
2025年第55回 天文・天体物理若手夏の学校
銀河・銀河団 分科会 集録集

■ index

GK-01	團 遥希	COSMOS 領域の $0.5 \leq z \leq 1.0$ における大規模構造と銀河の関係について
GK-02	照井 禅	JWST と ALMA で探る高赤方偏移銀河 MACS1149-JD1 の星間媒質
GK-03	濱田 朝晃	JWST IFU データで探る異常なバルマー輝線比を示す高赤方偏移銀河 RXC J2248-ID3 の性質
GK-04	高岸 優希	可視光+遠赤外観測による電離酸素輝線を用いた銀河の星間媒質の多波長解析
GK-05	宮崎 凜	近傍矮小銀河を用いた球対称 Jeans 解析による dark matter model の評価
GK-06	Gauchan Samip	Tracing the fading phase of active galactic nuclei in $z \lesssim 0.4$ using eROSITA, WISE and SDSS
GK-07	山口 快星	銀河衝突シミュレーションを用いた初期宇宙の銀河と超巨大ブラックホールの研究
GK-08	藤原 寛太	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、および近傍 AGN への適用
GK-09	相宗 勇輝	超高光度赤外線銀河 IRASF05189-2524 の広帯域 X 線スペクトル解析 XRISM 時代へ向けて ポーラーダストモデルの適用
GK-10	下田 慶都	多波長 SED 解析による AGN を含むサブミリ波銀河のパラメータ推定
GK-11	萩原 颯	$z=2$ の原始銀河団に見られる低質量スターバースト銀河の物理的起源
GK-12	中村 勇太	磁気流体力学シミュレーションから迫る銀河-銀河団ガス相互作用による銀河団構造
GK-14	石川 裕太	eROSITA X 線とすばる HSC SSP 可視光サーベイで明らかにする X 線で明るい $z \gtrsim 4$ クェーサー探索
GK-16	淵本 晃輝	中心核ブラックホール質量-バルジ質量関係の赤方偏移依存性とその不確実性の検討
GK-17	松浦 義実	初期銀河における星間物質の非一様性の探索
GK-18	武知 可夏	JWST 近赤外線分光観測で探る宇宙最初期のダスト放射の起源
GK-19	清田 朋和	JWST+ALMA+Subaru で探る $z=6.6$ の Himiko, CR7 の性質と銀河合体への示唆
GK-20	野澤 大河	ALMA を用いたダストに隠された高赤方偏移銀河の探索とその性質の理解
GK-21	石田 怜士	種族 II 星団の形成と合体による初代銀河の形成とその IMF 依存性
GK-22	稲元 燎平	二相乱流構造における宇宙線加速
GK-23	影浦 優太	$z=5 - 14$ の Ly α 輝線観測で探る宇宙再電離史
GK-24	榎森 遼	$z \sim 6.2$ における narrow band データによる popIII galaxy の探索
GK-25	伊藤 茉那	3次元輻射輸送計算によるダスト赤外放射の理論予測
GP-01	魚村 直人	mini-BAL クェーサー HS1603+3820 にみられる CIV 吸収線の時間変動調査
GP-02	佐藤 良	クェーサーの接線方向に対する近接効果の多視線観測
GP-03	岡崎 真也	宇宙再電離期におけるクェーサー近接領域の調査
GP-04	妹尾 隆貴	クェーサーの増光に伴うスペクトル変化の考察 hot spot の発見
GP-05	桑山 裕斗	$z \sim 2$ におけるクェーサー密集領域のシミュレーションによる再現とその希少性の評価
GP-06	山岸 百香	降着円盤からの放射が与える近中間赤外域 SED への影響
GP-08	佐々木 悠宇	ULIRG/HyLIRG における、AGN アウトフローが銀河にもたらすフィードバックの調査
GP-09	大津 美穂	Gaia DR3 を用いた天の川銀河における恒星の動力学的性質の分類とその解釈

GP-10	坂本 雄哉	X 線と赤外線の強度相関を使う新手法で解き明かす AGN トーラス構造
GP-11	戸田 周佑	Changing-look AGN 1ES 1927+654 の多波長キャンペーン観測から探る X 線コロナの再形成と AGN ジェットの起源
GP-12	丸山 満ちる	銀河進化段階における AGN の活動の影響について
GP-13	小柴 啓太	空間分解した銀河における星間物質と星形成率の関係
GP-14	柴沼 優葵	z 2-4 における Quiescent Galaxy のブラックホール質量と速度分散の関係
GP-15	武田 唯	JWST 面分光観測データで探る超巨大ブラックホールの形成
GP-16	菊池 翔太	乱流磁場が与えるファラデー深度やファラデー分散関数 (FDF) への影響
GP-17	美濃 宏太	赤方偏移 1.6 前後の星形成銀河を対象とした FMOS-COSMOS サーベイの科学的成果とすばる PFS への展望
GP-18	田口 湧大	次元削減手法を用いた銀河多様体の解析
GP-19	岸川 涼	非負値行列因子分解 (NMF) による NGC253 の星形成由来の構造・輝線の抽出
GP-20	山本 美咲	近傍棒渦巻銀河 NGC2903 における GMC 進化
GP-22	佐藤 愛奈	低金属量の高赤方偏移銀河における水分子の放射機構と Pop III 超新星由来の水分子形成過程
GP-23	大金 有羽	高次元統計解析による銀河分子ガスの物理的特徴抽出
GP-24	知久 真斗	超新星フィードバックの効率: 星間乱流・電離輻射の影響
GP-25	藤川 百花	弱い重力レンズ効果を用いた銀河中心部のダークマター密度分布解析
GP-26	伊藤 大将	衝突銀河団 Abell 3667 の北西外縁部の ICM と電波レリッ
GP-27	滝 優輝	MAXI による全天の銀河団の観測
GP-28	斉藤 結菜	XRISM 衛星による静穏な銀河団 Abell2029 の速度観測
GP-29	Guo Xingyi	A Review of Large-Scale Models in Astronomical Data Analysis Exploring Vision-Language Models and Interactive Frameworks for Enhanced Astronomical Imaging

—[index](#) へ戻る

GK-01

COSMOS領域の $0.5 \leq z \leq 1.0$ における大規模構造と 銀河の関係について

愛媛大学
團 遥希

COSMOS 領域の $0.5 \leq z \leq 1.0$ における 大規模構造と銀河の関係について

團 遥希 (愛媛大学大学院 理工学研究科)
共著者 鍛冶澤 賢 (愛媛大学)

Abstract

本研究では、COSMOS2020 カタログを用い、赤方偏移 $0.5 \leq z \leq 1.0$ の銀河を対象に、大規模構造と比星形成率 (SSFR) の関係を、銀河の数密度分布から Hessian 行列を用いてフィラメント構造の軸を同定し、各銀河から軸までの最短距離を算出し、構造からの距離と SSFR の関係を恒星質量ごとに比較することで調査した。その結果、恒星質量が $\log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.5$ の銀河では、SSFR の中央値はフィラメント軸からの距離に関係なく $10^{-9.3} \sim 10^{-9.7} \text{ yr}^{-1}$ 程度だった。一方で、 $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 10.5$ の大質量銀河では、軸から 0.5Mpc 以上離れるにつれて SSFR が統計的に上昇する明確な傾向が確認され、特に恒星質量が $(\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 11.0)$ の銀河では、構造の軸から 2Mpc 以上離れた領域で、SSFR の中央値は 10^{-10} yr^{-1} 程度まで達した。この結果は、large-scale 環境では local number density 環境と異なるメカニズムが働いていることを示唆しており、大規模構造近傍では cold gas の供給が止まりやすく、ガスの消費時間が短い大質量銀河ほどガスが枯渇して星形成が減衰するのかもしれない。

1 Introduction

宇宙における銀河形成・進化は銀河を取り巻くダークマターハローの成長とその中でのガスの冷却や星形成、超新星爆発フィードバックといったバリオン物理の複雑な相互作用によって駆動される。銀河は孤立して存在するのではなく、宇宙の網 (cosmic web) として知られる大規模構造を形成しており、この巨大構造が銀河の進化の舞台となる。

近年の研究では、大規模構造が銀河の質量や色といった基本的な物理量にも影響を与えることが明らかになってきた。例えば、Laigle et al.(2018) は、フィラメント構造の近傍に、質量の大きい銀河や星形成を終えたパッシブな銀河が統計的に集中していることを報告している。また、Darvish et al.(2017) は、COSMOS 領域において、銀河の星形成率 (SFR) が、field から filament、cluster へと高密度な環境になるにつれて系統的に低下する傾向を見出した。特にこの傾向は衛星銀河において顕著であり、中心銀河とは異なる quenching(星形成停止) 過程を経験していることが示唆されている。しかし、大規模構造までの距離とともに、どのような銀河の星形成活動がどれだけ影響されるのかについては、 $z \sim 1$ の時代ではあまり詳しくわかっていない。

COSMOS 領域は紫外線から赤外線にわたる広範囲の多波長データが揃っている他、可視光の中帯域フィルターセットによって測光赤方偏移や星形成史を高い精度で推定でき、銀河の恒星質量や SSFR といった物理的特性を精度良く調べることが可能である。

本研究では、大規模構造の軸からの距離という環境指標が銀河の星形成活動に与える影響を調べるため、COSMOS 領域の赤方偏移 $0.5 \leq z \leq 1.0$ における大規模構造と銀河の SSFR について調査を行った。

2 Data

2.1 COSMOS2020 多波長カタログ

本研究では、Himoto & Kajisawa(2023) らが作成した、COSMOS2020 多波長カタログ (Weaver et al. 2022) に対して SEDfitting を行うことで推定された赤方偏移尤度関数、星質量、比星形成率 (SSFR) の情報を使用した。

COSMOS2020 の CLASSIC カタログから $i < 25$ (AB 等級) の天体について GALEX 望遠鏡の NUV バンド、CFHT/MegaCam の u および u* バンド、Subaru/HSC の g,r,i,z,y バンド、Subaru/Suprime-Cam の B,V,i',z' と 12 個の中帯

域フィルター、VISTA/VIRCAM の Y,J,H,Ks バンド、Spitzer/IRAC の ch1-4 バンドを使って各銀河の SEDfitting が行われている。

SEDfitting は、星形成史 (SFH) として非パラメトリックな区分定数関数を仮定している。これは、ルックバックタイムに基づいて銀河の過去を 0-40Myr、40-321Myr、321-1000Myr、1-2Gyr、2-4Gyr、4-8Gyr、8-12Gyr の 7 つの時間区間に分割し、各区間内では SFR が一定であると仮定するものである。各期間に形成された星に対して Chabrier(2003) 初期質量関数と各期間で一定の SFR を仮定してモデル SED テンプレートを構築し、SED はそれらのテンプレートの重みづけされた線形結合として表現される。各テンプレートの重みは自由パラメータとして SED フィッティングにより決定された。

本研究では特に 0-40Myr の区間における SSFR を解析に用い、赤方偏移推定精度を考慮して $0.5 \leq z \leq 1.0$, $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 9.5$ の銀河をサンプルとした。

2.2 銀河数密度・勾配マップ

天球面上で半径 3Mpc の円内に入る $i < 25, \log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 9.5$ の銀河の数をカウントすることで銀河数密度のマップを作成した。ただし、赤方偏移方向に $\Delta z = 0.01$ の幅ごとにスライスを作成し、銀河がスライスに入る確率を重みとして銀河の数をカウントしている。半径 3Mpc はフィラメントの典型的なサイズを考慮したものであり、 $\Delta z = 0.01$ は各天体の赤方偏移尤度関数が増加する程度の幅に基づいている。

各銀河に対する数密度マップはその銀河の各 Δz スライスに入る確率を重みとして、各 Δz の重み付け平均で求めている。数密度の勾配は RA, Dec 方向に ± 1.5 Mpc で計算しており、空間二次勾配は銀河数密度 S を RA, Dec 方向に二階偏微分することで求め、各要素を以下のような Hessian 行列とした。

$$H = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 S}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 S}{\partial y \partial x} & \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \end{pmatrix} \quad (1)$$

ここで、 x は RA 方向、 y は Dec 方向を表す。この Hessian 行列の最小固有値を λ とし、数密度マップ上での各位置における固有ベクトルを V_x, V_y とした。

3 Analysis

3.1 大規模構造のトレース

いずれかの方向に向かって上に凸でかつ勾配が 0 に近い領域を大規模構造とし、Hessian 行列の固有値と勾配を用いてフィラメント構造の軸を同定した。

$$\lambda < -0.04 \cdot S \quad (2)$$

$$\frac{\partial S}{\partial x} \cdot V_x + \frac{\partial S}{\partial y} \cdot V_y \leq |0.03 \cdot S| \quad (3)$$

上記で用いた固有値を定める係数 (-0.04) および勾配を定める係数 (0.03) は、本研究における重要なパラメータである。これらの値は、閾値を系統的に変化させながら、同定されるフィラメント構造を目視で確認することにより経験的に決定した。本研究では、フィラメントの連続性の保持と、かつノイズの混入が抑えられるバランスが最適な値として、上記の値を選択した。

最後に、上の条件を満たした領域を 1 ピクセル幅の中心軸まで絞り込むため、Zhang-Suen(1984) の細線化アルゴリズムを使用した。図 1 は最終的に得られた大規模構造の軸のトレース例である。

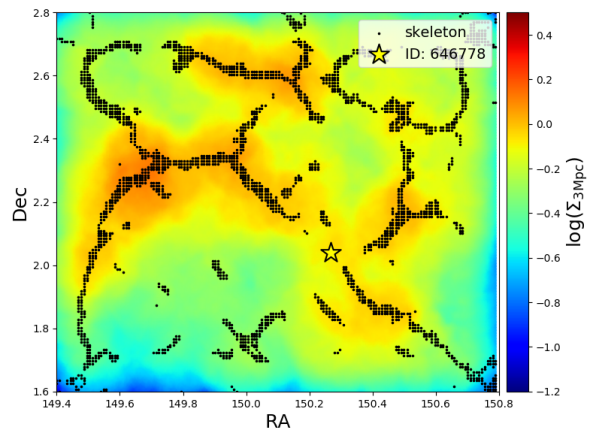


図 1: 大規模構造のトレース例

背景のカラーマップは COSMOS 領域における、星印の銀河から見た、天球面上の半径 3Mpc に入る $0.5 \leq z \leq 1.0$ かつ $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 9.5$ の銀河数密度の分布であり、黒のプロットが数密度分布の峰の条件を満たした天体である。

3.2 フィラメントの軸からの距離

大規模構造の環境が銀河の特性にどのように影響を与えているかを調査する為に、大規模構造の軸か

ら銀河までの距離と銀河の星形成活動に着目した。各銀河から最も近い構造の軸までの距離を求め、銀河の静的な特徴である SSFR の構造からの距離依存性を調査した。

また、視野端の天体は視野外の構造がわからないために構造までの距離が正確に測定できているとは限らないので、領域の視野端に近い天体(視野端までの距離が構造までの距離の 0.5 倍よりも小さい)を除外した場合の結果も調べた。

4 Results

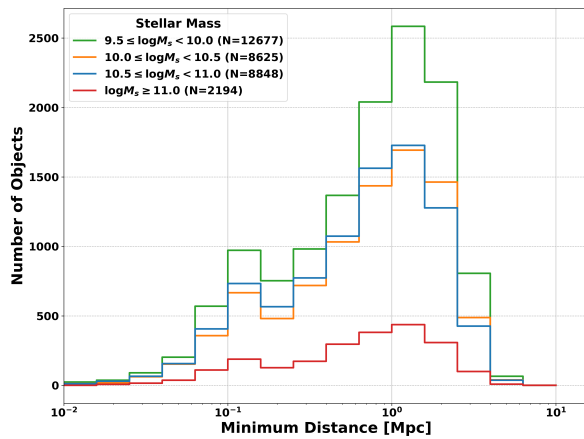


図 2: 大規模構造の軸からの最小距離の各 bin に入った銀河の個数分布。bin の幅は $10^{-2.0}$ から $10^{1.0}$ まで 0.2dex 刻みである。図中の緑が $9.5 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.0$, 黄色が $10.0 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.5$, 青が $10.5 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 11.0$, 赤が $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 11.0$ の銀河のヒストグラムである。

4.1 大規模構造の軸からの距離と SSFR

図 2 は大規模構造の軸からの最小距離の各 bin に入った銀河の個数分布を示す図である。この図から、 $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 10.5$ の銀河は構造からの距離が 2Mpc 以上離れた銀河の星質量別に占める割合が $\log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.5$ の銀河に比べて少ないことがわかる。

図 3 は大規模構造の軸からの最小距離と銀河の SSFR の中央値の推移を示す図である。この図より、 $\log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.5$ の銀河では、軸からの距離と SSFR の間には依存性は確認できなかった。星質量

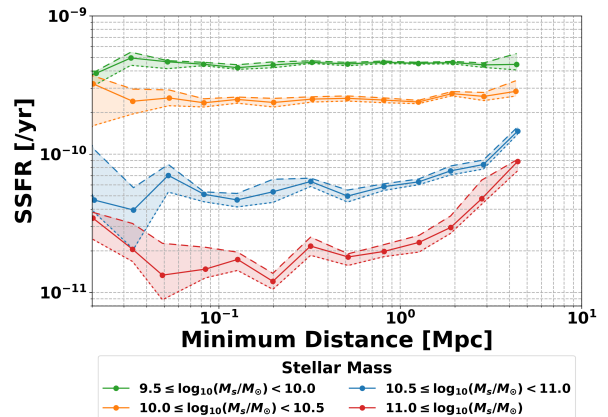


図 3: 大規模構造の軸からの最小距離と銀河の SSFR の中央値の関係。色付きの領域は各星質量の銀河の SSFR の中央値の 68% 信頼区間である。図中の上から $9.5 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.0$, $10.0 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.5$, $10.5 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 11.0$, $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 11.0$ の銀河の結果である。

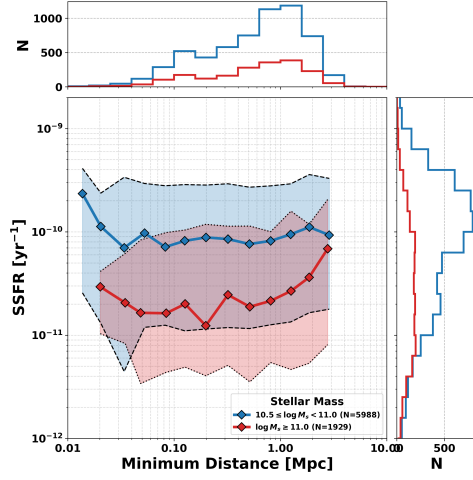
が $9.5 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.0$ の銀河の SSFR 中央値は $10^{-9.4} \sim 10^{-9.3} \text{yr}^{-1}$ 、 $10.0 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.5$ の範囲では $10^{-9.7} \sim 10^{-9.52} \text{yr}^{-1}$ と、ほぼ一定の値を示した。

一方で、 $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 10.5$ の大質量銀河では、軸からの距離との間に明確な依存性が見られた。軸から 0.5Mpc 以上離れると、SSFR の中央値は、 $10.5 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 11.0$ の銀河で $10^{-10.3} \text{yr}^{-1}$ から $10^{-9.82} \text{yr}^{-1}$ へ、 $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 11.0$ の銀河では $10^{-10.75} \text{yr}^{-1}$ から $10^{-10.05} \text{yr}^{-1}$ へと、それぞれ上昇が確認された。

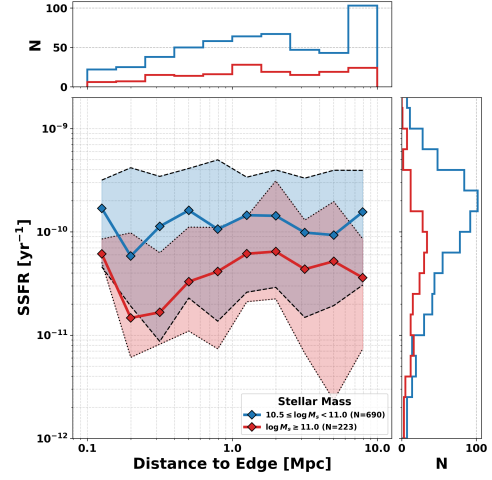
4.2 視野端の銀河の影響の評価

大質量 ($\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 10.5$) 銀河について、領域の視野端に近い天体を除外した場合の構造の軸からの距離と SSFR の関係と、大質量かつ構造の軸からの距離が 2Mpc 以上離れている銀河の COSMOS 領域の端からの距離と銀河の SSFR の関係の結果とそのヒストグラムが図 4 である。

図 4-a から、視野端に近い(視野端までの距離が構造までの距離の 0.5 倍よりも小さい)銀河を除外しても、大質量銀河における SSFR の上昇傾向は維持されること、図 4-b から構造から 2Mpc 以上離れた銀河の COSMOS 領域の端からの距離と SSFR の関係には明確な相関が見られないことが確認できた。



(a) 視野端に近い銀河 (視野端までの距離が構造までの距離の 0.5 倍よりも小さい) を除外した場合の構造の軸からの距離と SSFR の関係図



(b) 構造から 2Mpc 以上離れた大質量銀河の COSMOS 領域端からの距離と SSFR の関係図

図 4: 各条件下での銀河の SSFR の振る舞い。

破線・点線はそれぞれ $10.5 \leq \log_{10}(M_s/M_\odot) < 11.0$ (青)、 $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 11.0$ (赤) の SSFR の中央値と 68%信頼区間を示す。

5 Discussion & Conclusion

本研究では、典型的な star-forming 銀河の SSFR を持つ $\log_{10}(M_s/M_\odot) < 10.5$ の銀河では大規模構造の軸からの距離と SSFR の依存性は見られなかったが、一般には SSFR が低いとされている $\log_{10}(M_s/M_\odot) \geq 11.0$ の銀河で、構造からの距離が 2Mpc より大きい大質量銀河では SSFR が $10^{-10.5}\text{yr}^{-1}$ から 10^{-10}yr^{-1} 辺りまで上昇していることを発見した。

この結果は、局所銀河数密度を環境とした場合の結果 (例 Y.Peng et al.(2010)) と異なる傾向を示している。一般に、銀河の局所数密度を環境の指標として用いた場合、大質量銀河ほど環境と無関係に赤色の passive 銀河の割合が高く、低質量銀河ほど環境の影響を受けて高密度領域でのみ赤色の passive 銀河の割合が高くなる傾向がみられる。異なる傾向が見られた原因としては、大規模構造の軸までの距離というより大きなスケールでの環境指標により、局所銀河数密度の環境とは異なるメカニズムが働いていると考えられるが、その仕組みとして cold gas の供給が挙げられる。構造に近い大質量銀河は、フィラメント構造に進入、或いは横断する際に cold gas の供給経路を遮断されたことによって cold gas の供給が

抑制され、gas を使い果たしたため SSFR が低下しているのに対して、構造から離れた孤立環境に存在する大質量銀河は cold gas の供給が抑制されず、構造付近の銀河と比較して SSFR が高い状態を維持していると考えられる。一方で、低質量銀河では環境効果を受けて cold gas の供給が停止しても、使い果たすまでに時間がかかるため、SSFR の変化が見られなかったと解釈できる。

Reference

- B. Darvish et al. 2017, ApJ, 837, 16
- T. Himoto, Kajisawa, M. 2023, MNRAS, 519, 4110
- C. Laigle et al. 2018, MNRAS, 474, 5437
- Bruzual G., Charlot S., 2003, MNRAS, 344, 1000
- Y. Peng et al. 2010, ApJ, 721, 193
- Weaver, J.R., et al. 2022, ApJS, 258, 11
- Zhang, T.Y., Suen, C.Y. 1984, Communications of the ACM, 27, 236

—[index](#) へ戻る

GK-02

JWST と ALMA で探る高赤方偏移銀河 MACS1149-JD1 の星間媒質

筑波大学
照井 禅

JWST と ALMA で探る高赤方偏移銀河 MACS1149-JD1 の星間媒質

照井 禅 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)

橋本拓也 (筑波大)、井上昭雄 (早稲田大学)、Javier Álvarez-márquez (CAB)、
Luis Colina (CAB)、田村陽一 (名古屋大)、吉田直紀 (東京大)、
松尾宏 (NAOJ)、Santiago Arribas (CAB)、ほか RIOJA チーム

Abstract

銀河の形成と進化を理解するためには、遠方銀河の星間媒質の物理的性質を調査することが重要である。特に近年、JWST と ALMA により、遠方銀河の詳細な観測が可能となった。MACS1149-JD1 は 赤方偏移 $z = 9.11$ に位置し、JWST NIRCамによる撮像、NIRSpec と MIRI による静止系可視光域の輝線の面分光、そして ALMA による [OIII] $88\mu\text{m}$ の高分解能観測 ($\theta \approx 0''.3$) が行われており、多波長にわたる良質なデータの揃った希少な銀河である。これまでの研究から、本天体は南北に分かれた 2 つの星成分が存在し (Álvarez-Márquez et al. 2024)、また、南北で異なる速度構造を示すことが確認されている (Marconcini et al. 2024)。本研究では、JWST と ALMA による面分光観測を組み合わせ、本天体を南北の 2 つの領域に空間分解し、それぞれの星間媒質の物理的性質を多波長で推定した。JWST の [OIII] $4364\text{ \AA}$ 、 $5008\text{ \AA}$ に加えて ALMA で取得された [OIII] $88\mu\text{m}$ 輝線のフラックス比から、電子温度と電子密度を推定できる。得られた銀河全体の電子温度は $T_e \sim 2.0 \times 10^4\text{ K}$ 、電子密度は $n_e \sim 245\text{ cm}^{-3}$ であった。興味深いことに、この手法で得られた電子密度は、可視光の [OII] 輝線比から推定された電子密度 ($n_e \sim 610\text{ cm}^{-3}$) と比較して、 1σ で一致しないことが明らかになった。また、JWST の面分光データの解析により南北に約 100 km/s の速度勾配が検出された。さらに、異なる速度構造を持つ南北の領域について、それぞれの電子密度、電子温度、金属量 ($12+\log(\text{O}/\text{H})$) を推定した。その結果、得られた物理量は 1σ で一致しなかった。本講演ではこの結果に加え、JWST と ALMA のデータを組み合わせることで本天体の性質を包括的に議論する予定である。

1 Introduction

銀河がどのように誕生し、形成・進化してきたかは、現在の天文学において重要な課題の一つである。その理解に向けて、遠方すなわち過去の宇宙に遡って銀河を観測し、星間媒質の物理性質を調査することが極めて重要である。分光観測を行うことで銀河の光を波長ごとに分解してスペクトルを取得できる。それにより、銀河までの正確な距離、すなわち観測している銀河の正確な年代を決定できる。さらに、輝線フラックスから、電子密度、電子温度、金属量といった星間媒質の物理量を推定することが可能になる。

本研究では 132.8 億光年かなた (宇宙年齢およそ 5 億年) の銀河、MACS1149-JD1 (以下、JD1) をジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (以下、JWST) の分光データとアタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (以

下、ALMA) の分光データを用いて解析する。JD1 は JWST NIRCамによる撮像観測や MIRI、NIRSpec による静止可視光輝線の面分光観測に加え、ALMA による [OIII] $88\mu\text{m}$ の高分解能 ($\theta \approx 0''.3$) の面分光観測が行われている。

JWST/NIRSpec による面分光 (IFU) データを用いた輝線解析から銀河の星間媒質の物理状態を調査する。さらに JD1 の運動の性質を調査し、JD1 を銀河の領域ごとに細かく空間分解して物理性質を調査する。それに ALMA の分光データを組み合わせることで多波長的なアプローチで銀河の星間媒質の物理性質を調査することが目的である。

2 Data and Methods

2.1 Data

本研究では、プログラム ID #1262(PI:N. Lützgendorf) に含まれる、Galaxy Assembly with NIRSpec Integral Field Spectroscopy(GA-NIFS; PIs:S. Arribas, R. Maiolino) 、Guaranteed Time Observations (GTO) プログラムの一環として観測された、JWST の NIRSpec/IFS(面分光モード) で取得されたデータを用いる。ALMA は Hashimoto et al. (2018) で報告された値を用いる。

2.2 Methods

本研究では、JWST/NIRSpec IFU の分光観測で得られたデータを用いて電離ガスの電子密度、電子温度、金属量を推定する。図 1 に NIRSpec IFU の面分光データの [OIII] 5008 Å に対応する波長におけるスライス画像を表示している。この図で銀河全体をカバーするような白い楕円の領域について物理量の推定を行う。検出された輝線に対してガウス関数でフィッティングを行うことにより、各輝線フラックスを求める。JD1 は [OIII] 5008, 4960 Å, [OIII] 4364 Å, [OII] 3730, 3727 Å が検出されている。そのため電子密度は [OII] 3730 Å, [OII] 3727 Å 輝線フラックス比から推定し、電子温度は [OIII] 5008 Å, [OIII] 4364 Å 輝線フラックス比から推定する。金属量は直接温度法により推定する。なお、これらの理論値は星雲輝線解析コード PyNeb(Morisset et al. 2020) を用いて計算する。以上のように、輝線フラックス比から物理量を推定する手法を輝線比診断と呼ぶ。輝線比診断を行う際は、JWST NIRSpec/IFU で検出された H β , H γ を用いて、ダストによる減光の補正を行っている。

また、銀河の場所ごとの速度場、速度分散マップを作成することで銀河のガス運動の性質を調査する。図 2 が得られた速度マップである。速度マップから読み取れる、銀河の運動の性質が異なる領域 (“south”, “north”) に焦点を当て、各領域における物理性質を解析し、JD1 の星間媒質の物理性質の空間的な広がりを調査する。

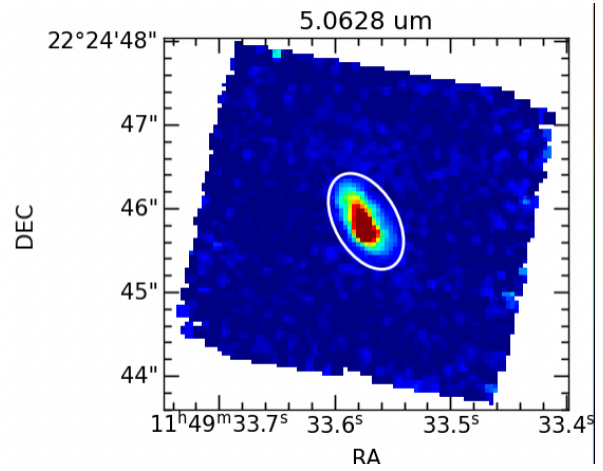


図 1: NIRSpecIFU の面分光データの [OIII] 5008 Å に対応する波長におけるスライス画像。銀河全体の放射を囲う白い楕円アパーチャを設定している。

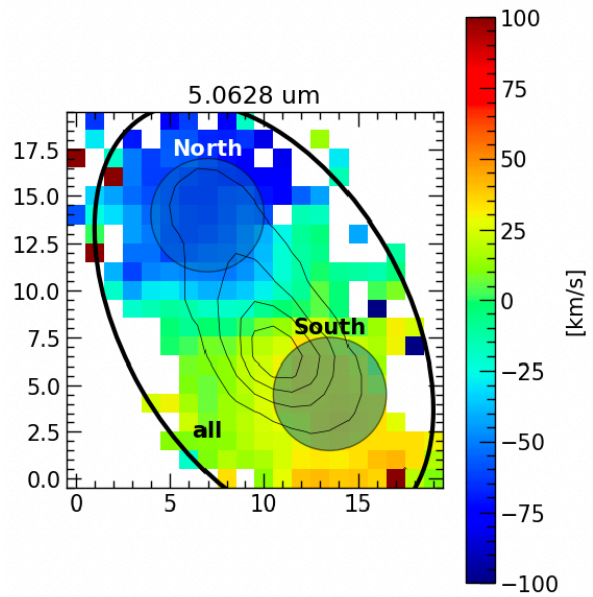


図 2: NIRSpec の面分光データの [OIII] 5008 Å における速度マップ。図では輝線強度が高い領域を拡大して表示している。速度の異なる南北の領域を “north”, “south” としている。黒の楕円で示された “all” は図 1 の白いアパーチャと同一である。

3 Result and Discussion

図 2 の “all”, “north”, “south” のアパーチャについて、電子密度 n_e 、電子温度 T_e 、金属量 $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ を輝線比診断によって推定した結果を表 1 に示す。

表 1: “all”, “north”, “south” 領域において輝線比診断で推定した電子密度、電子温度、金属量

	all	north	south
n_e [cm^{-3}]	610^{+490}_{-320}	< 850	2440^{+6000}_{-1400}
T_e [10^4 K]	$2.04^{+0.30}_{-0.26}$	< 1.81	$2.59^{+0.53}_{-0.38}$
金属量	$7.54^{+0.13}_{-0.12}$	> 7.65	$7.39^{+0.12}_{-0.10}$

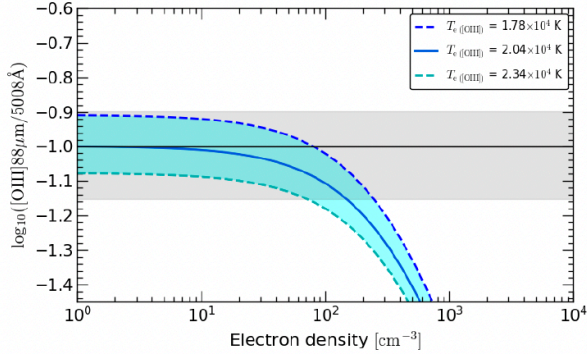


図 3: 異なる電子温度の仮定のもとで、[OIII] 5008 Å/88 μm 輝線比と電子密度の依存性を示している。青色の波線、実線、シアン色の波線はそれぞれ推定した電子温度を示しており、 $T_e = 1.78 \times 10^4$ K、 $T_e = 2.04 \times 10^4$ K、 $T_e = 2.34 \times 10^4$ K の場合に対応する。灰色の帯は観測された輝線比の範囲を示している。

“north” 領域の電子密度は、[OII] 輝線比の上限値が PyNeb で電子密度を計算できる範囲を上回ったため、上限値を示している。また、“north” 領域では [OIII] 4364 Å が検出されなかったため、[OIII] 4364 Å の 3σ 上限値から推定した電子温度の上限値を示している。金属量はその電子温度上限値から推定した下限値を示している。表 1 の値より、電子密度、電子温度、金属量は全て “north”, “south” 領域で 1σ で一致しないことがわかる。この結果は、JD1 の速度の異なる南北の領域は異なる物理性質を持っていることを示唆している。

また、Hashimoto et al. (2018) の ALMA で測定された [OIII] 88 μm の輝線フラックスを用いて、[OIII] 5008 Å/88 μm 輝線比から “all” 領域の電子密度を推定した。その輝線比診断の結果を図 3 に示す。この結果からは電子密度の値を決定することはできないが、最大値を推定することができる。結果、 $n_e < 245 \text{ cm}^{-3}$ と推定された。

