所にあるクランプがみられた.

4 Discussion

AHF によるクランプ検出のみでは, DM 粒子とガ ス粒子を含んだ質量分布からクランプ中心が検出さ れてしまうため, 球状星団を探し出すには, AHF の検 出に対してさらに条件をかけなければならない. 試 行として条件1と2を課したが, これでは不十分で ある. ASURA のシミュレーションの間に, 検出され たクランプが消失しているのは, 誤検出された, 重力 的に束縛されていない星の集合が, すぐに散逸してし まったためであると考えられる.

このような誤検出を防ぐ方法として有効だと考え られるのは、クランプ中心付近の星質量密度に閾値 を設定することである. 図 6 のように球状星団が形 成されているクランプの場合、中心付近の星質量密 度は高く (~ $10^0 M_{\odot}/\text{pc}^3$)、図 7 のような星の集まっ ていない領域にあるクランプの場合は低い (~ $10^{-2} M_{\odot}/\text{pc}^3$) ためである. 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

5 Conclusion

SMS が N-rich な銀河を実現し得るかを, 銀河シ ミュレーションを用いて調査する本研究について紹 介した. 私は, 高分解能銀河シミュレーションコード ASURA から出力されるスナップショットに SMS の 重元素散逸の寄与を加えることで, SMS の銀河化学 進化に与える影響を再現することができると考えて いる. まず, Gadget2 を用いた宇宙論的 N 体シミュ レーションを実行し、GN-z11と同程度の星を形成し うるハローを選び出した.次に、MUSICを用いてハ ローを構成する DM 粒子の z = 100 での初期条件を 作成した.そして、この初期条件にガス粒子を追加し、 ASURA を用いた高分解能銀河シミュレーションを 行った. このシミュレーション結果に AHF を適用し たところ、DM 粒子やガス粒子を含んだ質量でクラン プを検出したため, 直接の球状星団の検出には至らな かった. そこで, 条件1と2を用いてクランプのさら なる抽出を行った. 結果, 抽出されたクランプの中に は、球状星団として SSP 粒子が中心集中しているも のと, そうでないものがあった. 今後, SMS の効果を 球状星団に追加するために、SSP 粒子が中心集中し ているもののみを選ぶ必要があるため, 星の密度で制 限を付けてクランプを選別する必要がある.

D = 25, Redshift = 12.4189272757275 D = 26, Redshift = 12.4189272757275 D = 27, Redshift = 11.81805471663377 D = 28, Redshift = 11.5134629722569 D = 28, Redshift = 11.5134629722569 D = 28, Redshift = 11.5134629722569

図 5: *z* = 11.51 – 12.49 までの各時刻における, 条件 1,2 を満たすクランプ中心と SSP 粒子の分布.



Reference

- Hahn, O., & Abel, T., 2013, Astrophysics Source Code Library, ascl-1311.
- Isobe, Yuki., et al., 2023, The Astrophysical Journal, 959(2), 100.
- Knollmann, S. R., & Knebe, A., 2009, The Astrophysical Journal Supplement Series, 182(2), 608.
- Saitoh, Takayuki., 2009, Publications of the Astronomical Society of Japan 61.3 (2009): 481-486.
- Saitoh, Takayuki., 2017, The Astronomical Journal 153.2 (2017): 85.
- Volker, Springel., 2005, Monthly notices of the royal astronomical society, 364(4), 1105-1134.

図 6: *z* = 12.49 で, 条件 1 と 2 により抽出された, 球状星団の見られるクランプの例. Radial density profile と, その周囲 1 kpc 以内に存在する SSP 粒子 の分布を示している.



図 7: *z* = 12.49 で, 条件 1 と 2 により抽出された, 球状星団の見られないクランプの例. Radial density profile と, その周囲 1 kpc 以内に存在する SSP 粒子 の分布を示している.