表 1、図 3 に示した通り、[OII] 輝線比と [OIII] 輝線

比から推定した電子密度は、誤差の範囲でも一致しない。[OII] 輝線や [OIII] 輝線のような禁制線は遷移確率が許容遷移比較して非常に小さい。電子密度が高い領域では衝突脱励起が卓越するため輝線は観測されなくなる。その境にあたる密度は臨界密度と呼ばれ、臨界密度は禁制線によって異なる。[O III] 5008, 88 μm の臨界密度は電子温度 $T_e = 10^4$ K を仮定すると $n_{\text{crit}}^e = 6.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, 510 cm^{-3} 、[O II] 3727, 3730 の臨界密度は $n_{\text{crit}}^e = 3400 \text{ cm}^{-3}$, $1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ である (Draine 2011, Donald E. Osterbrock 2001)。

図 4 はそれぞれ PyNeb で計算した [O III] 5008, 88 μm、[O II] 3727, 3730 の輝線強度である。図 4(左)[O III] 5008 の輝線強度が図の電子密度の範囲内 ($n_e = 10^0 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$) で一定であるのに比べ、[O III] 88 μm の輝線強度は $n_e \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ で急激に減少を始める。さらに図 4(右) に示された [O II] 3727, 3730 の輝線強度と比較すると、電子密度および電子温度に対する輝線強度の依存性の違いが明確である。

図 3 を見ると、 $n_e([\text{O III}])$ が $n_e([\text{O II}])$ よりも小さく求められる理由の一つとして、ALMA で求められた [O III] 88 μm の輝線強度 (Hashimoto et al. 2018) が本研究で求めた $n_e([\text{O II}])$ から期待される輝線強度よりも大きいことが考えられる。以上を踏まえると、[O III] 88 μm が放射される領域は [O III] 3727, 3730 が放射される電離ガスとは異なり、電子密度が小さい ($< 245 \text{ cm}^{-3}$) 電離ガスから放射されている可能性がある。Usui et al. (2025) では JWST/NIRSpec IFU と ALMA の [O III] 88 μm を用いて、銀河の星間媒質を高温/高密度領域と低温/低密度領域からなる二層の電離ガスモデルで考えることで [OIII] 5008 Å/88 μm、[O III] 5008 Å/4364 Å 輝線比を再現できることを報告している。JD1 も銀河全体が様な電離ガスを持つ仮定では説明が難しく、複数層の電離ガスからなる可能性がある。

4 Conclusion

本研究では、赤方偏移 $z = 9.11$ の銀河、JD1 の星間媒質の性質を、JWST/NIRSpec と ALMA の観測データを用いて推定した。速度マップの解析より、JD1 は南北に明確な速度勾配を持つことがわかり、銀河全体である “all”、速度の異なる南北の領域 “north”, “south” 領域について輝線比診断を行った。

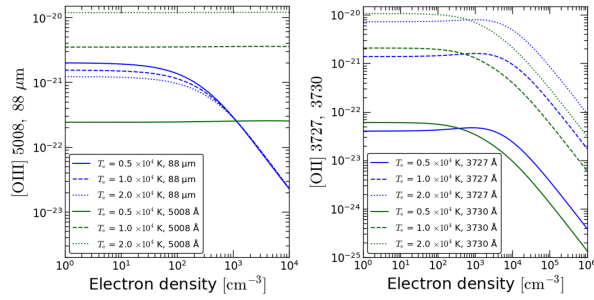


図 4: (左) 電子密度と [O III] 88 μm , 5008 $\text{\AA}$ の輝線強度の依存性。(右) 電子密度と [O II] 3727 $\text{\AA}$, 3730 $\text{\AA}$ の輝線強度の依存性。両図について、それぞれ輝線強度は青色、緑色で示されており、仮定した温度 $T_e = 5000, 10000, 20000 \text{ K}$ ごとに実線、波線、点線で描画している。

その結果、“north”, “south” 領域の電子密度、電子温度、金属量 1σ で一致しなかった。

JWST/NIRSpec の [O III] 5008 $\text{\AA}$ と ALMA で求められた [O III] 88 μm (Hashimoto et al. 2018) の輝線比より電子密度を推定した。その結果、JWST NIRSpec の [O II] 3730/3727 輝線比から計算した電子密度と比較して誤差を考慮しても小さい値が得られた。この原因として [O III] 88 μm の臨界密度が 510 cm^{-3} であることから [O III] 88 μm は比較的低密度な環境から放射されていることが示唆される。[O II] 輝線比を用いた測定と [O III] 輝線比を用いた測定では異なる電子密度構造をトレースしている可能性がある。

Reference

- Álvarez-Márquez, J., Colina, L., Crespo Gómez, A., et al. 2024, *Astronomy & Astrophysics*, 686, A85
- Draine, B. T. 2011, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Unknown)
- Hashimoto, T., Laporte, N., Mawatari, K., et al. 2018, *Nature*, 557, 392
- Marconcini, C., D’Eugenio, F., Maiolino, R., et al. 2024, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 533, 2488
- Morisset, C., Luridiana, V., García-Rojas, J., et al. 2020, *Atoms*, 8, 66

Osterbrock, D. E., & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (unknown)

Usui, M., Mawatari, K., Álvarez-Márquez, J., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2507.02054

[index](#) へ戻る

GK-03

JWST IFU データで探る異常なバルマー輝線比を示す 高赤方偏移銀河 RXC J2248-ID3 の性質

筑波大学
濱田 朝晃

JWST IFU データで探る異常なバルマー輝線比を示す高赤方偏移銀河 RXC J2248-ID3 の性質

濱田 朝晃 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)

共著者 A. Crespo Gómez (STScI), 橋本 拓也 (筑波大学), J. Álvarez-Márquez, L. Colina (CAB), 井上昭雄 (早稲田大学), 田村陽一 (名古屋大学), 他 RIOJA チーム

Abstract

近年の JWST 観測により、遠方銀河の物理的性質が詳細に明らかになる一方で、新たな研究課題も浮上している。その一つが Anomalous Balmer Emitters (ABEs) であり、これは Case B 理論およびダスト減光のない環境下で期待される $H\alpha/H\beta$ 輝線比 ($\simeq 2.86$) よりも有意に低い値を示す、通常の星間媒質では説明困難な天体である。バルマー輝線比は星間ダストの減光量の指標として用いられるが、このような異常が存在する場合、減光補正をして物理量推定を行うことが困難となる。したがって、ABEs の物理的起源を解明することは、銀河の正確な性質評価のためにも重要である。本研究では、JWST/NIRSpec によるスリット分光観測で ABE の兆候 ($H\alpha/H\beta = 2.55 \pm 0.06$) が報告されていた赤方偏移 $z \approx 6.1$ の銀河 RXC J2248-ID3 を対象に NIRSpec 面分光データを用いた詳細な解析を行った。その結果、銀河全体におけるバルマー輝線比は、これまでのスリット観測とは異なり、異常な値を示さず ($H\alpha/H\beta = 3.82 \pm 0.08$)、本天体が ABEs に分類されないことが明らかとなった。さらに、 $H\alpha$ 輝線は単一のガウス成分では再現できず、線幅の異なる成分 (FWHM ≈ 109 km/s および 336 km/s) に分離されること、また、スリット観測の領域を超えて空間的に広がっていることが確認された。一方で、 $H\beta$ 輝線は S/N が低いため線幅の広い成分の検出は困難であった。これらの差異が輝線比に与える影響についても考察を行う。また、 $H\alpha$ に加え、禁制線 $[OIII]\lambda 5008\text{\AA}$ においても FWHM ≈ 320 km/s の広い成分が確認されており、これらの広線幅成分は星形成由来のガスアウトフローに起因する可能性が示唆される。本講演では、これらの結果に加え、輝線比マップや物理量マップを用いた解析を通じて、面分光観測による ABEs 研究の展望について議論を深める。

1 Introduction

近年の JWST 観測により、遠方銀河の物理的性質が明らかになる一方で、新たな研究課題も浮上している。その一つが Anomalous Balmer Emitters (ABEs) であり、これは Case B 理論およびダスト減光のない環境下で期待される $H\alpha/H\beta$ 輝線比 ($\simeq 2.86$) よりも有意に低い値を示す、通常の星間媒質では説明困難な天体である。赤方偏移 2 以上の 500 天体のうち、52 天体が ABEs の兆候を示すなど (McClymont et al. 2025)、特に遠方銀河で多く検出されている。この事象を再現するシナリオとして、紫外線電離光子がガスから漏れ出る density-bounded モデル (McClymont et al. 2025) や、ライマン系列だけでなくバルマー系列に対して光学的に厚いガスに部分的に囲まれている ionization-bounded モデル (Yanagisawa et al.

2024) が考えられているが、詳細な物理機構は明らかになっていない。バルマー輝線比は星間ダストの減光量の指標として用いられるが、このような異常が存在する場合、減光補正をして物理量推定を行うことが困難となる。したがって、ABEs の物理的起源を解明することは、銀河の正確な性質評価のためにも重要である。

しかし、JWST で発見された ABEs は全てスリット分光観測によるものであり、スリットロス補正などの人為的不定性を無視できない。さらに、銀河内における $H\alpha/H\beta$ 輝線比の空間分布や場所ごとの物理量との関係は調査されていない。

本研究では JWST/NIRSpec 面分光データを用いて、 $z = 6.11$ の銀河であり、ABEs の一つである RXC J2248-ID の調査を行った。RXC J2248-ID は、

ID1 - ID5 の 5 つの重力レンズ像を持つ天体である (Monna et al. 2014)。Topping et al. (2024), Yanagisawa et al. (2024) によって、JWST スリット分光データを用いて ID1, ID3, ID4 のスタッキング解析が行われ、本天体が ABE に分類されることが示された。本研究では、JWST 面分光モードで観測された ID3 にのみ焦点を当て、ABEs の空間分布や銀河全体の性質を詳細に解析する。

2 Data and Methods

2.1 データ

RIOJA (Reionization and the ISM/Stellar Origins with JWST and ALMA) project (JWST GO1 PID 1840; PIs: J. Álvarez-Márquez and T. Hashimoto; Hashimoto et al. 2023; Sugahara et al. 2025; Mawatari et al. 2025; Usui et al. 2025) は、ALMA で観測された 12 個の [OIII] 88 μm 輝線銀河に対し、NIRSpec/IFS および NIRCам を用いた追観測を実施した。本研究で扱う面分光データはこの RIOJA プロジェクトの一環として観測されたものである。波長範囲は、2.87 – 5.27 μm で、静止可視光域のデータである。

2.2 スペクトル解析

はじめに、図 1 の赤色で示される銀河全体を覆うアパーチャを設定した。アパーチャ内を空間積分し、天体のスペクトルを取得した。得られたスペクトルに対し、主要な輝線 ($\text{H}\delta$, $\text{H}\gamma$, [OIII] $\lambda 4364\text{\AA}$, $\text{H}\beta$, [OIII] $\lambda\lambda 4960\text{\AA}$, $5008\text{\AA}$, $\text{H}\alpha$) のフラックスを求めるため、ガウス関数によるフィッティングを行った。 $\text{H}\alpha$ と [OIII] $\lambda 5008\text{\AA}$ 輝線には、ガウス関数の裾野の部分に観測データとフィッティングに有意な残差があったため、2 重ガウス関数でのフィッティングも行った。得られた輝線フラックスから、バルマー輝線比を求め、先行研究や Case B 理論再結合における理論値との比較を行った。

2.3 空間分布解析

スペクトル解析で得られた各輝線について、積分強度図を作成した。輝線比マップは、これらの積分強度

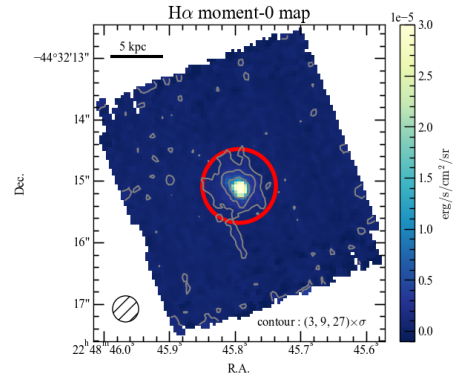


図 1: スペクトルを取得したアパーチャ。天体全体を覆う赤色の円のアパーチャを使用し、スペクトルを取得した。灰色の等高線は S/N が 3^n ; $n = 1, 2, 3$ となる領域を示す。左下の円は $\text{H}\alpha$ 輝線での PSF を表している。

図をピクセルごとに比をとることによって作成した。この際、異なる波長における Point Spread Function (PSF) の影響を均一にするため、すべての輝線の PSF を最も波長の長い $\text{H}\alpha$ の PSF に合わせた。輝線比マップから、異常なバルマー輝線比を示す領域の空間分布を調査した。

3 Results

3.1 スペクトル解析

3.1.1 Balmer decrement

本研究で得られた銀河全体のスペクトルにおける $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ 輝線比を図 2 に示す。図中の破線は、Case B 条件下における理論値 $\simeq 2.71$ ($T_e = 2.5 \times 10^4 \text{ K}$, $n_e = 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, Topping et al. (2024) より引用) である。Topping et al. (2024) は MSA によるデータ解析をしている。著者らによると、 $\text{H}\alpha$ では線幅の広い成分と狭い成分の 2 つの速度成分がある。一方、相対的に S/N 比の低い $\text{H}\beta$ では、線幅の広い成分は有意には見られず、単一のガウス関数でフィッティングが行われた。同論文では、 $\text{H}\alpha$ の狭い成分と、 $\text{H}\beta$ の単一ガウス成分の輝線比が 2.55 ± 0.02 と報告され、ABE の兆候を示していた (図 2 青色)。本研究で同様の輝線比を計算したところ 2.87 ± 0.27 が得られた (図 2 赤色)。この値は理論値 2.71 よりも大きく、銀河全体としては ABE の兆候は認められなかった。

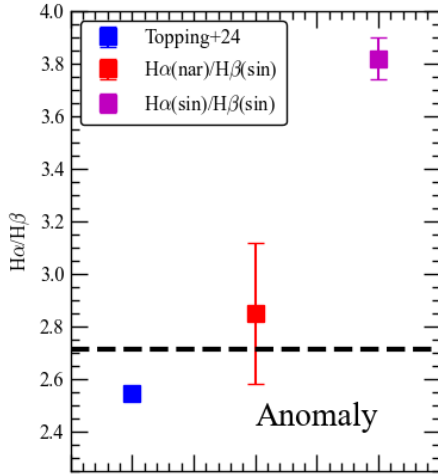


図 2: $H\alpha/H\beta$ 輝線比の比較。青色と赤色はそれぞれ、Topping et al. (2024) と本研究で得られた $H\alpha$ の狭い成分と $H\beta$ の単一ガウス成分から算出された値を示す。マゼンタは、本研究で得られた単一ガウス成分同士の輝線比の値を示す。

3.1.2 2重ガウス関数フィット

$H\alpha$ に加えて、禁制線である $[OIII]\lambda 5008\text{\AA}$ では、 $FWHM \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ の狭い成分に加え、 $FWHM \sim 320 \text{ km s}^{-1}$ の広い成分が検出された。一方で、 $H\beta$ からは、S/N が低いいため線幅の広い成分の検出は困難であった。許容線と禁制線の両方で広い成分が検出され、星形成由来のガスアウトフローに起因する可能性が示唆された。

3.2 空間分布解析

$H\alpha/H\beta$ 輝線比マップを図 3 に示す。赤色が Case B 理論値より大きい値（ダストによる減光）、青色が Case B 理論値よりも小さく異常な値（ABE の兆候）を示す。銀河全体で積分したスペクトルでは ABE の兆候が見られなかった一方で、異常値をとるピクセルがマップ上の北東と南西の領域に密集して存在していることが明らかとなった。

図 4 は、ピクセルごとの $H\alpha/H\beta$ 輝線比の値のヒストグラムである。色の違いは、 $H\beta$ の S/N の違いを示しており、黄色の $S/N > 10$ を超えるような信頼度の高いピクセルでも、異常値を示すピクセルが存在していることが明らかとなった。これは、これ

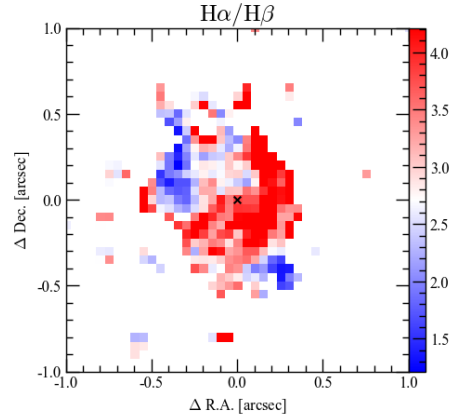


図 3: $H\alpha/H\beta$ 輝線比マップ。赤色が Case B 理論値より大きい値、青色が Case B 理論値よりも小さく異常な値を示す。異常値を取るピクセルが複数存在している。

らの異常が S/N の低いピクセルのノイズに起因するものではないことを示唆する。

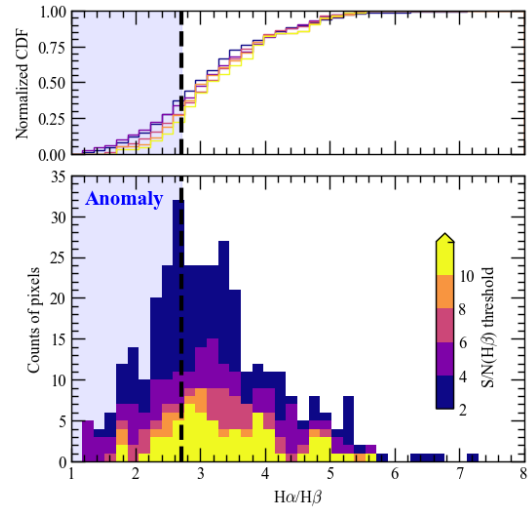


図 4: ピクセルごとの $H\alpha/H\beta$ 輝線比のヒストグラム (下) とその累積度数分布 (上)。黒の波線は、Case B 状況下での理論値 ($= 2.71$) を示しており、それより左側が異常値を示している。色の違いは $H\beta$ のピクセルごとの S/N を示しており、色が明るくなるほどより高い S/N のピクセルのみ切り出したものを表す。

4 Conclusion

本研究では、赤方偏移 $z = 6.11$ にある ABE の兆候を示すことが報告されていた銀河 RXC J2248-ID3 の JWST 面分光データを用いた詳細な解析を行った。銀河全体を空間積分したスペクトルから得られた $H\alpha/H\beta$ 輝線比は異常な値を示さず、本天体が ABE に分類されないことが明らかとなった。一方で、 $H\alpha/H\beta$ 輝線比マップからは、異常値を示すピクセルが密集して存在することが明らかとなった。さらに、 $H\beta$ の S/N が 10 以上の信頼できるピクセルでも、 $H\alpha/H\beta$ が異常値を示すことが明らかとなり、この異常値が単なるノイズに起因するものではないことが示唆された。

今後は、様々な物理量の空間分布や NIRCам 画像 (RIOJA) と、 $H\alpha/H\beta$ 輝線比の空間分布を比較し、どのような環境で $H\alpha/H\beta$ 輝線比が異常値を示すのかを調べ、ABEs の発現シナリオに制限をかけたい。また、本天体のスリット分光観測データと丁寧に比較し、スリット分光観測では ABE の兆候を示していた原因を調査する。

Reference

- Hashimoto, T., Álvarez-Márquez, J., Fudamoto, Y., et al. 2023, ApJL, 955, L2
- Mawatari, K., Costantin, L., Usui, M., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2507.02053
- McClymont, W., Tacchella, S., D'Eugenio, F., et al. 2025, MNRAS, 540, 190
- Monna, A., Seitz, S., Greisel, N., et al. 2014, MNRAS, 438, 1417
- Sugahara, Y., Álvarez-Márquez, J., Hashimoto, T., et al. 2025, ApJ, 981, 135
- Topping, M. W., Stark, D. P., Senchyna, P., et al. 2024, MNRAS, 529, 3301
- Usui, M., Mawatari, K., Álvarez-Márquez, J., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2507.02054
- Yanagisawa, H., Ouchi, M., Nakajima, K., et al. 2024, ApJ, 974, 180

[—index へ戻る](#)

GK-04

可視光+遠赤外観測による電離酸素輝線を用いた銀河 の星間媒質の多波長解析

筑波大学
高岸 優希

可視光+遠赤外観測による電離酸素輝線を用いた銀河の星間媒質の多波長解析

高岸 優希 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)

共著者 橋本 拓也 (筑波大学), 井上 昭雄 (早稲田大学), 田村 陽一 (名古屋大学),

吉田 直紀 (東京大学), 松尾 宏 (国立天文台), 札本 佳伸 (千葉大学),

萩本 将都 (名古屋大学), 菅原 悠馬 (早稲田大学), 馬渡 健 (早稲田大学),

橋ヶ谷 武史 (京都大学), 仲里 佑利奈 (東京大学), 大曾根 渉 (筑波大学),

長井 悠 (筑波大学), 照井 禪 (筑波大学), 濱田 朝晃 (筑波大学),

他 RIOJA チーム

Abstract

銀河がどのように形成され進化してきたのかを明らかにするためには、銀河の昔の姿、すなわち遠方にある銀河の詳細な調査が不可欠である。本研究では、ジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST) の面分光データ、及びアタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA) の観測データを活用し、 $z = 6.3$ に位置するライマンブレイク銀河 SDF-LBG-ID34 に対して静止系可視光+遠赤外線にある輝線を組み合わせた多波長解析を行った。具体的には、本天体を 4 つの領域に分割し、それぞれの輝線フラックスを用いて、銀河の場所ごとの星間媒質の性質を調査した。

BPT diagram による AGN 診断の結果、銀河全体では星形成銀河であることを支持する一方で、領域ごとに分割すると AGN を持つ可能性が示唆された。次に銀河の進化過程を示す重要な指標である金属量を調査した。JWST から得られた [OIII] $\lambda 5008$ Å 輝線と ALMA から得られた [OIII] $\lambda 88$ μm 輝線のフラックスを組み合わせ、電子温度を推定し金属量を導出した。その結果、本天体は同じ時代にある典型的な銀河に比べて高金属量な環境 ($\sim 0.56 Z_{\text{sun}}$) であることが明らかになった。これは初期宇宙において活発な星形成活動や効率的な重元素合成が進んでいた可能性を示唆している。

1 Introduction

銀河の進化、形成を理解するためには、星間媒質の物理的性質 (電子密度、電子温度、金属量など) を調査することが重要である。近年、ジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST) やアタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA) の登場により遠方銀河の静止系可視光と遠赤外線の星雲輝線を観測することが可能となった。特に、JWST による観測では、これまで観測が困難だった高赤方偏移銀河 ($z > 6$) を対象に詳細なスペクトル観測が可能になった。その結果、得られた輝線から電子温度 (n_e) や電子密度 (T_e)、金属量 (Z) などの物理量が求められるようになり、物理量を詳細に特徴付けることができるようになった。特に、金属量は星形成の歴史や、重元素合成の

集積史を反映する物理量であり、その測定は銀河の形成や進化を理解する上で重要な指標となっている。

本研究では、赤方偏移 $z \sim 6$ に位置する遠方銀河 SDF-LBG-ID34 を対象に、JWST/NIRSpec による面分光データを用いて輝線解析を行い、得られた T_e や Z の測定を通じて星間媒質の物理的性質を調査する。また、これらの結果を既存の遠方銀河のデータと比較することで、宇宙再電離期における銀河の形成や進化の多様性について考察することを目的とする。

2 Data and Methods

2.1 データ諸元

観測データは 'The Reionization and the ISM/Stellar Origins with JWST and ALMA' (RI-OJA) プロジェクト (GO#1840; PIs: J. Álvarez-Márquez and T. Hashimoto; Hashimoto et al. 2023, Sugahara et al. 2025, Mawatari et al. 2025, Usui et al. 2025) で得られた JWST/NIRSpec の面分光データを使用する。このデータは合計観測時間 5040 秒、波長分解能 $R \sim 2700$ 、波長範囲 $2.87 \sim 5.27 \mu\text{m}$ で観測された。本天体は Subaru Deep Field に位置するライマンブレイク銀河 (Lyman Break Galaxy; LBG) であり、すばる望遠鏡の i' バンドのドロップアウト法で初めて発見された (Jiang et al. 2011)。本天体は ALMA でも観測が行われており、河原修論 (2022) では $[\text{OIII}] \lambda 88 \mu\text{m}$ 輝線、 $[\text{CII}] \lambda 158 \mu\text{m}$ 輝線、ダスト連続光に対して解析が行われ、 $[\text{OIII}] \lambda 88 \mu\text{m}$ 、 $[\text{CII}] \lambda 158 \mu\text{m}$ はそれぞれ S/N 比が 7.10, 0.02 であった。一方で、ダスト連続光は未検出であった。

2.2 輝線解析

本研究では天体を全て覆えるように設定した total と、構成要素ごとに分割して設定した ap1 ~ 4 の 5 つのアーチャーに分けて解析を行う (図 1)。

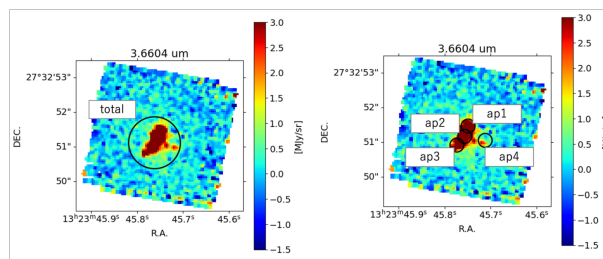


図 1: スペクトル作成に使用した本研究のアーチャー。天体を全て覆えるように設定した total と、構成要素ごとに分割して設定した ap1 ~ 4 の 5 つのアーチャーを黒い円で示している。

まず初めに各アーチャーごとに得られた輝線に対してガウス関数でフィッティングを行い、輝線フラックスを求める。得られたフラックスにはダストによる減光の補正を行っている。その後、求めたフラックスを用いて BPT diagram (Baldwin et al. 1981)

を作成し星形成領域と活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) の調査を行う。また、得られた輝線からは n_e を測定することができなかったため、 n_e を仮定した上で T_e 、 Z の推定を行う。最後に、得られた結果を同じ時代の銀河の値と比較する。

3 Results and Discussion

3.1 輝線解析

本天体では S/N が 3σ 以上の輝線を検出とみなし、 $[\text{OIII}] \lambda 5008 \text{ \AA}$, $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, $[\text{NII}] \lambda 6585 \text{ \AA}$ が検出された。観測から得られたバルマー輝線比は $\text{H}\alpha/\text{H}\beta = 3.30 \pm 0.20 > 2.86$ 、 $\text{H}\gamma/\text{H}\beta = 0.501 \pm 0.097 > 0.469$ となった。ダストが存在する場合は Case B の理論値 ($\text{H}\alpha/\text{H}\beta = 2.86$, $T_e = 10000 \text{ K}$, $n_e = 10^2 \text{ cm}^{-3}$) と比較すると、 $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ は理論値よりも大きく、 $\text{H}\gamma/\text{H}\beta$ は理論値よりも小さくなる。 $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ 、 $\text{H}\gamma/\text{H}\beta$ ともに誤差を考慮すればダストの存在を示唆する結果となったため、本研究ではダストが存在するとし、得られたフラックスに対してダストによる減光補正を行なった。なお、ap4 に関しては $\text{H}\beta$ 輝線が検出されておらず、フィッティングにより輝線フラックスが求められなかったため、total の減光補正係数を用いて減光補正を行っている。

3.2 BPT diagram

BPT diagram は、銀河の輝線比を用いてその電離源を分類するために使用される診断図であり、星形成銀河か、AGN かを区別するために使用されている。BPT ダイアグラムは近傍宇宙における銀河サンプルを元に作成された経験的分類であり、遠方銀河に対し使用できるかはまだ明らかとなっていない (Hayashi et al. 2015)。本研究で得られた BPT diagram を図 2 に示す。上述したように、ap4 に関しては total の減光補正係数を用いて減光補正を行っているため、区別のために白抜きの点としている。各アーチャーにおける結果は理論曲線、経験曲線 (それぞれ、Kewley et al. 2001; Kauffmann et al. 2003) に非常に近い結果となり、星形成銀河か AGN かを明確に分離することはできなかった。Gonzalez et al. (2025) では JWST での観測から、高赤方偏移銀河における AGN の有無を特定するための手法が検討され

ており、紫外線輝線の輝線比や等価幅 (EW) を用いた新たな診断法が確立されつつある。今後、AGN の存在に敏感な CIII] $\lambda 1909$ Å や、CIV $\lambda 1550$ Å、HeII $\lambda 1640$ Å を観測できれば、本天体の AGN の存在について詳細に議論することが可能である。

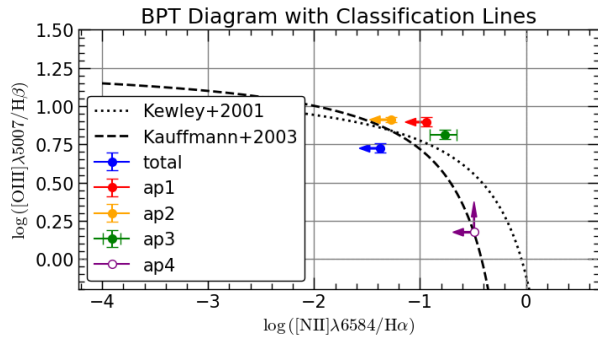


図 2: BPT diagram

3.3 電子温度、金属量

本研究では、星雲輝線解析コード PyNeb¹(Morisset et al. 2020) を用いて、[OIII] $\lambda 5008$ Å / [OIII] $\lambda 88$ μ m とその理論的な電子温度依存性から電子温度を求める。得られた結果を図 3 に示す。

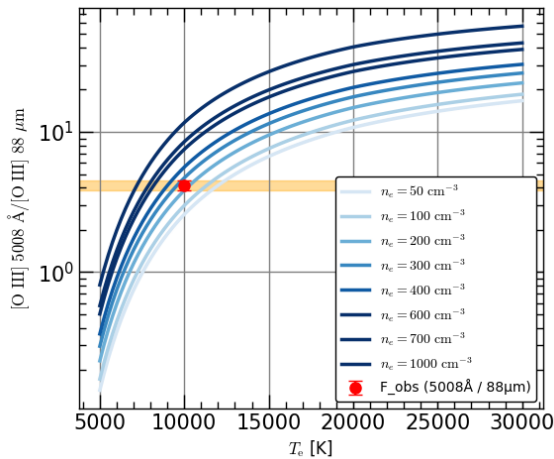


図 3: [OIII] 輝線と電子温度の理論的依存性

前述したように、観測で得られた輝線からは n_e を測定することができなかったため、 n_e を同程度の赤方偏

移を持つ銀河の電子密度の下限值といわれる 50 cm^{-3} と、遠方銀河の電子密度の典型値とされる 400 cm^{-3} で仮定している (Abdurrouf et al. 2024)。観測で得られた [OIII] $\lambda 88$ μ m と H β 、仮定した n_e とそこから推定される T_e を用いて Z を求めた。得られた金属量は $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \sim 8.43$ (8.02) ($n_e \sim 400$ (50) cm^{-3}) であり、その結果を Morishita et al. (2024) の mass-metallicity 関係にプロットした図を図 4 に示す。に薄いグレーで示された領域は $n_e = 50 \text{ cm}^{-3}$ の場合の金属量であり、濃いグレーで示された領域は $n_e = 400 \text{ cm}^{-3}$ の場合の金属量である。 $n_e = 50 \text{ cm}^{-3}$ において星質量が重い場合には Morishita et al. (2024) の結果に適合するが、 $n_e = 50 \text{ cm}^{-3}$ において星質量が軽い場合、または電子密度が $n_e = 50 \text{ cm}^{-3}$ 以上の場合は高金属量であることを示す結果となった。各グレーの領域の両結果とも同程度の赤方偏移の天体よりも比較的高い結果となり、星形成活動が活発であること、また効率的に重元素の合成が進んでいた可能性があることを示唆している。今後、RIOJA プロジェクトで得られた JWST/NIRCam 画像に対して SED フィットを行い、星年齢、星質量に制限を与えることで、さらなる議論が期待できる。

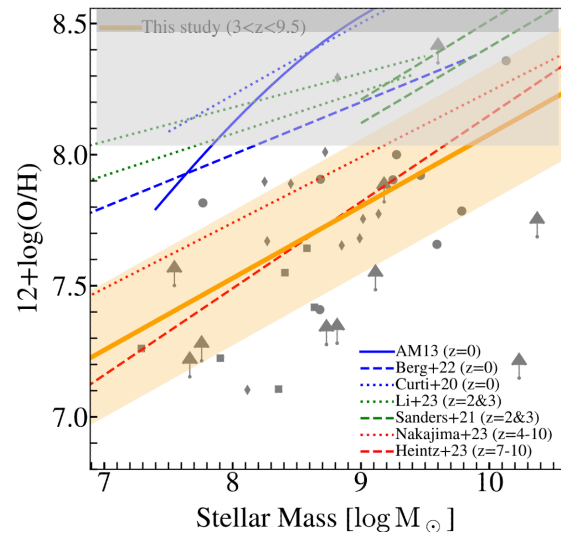


図 4: mass-metallicity 関係。Morishita et al.(2024) を改変。

¹<http://research.iac.es/proyecto/PyNeb/>

4 Conclusion

本研究では $z = 6.3$ にあるライマンブレイク銀河 SDF-LBG-ID34 に対して、輝線解析を行い星間媒質の物理的性質を調査した。BPT diagram を作成すると、本天体は理論曲線や経験曲線に近い位置にプロットされ、明確な AGN の特徴は見られなかった。今後の観測で AGN の存在に敏感な CIII] $\lambda 1909$ Å や HeII $\lambda 1640$ Å の輝線を観測できれば、本天体の AGN の存在についてさらに詳細に議論することが可能である。また、[OIII] $\lambda 5008$ Å と [OIII] $\lambda 88 \mu\text{m}$ から電子温度、 $H\beta$ と [OIII] $\lambda 88 \mu\text{m}$ から金属量を推定した。金属量を Morishita et al. (2024) のサンプルと比較した。 $n_e = 50 \text{ cm}^{-3}$ の場合、高質量側ではサンプルと整合的であったが、低質量側では本研究の結果がより高い金属量を示した。一方、 $n_e = 400 \text{ cm}^{-3}$ の場合、遠方銀河の中でも特に高金属量の部類に入ることが分かった。これは星形成活動が活発であること、また効率的に重元素の合成が進んでいた可能性があることを示唆しており、今後、RIOJA プロジェクトで得られた JWST/NIRCam 画像に対して SED フィットを行い、星年齢、星質量に制限を与えることで、さらなる議論が期待できる。

Reference

Abdurrouf, Larson, R. L., Coe, D., et al. 2024, *The Astrophysical Journal*, in press, arXiv:2404.16201, submitted to ApJ

Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 93, 5

Gonzalez, F. A., Braun, T., Trussler, J., et al. 2025, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 000, 1, preprint available on arXiv

Hashimoto, T., Álvarez Márquez, J., Fudamoto, Y., et al. 2023, *The Astrophysical Journal Letters*, 951, L11, published on September 14, 2023

Hayashi, M., Ly, C., Shimasaku, K., et al. 2015, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, in press, arXiv:1504.05589, preprint available on arXiv

Jiang, L., Egami, E., Kashikawa, N., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 743, 65

Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 346, 1055

Kewley, L. J., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Heisler, C. A., & Trevena, J. 2001, *The Astrophysical Journal*, 556, 121–140

Mawatari, K., Costantin, L., Usui, M., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2507.02053

Morishita, T., Stiavelli, M., Grillo, C., et al. 2024, *The Astrophysical Journal*, 963, 9, accepted on May 29, 2024

Morisset, C., Luridiana, V., García-Rojas, J., et al. 2020, *Atoms*, 8, 66

Sugahara, Y., Álvarez-Márquez, J., Hashimoto, T., et al. 2025, *The Astrophysical Journal*, 981, 135

Usui, M., Mawatari, K., Álvarez-Márquez, J., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2507.02054

—[index](#) へ戻る

GK-05

近傍矮小銀河を用いた球対称 Jeans 解析による dark matter model の評価

東北大学
宮崎 凜

近傍矮小銀河を用いた球対称 Jeans 解析による dark matter model の評価

宮崎 凜 (東北大学理学研究科天文学専攻)
千葉 柊司 (東北大学)、林航平 (仙台高等専門学校)

Abstract

Λ CDM 理論は宇宙マイクロ波背景放射や銀河の大規模構造のような大スケールでの宇宙論的・天体物理学的観測と整合する。しかし、銀河あるいはそれ以下のスケールでは観測とシミュレーションに不一致があることが知られており、未だ解決していない。その問題を解決するために、あらゆる質量スケールの dark matter 候補が考え出されてきた。そのうちの 1 つである Fuzzy dark matter(FDM) model は超軽量粒子で構成されており、小スケールでは量子力学的な効果により波のように振る舞うが、大スケールでは CDM のように振る舞う。FDM は小スケールの様々な未解決問題を解決しうる dark matter 候補として注目を集めている。一般に矮小銀河は dark matter dominant な無衝突系であることが知られており、dark matter の性質を調べるのに格好の天体である。そこで本研究では、銀河系内の矮小銀河を解析に用いた。観測から得られた矮小銀河内の視線速度分散を、CDM または FDM を仮定した上で球対称 Jeans 方程式から導出した視線速度分散と比較し、各モデルのパラメータに制限をかけた。観測との比較にはマルコフ連鎖モンテカルロ (MCMC) 法を用いた。本講演では、上記で得られた結果から、CDM と FDM のどちらがより観測と整合するかを総合的に議論する。

1 Introduction

現在の宇宙進化を記述する標準モデルは、cold dark matter(CDM) と宇宙項 Λ を含む Λ CDM モデルである。このモデルは宇宙マイクロ波背景放射や銀河の大規模構造のような大スケールでの観測結果と整合的である。しかし、銀河系以下のスケールにおいていくつかの問題が存在する (レビューは J. S. Bullock & M. Boylan-Kolchin 2017 を参照)。このうち、コアスプ問題はハローの dark matter 粒子のみを含むシミュレーションから推測される中心密度勾配と、観測から推測される中心密度勾配が一致しない問題である。dark matter のみのシミュレーションでは、ハローの密度分布は、初期状態によらず普遍的に、 $\rho(r) \propto r^{-\gamma} (\gamma \approx 1.0)$ に従って内側の密度が急峻に上昇する (カスプ型) と予測される。これは Navarro-Frenk-White (NFW) プロファイルとしてよく知られている (Julio F. Navarro et al. 1996)。一方で、様々なタイプの小銀河の観測から一部のハローは、 $\gamma \sim 0.0$ となるコア型の密度プロファイルを持つことがわかっている (S.-H. Oh et al. 2015)。これはシミュレーションの結果と矛盾しており、未解決課題

となっている。

この問題を解決するために、CDM model の代替候補として Fuzzy dark matter(FDM) model が注目されている (レビューは Ferreira 2020 を参照)。このモデルでは、DM の粒子の質量は $10^{-22}\text{eV} \cdot \text{c}^{-2}$ と非常に軽く、ドブロイ波長が約 1kpc のオーダーにもなる。よって小スケールでは波として振る舞うが、大スケールでは観測で要求される CDM のように振る舞う。この小スケールでの波のような振る舞いが、ハローの内部のコア形成につながり、ハローの中心近くでコア型の密度プロファイルを作る。

本研究では、Jeans 解析と呼ばれる手法を用いて、CDM model と FDM model のどちらがより観測と整合するかを調べた。2 章では用いた観測データについて述べた後、Jeans 解析の手法について説明する。3 章以降で結果とその考察を述べる。

2 Data and Methods

2.1 観測データ

解析には3つの近傍の矮小楕円体銀河 (Ursa-Minor, Draco, Sextans) を使用した。これらの銀河は (力学) 質量-光度比が大きい (Hayashi et al. 2020)、いわゆる dark matter dominant な系である。そのため系内の星の運動を解析することで、間接的に暗黒物質の密度プロファイルを推定できる。データはそれぞれ順に (Spencer et al. 2018, Matthew G. Walker et al. 2015, Eline Tolstoy et al. 2025) の公開データを使用した。

2.2 Jeans 解析

これらの銀河は二体緩和のタイムスケールが十分に長いため、無衝突系と見なせる。以下ではまず、銀河を無衝突系と見なして理論を構築する。それに基づいて観測データにフィッティングする方法を説明する。

2.2.1 Jeans 方程式と視線速度分散

定常状態の無衝突ボルツマン方程式から、球対称を仮定すると、 $\Phi(r)$ を dark matter が作る重力ポテンシャル、 $\nu(r)$ を星の数密度として r 方向の速度分散 σ_r に関する式 (球対称 Jeans 方程式)

$$\frac{d}{dr}(\nu\sigma_r^2) + 2\frac{\beta(r)}{r}\nu\sigma_r^2 = -\nu\frac{d\Phi}{dr} \quad (1)$$

を得る (J. Binney & S. Tremaine 2008)。ここで $\beta(r) = 1 - (\sigma_\theta^2 + \sigma_\phi^2)/2\sigma_r^2$ であり、星の速度非等方性を示す。本研究では簡単のため、この値は r によらず一定 ($\beta(r) = \beta$) と仮定する。また、星の数密度 $\nu(r)$ は Plummer profile (Plummer 1911) を仮定した。(1) 式の解を視線方向に投影し、以下の式を得る。

$$\sigma_{\text{los}}^2(R) = \frac{2G}{\mu(R)} \int_R^\infty dr \left(1 - \beta \frac{R^2}{r^2}\right) \frac{r}{\sqrt{r^2 - R^2}} \times \int_r^\infty s^{2\beta-2} \nu(s) M(s) ds \quad (2)$$

R は視線方向に投影した半径、 $\mu(R)$ は視線方向に投影した星の表面密度である。これにより、観測データとのフィットが可能になる。

2.2.2 dark matter model

この節では各 dark matter model の密度分布プロファイルを導入する。

① CDM model

CDM model のハロー密度は Hernquist profile (Hernquist(1990)) の一般化された式

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^\alpha\right]^{\frac{\gamma-\kappa}{\alpha}} \quad (3)$$

を採用した。 ρ_0, r_0 はそれぞれスケール密度、スケール半径を表す。 γ は内側での密度勾配を表し、 γ の値によりコア型から NFW profile のようなカusp型と広く密度分布を表現できる。また、 κ は外側の密度勾配、 α はその推移の鋭さを表す。

② FDM model

FDM model のハロー密度は量子圧力が支配的な内側でコア型、外側では NFW profile という二つの分布の組み合わせにより表現でき、以下の形をとる (Hei Yin Jowett Chan et al. 2022)。

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_c \left[1 + 0.091 \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{-8} & (r < r_t) \\ \rho_s \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-1} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)\right]^{-2} & (r \geq r_t) \end{cases} \quad (4)$$

ここで、 ρ_c はコア密度であり、近傍矮小銀河では

$$\rho_c \approx 1.9 \times 10^9 \left(\frac{10^{-23}}{m_\psi c^2}\right)^2 \left(\frac{\text{kpc}}{r_c}\right)^4 \quad (5)$$

で表される。 ρ_s は NFW 側のスケール密度であり、コアから NFW への変換点における連続条件から決定できる。その他 r_c はコアのスケール半径、 r_s は NFW のスケール半径、 r_t はコアから NFW への転換半径、 m_ψ は FDM の粒子質量であり、いずれも自由パラメータとして制限をかける。Hei Yin Jowett Chan et al. 2022 ではシミュレーションの結果多くの銀河で $r_t \leq 3r_c$ となることを示しており、今回は prior としてその制限をかけた。

球対称を仮定しているため、いずれの場合も質量 $M(s) = \int_0^s 4\pi r^2 \rho(r) dr$ で計算でき、式 (2) より、理論的に視線速度分散を得られる。

2.2.3 フィッティング

観測データと理論的に計算できる視線速度分散をフィットするにあたり、星のサンプル数 N_s に対して

以下のように尤度を定義する。

$$\mathcal{L}(R_i|\theta) = \prod_{i=1}^{N_s} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(v_i - \langle v \rangle)^2}{\sigma_i^2}\right] \quad (6)$$

ここで、 $\sigma_i^2 = \sigma_{e,i}^2 + \sigma_{\text{los}}(R_i)^2$ であり、 $\sigma_{e,i}$ は i 番目の星の視線速度の観測誤差、 R_i は i 番目の星の銀河中心からの視線に投影した距離、 $\sigma_{\text{los}}(R_i)$ は式 (2) から計算した R_i における視線速度分散である。 θ はパラメータを表し、CDM model の場合は $\theta = \{\beta, \rho_0, r_0, \alpha, \gamma, \kappa\}$ 、FDM model の場合は $\theta = \{\beta, r_c, r_s, r_t, m_\psi\}$ となる。フィッティングにはマルコフ連鎖モンテカルロ法 (MCMC) を用いた。

3 Results

表 1、表 2 に CDM model および FDM model を仮定した上でのフィッティングで得た各パラメータの制限値を示した。誤差は MCMC で得られた事後分布から計算される 68%信頼区間を表示している。

CDM model, FDM model いずれの場合も β は比較的強く制限をかけることができたが、それ以外のパラメータ推定値は不定性が大きい結果となった。図 1 は CDM model におけるパラメータ γ, β の事後分布であり、二次元等高線も同時に示している。この図からハローの内側の密度勾配 γ と β の縮退が見られる。この縮退は Jeans 解析において重要な課題になっており、解決のために様々な研究がされている (例:Dafa Wardana et al. 2025)。縮退があったり、不

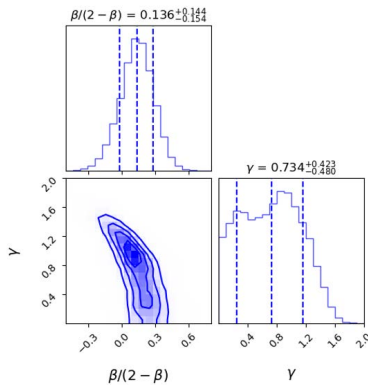


図 1: CDM model における γ, β の事後分布 (Draco)

定性は大きいものの、いずれの銀河も γ はコアを表す 0 付近ではなく (表 1)、ハローの内側の密度構造

はカスプ型を示す可能性がある。図 2 は FDM model における全パラメータの事後分布とその二次元等高線を示している。FDM model に関しては、事後分布が非常に複雑で、 β 以外のパラメータは 68%信頼区間でははっきりとした制限値が得られないことが分かる。

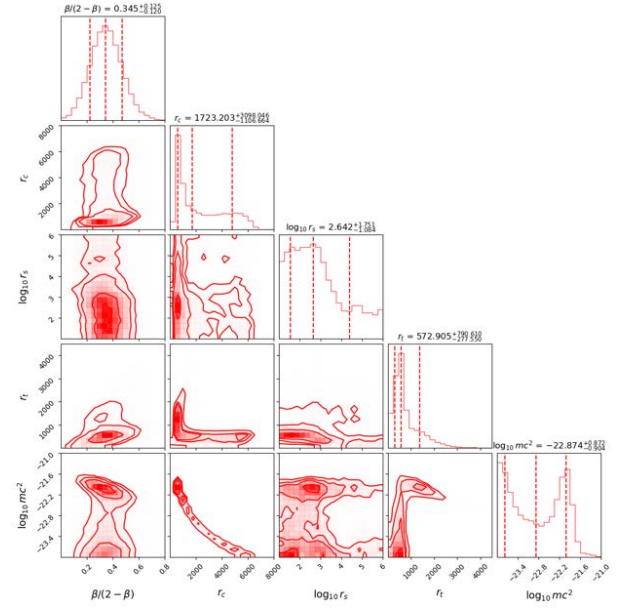


図 2: FDM model パラメータの事後分布 (Draco)

4 Discussion

4.1 CDM vs FDM

CDM model の場合、ダークマターだけではなくバリオンのフィードバック効果 (超新星爆発等) も考慮すれば、銀河によっては γ が 0 に近い密度プロファイルが作ることができると考えられている (Fitts et al. 2016)。しかし、今回解析した銀河はいずれも (力学) 質量-光度比が大きく dark matter dominant なため、バリオンフィードバックの効果はあまり効かない。したがって、今回得た結果は dark matter そのものの効果を如実に表していると考えられる。しかしながら γ は中央値が 1.0 付近とはいえ、68%信頼区間は $\gamma \sim 0.3$ まで伸びており、CDM のみのシミュレーションが示唆するカスプ型の密度プロファイルであると断定することはできない。

そこで、CDM model と FDM model のどちらがよ

表 1: CDM model での各銀河のパラメータ制限値

銀河	$\frac{\beta}{2-\beta}$	$\log_{10}(\rho_0)$ [$M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$]	$\log_{10}(r_0)$ [pc]	α	γ	κ
Ursa Minor	$-0.040^{+0.195}_{-0.235}$	$-1.834^{+0.588}_{-1.511}$	$3.268^{+0.677}_{-0.286}$	$1.770^{+0.835}_{-0.800}$	$0.871^{+0.710}_{-0.598}$	$7.111^{+1.887}_{-2.581}$
Draco	$0.136^{+0.144}_{-0.154}$	$-1.580^{+0.601}_{-1.200}$	$3.398^{+0.791}_{-0.343}$	$1.874^{+0.765}_{-0.823}$	$0.734^{+0.423}_{-0.480}$	$6.532^{+2.402}_{-2.336}$
Sextans	$-0.279^{+0.231}_{-0.312}$	$-2.278^{+0.664}_{-1.288}$	$3.399^{+0.622}_{-0.283}$	$2.095^{+0.652}_{-0.993}$	$1.058^{+0.591}_{-0.663}$	$6.526^{+2.279}_{-2.244}$

表 2: FDM model での各銀河のパラメータ制限値

銀河	$\frac{\beta}{2-\beta}$	r_c [pc]	$\log_{10}(r_s)$ [pc]	r_t [pc]	$\log_{10}(m_{\psi} c^2)$ [eV]
Ursa Minor	$0.261^{+0.157}_{-0.157}$	4327^{+2810}_{-3365}	$2.145^{+1.125}_{-0.783}$	$625.2^{+410.1}_{-219.0}$	$-23.45^{+1.318}_{-0.403}$
Draco	$0.345^{+0.125}_{-0.125}$	1723^{+3098}_{-1107}	$2.642^{+1.751}_{-1.084}$	$572.9^{+790.6}_{-277.6}$	$-22.87^{+0.872}_{-0.904}$
Sextans	$-0.092^{+0.152}_{-0.145}$	5317^{+3025}_{-3938}	$2.022^{+1.005}_{-0.721}$	$878.9^{+526.3}_{-236.4}$	$-23.48^{+1.172}_{-0.378}$

り観測結果と整合するかを定量的に評価するために、ベイズ的情報量規準である WBIC(Sumio Watanabe 2009) を使用した。WBIC は相対的に低い値ほど、よりよいモデルだと言える。図 3 に各銀河での WBIC の差をプロットしたものを示す。縦軸は CDM model での WBIC から FDM model での WBIC を引いた値を示しており、0 以下は CDM model、0 以上は FDM model が優勢となる。図 3 を見ると、いずれの銀河

MCMC による事後分布推定では不定性が大きく、どちらのモデルが観測結果と整合するかははっきり言えなかった。しかし、情報量規準 WBIC を用いたところ、CDM model を支持する結果が得られた。

Reference

- Bullock, J. S., & Boylan-Kolchin, M., 2017, ARA&A 55, 343
- Navarro, J. F., et al., 1996, MNRAS, 283, L72
- Oh, S.-H., et al., 2015, AJ, 149, 180
- Ferreira E. G. M., 2021, A&ARv, 29, 7
- Hayashi, K., et al., 2020, ApJ, 904, 45
- Spencer, M. E., et al., 2018, AJ, 156, 257
- Walker, M. G., et al., 2015, MNRAS, 448, 2717
- Eline Tolstoy, et al., 2025, A&A, 698, A53
- Binney, J., Tremaine, S., 2008, Galactic Dynamics: Second Edition. Princeton University Press.
- Plummer, H. C. 1911, MNRAS, 71, 460
- Hernquist, L. 1990, Apj, 356, 359
- Chan H. Y. J., et al., 2022, MNRAS, 511, 943
- Wardana, D., et al., 2025, ApJ, 982, 167
- Fitts A, et al., 2016. arXiv:1611.02281[astro-ph]
- Watanabe, S. 2009. Algebraic geometry and statistical learning theory. Cambridge University Press.

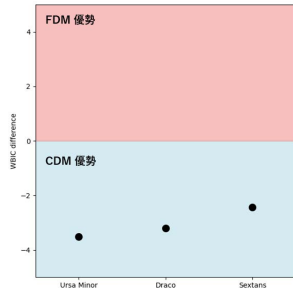


図 3: 各銀河ごとの WBIC の差

も CDM model を支持しており、少なくとも今回解析した 3 つの銀河では CDM model のほうがより観測された視線速度分散を説明できるということがわかった。

5 Summary

dark matter が支配的な近傍矮小銀河に対して球対称 Jeans 解析を行い、CDM と FDM の検証をした。

[index](#) へ戻る

GK-06

Tracing the fading phase of active galactic nuclei in $z \in [0.4, 0.6]$ using eROSITA, WISE and SDSS

早稲田大学

Gauchan Samir

Tracing the fading phase of active galactic nuclei in $z < 0.4$ using eROSITA, WISE and SDSS

Samip Gauchan (Waseda University)
Kohei Ichikawa (Waseda University)

Abstract

Active galactic nuclei (AGN) are vital for exploring the episodic nature of supermassive black hole (SMBH) growth. A distinct AGN population, termed “fading AGN”, shows strong past activity on kiloparsec (~ 1 kpc) scales traced by narrow-line region (NLR) emission, but exhibits much weaker activity on small scales (< 10 pc) traced by either X-ray or mid-infrared (MIR) dust emission. In this study, using eROSITA X-ray data, WISE MIR catalog and the SDSS Type 1 AGN catalog at $z < 0.4$, we search for sources that show a decrease of luminosity across the NLR, torus, and corona, suggesting a decline in AGN luminosity for the last 10^{3-4} yr. Among 2003 sources, we identify 49 fading candidates, with bolometric luminosities derived from the small scale indicators at least an order of magnitude lower than those inferred from [OIII] NLR emission. The fading candidates show Eddington ratios of $L_{\text{bol, [OIII]}}/L_{\text{Edd}} \sim 1$ in the NLR while $L_{\text{bol, X}}/L_{\text{Edd}} \sim 0.01$ in the X-ray, reflecting a continuous fading of accretion power. This requires a certain path producing drastic AGN luminosity declining for over two orders of magnitude within a short timescale of 10^{3-4} yr, which is slightly shorter than the typical inflow timescale.

1 Introduction

Active Galactic Nuclei (AGNs) release an enormous amount of energy ($> 10^{42}$ erg s $^{-1}$) by converting gravitational energy into radiation through mass accretion onto the supermassive black hole (SMBH) located at the center of the galaxy (Soltan, 1982). One of the fundamental goals of astronomy is to explore the accretion history of AGNs and understand how SMBHs have grown. AGNs provide an ideal sample for investigating the episodic growth of SMBHs, as they represent phases of intense accretion activity, and thus the mass growth history of SMBHs.

AGN are composed of multiple interacting components, each operating at different physical scales and emitting across distinct wavelengths (see Figure 1). According to the unification model (Antonucci, 1993), AGN consist of the SMBH, which is surrounded by an accretion disk where matter is heated to extreme temperatures up to $T = 10^5 - 10^6$ K. The disk emits primarily in the ultraviolet (UV) wavelength, and the variability in this region occurs on timescales as short as hours to days. Above the accretion disk lies the corona, a region of hot, optically thin plasma emitting X-rays via inverse Compton scattering of lower-energy, UV disk photons. Variability in the corona is highly dynamic, often observed on timescales of hours, reflecting processes close to the SMBH. At $0.1 - 10$ pc scale, a toroidal

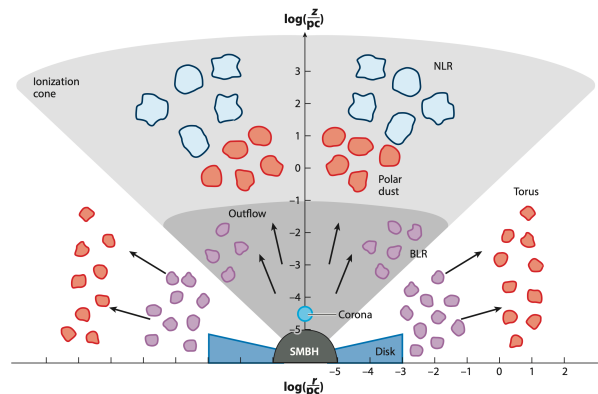


Figure 1: Schematic of the main AGN components, showing the physical scales of each component. From the center, there is the SMBH, accretion disk, corona, BLR, dusty torus and NLR. This figure is taken from Figure 2 of Hickox and Alexander (2018).

structure of obscuring dust and gas, also known as the dusty torus, encircles the accretion disk (Gandhi et al., 2009). The torus reprocesses UV and optical radiation into the mid-infrared (MIR; $\lambda = 5 - 30 \mu\text{m}$) providing key information about the obscuration properties of AGN. Variabilities of torus emission occur on intermediate timescales of months to a few 10 years. At kiloparsec scales (10^3

– 10^4 pc), the Narrow Line Region (NLR) consists of gas clouds ionized by the UV radiation from the accretion disk (Panessa et al., 2006). The [O III] λ 5007 emission line is a hallmark of NLR activity and serves as a tracer of past AGN luminosity. Variability in this region occurs over thousands to tens of thousands of years, reflecting the light travel time across the NLR.

A particularly intriguing phase of AGN activity is the fading phase. Fading AGNs are characterized by a significant decline in central engine luminosity over time. While strong past activity on kiloparsec scales is evident through NLR emission, fading AGNs exhibit substantially diminished activity on sub-parsec scales, such as in the X-ray-emitting corona and the MIR emitting torus.

Using the SDSS Type 1 AGN and the WISE MIR catalog, we integrated data from the recently released eROSITA X-ray to search for fading process across different AGN components. X-ray emission traces the innermost accretion regions near the supermassive black hole, with variability occurring on timescales of hours to days. As it directly reflects the current AGN activity, using X-ray data allows us to extend the look-back time by providing an additional, rapid parameter. The main purpose of this study is to search for samples of fading AGN candidates and discuss scenarios that causes the luminosity decline in each timescale.

2 Sample Data and Selection

2.1 Sample Selection

For the X-ray data, we used eROSITA telescope array aboard the Spectrum-Roentgen-Gamma (SRG) satellite, which is a telescope designed for all-sky surveys, originally launched in December 2019 (Merloni et al., 2024). The SRG/eROSITA all-sky survey is most sensitive in the soft X-ray band of 0.2 – 2.3 keV energy, with a flux limit of $5 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ for the eRASS1 X-ray catalog (Merloni et al., 2024). Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) was launched by NASA in January 2010, and began its all sky survey in the 3.4 μm (W1), 4.6 μm (W2), 12 μm (W3), and 22 μm (W4) bands (Wright et al., 2010). In this study, we used the data arranged by Pflugrad et al. (2022), where they cross-matched the optical coordinates from SDSS DR7 with WISE with a $r = 2''$.

Sources with $z > 0.4$ was excluded since the [N II] λ 6584 line is shifted out of the wavelength coverage of the SDSS DR7 of $\lambda_{\text{obs}} = 3800 - 9200 \text{ \AA}$, and this line is used to identify AGNs. Although this

redshift limit reduces the chances of finding fading AGN candidates, we use the same catalog as Pflugrad et al. (2022) in our study since it contains emission line fluxes and good relation of luminosities of [O III] λ 5007, H α , H β , and [N II] λ 6584. Additionally, we only use Type 1 AGNs for our sample for two reasons: (1) we can measure their black hole masses thanks to their broad emission lines and (2) they are viewed face-on so that we look directly into the central accretion disk and the broad emission line region (BLR), which allows for less absorption along the line of sight.

Starting from the 7653 Type 1 AGNs selected by Pflugrad et al. (2022) from the SDSS DR7 data release, we apply the cross-matching radius of 2σ positional uncertainty of the eROSITA sources to find 2035 valid X-ray counterparts. After removing potential contaminants, we obtain a parent sample of 2003 sources with bolometric luminosities obtained from NLR, torus and corona.

2.2 Bolometric Corrections

To measure the bolometric luminosity of the X-ray emitting corona, we used the source flux in 0.2–2.3 keV band in the eRASS catalog. Miyaji et al. (2015) described the following equation to measure the X-ray luminosity for a power-law spectrum.

$$S_{X,\text{obs}} = L_X / 4\pi d_L(z)^2 (1+z)^{2-\Gamma} \quad (1)$$

We then apply the constant bolometric correction of $L_{\text{bol}}/L_{2-10} \sim 50$ to our samples. Although this bolometric correction is much larger compared to that of previous studies of $L_{\text{bol}}/L_{2-10} = 20$ (Ricci et al., 2017), since higher Eddington ratios AGNs have a larger fraction of their total luminosity emitted in the UV/optical "big blue bump" relative to the hard X-rays, L_{bol}/L_{2-10} will naturally be higher. SDSS Type 1 AGN sample, by its nature, is biased towards higher luminosities and, consequently, higher Eddington ratios.

To calculate the 15 μm luminosity from dust emission of W3 band of WISE, we applied the k-correction assuming an AGN IR spectral template. We then apply the bolometric correction approximated as a double power-law from Hopkins et al. (2007) with $(c_1, k_1, c_2, k_2) = (7.40, -0.37, 10.66, -0.014)$ to derive the bolometric luminosity for the Mid-IR luminosity.

$$\frac{L}{L_{\text{band}}} = c_1 \left(\frac{L}{10^{10} L_{\odot}} \right)^{k_1} + c_2 \left(\frac{L}{10^{10} L_{\odot}} \right)^{k_2} \quad (2)$$

The NLR luminosity was estimated based on the observed [O III] λ 5007 luminosities from the SDSS

catalog. Kauffmann et al. (2003) estimated that for low-redshift Type 1 Seyfert AGNs, a typical bolometric correction factor for the uncorrected [O III] luminosity is approximately 3500. Consequently, we applied $L_{\text{bol},[\text{O III}]_{\text{obs}}} = 3500L_{[\text{O III}]_{\text{obs}}}$ to our sample.

3 Results & Discussion

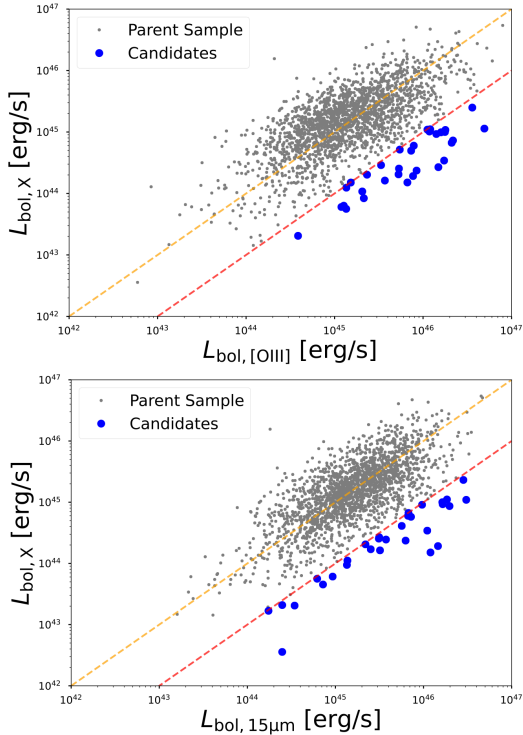


Figure 2: Parent Type 1 AGN sample (gray points) and sources showing fading AGN characteristics (blue points) plotted in the $L_{\text{bol},X}$ vs. $L_{\text{bol},[\text{OIII}]}$ plane (top) and $L_{\text{bol},X}$ vs. $L_{\text{bol},15\mu\text{m}}$ plane (bottom).

We plot the bolometric luminosity relation calculated from the X-ray emitting corona, the dusty torus and the narrow line region of the 2003 parent Type 1 AGN sample in Figure 2 (Top plot: X-ray emitting corona vs narrow line region; Bottom plot: X-ray emitting corona vs dusty torus). The orange dashed line show 1:1 relation of the luminosities and most of the parent Type 1 AGN sample follow this line. The red dashed line represents $L_{\text{bol},X}/L_{\text{bol},[\text{OIII}]} = 0.1$ in the top plot, and $L_{\text{bol},X}/L_{\text{bol},15\mu\text{m}} = 0.1$ in the bottom plot. Sources that lie below this line are candidates of fading AGN, shown in blue points. There are 33 fading candidates in the top plot and 30 fading candidates

in the bottom plot. With 14 overlapping sources in both plots, we obtain 49 fading candidates in total.

However, this condition alone does not choose true fading samples. As AGN is known to have some extent of variability, comparing only the two physical scales might include some contaminants with random variations. Thus, we compare the three AGN components and see if our fading candidates have a consistent fading feature along the NLR, torus and X-ray. We classify our fading candidates into three categories: Fading, Early-fading and Atypical sources, as in Figure 3. The fading sources shown in red show consistent decrease in luminosity along the NLR, torus and corona. The early-fading sources shown in orange show relatively consistent luminosity along the NLR and torus, but a clear decrease in luminosity in the corona. Lastly, the atypical sources show an increase in luminosity along NLR to the torus, but a clear decrease in luminosity in the corona. There are 28, 11, and 10 objects in the fading, early-fading and atypical sources respectively. From hereon, we disregard the atypical sources as genuine fading candidates since they do not show consistent fading features. We keep the early-fading sources because this sample may consist of fading sources in their early stages, i.e. the fading feature has not reached the kilo-parsec scale NLR.

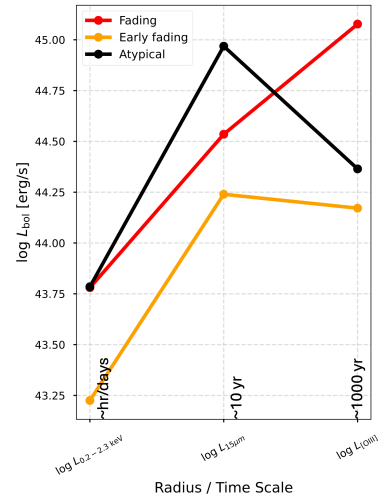


Figure 3: Image of the 3 different classifications. Bolometric luminosity vs Radius/Time Scale for Fading (red), Early-fading (orange), and Atypical (black) AGN sources.

To measure how rapidly the luminosities of the fading and early-fading sources have declined, we calculate the Eddington ratio based on different AGN indicators. The calculated Eddington ratio

from the NLR, dusty torus, and the X-ray emitting corona is plotted against the look-back time in Figure 4 for the parent Type 1 AGN (gray), fading (red) and early-fading samples (orange). As expected, the parent Type 1 AGN sample shows on average constant Eddington ratio for the past $\sim 10^{3-4}$ years to the last decade. On the other hand, fading source shows constant decline from the past $\sim 10^{3-4}$ years to the last decade. Early-fading sample shows constant luminosity in the past $\sim 10^{3-4}$ years but a rapid decrease in the last decade.

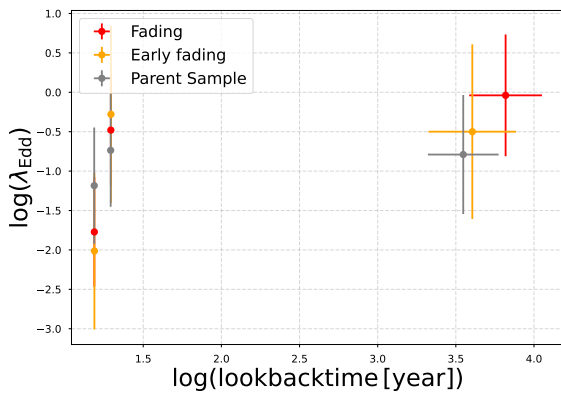


Figure 4: Eddington ratio vs look-back time of parent Type 1 AGN (gray), fading (red) and early-fading sample (orange).

The fading sources show interesting trend in their Eddington ratio as their past activity approaches the Eddington limit of $\log \lambda_{\text{Edd}} \sim 0$. This might suggest a period of intense activity in the past where the AGN was accreting at a near-maximal rate. The drop in the Eddington ratio indicates the burst phase has ended, and the AGN is transitioning to a more variable phase. This suggests that the burst phase of an AGN is should be in the timescale of $\sim 10^{3-4}$ years. Additionally, the Eddington ratio drops from $\log \lambda_{\text{Edd}} \sim -0.4$ to $\log \lambda_{\text{Edd}} \sim -2$ for the early-fading sources in the recent decade. These sources might show characteristics of the CL-AGNs (LaMassa et al., 2015; MacLeod et al., 2016; Stern et al., 2018), where the significant changes in the accretion rate can lead to the disappearance or reappearance of the broad-line region.

4 Conclusion

We summarized the multi-wavelength data for the AGN population at $z < 0.4$ using eROSITA X-ray, WISE mid-infrared, and SDSS optical spectra. Our selection method chooses different population

of AGN experiencing a luminosity decline in different timescales. It is known that the large variability of more than order of magnitude in luminosity is related to the dramatic change in accretion disks. Sources that show luminosity decline in the order of $\sim 10^{3-4}$ years is related to the viscous timescale of the accretion disk, whereas sources that shows sudden decline in the order of several decades is related to the thermal timescale of the accretion disk.

For future research, we want to compare the multi-epoch SDSS spectra of the fading candidates and examine if there is any spectral change to confirm that our method serves as an efficient way to find fading AGNs. Pflugrad et al. (2022) found that 15% of fading AGN candidates experienced a spectral change in their study. We expect a similar fraction of spectral change in our fading sample as well. We would also like to perform a systematic search for fading AGN candidates in Type 2 AGNs, as Arp 187 (Ichikawa et al., 2019a), a “dying-AGN”, is likely classified as a Type 2 AGN. Limiting our samples to Type 1 AGNs reduces the chances of finding genuine fading AGN candidates.

Reference

- Antonucci, R. 1993, ARA & A, 31, 473
- Gandhi, P., Horst, H., Smette, A., et al. 2009, A&A, 502, 457
- Hickox R. C., Alexander D. M., 2018, ARA&A, 56, 625
- Hopkins, P. F., Richards, G. T., & Hernquist, L. 2007, ApJ, 654, 731
- Ichikawa, K., Ueda, Y., Terashima, Y., et al. 2012, ApJ, 754, 45
- Ichikawa, K., Kawamuro, T., Shidatsu, M., et al. 2019a, ApJL, 883, L13
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al. 2003, MNRAS, 346, 1055
- LaMassa, S. M., Cales, S., Moran, E. C., et al. 2015, ApJ, 800, 144
- MacLeod, C. L., Ross, N. P., Lawrence, A., et al. 2016, MNRAS, 457, 389
- Miyaji, T., Hasinger, G., Salvato, M., et al. 2015, ApJ, 804, 104
- Pflugrad, J., Ichikawa, K., Akiyama, M., et al. 2022, ApJ, 938, 75
- Soltan, A. 1982, MNRAS, 200, 115
- Stern, D., McKernan, B., Graham, M. J., et al. 2018, ApJ, 864, 27

—[index](#) へ戻る

GK-07

銀河衝突シミュレーションを用いた初期宇宙の銀河と 超巨大ブラックホールの研究

愛媛大学
山口 快星

銀河衝突シミュレーションを用いた 初期宇宙の銀河と超巨大ブラックホールの研究

山口 快星 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

近年、ジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡による高精度な観測により、高赤方偏移に存在する活動銀河核候補が多数報告されている。これらは、初期宇宙での銀河やブラックホール成長の理解において重要な手がかりを提供するが、その物理的性質を観測だけで明らかにすることには限界がある。そこで本研究では、銀河衝突が重力トルクによりガスを中心へ流入させ、超巨大ブラックホールへの質量降着を誘発するというシナリオに基づき、N-body/SPH コード **ASURA** を用いた銀河衝突シミュレーションを実施した。シミュレーションでは、星形成や AGN フィードバックを考慮し、一般的な高赤方偏移銀河の特徴である低金属量を設定し、ガス分率を変化させた 3 種類の銀河モデルを作成した。ここでは、ガス分率 f_{gas} がそれぞれ 9%, 29%, 60% のモデルを、G1, G2, G3 と呼ぶ。各モデルにおける SMBH 間距離と質量降着率の時間変化を比較した結果、G1 では 4 回目の接近時に BH 間距離が 100 pc を下回り、明瞭な降着が発生した。一方、G2 では接近距離がやや大きく、降着量は抑えられた。G3 では 2 回目の接近で他モデルよりも BH 間距離が縮まり、質量降着が生じた。これらの結果から、初期宇宙を想定したガスの豊富な銀河の衝突によって質量降着が促進されること、降着の有無や規模はガス分率だけでなく、SMBH の接近タイミングや近接距離にも強く依存することが示唆された。

1 Introduction

ジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (James Webb Space Telescope; JWST) の運用開始以降、従来は見つかったこなかった高赤方偏移に存在する多数の銀河が次々と報告されている (e.g., Harikane et al. 2025)。これらの高赤方偏移銀河は、初期宇宙における星形成活動やブラックホール成長の理解において、極めて重要な観測対象となっている。これらの銀河の多くは、近傍の銀河と比較して以下のような共通した特徴を示す。

- **低金属量**：宇宙初期ではまだ元素合成が進んでいないため、金属量が低い。
- **高ガス分率**：宇宙初期では星形成が進んでおらず、ガスが豊富。
- **コンパクトなサイズ**：銀河はまだ成長途中でサイズが小さい。

これらの条件、特に高ガス分率という条件は短時間で急速な星形成やブラックホール成長を実現する上で非常に重要な物理的環境を提供していると考えられ

ており、実際に JWST による観測では、広輝線成分を示すような活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) 候補天体も複数検出されている。その一例として、近年報告された “Little Red Dots (LRDs)” と呼ばれる銀河種族がある。これらの銀河は、低光度ながら速度幅の広いバルマー輝線を伴い、中心に活動的な超巨大ブラックホール (Super Massive Black Hole; SMBH) が存在している可能性が示唆されている (e.g., Matthee et al. 2024)。しかしながら、X 線観測では未検出であることなどから、AGN であるかどうかについては未だ不確定な点が多い (e.g., Ananna et al. 2024)。このように、JWST の高精度な観測によって AGN 的性質を持つ可能性のある高赤方偏移銀河が明らかになりつつあるが、空間分解能や観測波長の制限もあり、その物理的性質や進化経路を直接観測だけで明らかにすることには限界がある。そこで、数値シミュレーションによる理論的アプローチが必要とされている。特に、これまでの理論研究では、銀河衝突が重力トルクによりガスの角運動量を失わせ、銀河中心 ($\lesssim 100$ pc) への大規模なガス流入を誘発することで、SMBH への質量降着および AGN 活動の活性化を駆動するシナリオが提案されて

表 1: 各構成要素の初期質量・粒子数・ガス分率

Model	M_{BH} ($10^6 M_{\odot}$)	M_{gas} ($10^8 M_{\odot}$)	M_* ($10^8 M_{\odot}$)	M_{DM} ($10^{10} M_{\odot}$)	N_{gas} (10^5)	N_* (10^5)	N_{DM} (10^5)	f_{gas} (%)
G1	1.0	0.2	2.0	3.0	0.25	1.0	5.0	9
G2	1.0	0.8	2.0	3.0	1.0	1.0	5.0	29
G3	1.0	3.0	2.0	3.0	3.75	1.0	5.0	60

注釈. M_{BH} は中心 SMBH の質量、 M_{gas} 、 M_* 、 M_{DM} はそれぞれガス円盤、星円盤、ダークマターハローの質量、 N は粒子数、 $f_{\text{gas}} \equiv M_{\text{gas}}/(M_{\text{gas}} + M_*)$ は初期ガス分率を示す。

いる (e.g., Hopkins et al. 2008; Capelo et al. 2015)。本研究では、初期宇宙の銀河同士の衝突をシミュレーションにより解析し、SMBH 周辺領域へのガス降着過程を解明することを目的とする。特に、ガス分率をパラメータとして変化させた複数のモデルを用いて、ガスの質量降着率の時間変化を比較し、高赤方偏移銀河に特有なガス分率の高い系の衝突がどのような影響を及ぼすのかを解析する。

2 Methods

2.1 計算コード

本研究では、N-body/Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) コード ASURA (Saitoh et al. 2008) を用いて銀河衝突シミュレーションを実施した。銀河衝突系における星間物質の力学は、density-independent SPH (DISPH) 法により計算され (Saitoh & Makino 2013)、重力場は Tree 法により求められる。

次の条件をすべて満たす SPH 粒子は、Schmidt 則 (Schmidt 1959) に従って星粒子へと変換される：(1) 水素数密度 $n_{\text{H}} > 100 \text{ cm}^{-3}$ 、(2) ガス温度 $T_{\text{gas}} < 100 \text{ K}$ 、(3) $\nabla \cdot \vec{v}_{\text{SPH}} < 0$ ($\vec{v}_{\text{SPH}}$ は SPH 粒子の速度)、(4) 熱エネルギー変化量 $\Delta Q < 0$ 。

放射冷却は $10 \text{ K} \leq T \leq 10^8 \text{ K}$ の範囲で光学的に薄いガスとして計算している (Wada et al. 2009)。加えて、遠紫外線 (FUV) 放射や光電加熱も考慮している。

星形成に伴うフィードバックは CELib (Saitoh 2017) により評価され、超新星爆発 (Type II/Ia) および恒星風によって放出された質量・エネルギー・金属は、近傍のガス粒子に分配される。

SMBH は降着半径 r_{acc} 内のガス粒子のうち、次の条件を満たすものから質量を獲得する：(1) 運動エ

ネルギー < 重力エネルギー、(2) 比角運動量 $J_{\text{acc}} < \sqrt{GM_{\text{BH}}r_{\text{acc}}(r_{\text{acc}}^2 + \epsilon^2)^{-1/2}}$ (ϵ は重力ソフトニング長)。

AGN フィードバックは等方的な熱エネルギー ($\Delta E = \eta_{\text{AGN}} \dot{M}_{\text{BH}} c^2$) として注入され、降着時に近傍の SPH 粒子へスプライン関数で重み付けして分配される。ここで $\dot{M}_{\text{BH}}$ は r_{acc} への質量降着率、 c は光速、 η_{AGN} はエネルギー注入効率である。

2.2 衝突モデル

本研究では、初期宇宙における銀河同士の衝突が、SMBH 周辺領域へのガス降着に与える影響を調べるため、複数のモデルを用いたシミュレーションを実施した。

各銀河モデルは、ダークマターハロー、星円盤、ガス円盤、および中心の SMBH から構成され、今回はガス分率を変化させた G1、G2、G3 の 3 モデルについてシミュレーションを行った。主な構成要素の質量・粒子数・ガス分率は表 1 に示す。

重力ソフトニング長は SMBH: 12 pc、ガス円盤: 12 pc、星円盤: 19 pc、DM: 104 pc に固定した。また、降着半径 $r_{\text{acc}} = 36 \text{ pc}$ 、エネルギー注入効率 $\eta_{\text{AGN}} = 0.01\%$ とした。

ダークマターハローは Navarro–Frenk–White (NFW) プロファイル (Navarro et al. 1997) に従って構築しており、スケール半径 $R_s = 3.0 \text{ kpc}$ 、カットオフ半径 $R_{\text{cut}} = 10.0 \text{ kpc}$ を一律に設定した。星・ガス円盤の構造は指数型分布に従い、星円盤のスケール長は 300 pc、ガス円盤は 400 pc とした。また、ガスの初期金属量は初期宇宙を想定して $0.01 Z_{\odot}$ とした。

2 つの銀河 (System 1, 2) は以下の初期条件で配置し、軌道は共面・順行である：

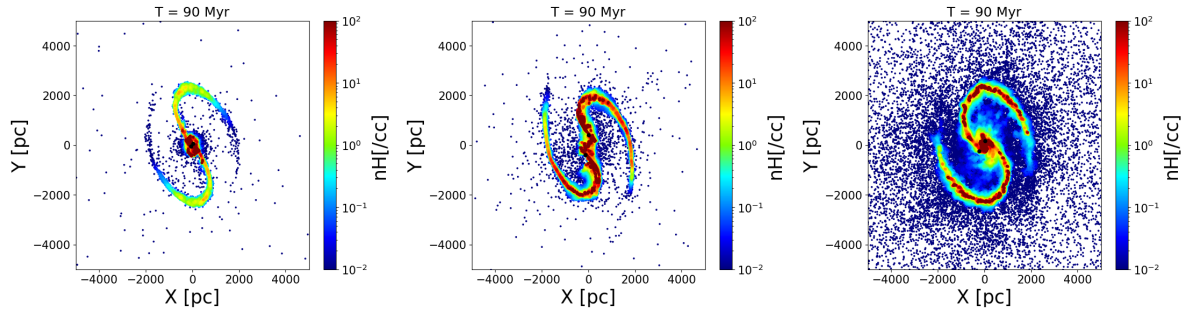


図 1: ガス密度分布 ($T = 90$ Myr)。左からモデル G1, G2, G3 における $x-y$ 平面のガス密度分布を示す。

- System 1: 位置 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ kpc、速度 $(v_x, v_y, v_z) = (0, 0, 0)$ km/s
- System 2: 位置 $(x, y, z) = (5, 0, 0)$ kpc、速度 $(v_x, v_y, v_z) = (0, 100, 0)$ km/s

している。SMBH は 4 回目の接近で 100 pc 未満にまで近づき、その際に質量降着が発生している。さらに、SMBH が再び離れるタイミングでも再度ピークとなる降着が見られる。

3 Results & Discussion

図 1 は、各モデルにおける $T = 90$ Myr における $x-y$ 平面のガス密度分布を示している。本節では、3 つのモデル (G1, G2, G3) について、SMBH 周辺領域への質量降着率と 2 つの SMBH 間距離の時間変化を解析し、それらの関係性を比較・考察する。

3.1 質量降着率と SMBH 間距離

モデル G1

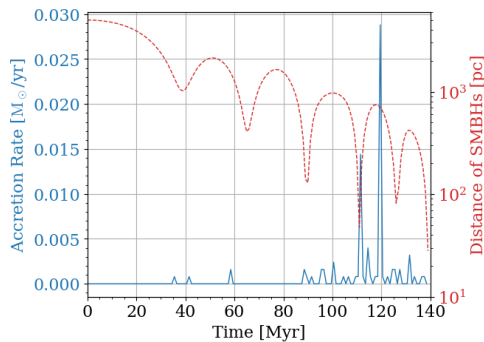


図 2: モデル G1 における SMBH 周辺領域への質量降着率 (青実線) および SMBH 間距離 (赤破線) の時間変化。

図 2 は、ガス分率 $f_{\text{gas}} = 9\%$ のモデル (G1) における質量降着率および SMBH 間距離の時間変化を示

モデル G2

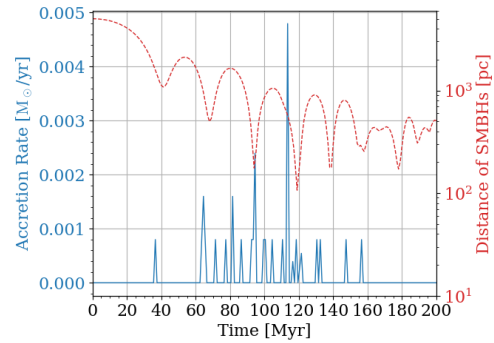


図 3: モデル G2 における SMBH 周辺領域への質量降着率 (青実線) および SMBH 間距離 (赤破線) の時間変化。

図 3 は、ガス分率 $f_{\text{gas}} = 29\%$ のモデル (G2) の結果である。G1 と比較すると、質量降着量はむしろ少ない。4 回目の SMBH 接近時においても SMBH 間距離が 100 pc を下回らないこと、SMBH と周囲ガスとの相対速度が高いため、SMBH がガスを効率的に捕獲できていないことが、降着率の抑制につながっていると考えられる。

モデル G3

図 4 は、ガス分率 $f_{\text{gas}} = 60\%$ のモデル (G3) の結果を示している。G1 および G2 と比較して、明確

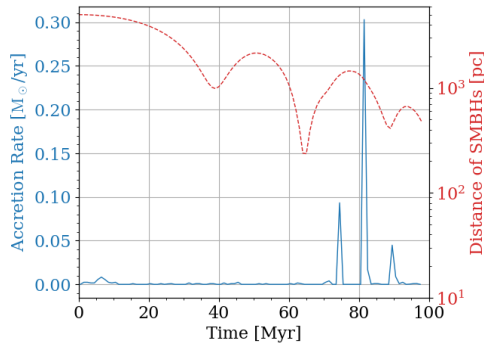


図 4: モデル G3 における SMBH 周辺領域への質量降着率（青実線）および SMBH 間距離（赤破線）の時間変化。

に大きな質量降着が発生していることがわかる。これは、2 回目の SMBH 接近時に SMBH 間距離が大きく縮小することや、ガス分率の高さにより、衝突後に大量のガスが中心領域へ流入し、SMBH 周辺領域への降着が活発化した結果と解釈される。

3.2 SMBH 間距離の比較

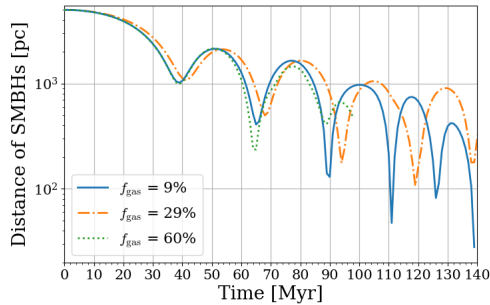


図 5: SMBH 間距離の時間変化。 $f_{\text{gas}} = 9\%$ （青実線）、 29% （橙破線）、 60% （緑点線）の 3 モデルを比較。

図 5 に、3 モデルにおける 2 つの SMBH 間の距離変化を示す。G1 では、4 回目の接近で SMBH 間距離が 100 pc を下回る。一方、G2 では同じ 4 回目の接近でも 100 pc を超えており、十分に近づいていないことがわかる。G3 ではさらに異なり、2 回目の接近時点で他のモデルより距離が縮まっており、接近のタイミングとその程度にモデル間で明確な差が見られる。

このように、SMBH の衝突軌道はモデルごとに異なっており、それが質量降着率の違いに影響を与えている可能性がある。特に、SMBH の接近時の距離や相対速度が、降着の発生条件に関係していると考えられる。したがって、今後は衝突前の銀河の初速度を変化させることで軌道を調整し、さまざまな条件下での衝突シミュレーションを実施する必要がある。

4 Summary

本研究では、初期宇宙に見られるような高ガス分率・低金属量の条件を反映した銀河衝突シミュレーションを実施し、ガス分率が SMBH 周辺領域への質量降着過程に与える影響を調査した。ガス分率の異なる 3 モデルを比較した結果、初期宇宙を想定した高ガス分率の銀河同士の衝突によって質量降着が促成されること、SMBH 間距離の接近タイミングや最小距離がモデル間で異なり、質量降着の有無や規模に関与していることが示唆された。

Reference

- Ananna, F., et al. 2024, MNRAS, 512, 1030
- Capelo, P. R., Volonteri, M., Dotti, M., Bellovary, J. M., Mayer, L., & Governato, F. 2015, MNRAS, 447, 2123
- Harikane, Y., Inoue, A. K., Ellis, R. S., Ouchi, M., Nakazato, Y., Yoshida, N., Ono, Y., Sun, F., Sato, R. A., Ferrami, G., et al. 2025, ApJ, 980, 138
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., & Kereš, D. 2008, ApJS, 175, 356
- Matthee, J., Fudamoto, Y., Nakajima, K., et al. 2024, ApJ, 963, 129
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, ApJ, 490, 493
- Saitoh, T. R., Daisaka, H., Kokubo, E., Makino, J., Okamoto, T., Tomisaka, K., Wada, K., & Yoshida, N. 2008, PASJ, 60, 667
- Saitoh, T. R., & Makino, J. 2013, ApJ, 768, 44
- Saitoh, T. R. 2017, AJ, 153, 85
- Schmidt, M. 1959, ApJ, 129, 243
- Wada, K., Papadopoulos, P. P., & Spaans, M. 2009, ApJ, 702, 63

[—index へ戻る](#)

GK-08

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、および近傍AGNへの適用

京都大学
藤原 寛太

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、および近傍 AGN への適用

藤原 寛太 (京都大学大学院 理学研究科)

上田 佳宏 (京都大学) 小川 翔司 (ISAS/JAXA) 中谷 友哉 植松 亮祐 (京都大学)

Abstract

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) は超大質量ブラックホールと母銀河との共進化の謎を解明する鍵である。従来から AGN はダストを多く含むトーラスを持つことが示唆されてきたが、近年では、中間赤外線を用いた観測により、トーラスの垂直方向に、ガスと大量のダストを含むポーラーダストと呼ばれる構造の存在が明らかになった。ポーラーダストは赤外線や X 線のスペクトルに影響を及ぼすことから、従来のトーラスのみを考慮したモデル (e.g. CLUMPY, XCLUMPY) のアップデートが必要となっている。ダストのみの分布を反映する赤外線スペクトルモデルのアップデートは行われた (Ogawa et al. in prep.) が、ガスとダストを含む全物質の分布を反映する X 線スペクトルモデルのアップデートは発展途上である。

そこで我々は、モンテカルロ輻射輸送計算コード SKIRT を用いて、クランプ状トーラスにポーラーダストを加えた構造からの反射 X 線を計算し、モデル化を行った。作成したモデルを最も近傍にある 2 型セイファート銀河の一つで、ポーラーダストの存在も確認されている NGC 4388 に適用した。その結果、従来のクランピートーラスのみを考慮した XCLUMPY モデルと比べて、トーラスパラメータは大きく変化しないということが分かった。本講演ではモデル作成の詳細を紹介し、NGC 4388 への適用から示唆される結果について議論する。

1 Introduction

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) は超大質量ブラックホール (Supermassive Black Hole; SMBH) と母銀河との共進化の謎 (Magrinucci et al. 2013) を解明する鍵である。AGN が持つ多様な性質を分類するために、SMBH と降着円盤、そしてこれらを囲むトーラスを考える“統一モデル”が提唱されてきた (Urry & Padovani 1995)。しかし近年の中間赤外線干渉計により、従来の統一モデルにはない「ポーラーダスト」と呼ばれる構造が観測された。ポーラーダストは AGN の極方向に数十～数百 pc の範囲に広がった構造で、ダストを多く含むため赤外線で非常に強く光り輝く。そのため、赤外線領域ではポーラーダストを考慮した統一モデルのアップデートが行われてきた。例えば Asmus 2016 は近傍 AGN におけるポーラーダストを調査し、149 天体のうち 21 天体に AGN の極方向に広がった赤外線放射があることを明らかにした。しかし赤外線以外の波長帯での包括的な調査は未だ発展途上である。

特に X 線は、ダストやガスを含むすべての物質の

情報を反映し、赤外線では得られないガスの運動情報や元素組成を明らかにするのに非常に有効である。X 線においてもポーラーダストを取り入れたスペクトルモデルの開発が進められており、Liu et al. 2019 はクランピートーラスとクランピーポーラーダストを仮定したシミュレーションにより、3 keV 以下の蛍光輝線がポーラーダストの存在を示す証拠である可能性を示唆した。Andonie et al. 2022 はポーラーダストモデルよりも複雑なジオメトリを仮定し、Circinus Galaxy の解析を行なった。しかしこれらのスペクトルモデルは、複数天体への適用が不可能であり、また赤外線 SED モデルと異なるジオメトリを採用しているため、赤外線と X 線の直接比較が不可能であった。

本研究では、赤外線 SED モデルと直接比較可能であり、複数天体にも適用可能な X 線スペクトルモデルを世界で初めて開発した (Inclusive SED Model of Polar dust and Clumpy Torus for X-ray; IMPACTX モデル)。さらに作成した X 線スペクトルモデルを既存の赤外線 SED モデルと同時に用いることで、多波長で矛盾のないポーラーダスト構造の推定を行なった。

2 Simulations

本モデルのジオメトリは、トーラスにクランピートーラス (Nenkova et al. 2008a,b, Tanimoto et al. 2019)、ポーラーダストに断面が放物線形状のスムーズなジオメトリを採用した (図 1)。このジオメトリは近傍の 28 天体について赤外線 SED を再現したポーラーダストモデル IMPACT (Ogawa et al. in prep.) と同じジオメトリであるため、両者で直接比較が可能である。モデルのフリーパラメータは、トーラスの厚み σ 、水素柱密度 N_H 、ポーラーダストの開口角 Δ_{in} 、広がり R_{polar} 、水素数密度 n_{polar} 、そして観測者の見込み角 i とした (図 1)。

また、本モデルの作成ではダストが X 線スペクトルに与える影響は考慮していない。そのため考慮した物理過程はガスに対する光電吸収、電子散乱、蛍光輝線である。シミュレーションにはモンテカルロ輻射輸送計算コード SKIRT (Baes et al. 2003) を用いた。それぞれのパラメータについて 500 万個の光子を入力し、1-100keV を log で 4000 刻みになるような仮想的な観測機器で光子を受け取った。

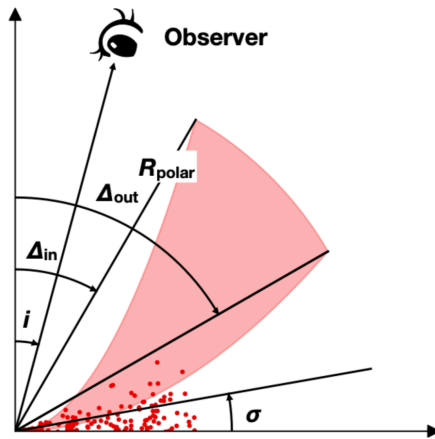


図 1: ポーラーダストを考慮した AGN 中心核のジオメトリ (Ogawa et al. in prep.)

3 Results

我々はポーラーダストのパラメータを変化させたときの X 線反射スペクトルの変化の調査を行なった。図 2 はポーラーダストの開口角 Δ_{in} を変化させたときの反射 X 線スペクトルをプロットしたものである。

観測者の見込み角は $i = 80^\circ$ を仮定している。トーラスのみを考慮したモデルの結果である黒線と比較すると、ポーラーダストは 5 keV 以下の低エネルギー側で反射成分を増大させることが分かった。これは、ポーラーダストの水素柱密度が薄いため低エネルギー側での自己吸収が効かないことに起因すると考えられる。また、 Δ_{in} が大きいほど X 線反射成分が増大することも分かった。これは Δ_{in} が大きいほどポーラーダストの中心 X 線源に対する空間被覆率が大きくなり、より多くの光子がポーラーダストで反射されることが原因と考えた。

図 3 はポーラーダストの水素数密度 n_{polar} を変化させたときの反射 X 線スペクトルをプロットしたものである。観測者の見込み角は $i = 80^\circ$ を仮定している。水素数密度 n_{polar} が大きいほど反射 X 線が増大しているが、これはポーラーダストはガス密度が薄く自己吸収が効かないため、ある閾値までは反射 X 線の強度はポーラーダスト内の電子の数にほぼ比例することが原因である。一方 $\log n_{polar}/\text{cm}^{-3} = 3.0$ の場合、ポーラーダストの水素柱密度が十分大きくなり自己吸収が効くようになる。そのため 1 keV 以下で反射強度が減少している。

図 4 はポーラーダストの水素数密度 n_{polar} を変化させたときの各元素の中性蛍光輝線のフラックスをプロットしたものである。蛍光輝線のフラックスは Ca 以上の重い元素ではほとんど変化しない一方、軽い元素でポーラーダストの寄与によりフラックスが増大することが分かった。このことは、Si K α のフラックスと Fe K α のフラックスの比がポーラーダストの有無の指標になることを示唆した Liu et al. 2019 の結果と一致している。

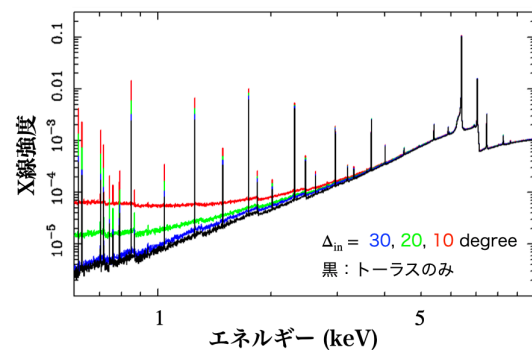


図 2: X 線反射スペクトルに対するポーラーダストの開口角依存性

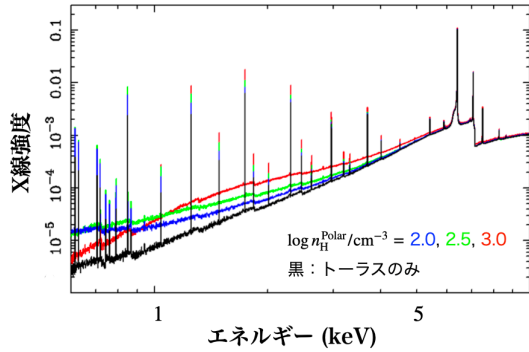


図 3: X 線反射スペクトルに対するポーラーダストの水素数密度依存性

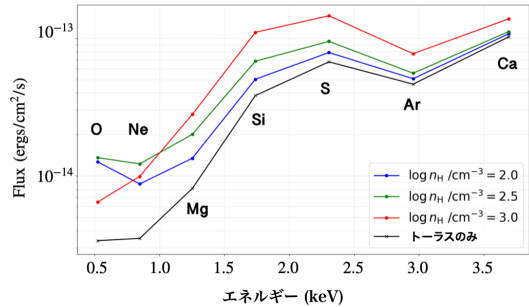


図 4: 各元素の中性蛍光輝線フラックスに対するポーラーダストの水素数密度依存性

4 Application to NGC 4388

我々は、作成した IMPACTX モデルを最も近傍にあるセイファート 2 型銀河の一つで、非常に強い Fe K α 蛍光輝線が検出されている NGC 4388 に適用する。

4.1 Fitting method

適用の際は X 線スペクトルに加え、IMPACT モデルを用いて赤外線 SED のフィッティングも同時に行なった。ただし両者の同時フィッティングは、データ点の少ない赤外線 SED の解析がデータ点の多い X 線スペクトルの解析結果にバイアスされてしまうことが分かった。そのため本研究では以下に記す step-by-step 方式により X 線と赤外線の両方に矛盾のない同時解析を行なった。

1. まずトーラスのみを考慮したモデルで X 線スペクトル解析を行い、トーラスのパラメータを調査する。

2. 次に赤外線 SED を IMPACT モデルでフィッティングする。ただしトーラスのパラメータは 1 で得られた結果のエラーの範囲に制限する。
3. 最後に我々が作成した IMPACTX モデルを X 線スペクトルに、IMPACT モデルを赤外線 SED モデルに同時に適用する。ただしポーラーダストのパラメータは 2 で得られた結果のエラーの範囲に制限する。

また本解析では観測者の見込み角 i を制限できなかったため、Ogawa et al. 2021 の値を用いて、 $i = 70^\circ$ とした。

4.2 Fitting result

上記の X 線-赤外線同時解析の結果、我々は多波長で矛盾なくスペクトル (図 5 左) および SED (図 5 右) のフィッティングを行うことに成功した。また、トーラスのパラメータは $\sigma = 20.5^{+0.4}_{-0.2}$ degree, $\log N_{\text{H}}^{\text{Equ}}/\text{cm}^{-2} = 24.0^{+0.0}_{-0.1}$ 、ポーラーダストパラメータは $\log n_{\text{H}}^{\text{Polar}}/\text{cm}^{-3} = 3.0^{+0.0}_{-0.1}$, $R_{\text{out}}^{\text{Polar}} = 1.0^{+0.0}_{-0.0} \times 10^2$ pc, $\Delta_{\text{in}} = 10.0^{+0.92}_{-0.00}$ degree と求まった。さらに視線方向の水素柱密度は $N_{\text{H}}^{\text{LOS}}/\text{cm}^{-2} = 23.6^{+0.0}_{-0.3}$ と求まり、従来の観測と同様に NGC 4388 が Compton-thin であることが確認された。

さらに、ポーラーダストを考慮しないトーラスのみのモデルで X 線スペクトル解析を行なった結果、 $\sigma = 19.5^{+10.5}_{-1.2}$ degree, $\log N_{\text{H}}^{\text{Equ}}/\text{cm}^{-2} = 24.0^{+0.1}_{-0.3}$ というパラメータを得た。この結果は我々が作成した IMPACTX モデルによって求めたトーラスパラメータとエラーの範囲で一致しており、ポーラーダストを考慮してもトーラスのパラメータの制限には大きな影響がないことが示唆された。

この解析から得られたポーラーダストとトーラスのカバリングファクターは 0.98 であるが、これはトーラスのみのモデルによって得られたカバリングファクター 0.46 より大きい。このことは、ポーラーダストが AGN 中心の X 線源のほとんどを覆い隠しており、ポーラーダストは散乱体だけでなく吸収体としても働くことを示している。

また、ポーラーダストを考慮したモデルと考慮していないモデルの反射成分のベストフィットを比較したのが図 6 である。これを見ると、ポーラーダスト

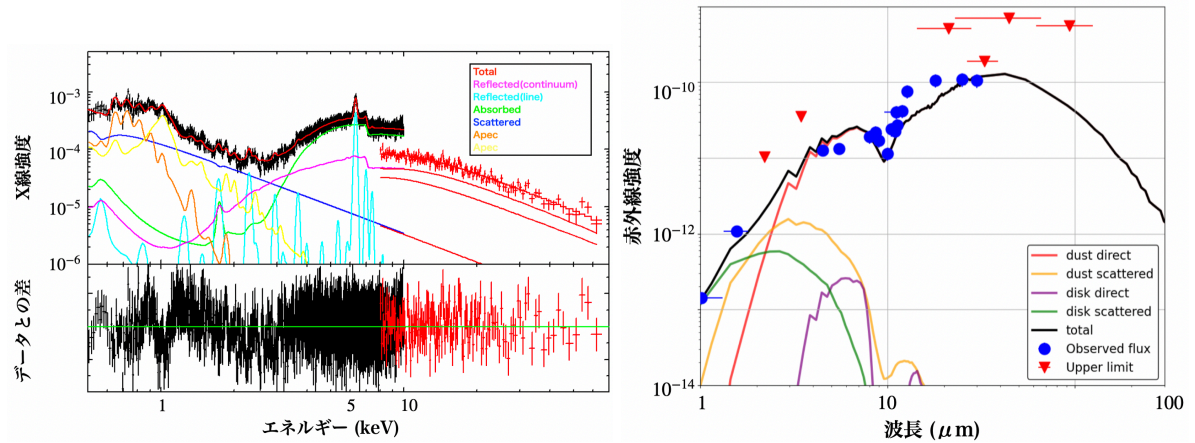


図 5: (左) 広帯域 X 線スペクトル解析の結果。ピンクと水色の線が我々が開発したポーラダスト入りモデルからの寄与を表す。(右) 赤外線 SED フィッティングの結果。赤と黄色の線が IMPACT モデルからの寄与を表す。

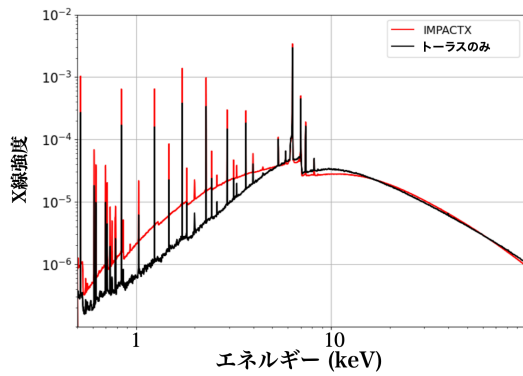


図 6: IMPACTX モデルとトーラスのみを考慮したモデルの反射成分のベストフィットモデルの比較

を考慮したモデルでは 4 keV 以下で反射成分が増大していることが分かる。これは従来の X 線スペクトル解析のみからでは得られなかった結果であり、赤外線 SED との同時解析の重要性を示している。

5 Conclusion

1. モンテカルロ輻射輸送計算を用いて、既存の赤外線 SED モデルと同時解析が可能で複数天体にも適用可能な、ポーラダストを考慮した X 線スペクトルモデルを世界で初めて開発した。
2. 密度の薄いポーラダストは 5 keV 以下の低エネルギー側で反射 X 線の強度を増大させることが分かった。

3. 近傍 AGN である NGC 4388 に対して、作成したモデルを既存の赤外線 SED モデルと同時に適用する手法を考案した。同時解析の結果、ポーラダストを考慮してもトーラスのパラメータには大きな影響がないことが示唆された。ただしポーラダストの存在により反射成分は 4 keV 以下で大きく増大していることから、赤外線 SED と X 線スペクトルの両者を用いて解析を行うことで、初めて AGN 中心核の構造を正しく推定することができると示唆された。

Reference

- Andonie, C. et al. 2022, MNRAS, 511, 5768
 Asmus, D. 2016, MNRAS, 822, 109
 Baes, A. et al. 2003 MNRAS, 343, 1081
 Liu, J. et al. 2019, MNRAS, 490, 4344
 Magrinucci, A. et al. 2013, MNRAS, 436, 2500
 Nenkova, M. et al. 2008, ApJ, 685, 147
 Nenkova, M. et al. 2008, ApJ, 685, 160
 Ogawa, S. et al. 2021, ApJ, 906, 84
 Tanimoto, A. et al. 2019, ApJ, 877, 95
 Urry, C. & Padovani, P. 1995, PASP, 107, 803

[—index へ戻る](#)

GK-09

超高光度赤外線銀河 IRASF05189-2524 の広帯域 X 線
スペクトル解析 XRISM時代へ向けて ポーラーダスト
モデルの適用

京都大学
相宗 勇輝

超高光度赤外線銀河 IRASF05189-2524 の広帯域 X 線スペクトル解析 XRISM 時代へ向けて～ポーラダストモデルの適用～

相宗 勇輝 (京都大学大学院 理学研究科)
上田 佳宏 (京都大学) 野田 博文 (東北大学)
山田智史 (東北大学) 中谷友哉 (京都大学)
藤原寛太 (京都大学)

Abstract

銀河と超大質量ブラックホール (Super-Massive Black Hole; SMBH) は、空間的スケールに約 10 桁の差があるにもかかわらず、その質量には強い相関関係が認められており、両者が互いに影響を及ぼし合って「共進化」してきたことが示唆されている。共進化を説明する有力なプロセスが、銀河合体である (Hopkins et al. 2008)。よって合体銀河中に含まれる成長中の SMBH、すなわち活動銀河核 (AGN) の研究は、共進化メカニズムの解明に向けた重要な手がかりを与える。本研究では、合体銀河の一例として、超高光度赤外線銀河 IRASF05189-2524 に着目した。従来、AGN からの X 線スペクトルの研究には、SMBH、降着円盤、それらを取り囲むトーラス構造から成る統一モデルが用いられてきた。しかし近年、赤外線干渉計による空間分解能の高い撮像観測の進展により、極方向に伸びる「ポーラダスト構造」の存在が報告されており、X 線スペクトルにも吸収体・散乱体として影響を与える可能性がある。そこで我々は、ポーラダストとトーラスを考慮した新しい X 線スペクトルモデルを、Chandra と NuSTAR によって得られた IRASF05189-2524 の広域 X 線スペクトルに適用した。その結果、ポーラダストがトーラスパラメータの推定に与える影響は小さいことを確認した。さらに、XRISM で観測された精密分光データを用い、トーラス由来と考えられる狭い鉄 K 輝線に着目した解析を行ない、銀河中の SMBH の運動について制限を得た。本講演では、これらの結果を報告し、合体銀河中の AGN の構造について議論する。

1 Introduction

近年の観測により、銀河の中心には普遍的に SMBH が存在していることが分かってきた。この SMBH と母銀河とは宇宙の歴史の中で共進化してきたことが知られている (Kormendy & Ho 2013) が、空間スケールで 10 桁も異なる両者がどのように相互作用してきたのかは未だ明らかになっていない。この謎を解く鍵の一つが銀河合体である。銀河の中心で SMBH が明るく光り輝く現象は活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) と呼ばれている。Hopkins et al. (2008) は、銀河同士の合体によって爆発的な星形成が誘発され、同時に SMBH への質量降着が活発になることで、AGN の活動も活発化するという理論モデルを提唱した。特に合体直後の銀河の AGN を調査することで、SMBH と母銀河との共進化の謎に迫ることができると考えられている (Yamada et al. 2021)。

IRASF 05189-2524 は合体銀河中の AGN を調査

するのに最も適した天体の一つである。この天体は Ultra-Luminous Infrared Galaxy (ULIRG) と呼ばれる、激しい星形成を伴った合体中の銀河である。さらに、X 線領域で強い中性の鉄輝線 (~ 6.4 keV) が観測されており、トーラスなどの AGN 構造も調査可能な天体である。

本研究では IRASF 05189-2524 の広帯域 X 線スペクトルに対して、最新の AGN の描像を考慮している IMPACTX モデル (Fujiwara et al. submitted) を適用する。また、XRISM 衛星の観測で得られた Fe K α 線のデータを用いた解析も行う。これらの解析の結果から、合体銀河中の AGN の構造を議論する。

2 Methods

2.1 Data

本研究では、超高光度赤外線銀河 IRASF 05189-2524 の広帯域 X 線スペクトルを解析するため、Chandra と NuSTAR のアーカイブデータを用いた。Chandra については、高空間分解能を有する ACIS-S (Advanced CCD Imaging Spectrometer-S) データを使用した。一方、NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array) は、硬 X 線帯にも対応している。両者のデータを同時に用いて、0.5 keV ~ 20 keV の広帯域 X 線スペクトルを作成した。

データ処理にあたっては、Chandra データについては CIAO、NuSTAR データについては NuSTARDAS を用い、スペクトル抽出を行った。観測データは、Chandra および NuSTAR のスペクトルを 0.5 keV ~ 20 keV の範囲で用いた。Back ground の寄与が卓越する 20 keV 以上のエネルギー領域は解析対象外とした。

2.2 Model

本解析には最新の AGN 中心核の構造を考慮している IMPCTX モデル (Fujiwara et al. submitted) を用いた。このモデルは従来の AGN 統一モデルで考慮されていたトーラスに加え、中間赤外線干渉計によって存在が明らかになった「ポーラーダスト」(e.g., Asmus et al. 2016) と呼ばれる構造を考慮したモデルである (図 1)。

ポーラーダストのパラメータには、水素数密度 (n_H)、見込角 (Inclination)、トーラスの厚さ (σ)、および光子指数 (Γ) などをフリーパラメータとして設定し、それぞれの寄与を評価した。

さらに、XRISM が搭載するマイクロカロリメータ Resolve によって得られた観測データを用いて、鉄 K α 輝線の詳細なスペクトル解析を実施した。この解析では、地上実験に基づいて構築された現実的な輝線プロファイルである Hölzer プロファイル (Hölzer et al. 1997) を用いて得られた輝線の中心エネルギーのシフトから、母銀河に対する AGN の相対運動について調査した。

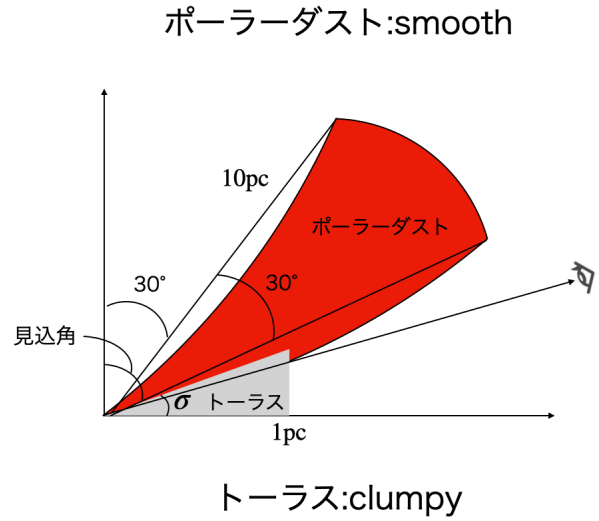


図 1: ポーラーダストモデル

3 Results

3.1 Broad band spectral fitting

IRASF 05189-2524 の広帯域 X 線スペクトルに対して、ポーラーダストを考慮したモデルと考慮しないモデルを適用し、同時スペクトルフィッティングを実施した (図 2)。両モデルにおいて、吸収された直接成分、トーラスおよびポーラーダストからの反射成分、熱的プラズマ成分を含む多成分モデルでフィッティングを行った。トーラスのパラメータは、 $\sigma = 12.5^{+7.1}_{-0.9}$ degree, $\log N_H = 23.4^{+0.5}_{-0.4} \text{ cm}^{-2}$ で、ポーラーダストのパラメータは $\log n_H^{\text{polar}} = 2.0^{+1.0}_{-0.0} \text{ cm}^{-3}$ となり、広帯域 X 線スペクトルの再現に成功した。

また、ポーラーダストの有無に応じたトーラスのカバリングファクターとエディントン比の関係には有意な差は認められなかった。Ogawa et al. (2021) により、ポーラーダストの影響によって、赤外線で見られたトーラスの厚みは、X 線で得られたトーラスの厚みよりも過大評価していたことが分かった。X 線においてもトーラスの厚みを過大評価してしまう可能性があるが、本研究では、トーラスとポーラーダストを切り分けることで、正確にトーラスの厚みを評価した。

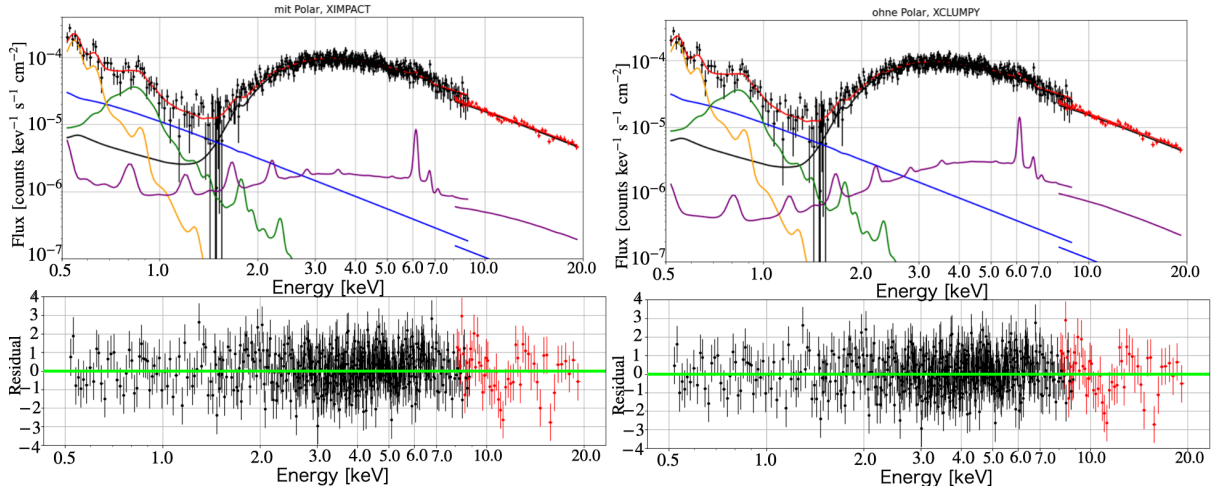


図 2: (左) ポーラーダスト (右) トーラスのみ。線の色はそれぞれ、紫：(左) ポーラーダストとトーラスによる反射成分 (右) トーラスによる反射成分、黒：直接成分、青：散乱成分、緑、黄：熱的プラズマ成分を表す。

3.2 Fe K α line analysis

さらに我々は、XRISM/Resolve の観測データを用いて鉄 K α 輝線領域のスペクトルの解析を行った (図 3)。中性鉄輝線の解析には、Hölzer モデルを適用した場合において、 2σ 水準での輝線の検出が確認された。輝線中心のエネルギーシフトに基づき、母銀河とトーラス成分との間に大きな相対速度が存在する可能性が示唆された。

本研究の対象天体 IRAS F05189-2524 の母銀河は可視光の分光観測により赤方偏移 $z \sim 4.260 \times 10^{-2}$ と推定されている。一方、本研究で得られた Fe K α 蛍光輝線の静止エネルギーからのズレを赤方偏移に換算すると $z \sim 4.545^{+0.002}_{-0.002} \times 10^{-2}$ である。これらの結果を統合すると、この鉄輝線を放出している領域を SMBH に付随するトーラスであると仮定すると、IRAS F05189-2524 の母銀河と SMBH とは相対速度にして $8.5^{+8.5}_{-7.5} \times 10^2$ km/s という速度で異なる運動をしていることが判明した。このことは、(1) 合体した SMBH が反跳を受けているか、あるいは (2) 合体前の SMBH 連星のうち一つが AGN として見えている可能性を示唆する。

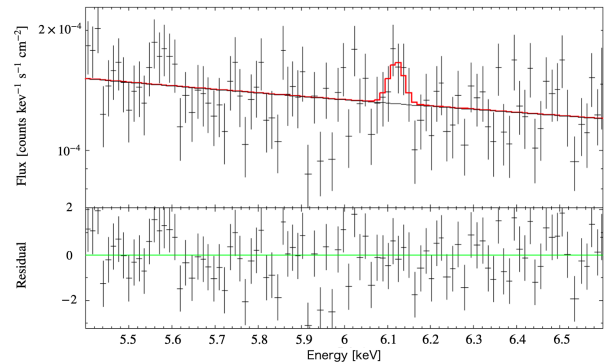


図 3: 鉄輝線のエネルギーシフト

4 Discussion & Summary

本研究では、ULIRG である IRAS F05189-2524 を対象に、Chandra および NuSTAR の観測データを用いた広帯域 X 線スペクトル解析を通じて、ポーラーダストの寄与と中心核構造の特徴について検討を行った。ポーラーダストを考慮しないトーラスのみのモデルで解析を行った結果、 $\sigma = 15.6^{+5.8}_{-1.2}$ degree, $\log n_H = 23.5^{+0.1}_{-0.1}$ cm $^{-2}$ というパラメータを得た。この結果から、ポーラーダストを導入したモデルと導入しないモデルでは、エラーの範囲で一致しており、トーラスのパラメータにおいて顕著な差異は見られなかった。したがって、少なくともこの天体においては、ポーラーダストを考慮しても X 線スペク

トルには明確な影響を及ぼさない可能性を示唆している。

また、本研究で得られたカバリングファクターとエディントン比の関係は、合体を行っていない通常の AGN と比較して、顕著な差が見られなかった。本天体は ULIRG に分類されている合体中の銀河であるが、合体していない銀河中の AGN と同じ中心核構造を持つ可能性を示唆する。

加えて、XRISM 鉄 $K\alpha$ 輝線の解析結果から、AGN のトーラスが母銀河に対して大きな相対運動をしている可能性が示唆された。これは、合体した SMBH が反跳を受けているか、または、合体前の SMBH 連星のうち一つが AGN になっている可能性を示唆する。

Reference

- Asmus, D et al. 2016, ApJ, 822, 109
Hölzer, G et al. 1997, PhRvA, 56.4554
Hopkins, P et al. 2008, ApJS, 175, 356
Kormendy, J & Ho, L 2013 ARA&A, 51, 511
Koss, M et al. 2022, ApJS, 261, 2
Ogawa, S et al. 2021 APJ, 906, 84
Urry, C & Padovani, P 1995, PASP, 107, 803
Yamada, S et al. 2021, ApJS, 257, 61

[—index へ戻る](#)

GK-10

多波長SED解析によるAGNを含むサブミリ波銀河の パラメータ推定

京都大学
下田 慶都

多波長 SED 解析による AGN を含むサブミリ波銀河のパラメータ推定

下田 慶都 (京都大学大学院 理学研究科)
上田佳宏 (京都大学)、植松亮佑 (京都大学)

Abstract

銀河のバルジ質量とその中心にある超巨大ブラックホール (Supermassive Black Hole; SMBH) の質量には強い相関があることが観測的に示されている。これは両者が互いに影響を及ぼしあいながら共進化してきたことを示唆しており、共進化の解明には、両者の成長が最も激しい時期である $z = 1 - 3$ の cosmic noon 期における銀河の調査が不可欠である。中でも、サブミリ波銀河は星形成が活発であり、銀河が成長する現場であるため、共進化解明の鍵を握る種族である。そこで、本研究ではアタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA) で最も深いサーベイが行われている Hubble Ultra Deep Field (HUDF) 内にあるサブミリ波銀河に着目した。HUDF は HST や ALMA だけでなく、Chandra、JWST など様々な波長帯で最も深いサーベイが行われているため、高精度なスペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution; SED) を構築することができる。今回は、HUDF 内のサブミリ波銀河のうち、Chandra で検出された 8 天体に対して過去最高精度の多波長 SED を構築し、多波長 SED 解析コード CIGALE (Boquien et al. 2019; Yang et al. 2020, 2022) を用いて解析を行った。その際、X 線の情報を用いることで、SED 中の活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) 由来の放射成分の強度を精度良く制限した。解析を行った結果、今回の 8 天体は星形成がそれほど活発ではない、一般的な星形成銀河であることが分かった。また、AGN 光度と星形成率の比較から、8 天体のうち 7 天体が星形成優勢期にあることが分かった。

1 Introduction

銀河中心には $10^6 - 10^9 M_\odot$ もの質量をもつ超巨大ブラックホール (Supermassive Black Hole; SMBH) が存在し、母銀河のバルジ質量と SMBH の質量には強い相関があることが知られている (Magorrian et al. 1998)。これは SMBH と母銀河が互いに影響を及ぼしながら共進化してきたことを示唆しているが、空間スケールに約 10 桁もの差がある両者がどのように共進化してきたのかは未だ解明されていない。

この問題を解く鍵が、 $z = 1 - 3$ に存在する、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) を含む銀河である。AGN とは、SMBH に莫大な質量が降着することで中心核が非常に明るく輝く現象のことで、SMBH が成長する現場である。また、 $z = 1 - 3$ の時代では銀河の星形成率と SMBH の成長率が最も高いことが知られている (e.g., Madau & Dickinson 2014; Ueda et al. 2014)。つまり、共進化を解明する上で、 $z = 1 - 3$ の AGN を含む銀河に着目し、銀河と AGN の基本的な性質 (母銀河の星質量・星形成率、AGN 光度) の相関関係を解明することは必要不

可欠である。

そこで我々は、Hubble Ultra Deep Field (HUDF) におけるサブミリ波銀河に着目した。なぜなら、HUDF は X 線から電波までの様々な波長帯で最も深いサーベイが行われている領域であり、暗い銀河、つまり普遍的な種族に対して高精度な解析を行えるからである。さらに、星形成が活発なサブミリ波銀河は銀河が成長する現場であり、共進化解明の鍵を握る種族であるからだ。本研究ではまず、ALMA の深サーベイである ASPECS (ALMA Spectroscopic Survey in the Hubble Ultra Deep Field) 検出された天体と、Chandra の深サーベイである CDFS (Chandra Deep Field-South) で検出された天体のクロスマッチを行った。これにより、X 線で検出された、つまり AGN をもつサブミリ波銀河をサンプルとした。次に、JWST、HST、Herschel、Spitzer のデータを加え、多波長カタログを構築した。そして、多波長スペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution; SED) 解析を実行し、星質量、星形成率、AGN 光度を推定することで、星形成率と星質量、星形成率と AGN 光度の相関を調査した。

2 Targets

2.1 Sample Selection

サブミリ波銀河を選択する上で、ミリ波帯の観測は重要である。なぜなら、星形成の激しい銀河はダスト再放射で赤外線から遠赤外線で非常に明るく輝くが、遠方宇宙 ($z = 1 - 3$) ではこの放射が赤方偏移によってミリ波帯に移るからである。そこで、我々は HUDF における ALMA の band6 の観測データ (Aravena et al. 2020) に注目することで、35 天体のサブミリ波銀河を候補天体とした。さらに、AGN 活動の有無の指標である X 線の観測データ (Luo et al. 2017) とクロスマッチを行った。その結果、HUDF 内において $z = 1.095 - 3.711$ にある 8 天体の AGN を持つサブミリ波銀河 (図 1) を同定した。

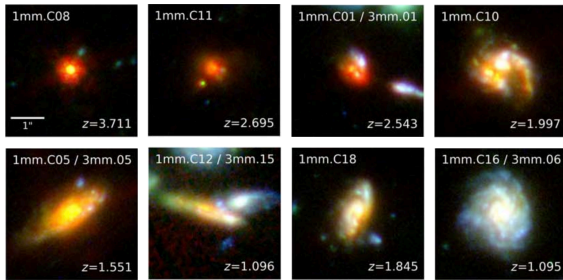


図 1: 今回解析した 8 天体の画像 (Boogaard et al. 2024)

2.2 Cataloging

銀河の星質量や星形成率を推定する上で、紫外線、可視光線、赤外線の情報は必要不可欠である。そこで我々は、紫外線から可視光線領域をカバーする HST、可視光線から近赤外線をカバーする JWST NIRCам (Near-Infrared Camera)、中間赤外線をカバーする JWST MIRI (Mid-Infrared Instrument)、中間赤外線から遠赤外線をカバーする Spitzer、遠赤外線からサブミリ波帯をカバーする Herschel のデータとのクロスマッチを行った。その際、以下のデータ処理を行った。

1. HST のデータについて、 5σ で non-detected の場合は Rafelski et al. 2015 の 5σ upper limit の値を適用した。

2. HST と JWST の観測波長帯が重複する領域 (HST: F105W, F125W, F140W, F160W, JWST: F090W, F115W, F150W, F200W) において、対象とした 8 天体全てで両者の測光値間に系統的な差異が確認された。この原因は明らかになっていないが、本研究では JWST の測光値がより正確であると仮定し、天体ごとに系統差を計算することで HST の測光値を補正した。

3. JWST の中間赤外線領域をカバーする MIRI において、SED 解析直接利用できることのできる測光値カタログが存在しなかったことから、Dawn JWST Archive (DJA) 内にある mosaic 画像から測光を行った。

2.3 SED Fitting

我々は X 線からミリ波帯までの 31 バンドの測光データに対し、多波長 SED 解析コード CIGALE (Boquien et al. 2019; Yang et al. 2020, 2022) を用いて解析を行った。本研究では、非一様密度の AGN トーラスを仮定したモデルである SKIRTOR (Stalevski et al. 2016) を基に、星成分、星雲、ダスト減光、ダスト再放射を考慮した SED モデルを構築した。図 2 は SED フィッティングの結果の一例である。X 線からミリ波帯に至るまで、多波長の SED をモデルで再現することに成功し、解析を行った 8 天体全てで reduced $\chi^2 < 10.0$ を達成した。

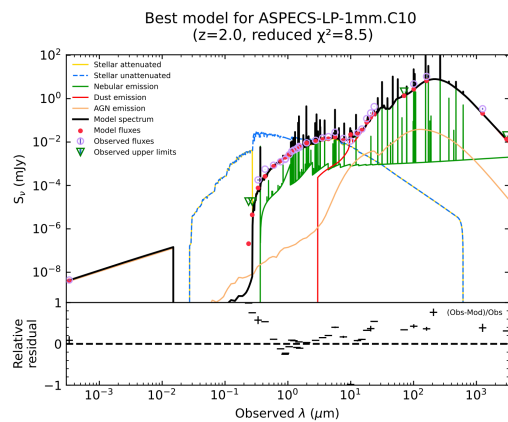


図 2: SED 解析の一例。黒実線が model spectrum、紫色の丸が observed fluxes である。

3 Results and Discussion

3.1 Stellarmass VS SFR

図 3 は多波長 SED 解析によって推定した星質量と星形成率の相関を表している。本研究で解析した 8 天体に関しては、 $z \sim 1$ の天体を赤、 $z \sim 1.5$ の天体を青、 $z \sim 2$ の天体を黄、 $z \sim 3$ の天体を緑で示した。さらに、比較対象として COSMOS 領域で見つかった明るいサブミリ波銀河のサンプル (AS2COSMOS) に対して同様の解析を行った結果を灰色の点で示した (Uematsu et al. 2025)。また、4 本の直線は各 z に対応する銀河の主系列である (Speagle et al. 2014)。図より、AS2COSMOS が星形成の特に激しい銀河を捉えているのに対し、我々の解析対象の天体はより普遍的な種族であることがわかる。これは、AS2COSMOS が浅くて広いサーベイであるのに対し、今回我々が採用した ASPECS が狭くて深いサーベイであるためだと言える。

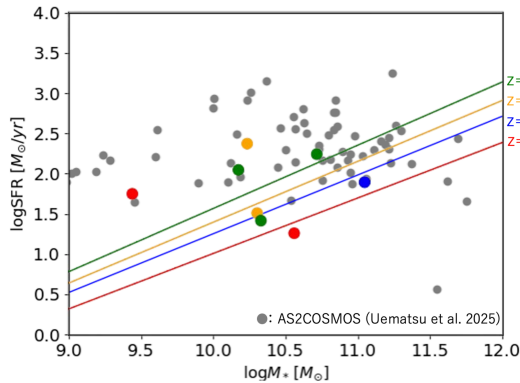


図 3: 星質量と星形成率の比較

3.2 AGN Luminosity VS SFR

図 4 は AGN 光度と星形成率の相関を表している。本研究で解析した 8 天体は赤、比較対象の AS2COSMOS サンプルは灰色の点で示した。AGN 光度と SMBH の質量降着率は

$$\dot{M}_{BH} = \frac{1-\eta}{\eta c^2} L_{AGN} \quad (\eta \sim 0.1)$$

の関係にあるため、図 4 は星形成率と SMBH の質量降着率の相関に読みかえることができる。青線で示してあるのは共進化線と呼ばれ、銀河と SMBH が完

全に同時進化するとした場合、近傍宇宙における質量比を再現するために従うべき関係を表したものである (Ueda et al. 2018)。直線が銀河のバルジのみを考慮したもの、点線がバルジとディスクの双方を考慮したものである。近傍宇宙における銀河と SMBH の進化メカニズムとして有力な銀河合体シナリオでは、まず銀河合体によって星形成と AGN が活性化し (図 4 の右矢印)、その次に AGN フィードバックによって星形成が阻害される (同図の下矢印) と考えられている。このシナリオに従うと、本研究で解析した 8 天体のうち 7 天体が星形成優勢期にあり、今後 AGN 優勢期に移行する可能性を示唆している。

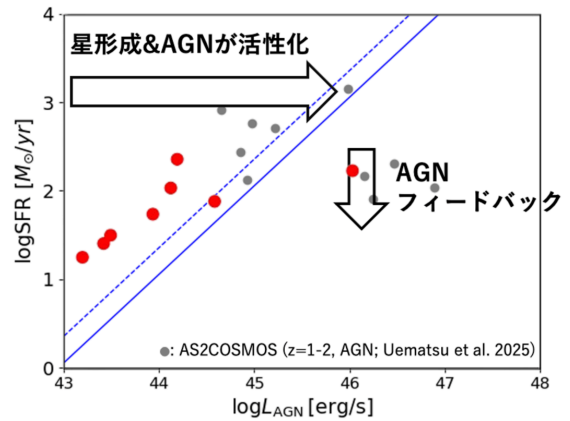


図 4: AGN 光度と星形成率の比較

4 Conclusion

本研究では、HUDF 領域における $z = 1.095 - 3.711$ の AGN を含むサブミリ波銀河に対し、CIGALE を用いて多波長 SED 解析を行った。推定された星質量、AGN 光度と星形成率の相関を調べた結果、

1. 浅く広い領域を観測することで明るいサブミリ波銀河を調査した Uematsu et al. 2025 と比較して、我々の解析天体は星形成率の低い、つまり暗くて普遍的なサブミリ波銀河であることが分かった。
2. 銀河の星形成率と SMBH への質量降着率を比較することで、本研究で解析した 8 天体のうち 7 天体が銀河の主系列と比較して星形成優勢期にあることがわかった。このことは、これらの AGN を持つサブミリ波銀河が、今後 AGN 優勢期に移行していく可能性を示唆している。

今後は、今回の 8 天体に関してより形態的な解析を行うほか、X 線天体以外の ASPECS サンプルに対して同様の解析を行い、系統的な違いを調査する予定である。

Reference

- Aravena, M., Boogaard, L., Gonzalez-Lopez, J., et al. 2020, ApJ, 901, 79
- Boogaard, L., Gillman, S., Melinder, J., et al. 2024, ApJ, 969, 27
- Boquien, M., Burgarella, D., Roehlly, Y., et al. 2019, A&A, 622, A103
- Elbaz, D., Dickinson, M., Hwang, H. S., et al. 2011, A&A, 533, A119
- Luo, B., Brandt, W. N., Xue, Y. Q., et al. 2017, ApJS, 228, 2
- Madau, P., & Dickinson, M., 2014, ARA&A, 52, 415
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, AJ, 115, 2285
- Rafelski, M., Teplitz, H., Gardner, J., et al. 2015, AJ, 150, 31
- Stalevski M., Ricci C., Ueda Y., et al. 2016, MNRAS, 458, 2288
- Speagle, J. S., Steinhardt, C. L., Capak, P. L., et al. 2014, ApJS, 214, 15
- Ueda, Y., Akiyama, M., Hasinger, G., et al. 2014, ApJ, 786, 104
- Ueda, Y., Hatsukade, B., Kohno, K., et al. 2018, ApJ, 853, 24
- Uematsu, R., Ueda, Y., Alexander, D., et al. 2025, ApJ, 979, 168

[—index へ戻る](#)

GK-11

$z=2$ の原始銀河団に見られる低質量スターバースト銀河の物理的起源

東北大学
萩原 颯

$z = 2$ の原始銀河団に見られる低質量スターバースト銀河の物理的起源

萩原 颯 (東北大学大学院 理学研究科)

兒玉 忠恭 (東北大学大学院 理学研究科), 大工原 一貴 (ISAS/JAXA)

Abstract

宇宙の星形成密度は $z \sim 2$ に最盛期を迎え、銀河の形成・進化についての理解を深める上で極めて重要な時代である。また、近傍銀河団の祖先である原始銀河団は、銀河への環境効果の検証に最適な対象となっている。この時代の原始銀河団において、銀河の星質量-星形成率関係を逸脱するような活発な星形成活動 (スターバースト) を示す低質量銀河 ($< 10^9 M_\odot$) が一般フィールドと比較して多く存在することが近年の観測により分かっている (Daikuhara+2024)。銀河の星形成活動を活発化させる原因としては、主に銀河同士の衝突合体と、大規模構造のフィラメントに沿った冷たいガスの降着の 2 つのシナリオが考えられるが、それらのスターバーストへの寄与はいまだ不明確である。

本研究ではこれらのスターバーストの起源を探るため、公開シミュレーションの IllustrisTNG (Nelson+2019) を用いた。これは宇宙論的銀河形成流体シミュレーションの 1 つであり、現実の観測結果をよく再現するものである。また、銀河の性質として重要な環境の密度を、観測手法に則して銀河の数密度で定義し、 $z=2$ の宇宙で異なる環境下での銀河特性の比較を行った。その結果、銀河の星形成活動が環境に強く依存し、特に低質量のスターバースト銀河が存在する割合が、銀河団のような高密度環境において増加していることが分かった。さらにその物理的な理由を探るため、それらの銀河の質量や星形成率の時間進化を調べると、多くの銀河が直近に銀河同士の衝突合体を起こしており、それによって星形成活動が活発化されていることが示唆された。本講演ではこれらの結果に加え、星形成活動が不活発なグリーンバレー銀河との関連についてより詳しく議論する。

1 Introduction

宇宙の星形成活動は $z \sim 2$ に最盛期を迎え (cosmic noon)、銀河の形成・進化についての理解を深める上で極めて重要な時代である。また、銀河の星形成活動はその銀河が位置する環境に依存することも知られている。近傍宇宙では環境効果は星形成を抑制する働きを持つが、cosmic noon における環境効果についてはいまだ統一描像は得られておらず、特に低質量銀河は暗いため観測が難しくより不明確である。この時代の原始銀河団において、星形成銀河の星質量-星形成率関係を逸脱するような活発な星形成活動 (スターバースト: SB) を示す低質量銀河 ($< 10^9 M_\odot$) が一般フィールドと比較して多く存在することが近年の観測により分かっている (Daikuhara et al. 2024)。星形成活動を促進する環境効果としては、銀河同士の衝突・合体や周囲のフィラメントに沿った冷たいガス降着の 2 つが主に考えられるが、これらの物理過程を観測的に確かめるのは難しく、SB への寄与は

いまだ謎のままである。そこで本研究では、最新の宇宙論的銀河形成シミュレーションを用いることで、cosmic noon での低質量銀河の星形成活動と環境の関連性について調査し、高密度環境における SB の物理的起源を明らかにすることを目的とした。さらに、SB 銀河と対をなす星形成活動が不活発なグリーンバレー (GV) 銀河との関連性についても議論する。この時代の低質量グリーンバレー銀河は現在の観測では検出できないため、将来的な観測に対する予言となる。

2 Methods

本研究では、最新の宇宙論的銀河形成シミュレーションの 1 つである IllustrisTNG (Nelson et al. 2019) を用いた。今回の解析ではサンプル数と質量分解能を両立させるため TNG100-1 を用いた。TNG100-1 の計算体積は一辺が $L_{\text{box}} = 106.5 \text{ cMpc}$ の立方体であり、バリオンの質量分解能は $m_{\text{bar}} = 9.4 \times 10^6 M_\odot$ である。また本解析では group catalog を使用し、

$z = 2.0$ (snap=33) の $M_* > 10^8 M_\odot$, $\text{SFR} > 0$, $\text{SubhaloFlag} = 1$ を満たす subhalo を対象とした。

質量による違いを見るため、 $M_* = 10^{8-9} M_\odot$, $M_* = 10^{10-11} M_\odot$ の銀河をそれぞれ low-mass, massive と分類した。星形成活動の分類には、星形成銀河の main sequence (MS) からのずれ $\Delta\text{MS} = \log(\text{SFR}/\text{SFR}_{\text{MS}}(M_*))$ を用いた。MS の質量-星形成率関係 $\text{SFR}_{\text{MS}}(M_*)$ は、low-mass, massive の集団について個別に線形でフィッティングし決定した。 $\Delta\text{MS} < -1.5$, $-1.5 \sim -0.5$, $-0.5 \sim 0.5$, > 0.5 の銀河をそれぞれ Q, GV, MS, SB に分類した。

環境の分類には、自身を含め n 番目に近い $M_* > 10^9 M_\odot$ の銀河 (総個数 N_{tot}) までの 3 次元距離 d_n を用いて overdensity

$$1 + \delta_n \equiv \frac{\rho}{\bar{\rho}} = \left(\frac{n}{\frac{4}{3}\pi d_n^3} \right) \left(\frac{N_{\text{tot}}}{L_{\text{box}}^3} \right)^{-1} \quad (1)$$

を求め、 $\log(1 + \delta_n)$ の中央値と標準偏差 m, σ から $\log(1 + \delta_n) < m - \sigma$, $m - \sigma \sim m + \sigma$, $m + \sigma \sim m + 2\sigma$, $> m + 2\sigma$ の銀河をそれぞれ low, mid, high, exhigh に分類した。本解析では、銀河が属するハローの質量 M_{c200} との相関を鑑みて $n = 3$ を用いた。

そして SB 銀河の物理的起源を探るため、SUBLINK によって構築された merger tree カタログを用いて銀河の時間進化を追跡した。なお $z \sim 2$ において、1 snap 間の時間差は ~ 150 Myr である。本解析では、星形成活動を促進する環境効果として merger と gas accretion を仮定し、それぞれの銀河について環境効果が起きているかを判定した。環境効果の判定の流れを下記に示す：

- 手順 1. サンプルを前後 2 snap の範囲で merger tree が正しく構築されているものに絞る。
- 手順 2. merger を判定する。判定基準は $z = 2$ を中心に前後 1 snap の範囲で質量比 1/4 以上の merger (major merger) を経験したものとした。
- 手順 3. gas accretion を判定する。判定基準は、前 snap とのバリオン質量比 μ_{bar} が、前 2 snap での平均が 1.2 を超えるものとした (i.e. $M_{\text{bar, snap}=33}/M_{\text{bar, snap}=31} > 1.2^2$)。

3 Results

図 1 に、各環境の全銀河に対する SB/GV 銀河の個数割合を示す。高密度環境ほど SB/GV 銀河の割合

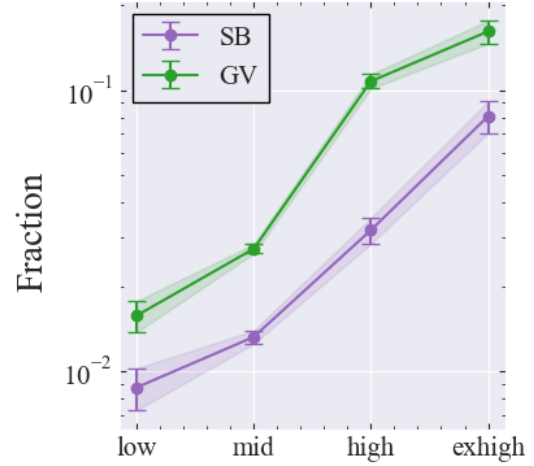


図 1: 環境ごとにおける SB(紫), GV(緑) 銀河の個数割合。誤差はポアソン誤差。

合がともに上昇していることから、低質量銀河に対して星形成活動を促進・抑制する環境効果がともに存在することが分かる。特に、SB 銀河の割合が高密度環境で増加する傾向は先行研究 (Daikuhara et al. 2024) と一致している。

次に、SB 銀河のうち merger または gas accretion を起こしている銀河の個数割合を環境ごとに調べた結果を図 2 に示す。low-mass については、高密度環

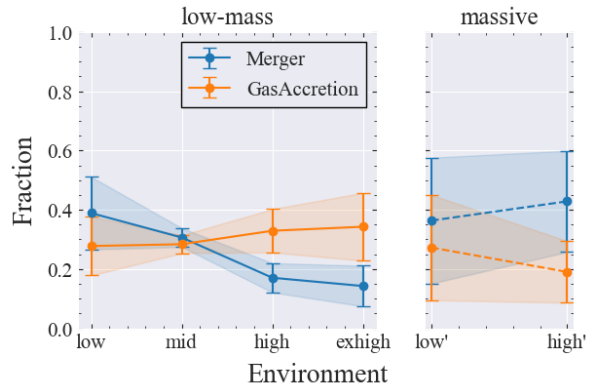


図 2: SB 銀河のうち merger(青) または gas accretion(オレンジ) を起こしている銀河の個数割合の環境変化。左右はそれぞれ low-mass, massive であり、massive についてはサンプル数が不足しているため low と mid, high と exhigh 環境をまとめて low', high' としている。誤差はポアソン誤差。

境では gas accretion の方が merger よりも寄与が大きいことが分かった¹。また gas accretion は環境にあまり依存しないが、merger は高密度環境ではほとんど効いていなかった。しかしどちらの環境効果も効いていない銀河が 4 割程度存在しているため、SB 銀河全体に対する環境効果の寄与は不明である。一方 massive は高密度環境で merger の寄与が相対的に大きくなっている。merger の質量・環境依存性を見るため、環境ごとに major merger を経験した銀河の個数割合を図 3 に示す。図 3 から見て取れるように、

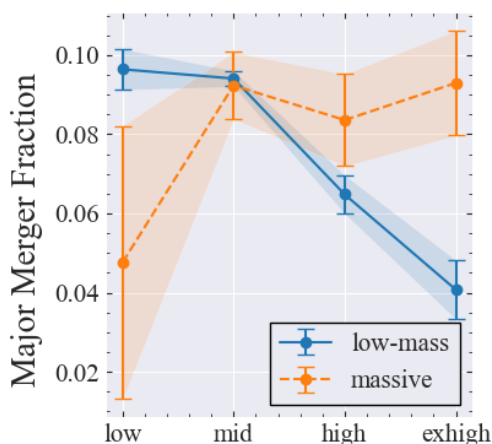


図 3: major merger を経験した銀河の個数割合の環境変化。青は low-mass, オレンジは massive を表し、誤差はポアソン誤差。

major merger の起こる割合は環境だけでなく質量にも依存しており、高密度環境になるほど low-mass の merger は起こりにくくなる。一方 massive は環境にあまり依存せず、高密度環境では low-mass よりも merger しやすくなっている。

さらに、銀河の星形成活動の時間進化が環境にどう依存するかを見るため、 $z = 2$ に存在する銀河の星形成活動が赤方偏移 z' の時代と相対的に比べてどう変化しているかを調べる。merger tree を追跡してそれぞれの時代で ΔMS を求め、その差分を

$$\delta\Delta MS(z', z) \equiv \Delta MS(z') - \Delta MS(z) \quad (2)$$

として定義する。これを各銀河で求め、星形成活動と環境ごとに比較した。図 4 は $z = 2$ において SB/GV

と判定された銀河の $z' = 1.9$ との $\delta\Delta MS$ を $z = 2$ の環境ごとに比較した結果である。まず SB 銀河について

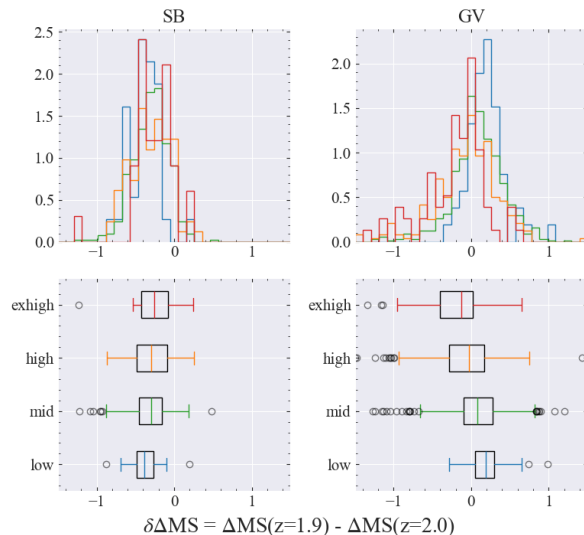


図 4: SB(左)/GV(右) 銀河の $\delta\Delta MS(z' = 1.9, z = 2.0)$ を環境ごとに比較した。上段は $\delta\Delta MS$ 分布の規格化されたヒストグラムで色は環境を表す。下段は環境ごとの箱ひげ図。

ては、全体的に $-0.5 < \delta\Delta MS < 0$ に分布しているため、SB した銀河の大半は 1 snap 後に MS の上側に戻っていることや、SB 後の急激な quench はしていないことが分かる。また緩やかではあるが環境依存性も見られ、高密度環境ほど $\delta\Delta MS$ が 0 になっっている。一方 GV 銀河については、環境ごとに分布が大きく異なり、高密度環境ほど $\delta\Delta MS$ が小さくなっている。同様の解析を $z' = 2.1$ について行った結果を図 5 に示す。SB/GV 銀河について、MS の上/下側から移動してきたものが大半であった。また環境依存性も見られ、図には示していないが MS 銀河に対する同じ解析から、高密度環境ほど $\delta\Delta MS(z' = 2.1, z = 2.0)$ の分散が大きくなることが分かった。

4 Discussion

高密度環境では merger よりも gas accretion の SB への相対的寄与が大きくなっていた (図 2)。これは図 3 にも示された通り、低質量銀河は高密度環境では major merger の割合が減少するためである。cosmic noon における原始銀河団はまだ重力ポテンシャルが近傍銀河団ほど発達していないため、速度分散が銀河群と同程度になり、merger による SB が増加する

¹ アブストラクトと結果が逆転しているが、これは以前の解析では手順 2, 3 の間で DM の質量比 $\mu_{DM} < 0$ の銀河を非物理的として除いたためである。低質量銀河はポテンシャルが浅いため潮汐力によって DM が剥ぎ取られやすく、また高密度環境では質量の定義が難しくなるため DM 質量が減少してしまうことは珍しくない。混乱を招いてしまったことをここに謝罪する。

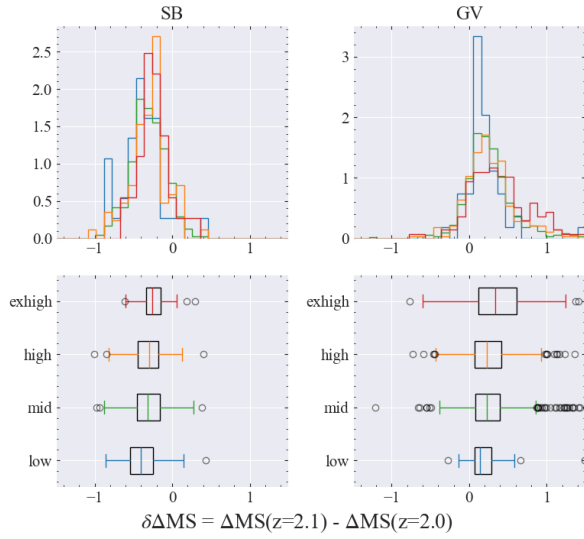


図 5: SB(左)/GV(右) 銀河の $\delta\Delta MS(z' = 2.1, z = 2.0)$ を環境ごとに比較した。図 4 と同じ構成。

と期待されていたが、本研究では逆の傾向が現れている。これは、高密度環境の低質量銀河はハローの中に衛星銀河として存在しており、また速度分散も大質量銀河と比べて大きいため、質量の近い銀河同士の major merger が起こりにくくなる傾向を示唆している。

低質量銀河は自身の重力ポテンシャルが浅いため、星形成フィードバックによってガスを吹き飛ばしやすく、SB がすぐに停止してしまう。しかし原始銀河団のような環境では、吹き飛ばされたガスが周囲の銀河団ガスの圧力によって銀河に押し戻される confinement という現象が起こることがシミュレーションや観測によって確かめられている (Davé et al. 2011; Pérez-Martínez et al. 2023)。図 4 の高密度 SB 銀河の $\delta\Delta MS$ が小さいのは、confinement によって星形成が継続しやすくなる影響を受けている可能性がある。一方、図 5 で GV 銀河の $\delta\Delta MS$ が高密度環境で大きくなっている。つまり高密度環境では MS 上の銀河が急激に quench しやすいことを示唆し、これは ram pressure stripping のような環境効果によって説明できる。

図 4, 5 に示した結果は、銀河は MS 上を振動しながら成長していくという Tacchella et al. (2016) が提唱したシナリオと整合する。しかし本研究では、その振動の幅や傾向が環境に依存することが示唆された。MS 銀河は高密度環境ほど振動の幅が大きく、

SB/GV 銀河をともに増加させる働きがある。そして SB 銀河は高密度環境ほど星形成が継続しやすく、逆に GV 銀河は高密度環境ほど星形成の抑制が強くなる。これらの解釈を踏まえると、図 1 にあるように、高密度環境で SB/GV 銀河の割合がともに上昇する傾向を定性的に説明できる。また $\delta\Delta MS$ の解析からは、例えば merger による爆発的な SB とそれに続く急激な quenching のような、SB 銀河と GV 銀河の直接的な関連は見られなかった。これは実装されているフィードバックモデルに強く依存するためシミュレーションによって結果が異なる可能性がある。

5 Conclusion

本研究では TNG100 を用いて $z = 2$ における低質量銀河の星形成活動の環境依存性を調べ、特に高密度環境における SB 銀河の起源を明らかにすることを目的とした。結論は以下にまとめられる：

- 高密度環境ほど SB/GV 銀河の個数割合がともに増加していた。これは低質量銀河に対して星形成活動を促進・抑制する環境効果がともに存在することを示す。
- 高密度環境の SB への寄与は merger より gas accretion の方が相対的に大きい。これは原始銀河団の低質量銀河は major merger を起こしにくいためである。
- SB/GV 銀河について星形成活動の時間変化を調べると、MS の上/下側から移動して再び MS に戻るものが大部分を占めていた。しかしその移動には環境依存性があり、高密度環境ほど SB 銀河の星形成が継続しやすく、逆に GV 銀河は星形成をさらに抑制されることが示唆された。

Acknowledgement

本研究にご助言いただいた筑波大学矢島秀伸准教授に感謝申し上げます。

Reference

- Daikuhara et al. 2024, MNRAS, 531, 2335
 Nelson et al. 2019, Comput. Astrophys. Cosmol., 6, 2
 Davé et al. 2011, MNRAS, 416, 1354
 Pérez-Martínez et al. 2023, MNRAS, 518, 1707
 Tacchella et al. 2017, MNRAS, 457, 2790

[—index へ戻る](#)

GK-12

磁気流体力学シミュレーションから迫る銀河-銀河団 ガス相互作用による銀河団構造

東京大学
中村 勇太

磁気流体力学シミュレーションから迫る銀河-銀河団ガス相互作用による 銀河団構造

中村 勇太 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

近年、Hitomi をはじめとする X 線観測により、重力的に束縛された宇宙最大規模の天体である銀河団構造の形成や進化についての理解が明らかになって来た。最近でも XRISM による新しい発見が数多く報告されている中、本研究では特に、銀河団内の銀河と銀河団ガス (intracluster medium, 以下 ICM) との流体気学的な相互作用が銀河団の構造形成に及ぼす影響を調査する。これまで、放射冷却により銀河団中心部で ICM が集積し冷却流 (cooling flow, 以下 CF) を形成するというモデルが提唱されてきたが、ASCA などによる観測によって中心部が従来の予測よりも高温であることが明らかとなり、この CF モデルは否定された。その後、ICM の加熱機構として活動銀河核ジェット、熱伝導、音波などのメカニズムが提案されてきたが、Hitomi がペルセウス銀河団中心で観測した亜音速かつ均一な乱流構造を十分に説明できていない。一方、銀河が磁気流体力学的作用や重力作用を通じて ICM を引きずり、宇宙論的時間スケールにわたってその運動エネルギーを ICM に伝達するというモデルは、赤方偏移 $z \sim 1$ から $z \sim 0$ にかけて観測される銀河の銀河団中心方向への落下運動と整合的である。さらに、その伝達されたエネルギーが乱流として ICM 中で散逸するというシナリオは、Hitomi が観測した ICM 乱流構造を合理的に説明できる可能性がある。本研究では、この銀河-ICM 相互作用モデルが実際の観測結果をどの程度再現できるかを磁気流体力学 (magnetohydrodynamics, 以下 MHD) シミュレーションにより検証することを目指す。講演では、このモデルの妥当性についての議論と、現在のシミュレーションの進捗状況について報告する予定である。

1 Introduction

銀河団とは、数百個程度の銀河からなり、重力的に束縛されている自己重力系としては宇宙最大の天体である。銀河団の構成は上述の銀河に加えて、X 線観測によって確認される高温のプラズマガス (ICM: Intracluster Medium) が銀河間を満たし (図 1)、さらに質量の大部分を担うダークマター (DM: Dark Matter) が銀河団中に分布している。それらの質量比は典型的には、銀河が 5 %、ICM が 10-15 %、DM が 80-85 % となっている (北山 哲 2020)。

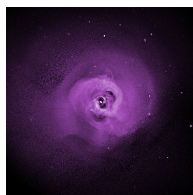


図 1: X 線観測衛星 Chandra の撮影したペルセウス銀河団の画像。強く光っている紫色の領域から高温の ICM が存在していることがわかる。

そして、銀河団は宇宙論と宇宙物理学の橋渡しをする研究対象であるという点で重要である。「宇宙空間において物質が密集している領域にある銀河は年老いた特徴を持つ」という環境効果を調べる上で、高密度な銀河団は格好の天体である。また、重力レンズ効果で観測される DM を合わせた質量密度から計算すると、銀河団の力学時間スケールは現在の宇宙年齢程度である。そのため、銀河団は平衡状態に達しつつある段階にあり、自身の形成過程だけでなく、宇宙全体の進化の情報をも色濃く残している (北山 哲 2020)。

銀河団では DM を除いた通常物質 (バリオン) の大半は高温プラズマ状態となっている ICM として存在する。ICM の熱史は環境効果を通じて銀河団全体の進化を左右するため、その理解は銀河団構造の時間発展において重要である。特に ICM 密度が高い銀河団中心部 (コア) 領域では、中心銀河の星形成や、謎の多い活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nuclei) の活動性を ICM は大きく支配する。コア領域の高密度な ICM は放射冷却のタイムスケールが宇

宙年齢に対して十分短いため冷却の結果コア領域の ICM の圧力が下がり、周囲の ICM が内側へと流れ込むと考えられる。それによって、コアでの密度がより増加することで、さらに放射冷却が促進されるといった正のフィードバック機構が駆動する「強い冷却流（クーリングフロー：CF）」モデルが旧来の X 線観測から支持されていた（Fabian 1994、図 2 参照）。しかし、その後の ASCA による X 線観測によって、0.5keV（～5 百万 K）程度と予想されていたコア領域の温度が実は数 keV（～数千万 K）と高く、予想されていたような強い CF はおきていないことが判明した（Ikebe et al. 1999、Makishima et al. 2001、図 3 参照）ため、CF を打ち消すための何らかの加熱メカニズムが必要となった（CF 問題）。そのような ICM の加熱機構モデルとして、銀河団中心に存在する AGN の活動に起因するジェット（Churazov et al. 2001）や音波（Fabian 2003）による加熱モデルが古くから議論されてきているが、銀河団コアにある ICM を全体に渡って、大局的に十分加熱することは困難であると指摘されている（Fujita & Suzuki 2005, Gu et al. 2020）。また、AGN ジェットによって乱流が発生し、その乱流が熱エネルギーとして散逸することにより ICM を加熱するというモデルも考えられた（Enßlin & Vogt 2006）。しかし、Hitomi 衛星や XRISM 衛星による ICM の乱流構造の観測から、ICM の加熱が AGN ジェット乱流によってすべて賄われているとすると、乱流が弱すぎるとということが指摘されている（Hitomi Collaboration 2016, 2018a, Fujita et al. 2025）ため、このモデルも有力とは言えない。

ICM と銀河団内を運動する銀河（メンバー銀河）は何らかの相互作用（ICM-銀河相互作用）をしているはずであると指摘されていた（Makishima et al. 2001）。また、銀河団における ICM の空間分布が、時間とともに内側へと落下していることが観測された

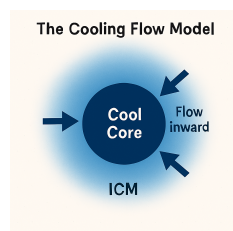


図 2: 銀河団のコア領域における CF のイメージ

（Gu et al. 2013a, 2016）ことや金属の空間分布が内側にかけて緩やかに増加するという観測（Mernier et al. 2017）から、磁気流体力学的な ICM-銀河相互作用が銀河団内において大局的に働くと考えらることで、CF 問題を含む銀河団の進化を自然に説明するということが指摘されている（Gu et al. 2020）が、磁気流体乱流などの非線形過程の理解が不十分ため、その詳細の定量的議論は現状では手付かずの状態である。本研究では、磁気流体力学（MHD）シミュレーションの手法を用いて、ICM-銀河相互作用が CF 問題を解決する可能性を検証する。

CF 問題の解決はプラズマ物理の理解を含め、様々な観点から波及効果が大きいと言える。例えば、宇宙の大規模構造モデルの検証へと応用が可能である。宇宙の大規模構造は、宇宙全体の DM の量に対して敏感であり、DM は銀河団質量の大半を占めるため、宇宙全体の銀河団の個数から宇宙論パラメータを制約できるというクラスター宇宙論が注目されている。しかし、銀河団観測には中心輝度に偏った検出バイアス（Eckert et al. 2010）や X 線・弱重力レンズ間の質量較正ずれに起因する質量バイアス（Planck Collaboration 2016）など、複数の系統誤差が存在している。CF 問題を解明して ICM の温度・密度・非熱圧力を正確にモデル化できれば、こうした誤差を補正し、銀河団を用いた宇宙論パラメータ推定の精度を大きく高められる可能性がある（Pratt et al. 2019）。

また、MHD シミュレーションの手法を用いての CF 問題解決は、銀河進化の一般的シナリオの理解に

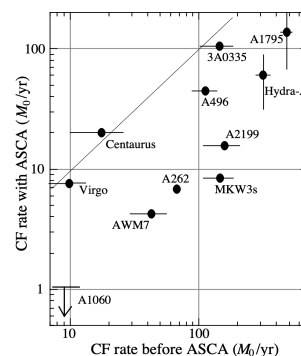


図 3: 横軸は以前に予想されていた CF、縦軸は実際に ASCA 衛星によって観測された CF。実線上で横軸と縦軸の値が等しくなる。図中のプロットが実線よりも下側にあるため、予想よりは CF は起きていないことがわかる。

も繋がり得る。銀河が他の銀河や周囲のガスと相互作用する過程を数値実験的に再現することができれば、環境効果を組み込んだ銀河の時間進化モデルを精緻化することができる。さらに、CF 問題に MHD シミュレーションから迫ることは、ICM プラズマの基礎物理への理解につながるため、磁気宇宙論の方面でも発展性がある。宇宙にある様々な天体は遍く磁場を持っているが、その磁場の起源や強度は十分に説明できていない (Subramanian 2016)。銀河団の時間進化モデルが構築されれば、初期条件となる初期宇宙の大規模スケールの磁場について制限を加えることができる可能性がある。

2 ICM-銀河相互作用シナリオ

ICM-銀河相互作用モデルにおいては、メンバー銀河が ICM と相互作用し、銀河の力学的エネルギーが一旦 ICM の乱流へと変換され、乱流カスケードし、散逸する過程で熱へと輸送されると考えられる。Gu et al.(2020) はこの相互作用モデルが、ICM の加熱機構として適している理由として、エネルギー収支のバランスが取れていることと Hitomi 衛星による観測との整合性を指摘している。まず、ICM-銀河相互作用によって、メンバー銀河の力学的エネルギーが失われることで、銀河が中心へと落下するというシナリオのエネルギー収支について議論する。速度分散 $v = 1000 \text{ km/s}$ の銀河団において典型的な質量 $M_{\text{gal}} \sim 1 \times 10^{11} M_{\odot}$ の銀河が R_{500} ($\sim 1 \text{ Mpc}$) から中心付近へと落ち込む際に失う力学的エネルギーを考える。まず速度分散より銀河団の質量は $M_{\text{clu}} \sim R_{500} v^2 / G = 2.3 \times 10^{14} M_{\odot}$ である。銀河の落ち込む終点を $r_{\text{in}} = R_{500}/4$ とすると、このとき重力ポテンシャルエネルギーの変化量は、 $\Delta U = GM_{\text{clu}} M_{\text{gal}} (1/r_{\text{in}} - 1/R_{500}) = -5.97 \times 10^{60} \text{ erg}$ である。よって、ビリアル定理を用いると、このときの力学的エネルギー変化量は $\Delta E = \Delta U + \Delta K = \Delta U/2 \sim -3 \times 10^{60} \text{ erg}$ と計算される。銀河団中のメンバー銀河の個数は 100 個程度である (van der Burg et al. 2018) ので銀河の落下により失われる力学的エネルギーの合計は

$$\Delta E_{\text{total}} \sim 3 \times 10^{62} \text{ erg} \quad (1)$$

と概算することができる。一方、メンバー銀河の落ち込む時間 τ_1 がハッブル時間スケール $t_H = 4.5 \times 10^{17}$

s と同程度である (Gu et al. 2013, 2016) と考えると、時間平均したエネルギー放出率は

$$L_{\text{infall}} = E_{\text{total}}/\tau_1 \sim 7 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1} \quad (2)$$

となる。これは観測から導かれる光度 (Lovisari et al. 2020) と整合的である。

次に、ICM-銀河相互作用としてラム圧が支配的になるケースを考えて、エネルギー収支を議論する。各メンバー銀河が正面から流れてくる ICM から受けるラム圧は $F_{\text{RP}} = \pi R_{\text{int}}^2 \rho v^2$ と書くことができる (Sarazin 1988)。ここで R_{int}^2 は運動する銀河の MHD 相互作用半径、 ρ は ICM 密度、 v は銀河の速度である。銀河の質量が $M_{\text{gal}} = 10^{10} M_{\odot}$ 程度である銀河にはラム圧が支配的に働くと考えられる (Gu et al. 2020)。この場合に銀河の持つ力学的エネルギーがラム圧によって失われる時間スケールは

$$\begin{aligned} \tau_1 &\sim \left(\frac{3}{2} m_{\text{gal}} v^2 \right) / (F_{\text{RP}} v) \\ &= 1.32 t_H \end{aligned} \quad (3)$$

よって、ハッブル時間程度で銀河が銀河団中心へ落下するというシナリオにおいて、ラム圧による ICM-銀河相互作用は整合的であると言える。さらにコア中心部では ICM 密度 ρ の依存性により $\tau_1 \sim 0.1 t_H$ 程度になると考えられる。また、銀河の個数を $N \sim 100$ 程度として、luminosity について見積もると

$$\begin{aligned} L_{\text{RP}} &= N F_{\text{RP}} v \\ &= 5.00 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1} \end{aligned} \quad (4)$$

となり、このような計算からも ICM-銀河相互作用により、ハッブル時間程度のタイムスケールで銀河の運動エネルギーが ICM へと輸送されている可能性があると言える。

次に、運動するメンバー銀河から失われた力学的エネルギーが ICM 乱流へと変換されるというシナリオの観測との整合性を議論する。銀河の運動エネルギーが ICM 乱流のエネルギーへと輸送されるタイムスケールを τ_1 、その乱流エネルギーがエントロピーへと散逸されるタイムスケールを τ_2 として、全体のエネルギーフロー近似的に定常的だと仮定すると、

$$M_{\text{ICM}} \sigma^2 \sim M_{\text{gal}} \times \frac{\tau_2}{\tau_1} \quad (5)$$

が成り立つと期待される。ここで σ は ICM 乱流の速度分散、 M_{ICM} 、 M_{gal} はそれぞれ ICM と銀河の総質量である。

ここで、ICM 乱流がクロッシングタイムスケールで散逸すると仮定する (Haugen et al. 2004)。つまり、 $\tau_2 \sim l_{\text{tur}}/\sigma$ とし、ここで、 l_{tur} は乱流エネルギーのインジェクションスケールであり、これは銀河のスケール $l_{\text{gal}} \sim 20 \text{ kpc}$ と同程度であると考えられる (Zhuravleva et al. 2014, 2018)。さらにコア中心部の時間スケールとして、 $\tau_1 \sim 0.1 t_H$ を用いて、式 (5) を解くと、

$$\sigma \sim 195 \left(\frac{M_{\text{gal}}}{M_{\text{ICM}}} \right)_c^{1/3} \left(\frac{v}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)^{2/3} \times \left(\frac{l_{\text{gal}}}{20 \text{ kpc}} \right)^{1/3} \left(\frac{\tau_1}{0.1 t_H} \right)^{-1/3} \text{ km s}^{-1}$$

となる。ここで、 $(M_{\text{gal}}/M_{\text{ICM}})_c$ はコア領域における典型的な値 ~ 1 (Gu et al. 2016) を用いた。これは Hitomi 衛星によって観測された Perseus 銀河団のコア領域 (30kpc-60kpc) における乱流の速度分散 164 km s^{-1} と整合的である。

3 方法

本研究では放射冷却と MHD 乱流加熱を同時に考慮可能な 3 次元 MHD シミュレーションを用いて一連の過程を数値的に検証することを目的とする。そのために、次のステップに沿って個々の物理機構を段階的に実装する。

1. CF の再現 (磁場なし)：銀河団コア領域において、重力ポテンシャル中心に鎮座する巨大な銀河 (cD 銀河) の周囲に ICM 流体を置いて、実際に CF が形成されることを確認する。これにより、加熱機構なしのベースラインを確立できる。

2. 運動する銀河の磁場の実装：cD 銀河の周囲を運動する比較的小さな銀河 (メンバー銀河) のみの磁場を実装し、磁場をまとったガス塊のメンバー銀河が ICM 中を運動する MHD シミュレーションを行

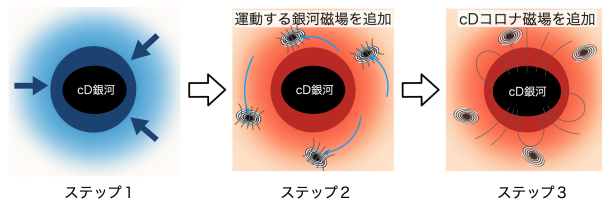


図 4: 各ステップの概念図。段階的に物理機構を取り入れ、ICM 加熱への寄与を調べる。

う。特にラム圧による MHD 乱流の励起と、その後の乱流の散逸に注目して、メンバー銀河の運動エネルギーが ICM の熱へと輸送される過程を定量的に理解し、ICM 加熱の空間分布や時間スケールの特徴を明らかにする。

3. cD 銀河の磁場の実装：cD 銀河の持つ磁場構造を、ICM 温度の観測結果と整合的な cD コロナモデル (Gu et al. 2020) に基づき、導入する。これにより cD 銀河の磁場が ICM の流れや加熱に与える影響、そして CF 抑制への寄与を定量的に検証する。

現在は MHD シミュレーションの公開コードである Atehana++ (Stone et al. 2020) を用いてステップ 1 に取り組んでいる最中であり、まずは点源重力下において ICM を静水圧平衡で静止させることを目標としている。

Reference

- Fabian, A. C. 1994, *ARA&A*, 32, 277
 Ikebe, Y., Ezawa, H., Fukazawa, Y., et al. 1999, *PASJ*, 51, 301
 Makishima, K., Ezawa, H., Fukazawa, Y., et al. 2001, *PASJ*, 53, 401
 Churazov, E., Brüggén, M., Kaiser, C. R., Böhringer, H., & Forman, W. 2001, *ApJ*, 554, 261
 Fabian, A. C. 2003, *MNRAS*, 344, L43
 Fujita, Y., & Suzuki, T. K. 2005, *ApJ*, 630, L1
 Gu, L., de Plaa, J., Zhuravleva, I., et al. 2020, *ApJ*, 891, 49
 Enßlin, T. A., & Vogt, C. 2006, *A&A*, 453, 447
 Hitomi Collaboration 2016, *Nature*, 535, 117
 Hitomi Collaboration 2018a, *PASJ*, 70, 9
 Fujita, Y., Ogawa, A., & Akamatsu, H. 2025, *ApJ*, in press
 Gu, L., Makishima, K., Okabe, N., & Zhang, Y.-Y. 2013a, *ApJ*, 767, 157
 Gu, L., Mao, J., Okabe, N., et al. 2016, *ApJ*, 826, 124
 Mernier, F., de Plaa, J., Pinto, C., et al. 2017, *A&A*, 603, A80
 Eckert, D., Molendi, S., Gastaldello, F., & Rossetti, M. 2010, *A&A*, 524, A79
 Planck Collaboration 2016, *A&A*, 594, A13
 Pratt, G. W., Arnaud, M., Biviano, A., et al. 2019, *Space Sci. Rev.*, 215, 25
 Subramanian, K. 2016, *Reports Prog. Phys.*, 79, 076901
 van der Burg, R. F. J., McGee, S. L., Smith, G. P., et al. 2018, *A&A*, 618, A140
 Lovisari, L., Ettori, S., Brighenti, F., et al. 2020, *A&A*, 641, A10
 Sarazin, C. L. 1988, *X-ray Emission from Clusters of Galaxies* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
 Haugen, N. E. L., Brandenburg, A., & Dobler, W. 2004, *ApJ*, 597, L141
 Zhuravleva, I., Churazov, E., Schekochihin, A., et al. 2014, *Nature*, 515, 85
 Zhuravleva, I., Churazov, E., Forman, W., et al. 2018, *ApJ*, 865, 53
 Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., & Felker, K. G. 2020, *ApJS*, 249, 4

[—index へ戻る](#)

GK-14

eROSITA X線とすばる HSC SSP 可視光サーベイで明
らかにする X線で見える $z \gtrsim 4$ クェーサー探査

早稲田大学
石川 裕太

eROSITA X 線とすばる HSC SSP 可視光サーベイで明らかにする X 線で明るい $z \gtrsim 4$ クェーサー探査

石川 裕太 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

市川 幸平 (早稲田大学)、Bovornpratch Vijarnwannaluk (ASIAA)、長尾 透 (愛媛大学)

Abstract

$z \geq 4$ でのクェーサー探査は、宇宙初期での超大質量ブラックホールの進化を探るための重要な手がかりとなる。これまでの探査は主に可視光で行われていたが、可視光サーベイではダストに覆われたものなど特定のクェーサーが見逃される可能性が指摘されていた。吸収に強い X 線によるクェーサー探査は、このようなクェーサーを発見できる強力な手段であると考えられる。本研究では、X 線サーベイである eROSITA All-Sky Survey (eRASS) とすばる HSC-SSP 可視光サーベイを組み合わせた eRASS+HSC-SSP カタログを用いて X 線検出クェーサーの探査を行った。このカタログは $\sim 660 \text{ deg}^2$ のサーベイ面積を有し、 $z \gtrsim 4$ を対象とした X 線サーベイではこれまでで最も広い天域を対象としている。可視光のドロップアウト法を用いることにより、我々はカタログの中から $z \sim 4, 5, 6$ のクェーサー候補をそれぞれ 41, 9, 2 天体選出した。 $z \sim 4$ の候補天体のうち 7 天体は SDSS による可視光分光データを有しており、これらは実際に $3.5 < z < 4.6$ にあるクェーサーであると確かめられた。また、 $z \sim 4$ の候補天体について、二色図上でこれらが占める位置や X 線データ解析による N_{H} の見積もりから、ダストやガスに覆われた obscured AGN や $\text{Ly}\alpha$ の放射が強いクェーサーのような、従来の可視光サーベイで見落とされていたクェーサーを発見できている可能性が高いことが確認された。これらの結果から、X 線と可視光を組み合わせたサーベイがこれまで見逃されていた $z \geq 4$ のクェーサーを発見するための強力な手段であることが示された。

1 Introduction

明るい AGN 種族であるクェーサー ($L_{\text{bol}} > 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$) は、銀河中心部に位置する超大質量ブラックホール (Supermassive Black Hole; SMBH) への多量の物質の降着の様子、すなわち SMBH の急速な成長の様子を表す。特に $z \geq 4$ でのクェーサー探査は、未だ解明されていない初期宇宙における SMBH の成長や進化を知るために極めて重要である。クェーサーの数密度は $z \geq 4$ から急激に減少するため、その探査には広域かつ高い感度の達成が比較的容易な可視光で行われることが多かった。しかし、可視光による探査ではダストに覆われたクェーサーや暗いクェーサーが見逃されることがこれまで指摘されていた (Akiyama et al. 2018)。

この問題点の解決策となりうるのが X 線によるサーベイである。X 線は可視光と比較してダストにより吸収されにくいいため、これまで見逃されていたクェーサーの発見に有効であると考えられる。しか

し、X 線では高い感度と広い視野を両立することが難しかったことから、 $z \geq 4$ でのクェーサーの探査はこれまで行うことができていなかった。

2019 年に打ち上げられた eROSITA 望遠鏡により、この状況は打開されることとなった。eROSITA は広い視野と高い感度を両立する X 線望遠鏡であり、現在進行中のプロジェクトである eROSITA All-Sky Survey (eRASS) は全 8 回の全天サーベイを通して史上最も高い感度での X 線全天サーベイの達成を目指している。現在ではその 1 回目の観測結果のうち半天のデータが公開されており、これまで X 線で最も高い感度を有していた ROSAT 衛星による全天サーベイよりも 20–30 倍高い、軟 X 線帯での感度が $f_{\text{lim}, 0.5-2 \text{ keV}} = 5 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ となるサーベイを既に実現している。我々は、現在公開されている eRASS の 1 つ目のデータリリースと、可視光の広域サーベイであるすばる HSC-SSP wide を組み合わせたサーベイを行うことにより、これまでで最も広い天域をカバーする $z \gtrsim 4$ での X 線検出由来の

キューサー探査を行った。また、選出した $z \sim 4$ のキューサー候補天体の解析を通し、過去の可視光サーベイで発見することのできなかったキューサーの発見可能性について考察した。

2 Data and Method

2.1 eRASS+HSC-SSP カタログ

本研究では、eROSITA All Sky Survey Data Release 1 (eRASS1, Merloni et al. (2024)) の X 線天体カタログに、すばる HSC-SSP PDR3-wide の可視光天体カタログをクロスマッチした、 $\sim 660 \text{ deg}^2$ のサーベイ面積をカバーするカタログ (eRASS+HSC-SSP カタログ) を用いた。1 章で述べたように、eRASS1 は半天を高い感度でカバーする X 線サーベイである。一方、すばる HSC-SSP PDR3-wide カタログは $\sim 1100 \text{ deg}^2$ の広いサーベイ面積と高い感度 ($i_{\text{lim}} = 25.9 \text{ mag}$) を備えた可視光カタログである。我々は、これら 2 つのサーベイに共通する $\sim 660 \text{ deg}^2$ の天域に含まれる eRASS X 線検出由来の天体に対し、HSC-SSP の対応天体をクロスマッチしたカタログを用いた。eRASS+HSC-SSP カタログに含まれる天体の天球上での分布を図 1 に示す。カタログには eRASS 検出由来の X 線天体が 31,339 個含まれており、そのうちの 90% に相当する 28,390 個が HSC 由来の可視光成分を有する。ここで、eRASS+HSC-SSP カタログに含まれる天体は全て X 線で検出されており、X 線天体の大部分を AGN が占めることから、本カタログは AGN のカタログであると見なすことができる。

2.2 サンプルの選出方法

eRASS+HSC-SSP カタログの中から $z \gtrsim 4$ の天体を選出するにあたり、ライマンブレイク銀河の選出に用いられるドロップアウト法を適用した。選出条件は Ono et al. (2018) や Harikane et al. (2022) と同様のものを用い、二色図上でのドロップアウト領域に含まれる g, r, i, z-ドロップアウト天体を、それぞれ $z \sim 4, 5, 6, 7$ の遠方キューサー候補として選出した。

従来の可視光による $z \gtrsim 4$ キューサー探査

(Akiyama et al. (2018), He et al. (2024), Niida et al. (2020), Matsuoka et al. (2016)) では、上記のドロップアウト法とは異なる二色図上でのカットによる選出を行っていた。これらの選出条件はいずれもドロップアウト法よりも厳しいものとなっており、これはキューサーの数密度が銀河や恒星などを大きく下回るため、その中から銀河や恒星を除外しながらキューサーのみを選出する必要があったからである。これに対し本研究では、最初から X 線天体、すなわち AGN しか含まれていないため、カットの条件を緩和したドロップアウト法を使用することが可能となっている。

3 Results and Discussion

3.1 サンプルの総数と二色図上での分布

eRASS1+HSC-SSP カタログにドロップアウト法を適用することにより、 $\sim 30,000$ 個の X 線天体の中から、 $z \sim 4, 5, 6$ の遠方キューサー候補天体をそれぞれ 41 個、9 個、2 個選出することができた。なお、 $z \sim 7$ の候補天体は選出されなかった。また、 $z \sim 4$ の候補天体のうち 7 天体は SDSS による分光データを有しており、これらは全て $3.5 < z < 4.6$ にあるキューサーと断定することができた。

図 2 で示されるように、複数の天体が、特に分光済みの 7 天体のうち 3 天体が従来の可視光探査で用いられた選出領域からはみ出た位置にあり、以前のサーベイでは見逃される天体であることがわかった。また、二色図上で $r - z < -0.3$ の領域に位置する複数の天体の存在が確認された。これらは従来のサーベイの選出領域と重なる領域に位置するにも関わらず、それらのサーベイでは発見されていない天体群であった。

これらの天体の性質を推測するため、キューサースペクトルモデルを用い、その HSC の各バンドでの等級を算出することにより二色図上で redshift evolution track を作成し、サンプルとの比較を行った。キューサーのスペクトルモデルには、Temple et al. (2021) の $< 1216 \text{ \AA}$ の部分について Inoue et al. (2014) の IGM の吸収モデルを適用して改良したモデルを用い、星間赤化 $E(B - V)$ などの値を変化させて等級や色の算出を行った。比較の結果、図 2 で選出領域の上側にはみ出るサンプルは $0.1 < E(B - V) < 0.3$

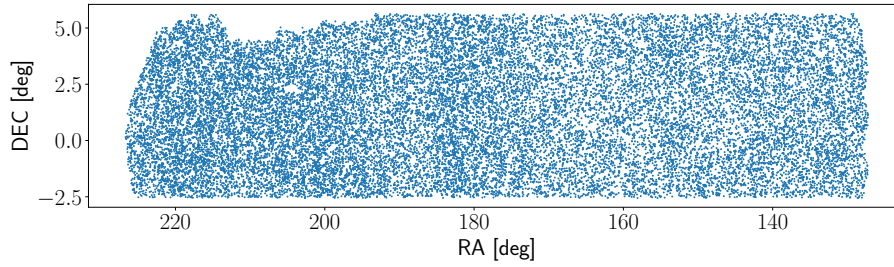


図 1: eRASS+HSC-SSP カタログの天体の空間分布。

をみたすダスト減光が比較的効いている天体、 $r-z < -0.3$ のサンプルは $\text{Ly}\alpha$ の等価幅 (EW) が大きいもの ($\text{EW}_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 400 \text{ \AA}$ に相当する) である可能性が示された。以上の結果より、本研究では従来見落とされていたクェーサーとして、ダスト減光の影響を受けたクェーサーや、強い $\text{Ly}\alpha$ 輝線の放射をするクェーサーを発見できている可能性があると考えられる。

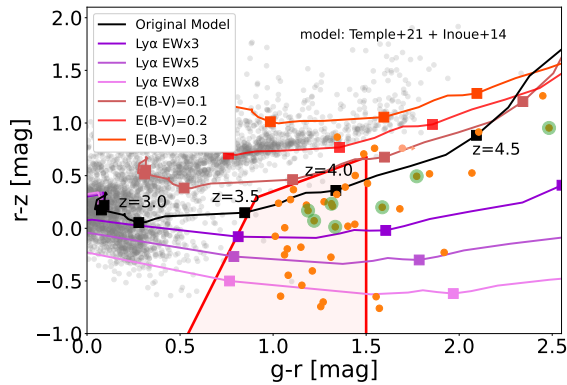


図 2: $z \sim 4$ 候補天体の二色図上でのプロット (橙)、および $z \sim 4$ クェーサーと同定されたサンプル (緑)。赤い領域は従来の可視光サーベイ (Akiyama et al. 2018) で用いられた $z \sim 4$ クェーサーの選出領域であり、複数のサンプルがこの領域から外れたところに位置している。黒い実線はクェーサーのスペクトルモデルから得られた quasar color evolution track model であり、赤および紫の実線は、もとのモデルに対しそれぞれダスト減光を効かせた、あるいは $\text{Ly}\alpha$ 輝線の等価幅を大きくしたものである。

3.2 X 線解析による N_{H} の見積もり

eRASS+HSC-SSP カタログから選出された $z \sim 4$ のクェーサー候補天体について、eRASS 側の X 線の

データを用いて中性水素の柱密度 N_{H} の見積もりを行った。見積もりを行うにあたり、天体から放射される硬 X 線と軟 X 線の相対量を表す Hardness Ratio という量を用いた。X 線はエネルギー帯域が低いほどガスに吸収されやすくなることから、ガスの存在量を表す N_{H} とクェーサーの Hardness Ratio の間には相関が見られる。本研究では、Hardness Ratio (HR) 次の式により定義した。

$$\text{HR} = \frac{f_{1.0-2.3 \text{ keV}} - f_{0.2-0.5 \text{ keV}}}{f_{1.0-2.3 \text{ keV}} + f_{0.2-0.5 \text{ keV}}}$$

ここで用いる $f_{1.0-2.3 \text{ keV}}$, $f_{0.2-0.5 \text{ keV}}$ は、 $z \sim 4$ においてはどちらも軟 X 線帯のバンドにおけるフラックスとなっているが、これは他のバンドでは未検出となっているサンプルが多かったためである。eROSITA は $0.2-2.3 \text{ keV}$ で最も高い感度を持ち、その中で比較的エネルギーが高い・低い 2 つのバンドを用いることにした。

我々は X 線解析ソフト Xspec を使い、X 線の power-law スペクトルモデルに対し赤方偏移や N_{H} の値を動かすことで各 X 線バンドでのフラックスおよび Hardness Ratio を求め、このモデルをサンプルと比較した。なお、ここでは X 線スペクトルの光子指数を $\Gamma = 1.8$ と仮定した。比較の結果を図 3 を示す。また、この図において、各サンプルに対しそれよりの上側に来ない最大のモデルがもつ N_{H} の値を、サンプル自身の N_{H} の見積もり値とした。サンプルの N_{H} の見積もり値のヒストグラムを図 4 として示す。以上の解析から、 $z \sim 4$ のサンプルには $N_{\text{H}} > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ をみたす obscured quasar の候補が計 19 個あることが確認された。これはサンプル全体の $\sim 50\%$ に相当し、多くのクェーサーがガスに覆われた環境にあることを示唆する結果となった。これらの obscured quasar が可視光サーベイで見逃される天体であるとすれば、我々は現在多くの $z \gtrsim 4$ のクェーサーを見

逃してしまっていると考えられる。

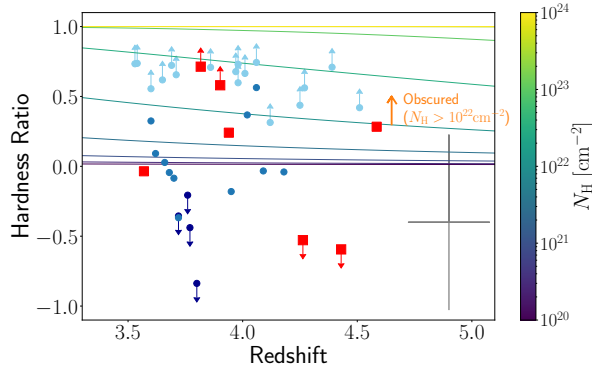


図 3: Hardness Ratio と赤方偏移の関係。赤い四角は分光済みの $z \sim 4$ クェーサーを表し、それ以外の青いプロットは分光データを持たない $z \sim 4$ クェーサー候補である。図中の実線はモデルを表し、右側のカラーバーで示される色に応じて異なる N_H の値をもつ。 $N_H > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ のモデルよりも上に位置する天体は obscured AGN であると考えられる。右下の十字は photo- z および Hardness ratio の典型的な誤差を表す。

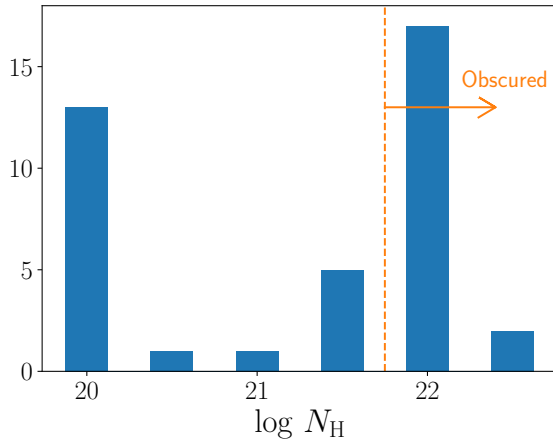


図 4: $z \sim 4$ 候補天体の N_H 見積もり値ごとの天体数。

4 Conclusion

本研究では、X 線と可視光を組み合わせた eRASS+HSC-SSP カタログから $z \sim 4$ の X 線検出クェーサーを選出し、その特性を調べた。また、サンプルの二色図上を占める位置や N_H の見積もり値

から、 $z \sim 4$ の候補天体がダストやガスで覆われたものを含むことや、 $\text{Ly}\alpha$ 輝線の強いものを一定数含むことを確認した。さらに、二色図を用いた過去の可視光サーベイとの比較から、これらのサンプルが可視光サーベイでは発見が難しく、本研究の手法により初めて見つかることのできた $z \sim 4$ クェーサーであることが示された。以上の結果から、X 線と可視光を組み合わせた $z \sim 4$ クェーサーのサーベイが、これまで未発見であったクェーサーを発見する上で有効な手段であることが示された。

なお、 $z \sim 4$ で分光済みである 7 天体以外のサンプルはあくまで候補天体であり、これらが $z \gtrsim 4$ にあるクェーサーでないことを完全に否定することはできない。実際に遠方にあるクェーサーであることを確かめ、減光量などのクェーサーの特性をより深く解析するためには、候補天体の分光 follow-up 観測が必要となる。今後の研究ではこの追観測を実施し、 $z \sim 4$ での X 線+可視光サーベイによるクェーサー探索の手法をより固めるとともに、この手法により選出することのできる天体の特徴やこれまで発見されていたものとの違いをより詳細に調べていきたい。

Reference

- Akiyama, M., He, W., Ikeda, H., et al. 2018, PASJ, 70, S34
- Harikane, Y., Ono, Y., Ouchi, M., et al. 2022, ApJS, 259, 20
- He, W., Akiyama, M., Enoki, M., et al. 2024, ApJ, 962, 152
- Inoue, A. K., Shimizu, I., Iwata, I., & Tanaka, M. 2014, MNRAS, 442, 1805
- Lusso, E., Comastri, A., Vignali, C., et al. 2010, A&A, 512, A34
- Matsuoka, Y., Onoue, M., Kashikawa, N., et al. 2016, ApJ, 828, 26
- Merloni, A., Lamer, G., Liu, T., et al. 2024, A&A, 682, A34
- Niida, M., Nagao, T., Ikeda, H., et al. 2020, ApJ, 904, 89
- Ono, Y., Ouchi, M., Harikane, Y., et al. 2018, PASJ, 70, S10
- Temple, M. J., Hewett, P. C., & Banerji, M. 2021, MNRAS, 508, 737

[—index へ戻る](#)

GK-16

中心核ブラックホール質量-バルジ質量関係の赤方偏 移依存性とその不確実性の検討

慶應義塾大学
淵本 晃輝

中心核ブラックホール質量-バルジ質量関係の赤方偏移依存性と その不確実性の検討

淵本 晃輝 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科基礎理工学専攻)
宇田川賢, 岡朋治 (慶應義塾大学)

Abstract

銀河中心の超巨大ブラックホールの質量 (M_{BH}) と銀河バルジの質量 (M_{bul}) の間には良い相関 (Magorrian 関係) があることが知られている。近傍銀河においては、 $M_{\text{BH}}/M_{\text{bul}}=10^{-3}-10^{-2}$ の比例関係が観測から見
出されており、中心核ブラックホールの形成・進化にその母銀河に関連しているとする「共進化仮説」の強
い論拠となっている。最近の観測的研究の進展により遠方銀河の $M_{\text{BH}}-M_{\text{bul}}$ 関係が調べられるようになった
が、これまでに報告された複数の結果の間には大きな不整合が見られる。具体的には、いずれの結果におい
ても赤方偏移の近いサンプル毎に $M_{\text{BH}}-M_{\text{bul}}$ 間の弱い相関関係は確認できるものの、 $M_{\text{BH}}/M_{\text{bul}}$ の値とそ
の赤方偏移依存性に関して相反する結果が得られている。特に赤方偏移依存性に関しては、ブラックホール
質量と膨張宇宙解に関連付ける理論が提案されるなど、今も活発な議論が続けられている。今回私たちは、
 $M_{\text{BH}}-M_{\text{bul}}$ 関係に関する複数の先行研究を精査し、結果が相反する原因の究明を試みた。一般に遠方銀河に
おいては、必然的に明るい天体を選択してしまうことによるバイアスの影響や、バルジと円盤成分の分離が
容易ではないという理由により、 M_{BH} と M_{bul} 双方の評価に不定性が大きい。加えて、質量の算出方法や銀
河サンプルの選択方法等、様々なバイアス要因がある。これらのバイアス要因に注意しつつ先行研究の解析を
再確認した結果、銀河サンプルにおける形態選択が結果の不整合に大きく影響していることが分かった。この
影響を最小限にすべく、赤方偏移が 3 以下にある楕円銀河のみを抽出して再解析を行ったところ、 $M_{\text{BH}}/M_{\text{bul}}$
比は赤方偏移に依存するという結果を得た。本講演では、結果の妥当性とともその原因について議論する。

1 Introduction

現在、銀河の中心には超大質量ブラックホール (SMBH) が存在すると考えられている。また、銀
河中心の超巨大ブラックホールの質量 (M_{BH}) と銀
河バルジの質量 (M_{bul}) の間には、緊密な相関関係
が観測的に見出されており、近傍銀河においては
 $M_{\text{BH}}/M_{\text{bul}}10^{-3}-10^{-2}$ 程度であるとされている。こ
の関係を Magorrian 関係と呼び、銀河バルジと中心
核ブラックホールの質量成長に物理的な関連性があ
ることを示唆している (図 1)。共進化のメカニズム
としては AGN フィードバックや合体の寄与をはじ
め、様々な仮説が立てられているが、その具体的な
メカニズムは未解明である。したがって、 $M_{\text{BH}}-M_{\text{bul}}$
関係の赤方偏移依存性を調べることで、銀河やブラッ
クホールの形成・成長過程を明らかにする上で重要
である。

実際、 $M_{\text{BH}}/M_{\text{bul}}$ 比の赤方偏移進化に着目した研
究成果は複数報告されているが、それらの結果は互い

に相反する。この原因としては、高赤方偏移では明る
い天体のみを抽出してしまう選択効果や測定手法の
差異による影響や、バルジと円盤成分の分離が容易で
ないことによる $M_{\text{BH}}, M_{\text{bul}}$ の不定性が挙げられる。
そこで、本研究では、WISE サーベイや SDSS, COS-
MOS により得られた楕円銀河に絞って解析を行い、
上記のバイアス要因に注意しつつ先行研究の解析を
再確認した。また、銀河種の違いによって $M_{\text{BH}}/M_{\text{bul}}$
比の赤方偏移進化はどのように異なるかを検証した。

2 Data and Methods

2.1 Data

本研究では Farrah et al. (2023) の手順に従い、
WISE サーベイ、SDSS, COSMOS から得られた天
体カタログをそれぞれ使用し、赤方偏移 $0 < z < 3$
の楕円銀河を抽出した。WISE サーベイでは Barrow

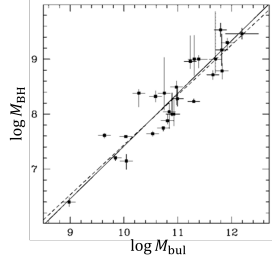


図 1: マゴリアン関係の例。 M_{BH} と M_{bul} の間に良い相関関係が成り立つことがわかる。Marconi & Hunt (2003) より引用。

et al. (2021), Rakshit et al. (2020) によるカタログをクロスマッチし、銀河の楕円成分の輝度、SFR、色超過の条件から楕円銀河を絞り込んだ。SDSS では Rakshit et al. (2020) と Li et al. (2021) のカタログをクロスマッチし、quiescent であると分類され、かつ sersic 指数が 1 より大きい物を選択した。COSMOS サンプルは、Suh et al. (2020) によるデータのうち、赤方偏移が $0.7 < z < 2.5$ を満たすものを用いた。また、低赤方偏移楕円銀河サンプルには、Farrah et al. (2023) で使用された 77 個の銀河データを用いた。

2.2 Methods

得られたデータは、恒星や SMBH の質量変化や、測定方法に起因するバイアスを含む。そこで、それらのバイアスを Farrah et al. (2023 a) による推定値を用いて補正した。想定されるバイアスには以下のようなものがある。

1. 恒星質量バイアス ($B_{m,M*}$)
2. 降着バイアス (B_g)
3. 力学的選択バイアス ($B_{s,\text{dyn}}$)
4. ビリアル選択バイアス ($B_{s,\text{vir}}$)
5. ビリアル測定バイアス ($B_{m,\text{vir}}$)

それぞれのバイアスを、サーベイから得られた銀河データ補正を加える形で解消を試みた。すなわち、

$$M_{\text{BH}} \rightarrow M_{\text{BH}} + B_g + B_{s,\text{dyn}} + B_{s,\text{vir}} + B_{m,\text{vir}}$$

$$M_* \rightarrow M_* + B_{m,M*}$$

とした。適用した補正値を次の表に示す。バイアスを補正した銀河データに対し、 $M_{\text{BH}}/M_* - z$ プロット

を作成し、銀河進化の赤方偏移依存性を検証した。

表 1: それぞれのバイアスの概要とその補正値

バイアス	補正値 /dex	概要
$B_{m,M*}$	0.21	恒星質量の質量変化や算出方法に起因するバイアス
B_g	0.05	降着による影響
$B_{s,\text{dyn}}$	0.15	恒星の力学的モデリングによる影響
$B_{s,\text{vir}}$	-0.2	選択効果を反映したバイアス
$B_{m,\text{vir}}$	-0.1	MgII 線や H β 線を用いたことによる測定誤差

3 Results

2 で得た銀河データから作成した $M_{\text{BH}}/M_* - z$ プロットを図 2 に示す。また、先行研究により得られた、近傍の早期銀河における M_{BH}/M_* の値を同一平面上に破線で示している。これより、

1. $z \sim 0$ における M_{BH}/M_* の値は、先行研究の値と近い
 2. $z > 0$ における M_{BH}/M_* の値は、 $z \sim 0$ での値と比べて小さい
- という傾向が読み取れる。

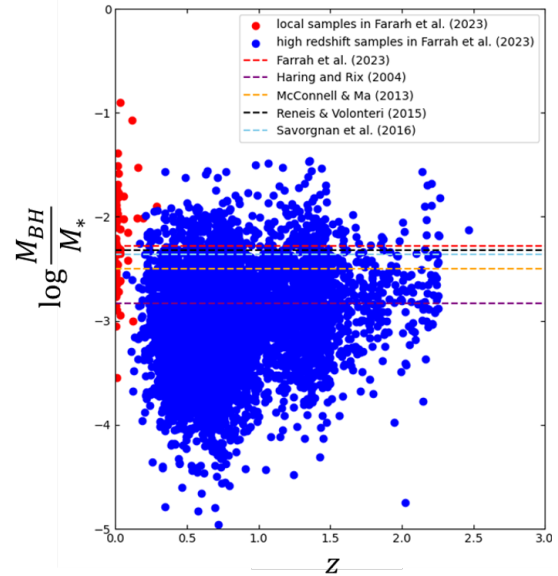


図 2: $M_{\text{BH}}/M_* - z$ プロット。赤、青はそれぞれ近傍銀河データ、サーベイにより得られた銀河データである。また、紫、橙、黒、水色の破線は、それぞれ Haring & Rix (2004), McConnell & Ma (2003), Reneis & Volonteri (2015), Savorgnan et al.(2016) により得られた、近傍の早期型銀河における M_{BH}/M_* の値を示している。

この傾向を明らかにするため、図 2 を赤方偏移ごとに区切り、 M_{BH}/M_* の平均値をプロットした (図 3)。図 3 から、

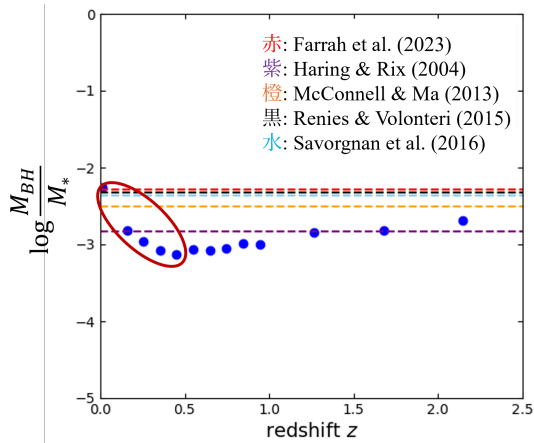


図 3: M_{BH}/M_* の平均値と 赤方偏移 z の関係。 $z \leq 1$ では 0.1 ごと、 $z > 1$ では 0.5 ごとに区切っている。

- $0 < z < 0.5$ で M_{BH}/M_* の値は減少
- $z > 0.5$ で M_{BH}/M_* はゆっくりと増加
- $z < 1$ での M_{BH}/M_* は 近傍の値よりも小さい

という有意な傾向が読み取れる。

4 Discussion

まず、図 3 で得た結果がサンプルの選択によるものであるかを確認する。簡易的ではあるが銀河データを $M_{\text{BH}} > 10^8 M_\odot$ を満たすものと $M_{\text{BH}} < 10^8 M_\odot$ を満たすものの 2 つに分け、同様に $M_{\text{BH}}/M_* - z$ プロットを作成した (図 4)。その結果図 3 と同様に、 $0 < z < 0.5$ で M_{BH}/M_* の値は減少という傾向が見られた。 $M_{\text{BH}} < 10^8 M_\odot$ の銀河については、 $z > 1$

で M_{BH}/M_* の減少が顕著だが、これはデータが渦巻銀河により汚染されていることに由来する可能性がある。また、この赤方偏移帯では $M_{\text{BH}} < 10^8 M_\odot$ を満たす銀河データは少なく、不定性が大きいといったことも要因として考えられる。したがって、 $z > 1$ の傾向については議論の余地が残るが、 $0 < z < 0.5$ で見られる M_{BH}/M_* の減少傾向は、サンプルの選択によるものではなく、何らかの物理的なプロセスに起因する可能性がある。

次に、今回得た結果が楕円銀河に特有であることを調べるために、WISE から得られた同様の天体カタログを用いて渦巻銀河を抽出し、 $M_{\text{BH}}/M_* - z$ プロットを作成した (図 5)。 $0 < z < 0.1$ の範囲でのデータが得られなかったが、 $0 < z < 0.5$, $z > 0.5$ におけるそれぞれの傾向は楕円銀河と近いことがわかる。 M_{BH}/M_* の値は現在銀河で知られている値 ($\sim 10^{-3}$ – 10^{-2}) よりも小さいため、銀河の星形成がブラックホール成長に先行している可能性がある。また、楕円銀河と比較して、 $\sim 0.3\text{dex}$ のオフセットが存在することがわかるが、これはバルジとディスクの分離に起因すると考えられる。

5 Conclusion

本研究では、高赤方偏移における銀河中心核ブラックホール-銀河バルジ関係を調べる目的で、WISE, SDSS, COSMOS のカタログから静穏な楕円銀河を抽出し、 M_{BH}/M_* の z 依存性を調べた。その結果、以下のことが分かった。

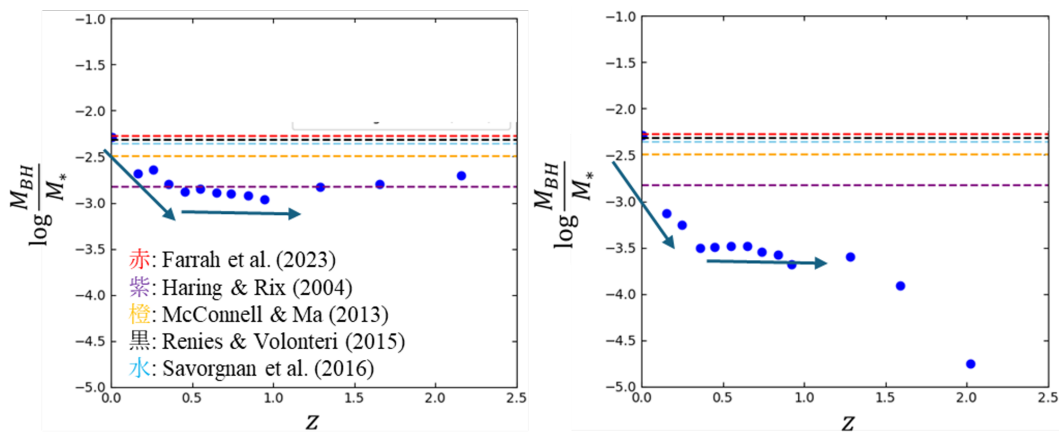


図 4: 図 3 と同じ $M_{\text{BH}}/M_* - z$ プロット。ただし、左: $M_{\text{BH}} > 10^8 M_\odot$, 右: $M_{\text{BH}} < 10^8 M_\odot$

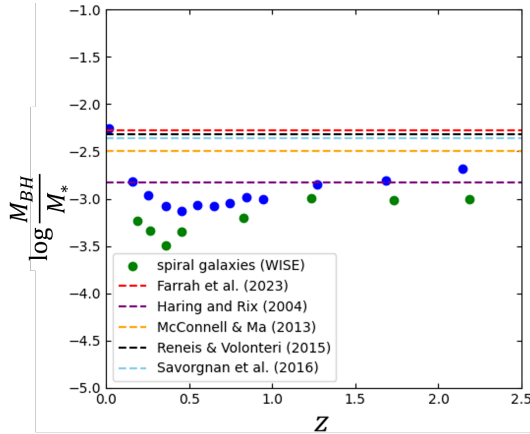


図 5: 図 3 と同じ M_{BH}/M_* - z プロット。渦巻銀河を緑でプロットしている。

- $z > 0$ における M_{BH}/M_* の値は現在よりも小さい可能性がある。
- M_{BH}/M_* の値は $z < 0.5$ で現在の値に急激に近づく。
- $z > 0.5$ で M_{BH}/M_* はゆっくりと増加する。

また、渦巻銀河についても同様に解析を行い、楕円銀河と似た傾向が見られたことから、銀河の恒星進化がブラックホール進化に先行する可能性がある。しかし、高赤方偏移観測での不定性やバイアスは大きく、また低赤方偏移でのブラックホール質量も質量を過大評価されている可能性が指摘されるなど、現在でも様々な議論がなされているため、更なる研究が待たれる。

Reference

- [1] Marconi, A., & Hunt, L. K. 2003, ApJ, 511, 51
- [2] Farrah, D. et al. 2023, ApJ, 943, 133
- [3] Rakshit, S. et al. 2020, ApJ, 249, 17
- [4] Barrows, R. S. et al. 2021, ApJ, 922, 179
- [5] Suh, H. et al. 2020, ApJ, 889, 32
- [6] Li, J. et al. 2021, ApJ, 918, 1
- [7] Haring, N., & Rix, H-W 2004, ApJ, 604, 89
- [8] McConnell, N., & Ma, C. 2013, ApJ, 764, 184
- [9] Reineis, A. E., & Volonteri, M. 2015, ApJ, 813, 82
- [10] Savorgnan, G. D. & Graham, A. W. 2016, ApJ, 222, 10

[—index へ戻る](#)

GK-17

初期銀河における星間物質の非一様性の探索

東京大学
松浦 義実

初期銀河における星間物質の非一様性の探索

松浦 義実 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

高 z 銀河における星間物質 (ISM) の密度構造は、銀河進化の理解において重要な手がかりを提供する。本研究では、JWST/NIRSpec により高分解能で観測された $z \sim 5$ の銀河 GLASS_150029 を対象に、CIII $\lambda 1907$, $\lambda 1909$ および [OII] $\lambda \lambda 3726, 3729$ の二重項スペクトル (以下、doublet) を解析し、それぞれの輝線から電子密度 n_e を導出した。解析の結果、CIII による n_e は [OII] による値の約 100 倍に達し、ISM 内に物理条件の大きく異なる領域が共存していることが示唆された。これは、複数の密度領域が存在する「Multi-Zone」構造と整合的であり、AGN の影響が限定的である可能性も示された。さらに、他の z の銀河との比較により、CIII および OII を放射する領域の進化的変化が小さいことが示された。本研究は、高 z 銀河における ISM の非一様性を診断する新たな手法の妥当性を示すものであり、今後の統計的調査や多波長解析に向けた基盤を提供する。

1 Introduction

近年の観測研究により、赤方偏移 $z \sim 0$ の銀河には主に低密度領域が存在し、 z が増加するにつれて高密度領域の数が増加する傾向が示唆されている。特に Harikane et al. (2025) による $z \sim 6$ の銀河の観測では、遠赤外線領域の禁制線 [OIII] $88 \mu\text{m}$ の光度が、光学領域の禁制線 [OII] doublet から導出された電子密度 n_e では説明できないほど大きいことが明らかとなり、銀河内部に複数の密度領域が存在する「Multi-Zone」構造が提案された。このモデルでは、中心に AGN を有する構造と、複数の高密度星形成領域が点在する構造の 2 種類が想定されており、異なる波長域の禁制線がそれぞれ異なる密度領域を診断することで、銀河内の星間物質 (ISM) の物理的性質をより詳細に把握することが可能となる。特に、光学領域の禁制線は高・低密度領域双方から放出される一方、遠赤外線領域の禁制線は主に低密度領域から放出されるため、これらの比較により密度構造の非一様性を検出する手法が注目されている。JWST の登場以前は、近赤外領域の高感度分光器が存在しなかったため、 $z \sim 4$ の天体において光学領域の禁制線を用いた n_e 診断は困難であった。しかし、Isobe et al. (2023) により、[OII] doublet のフラックス密度比を用いた $z \sim 5$ の星形成銀河の n_e 診断が可能であることが示され、GLASS 150029 および GLASS 160133 の 2 天体においては、[OII] doublet の分離が良好であり、1 型 AGN の存在が確認されている

(Harikane et al. 2023)。本研究では、これらのうち GLASS 150029 ($z \sim 5$) に注目し、[CIII] $\lambda 1907$, $\lambda 1909$ doublet および [OII] doublet の解析を通じて、異なる密度領域における電子密度 n_e を導出した。さらに、それぞれの輝線の速度分散 σ_{int} を比較することで、高 z 銀河における密度構造の特徴を明らかにし、AGN を有する高 z 銀河の Multi-Zone 構造に関する理解を深めることを目的とする。

2 Methods/Instruments and Observations

本研究では、上述の GLASS_150029 (図 1, Harikane et al. (2023)) のスペクトル解析を行った。以下、「本天体」と呼称する。本天体のスペクトルは JWST/NIRSpec で観測されており、 $z = 4.583$ (Harikane et al. (2023)) である。本研究で用いたスペクトルデータは、Nakajima et al. (2023) の方法を用いて Nakajima らによって較正されたものである。

今回 n_e の診断に用いた本天体の CIII, [OII] のスペクトルは図 2, 3 のようになる。

本研究では、それぞれの輝線が、天体周辺の粒子の熱運動によって Gauss 関数的に広がることを仮定した上で、NIRSpec の Line Spread Function により畳み込みを行い、モデル関数を構築した。この関数と観測スペクトルの残差を、波長ごとに異なるフ



図 1: GLASS_150029 の実際の観測画像。JWST/NIRCam による撮影。Harikane らにより、F115W, F200W, F356W の画像が合成されたものを Harikane et al. (2023) Fig. 8 より抜粋。

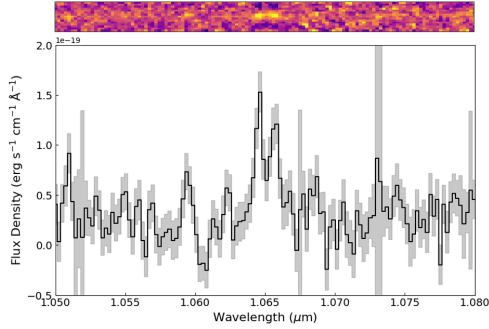


図 2: GLASS_150029 における CIII λ 1907, λ 1909 の doublet。2 本の輝線が明確に分離されている。

ラックス密度誤差で規格化したものを最小化し、各輝線の比と速度分散 σ_{int} を導出した。その後、最適化された輝線比を用いて Monte Carlo Simulation を行い、各パラメータの誤差を導出した。

3 Results and Discussion

CIII, [OII] doublet の精密化の様子は図 4, 5 のようになる。

また、精密化により導出された種々のパラメータの値は表 1 のようになる。

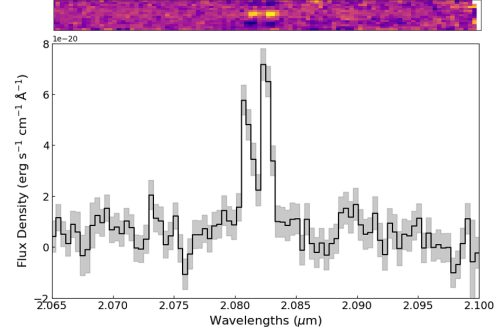


図 3: GLASS_150029 における OII λ 3726, λ 3729 の doublet。CIII の doublet と同様に、2 本の輝線が明確に分離されている。

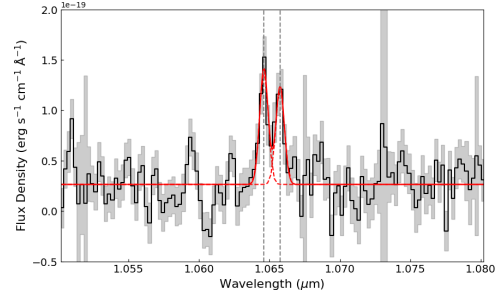


図 4: CIII doublet に対する精密化の結果。観測データに対して理論モデル (Gauss 関数 + NIRSpec の LSF) を畳み込んだものを重ね合わせ、残差を最小化することで、輝線比と速度分散 σ_{int} を導出。

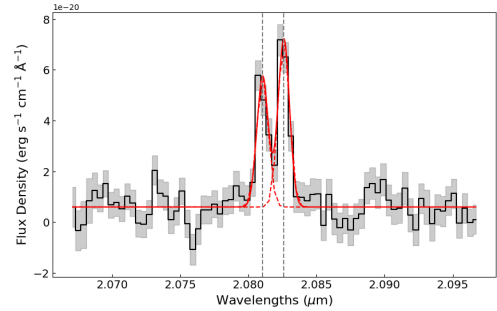


図 5: [OII] doublet に対する精密化の結果。CIII doublet に対するものと同様のものを使用。

今回それぞれの輝線から導出した n_e の値と、他の z の値の銀河と比較した結果は図 6 のようになる。

図 6 について、本天体の n_e (CIII), n_e (SII or OII)

表 1: CIII および OII doublet から導出された物理パラメータ。輝線比 (ratio)、電子密度 n_e 、速度分散 σ_{int} が記載されている。

	ratio	n_e (cm ⁻³)	σ_{int} (km/s)
OII	$0.772^{+0.0880}_{-0.0820}$	168^{+162}_{-140}	$69.1^{+7.36}_{-6.19}$
CIII	$1.18^{+0.249}_{-0.197}$	$1.20 \times 10^4^{+1.11 \times 10^4}_{-9.14 \times 10^3}$	$40.2^{+8.82}_{-8.56}$

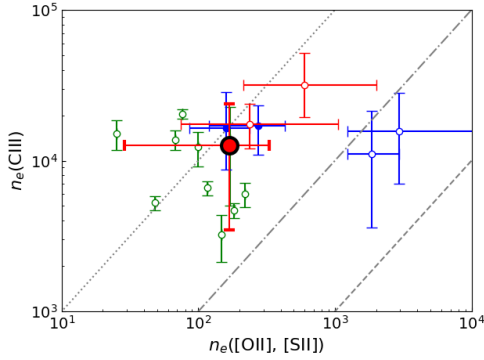


図 6: 複数の銀河における電子密度の比較。横軸に低密度領域 (SII または OII) からの n_e , 縦軸に高密度領域 (CIII) からの n_e をプロットしている。赤が $z \sim 5$ の銀河、青が $z \sim 1-3$ の銀河、緑 $z \sim 0$ の銀河を表しており、白抜きのマーカーが星形成銀河、それ以外が活動銀河を表している。本天体はマーカーの緑が黒く塗られたものである。

を比較したとき、値が約 100 倍異なることが確認できる。これ ISM 内に物理条件の大きく異なる領域が同居していることを示唆しており、上述の Multi-Zone 構造と付合する。本天体と他の $z \sim 5$ の 2 天体を比較した時、 n_e の値と比がどちらも大きく変わらないことから、AGN による影響が強い可能性が示唆される。一方で、本天体と $z \sim 1-3$ の活動銀河を比較したとき、 n_e はどちらも大差ないことから、AGN のある銀河について、CIII と OII を放射している ISM には大きな進化がないことが言える。また、 $z \sim 0$ の星形成銀河と比べた時、本天体と $z \sim 1-3$ の活動銀河の n_e はいずれも似ているので、図 6 の $z \sim 0$ の星形成銀河が紫外線で明るい天体であることを踏まえると、この銀河が $z \sim 1-5$ の AGN と似た CIII, OII 放射領域の ISM を持っている可能性が示唆される。

4 Summary and Prospects

今回、CIII, [OII] doublet が同時に高分解能で観測された高 z 銀河のスペクトルを解析し、それぞれの doublet から n_e を導出し、比較することで、ISM の非一様性に関する新たな可能性が示唆された。現状、解析した天体は 1 つに留まるが、手法の妥当性と観測戦略の有効性に関しては示された。今後は他の高 z 銀河からも同様の方法を適用して n_e を導出して統計的信頼性を高める他、NIV や SII などの他の輝線からも n_e を導出し、多次元的に ISM の非一様性を探索していく。

Reference

- Harikane, Y. et al. (2025), arXiv e-prints, arXiv:2505.09186v1
- Harikane, Y. et al. (2023), ApJ 959 39
- Isobe, Y. et al. (2023), ApJ 956 139
- Berg, D. A. et al. (2021), ApJ 922 170
- Nakajima, K. et al. (2023), ApJS 269 33
- Berg, D. A. et al. (2019), APJ 874 1
- Hainline, K. N. et al. (2009), APJ 701
- James, B. L. et al. (2014), MNRAS 440 2
- Topping, M. W. et al. (2025), MNRAS 541 2

[—index へ戻る](#)

GK-18

JWST 近赤外線分光観測で探る宇宙最初期のダスト放射の起源

東京大学
武知 可夏

JWST 近赤外線分光観測で探る宇宙最初期のダスト放射の起源

武知可夏 (東京大学大学院理学系研究科), 大内正己 (東京大学/国立天文台),
中島王彦 (金沢大学), 柳澤広登, 中根美七海 (東京大学),
DREAMS チーム

Abstract

星間ダストは、星間物質中に存在する固体微粒子であり、星間ガス中で分子形成や星形成をサポートする、銀河の重要な構成要素である。近年、ALMA の観測によって理論的に説明が難しい遠方銀河のダスト放射が報告されている。中でも MACS J0416-Y1(以後 Y1) は、ダスト連続光が検出されている最初期 ($z = 8.312$) の銀河である。本研究では Y1 のダスト放射の起源を、JWST と ALMA のデータを用いて調べた。具体的には、新規に DREAMS プロジェクトで得られた JWST/NIRSpec MSA 近赤外線深分光データと、JWST/NIRCam F277W、ALMA Band 7 のデータを組み合わせた。先行研究では、Y1 は星形成銀河であると考えられ、ブラックホールの存在は報告されていなかった。しかし、本研究の深い分光データの解析により、許容線である $H\beta$ 輝線に速度半値全幅約 1100 km s^{-1} の広輝線成分が存在することが分かった。禁制線である $[\text{OIII}]\lambda 5007$ には $H\beta$ のような広輝線がないため、 $H\beta$ の広輝線はブラックホール周辺の高密度ガス起源であり、Y1 は 1 型 AGN であることが示唆される。 $H\beta$ 広輝線から求めたブラックホール質量は、 $(0.2 \sim 1.3) \times 10^6 M_{\odot}$ であった。この天体の性質をさらに探るために、直接温度法を用いて金属量を求めた。その結果、東側のクランプにおいて、金属量 Z が約 $1Z_{\odot}$ と高いことが分かった。本講演では、ダスト放射の分布とブラックホールの位置などを踏まえ、この天体のダスト放射の起源を議論する。

1 背景・目的

星間ダストは、星間物質中に存在する固体微粒子であり、分子の形成や星形成をサポートする。そのため、ダストの形成や性質を理解することは、銀河形成・進化を理解する上でも重要である。ダスト形成のメカニズムとして、AGB 星や重力崩壊型超新星爆発からのガス放出、星間物質中のダスト成長が挙げられるが、近年それらの寄与のみでは説明が難しい遠方のダストの存在が明らかになっている (Mancini et al. 2015)。特に、アルマ望遠鏡 (ALMA) Band 7 の観測によってダスト連続光が検出された $z = 8.312$ の星形成銀河 MACS J0416-Y1(以降 Y1) は最たる例であり、ダストの存在を確認された天体の中で最初期の宇宙に存在する (Tamura et al. 2019)。そのため、ダスト形成メカニズムを理解する上で鍵となる天体である。

一方、Bakx et al. (2020) では、ALMA Band 3 によって観測された 1.5 mm ダスト放射が 3σ ($= 18 \mu\text{Jy}$) 以下であることが報告され、Band 3 と Band 7 の観測結果から、ダスト温度が $T_{\text{dust}} > 80 \text{ K}$ と推

定された。ダスト温度が高いことにより、ダスト質量は $\sim 5 \times 10^5 M_{\odot}$ と計算された ($T_{\text{dust}} = 80 \text{ K}$, dust emissivity index $\beta_{\text{dust}} = 2$ の場合)。

今回、JWST/NIRSpec の深い近赤外線分光観測によって、銀河の性質や特徴を理解するために重要となる静止系可視光輝線を、高感度で捉えることができた。本研究では、その結果を用いて、金属量やブラックホール活動などを調べることで、Y1 のダスト放射の起源を探る。

2 使用したデータ

1. JWST/NIRSpec MSA

本研究では、新規に観測された、JWST/NIRSpec MSA のデータ (PID: 4750) を主に用いた。データリダクション手法の詳細は、Nakajima et al. (2025) に記載してある。この観測の総積分時間は約 10 時間で、深い分光データが得られている。観測に用いたフィルター/グレーティング設定は、F070LP/G140M, F100LP/G140M, F290LP/G395M であり、波長分解能は $R \sim 1000$ である。

2. JWST/NIRCam 撮像データ

本研究では、JWST/NIRCam F277W の撮像データを用いた。このデータは、GTO の CANadian NIRISS Unbiased Cluster Survey (CANUCS; PID: 1208; Willott et al. 2022) の観測と、GTO の Prime Extragalactic Areas for Reionization and Lensing Science (PEARLS; PID: 1176; Windhorst et al. 2023) の観測を組み合わせ得られた。

3. ALMA Band 7

本研究では、Tamura et al. (2023) の論文中 (Figure 2) に掲載されている ALMA Band 7 で得られた $850\ \mu\text{m}$ 連続光の観測結果を数値として抽出し、比較に用いた。

3 結果

3.1 ALMA データ+JWST NIRCam データ

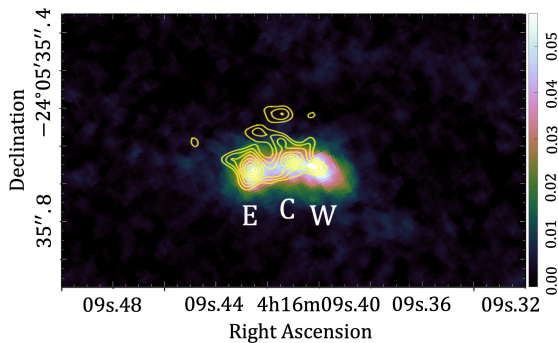


図 1: JWST/NIRCam F277W の撮像データのカラーマップと、ALMA Band 7 で検出された $850\ \mu\text{m}$ 連続光放射の等高線 (黄色実線)。等高線は Tamura et al. (2023) で報告された図から抽出した値であり、 $\sigma = 3.7\ \mu\text{Jy beam}^{-1}$ として、 $(2,3,4,5,6,7,8) \times \sigma$ の等高線である。ALMA の連続光のビームサイズは、 $81.1 \times 112.2\ \text{mas}$, Position Angle (PA) は 89° である。図上の 'E', 'C', 'W' の文字は、それぞれに対応するクラumpの南側に示した。

図 1 は、JWST/NIRCam F277W のカラーマップと、ALMA $850\ \mu\text{m}$ 連続光の等高線 (Tamura et al. (2023) から抽出) を表している。カラーマップから見えるように、この天体は東から西へ E, C, W の 3 つのクラumpで構成されている。等高線と NIRCam 撮

像データを比べると、それぞれのクラumpにおいて、 $850\ \mu\text{m}$ ダスト放射が検出されていることが分かる。

3.2 分光データ

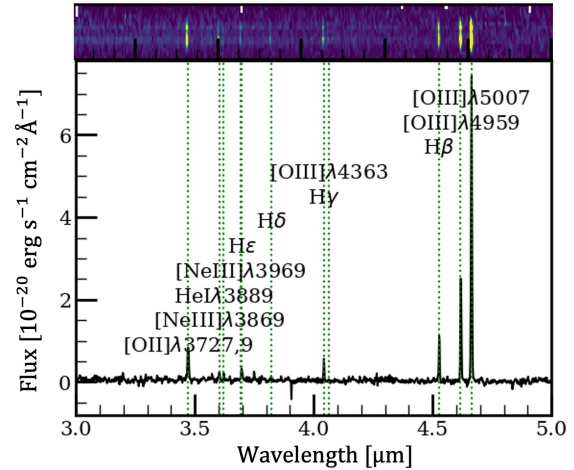


図 2: JWST/NIRSpec MSA (F290LP/G395M) で観測された二次元スペクトル (上) と一次元スペクトル (下)。緑点線は、輝線の位置を表しており、それぞれの輝線名が黒字で書いてある。

図 2 は、NIRSpec MSA の観測結果を表している。空間的には、クラump C+W の位置のスペクトルである。図中上段は二次元スペクトル、下段は一次元スペクトルを表している。この図から、複数の輝線が観測されていることが分かる。

Y1 の性質を探るために、まず、活動銀河核 (AGN) の存在の有無を調べた。Y1 の赤方偏移では、 $\text{H}\alpha$ 輝線は、JWST/NIRSpec の観測波長域外であるため、 $\text{H}\beta$ 輝線を用いた。

図 2 に示した輝線のうち、 $\text{H}\beta$ を詳しく解析した結果を図 3 に示す。2 つのガウシアンで、フィッティングを行なった。黒線とエラーバーが観測結果、緑破線が狭輝線、青一点鎖線が広輝線、そして赤実線が狭輝線+広輝線を表している。1 つのガウシアンのみでフィッティングを行なった時と比較し、赤池情報量規準 (AIC) が 15 以上小さくなり、統計的に優位な広輝線の存在が確認された。この広輝線の速度半値全幅は、 $1100^{+300}_{-400}\ \text{km s}^{-1}$ である。本文中の全てのエラーは、モンテカルロ法によって求めている。

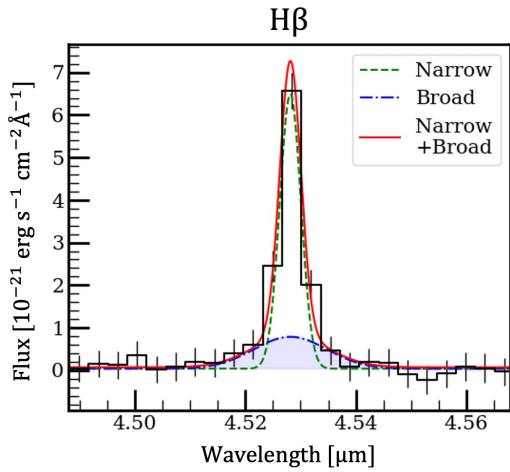


図 3: クランプ C+W における $H\beta$ 輝線スペクトルと、2 成分によるフィッティング結果。黒線とエラーバーは、データとデータのエラーをそれぞれ表している。緑破線が狭輝線、青一点鎖線が広輝線、そして赤実線が狭輝線+広輝線を表している。波長方向を 2 ピクセルずつビニングしている。

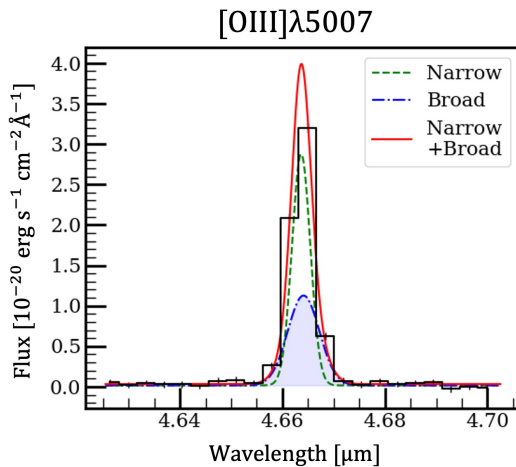


図 4: $[OIII]\lambda 5007$ に関する図 3 と同様の図。ビニングはしていない。

この輝線がアウトフロー起因ではないか調べるために、禁制線である $[OIII]\lambda 5007$ も同様な解析を行なった。図 4 は、その結果を表し、各線は、 $H\beta$ と同じである。 $[OIII]\lambda 5007$ の広輝線の速度幅は $328^{+0}_{-2} \text{ km s}^{-1}$ であり、 $H\beta$ のような広い速度幅は見られなかった。したがって、 $H\beta$ の広輝線は、AGN の広輝線領域の高密度ガスから放射され、この天体のクランプ C またはクランプ W が 1 型 AGN であることが示唆され

る。クランプ E に関しては、統計的に優位な広輝線の存在は確認されなかった。

$H\beta$ の広輝線から、ブラックホール質量を推定した。まず、光度距離、 $H\beta$ の広輝線のフラックスから $H\beta$ の広輝線光度 ($L_{H\beta, \text{broad}}$) を求め、 $L_{H\beta, \text{broad}} = 1.1^{+0.5}_{-0.5} \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ が得られた。 $L_{H\beta, \text{broad}}$ と速度幅から、Green & Ho (2005) で示された関係式を用いて、ブラックホール質量を計算すると、 $M_{\text{BH}} = 7.5^{+5.8}_{-5.2} \times 10^5 M_{\odot}$ と求められた。

クランプ E に関しては、1 型 AGN を裏付ける観測的結果は得られなかったものの、2 型 AGN である可能性もある。広輝線が確認できない場合に、輝線比から AGN の存在を判定する手法がある。今回のデータでは、 $H\alpha$, $[NII]$ が観測波長域外であることから、BPT 図 (Baldwin et al. 1981) で診断を行うことができない。そこで、Mazzolari et al. (2024) で導入されている $[OIII]\lambda 4364/H\gamma$, $[OIII]\lambda 5007/[OIII]\lambda 3727$ の 2 つの比を用いた AGN テストを行なった。その結果からは、全てのクランプにおいて AGN または星形成銀河と分類され、さらなる AGN の存在を確認することはできなかった。

Y1 の性質をさらに調べるために、この天体の金属量も求めた。 $H\gamma$, $[OIII]\lambda 4363$, $[OIII]\lambda \lambda 3727, 3729, [OIII]\lambda 5007$ のフラックスから、pyneb を用いて、直接温度法で金属量を求めた。その結果、クランプ E で $12 + \log(O/H) = 8.73^{+0.12}_{-0.04}$ 、クランプ C+W で $12 + \log(O/H) = 8.18^{+0.06}_{-0.05}$ であることが分かった。クランプ E において、金属量が $Z \sim 1Z_{\odot}$ と高いことは、クランプ E の化学進化が進んでいることを示し、ダスト放射が強いことと整合的である。

最後に、この天体が合体中の銀河であるか調べた。Kiyota et al. (2025) と同様の手法で、Y1 の 3 つのクランプが同じ重力ポテンシャルの中に存在するか調べた。星質量の値は、Harshan et al. (2024) の値を用い、クランプ C を基準点として、クランプ E, W の相対的な視線速度、距離をハロの速度分散とビリアル半径で規格化した値を計算した結果、本天体の 3 つのクランプは、同じ重力ポテンシャルの中に存在し、今後合体へと向かうことが分かった。

4 考察

この観測から得られた結果と先行研究と組み合わせ、本天体のダスト放射の起源を探索。まず、観測されたダスト連続光フラックス $F_{\nu/(1+z)}^{\text{obs}}$ から、ダスト質量は

$$M_{\text{dust}} = \frac{F_{\nu/(1+z)}^{\text{obs}} D_L^2}{(1+z)\kappa_d(\nu_{\text{rest}})[B_\nu(T_{\text{dust}}(z)) - B_\nu(T_{\text{CMB}}(z))]} \quad (1)$$

と計算できる (Ota et al. 2014)。ここで、 D_L は光度距離、 z は赤方偏移、 $\kappa_d(\nu_{\text{rest}})$ は静止周波数におけるダスト質量吸収係数、そして $B_\nu(T_{\text{dust}}(z))$ ($B_\nu(T_{\text{CMB}}(z))$) は静止周波数 ν_{rest} 、ダスト温度 T_{dust} (CMB 温度 $T_{\text{CMB}}(z)$) におけるプランク関数である。このように、ダスト質量はダスト温度に依存し、ダスト温度が高いほど、小さいダスト質量で観測された $850 \mu\text{m}$ ダスト連続光放射を再現することが可能となる。したがって、この天体のダスト放射を探索するために最も重要な要素と考えられるのは高いダスト温度であるため、高いダスト温度の要因を考察する。

図 3 のように、今回初めてこの天体の広輝線の存在が確認され、Y1 が 1 型 AGN である可能性が示唆された。Kirkpatrick et al. (2012) では、AGN の存在によって、ダスト温度が星形成銀河に比べて約 20 K 程度高くなることが報告されているため、AGN の存在は、Y1 のダスト加熱源の候補となる。しかし、今回統計的に優れた広輝線の存在が確認されたのは、クランプ C+W に相当する空間ピクセルにおいてのみであり、最もダスト放射が卓越しているクランプ E には、AGN の存在を示す観測結果は得られなかった。

5 結論

本研究では、JWST/NIRSpec MSA による約 10 時間の深分光スペクトルを初めて取得し、MACSJ0416-Y1 のダスト放射の起源を調査した。その結果、 $H\beta$ 輝線に、速度幅 $\sim 1100 \text{ km s}^{-1}$ の広輝線の存在が検出された。これによりクランプ C または W が 1 型 AGN であることが示唆され、ダスト加熱源の候補となった。しかし、ダスト連続光が最も強いクランプ E では AGN の兆候は見られなかったため、Y1 の全てのクランプにおけるダスト放射を AGN のみで説明できるかは、今後の課題となる。

Reference

- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., et al. 2013, *Earth, Planets and Space*, 65, 3, 213.
- Bakx, T. J. L. C., Tamura, Y., Hashimoto, T., et al. 2020, *MNRAS*, 493, 3, 4294.
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, *PASP*, 93, 5.
- Greene, J. E. & Ho, L. C. 2005, *ApJ*
- Harshan, A., Tripodi, R., Martis, N. S., et al. 2024, *ApJL*, 977, 2, L36.
- Kirkpatrick, A., Pope, A., Alexander, D. M., et al. 2012, *ApJ*, 759, 2, 139.
- Kiyota, T., Ouchi, M., Xu, Y., et al. 2025, *arXiv:2504.03156*
- Ma, Z., Sun, B., Cheng, C., et al. 2024, *ApJ*, 975, 1, 87.
- Mancini, M., Schneider, R., Graziani, L., et al. 2015, *MNRAS*, 451, L70.
- Mazzolari, G., Übler, H., Maiolino, R., et al. 2024, *AAP*, 691, A345.
- Nakajima, K., Ouchi, M., Harikane, Y., et al. 2025, *arXiv: 2506.11846*.
- Ota, K., Walter, F., Ohta, K., et al. 2014, *ApJ*, 792, 1, 34.
- Tamura, Y., Mawatari, K., Hashimoto, T., et al., *ApJ*, 2019, 874, 1, 27.
- Tamura, Y., C. Bakx, T. J. L., Inoue, A. K., et al. 2023, *ApJ*, 952, 1, 9.
- Willott, C. J., Doyon, R., Albert, L., et al. 2022, *PASP*, 134, 1032, 025002.
- Windhorst, R. A., Cohen, S. H., Jansen, R. A., et al. 2023, *AJ*, 165, 1, 13.

[—index へ戻る](#)

GK-19

JWST+ALMA+Subaru で探る $z=6.6$ の Himiko, CR7 の 性質と銀河合体への示唆

総合研究大学院大学
清田 朋和

JWST+ALMA+Subaru で探る $z = 6.6$ の Himiko, CR7 の性質と銀河合体への示唆

清田 朋和 (総合研究大学院大学/国立天文台)

Kiyota et al. (2025b) arXiv:2504.03156 共著者の皆様

Abstract

Himiko と CR7 はすばる望遠鏡狭帯域フィルターで見つかった $z = 6.6$ の $\text{Ly}\alpha$ が空間的に広がった (~ 20 kpc) $\text{Ly}\alpha$ 放射体である。これまで 2 天体は、ともに 3 つのクランプからなり、静止系 UV で非常に明るいこと ($M_{\text{UV}} = -22$) が報告されたが、なぜこのような性質を持つか物理機構は解明されていない。我々は、JWST/NIRSpec IFU 3 次元面分光、NIRCam 撮像、ALMA Band 6 $[\text{C II}]158\mu\text{m}$ とダスト連続光、すばる NB921 フィルター $\text{Ly}\alpha$ 輝線データを用い、これら天体の性質に迫った。我々は IFU データの $[\text{O III}]\lambda\lambda 4959, 5007$ から、Himiko (CR7) が少なくとも 5 つ (4 つ) のクランプからなり、クランプ間距離 $2.4\text{--}7.3$ kpc、速度差 $\Delta v < 220 \text{ km s}^{-1}$ であることを見つけた。Himiko、CR7 のそれぞれ明るい 3 つのクランプは星質量 $\log(M_*/M_\odot) = 8.4\text{--}9.0$ であり、質量比がほぼ同等の major merger 系であることを示唆する。また、Himiko の 2 つのクランプの間からは $[\text{C II}]$ および $\text{Ly}\alpha$ のピークが検出され、中性ガス分布が必ずしも電離ガス・星分布と一致しないことが示唆される。さらに、両天体のクランプからは、幅の広い $[\text{O III}]\lambda 4363$ 輝線成分 ($250\text{--}400 \text{ km s}^{-1}$) が検出され、アウトフローの兆候もある。一方、Himiko 中央のクランプでは、約 $\text{FWHM} \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ の幅広い $\text{H}\alpha$ 線が見つかり、 $M_{\text{BH}} \sim 10^{6.6} M_\odot$ の AGN の兆候を示す。これらガス分布・アウトフロー・AGN が Himiko と CR7 の明るく広がった $\text{Ly}\alpha$ に寄与していると考えられる。さらに、 $[\text{O III}]\lambda 4363$ から、2 天体の金属量は $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 7.9\text{--}8.1$ と推定され、ALMA ではダスト連続光は非検出であった。これらの結果から、Himiko と CR7 は、サブミリ波銀河のような大質量・ダストが豊富な合体系と比べ、星質量・ダスト質量が 2 桁以上小さく、金属・ダストの少ない「青い」銀河合体系であることが示唆される。このような系が明るく広がった $\text{Ly}\alpha$ 放射に寄与すると考えられる。

1 Introduction

Himiko と CR7 は、Subaru/Prime-Cam の狭帯域フィルターで見つかり、その後 $\text{Ly}\alpha$ 輝線によって分光的に確認された $\text{Ly}\alpha$ 放射体である (Ouchi et al. 2009; Sobral et al. 2015)。Himiko と CR7 は、同様の赤方偏移の銀河と比べて $\text{Ly}\alpha$ 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 ($M_{\text{UV}} = -22$) という特徴的な性質を持つ。さらに、Hubble Space Telescope (HST) による観測で、Himiko と CR7 は、共に 3 つのクランプからなることが確認された。それぞれのクランプの大きさは数 kpc 程度である。これら 3 つのクランプ合計星質量は、測光データと SED fitting から $\sim 10^{10} M_\odot$ と推定された (Ouchi et al. 2013; Sobral et al. 2015)。Abundance matching によって推定される星質量進化と Himiko (または CR7) 全体の星質量を比べ

と、Himiko (または CR7) は近傍宇宙でハロー質量 $10^{14} M_\odot$ 程度 (銀河団クラス)、星質量 $10^{11\text{--}12} M_\odot$ 程度に成長しうる天体に対応する (e.g., Behroozi et al. 2019)。このような特徴から、Himiko と CR7 は初期大質量銀河形成過程を調べる上で重要な研究対象となる。このような天体を調べる際、静止系可視光のデータは星・電離ガス成分の情報を多く提供する。しかし、James Webb Space Telescope (JWST; Gardner et al. 2023) 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 $3\text{--}5 \mu\text{m}$ 程度) が不足していたことから、Himiko と CR7 の広がった $\text{Ly}\alpha$ 放射や明るい原因は理解されていない。

本講演では、JWST を主軸に、ALMA とすばるのデータも合わせ包括的に Himiko と CR7 を解析した結果と解釈を紹介する。そして、Himiko と CR7 が (1) なぜ空間的に広がった $\text{Ly}\alpha$ を持つのか、(2) なぜ静止系 UV で非常に明るいのかの 2 点に焦点を絞っ

て議論する。

2 Data and Reduction

2.1 JWST/NIRSpec IFU

分光データは、JWST Near Infrared Spectrograph (NIRSpec; Jakobsen et al. 2022) integral field unit (IFU; Böker et al. 2022) の公開済みデータを用いた。これらのデータは、GTO GA-NIFS (#GTO-1215, 1217; Perna et al. 2023) によって取得されたものである。IFU は、3 次元面分光データ (空間 2 方向、波長 1 方向) を提供し、形態・力学構造・化学組成などを一挙に調べることができる。これらデータを標準的な JWST Pipeline で整約を行った (see Kiyota et al. 2025b)。

2.2 JWST/NIRCam

撮像データは、JWST/Near Infrared Camera (NIRCam; Rieke et al. 2023) のデータを用いた。Himiko は、Public Release IMaging for Extragalactic Research (PRIMER; #GO-1837; Dunlop et al., in preparation) で取得された、F090W から F444W までの 8 バンドを用いた。Dawn JWST Archive から、整約済みデータを入手した。CR7 は、COSMOS-Web (#GO-1727; Casey et al. 2023) によって得られ、公開された (Data release 0.5) 整約済みの、F115W、F150W、F277W、F444W の 4 バンドを用いた。

2.3 ALMA

Himiko、CR7 は、ALMA band 6 で、[C II]158 μ m とダスト連続光を狙った観測が行われた。Himiko は、Cycle 0 (#2011.0.00115.S, Ouchi et al. 2013) と Cycle 1 (#2012.1.00033.S) で、CR7 は、Cycle 3 (#2015.1.00122.S, Matthee et al. 2017) で観測済みである。私たちは、これらのデータに対し、CASA (CASA Team et al. 2022) を用いた標準的な手順で、calibration、imaging を行った (see Kiyota et al. 2025b)。

2.4 Subaru

Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program public data release 3 (Aihara et al. 2022) の狭帯域フィルター (NB) 921 データも本研究で活用する。NB921 の波長範囲は、 $z = 6.6$ の Ly α 輝線をカバーしている。本研究では、Himiko と CR7 の Ly α の空間的な広がりを見るためにこのデータを用いた。

3 Methods and results

まず、NIRSpec IFU で最も高い信号雑音比で検出された [O III] λ 5007 に注目し、flux (moment-0) map を確認した (図 1)。Flux map から、HST 観測で既に報告された 3 つのクランプ (Himiko-A, B, C, CR7-A, B, C) に加えて、Himiko には新たに 2 つ (Himiko-D, E)、CR7 には新たに 1 つ (CR7-D) クランプがあることを見つけた (see also Marconcini et al. 2024)。クランプ間の距離は、2.4–7.3 kpc である。このことは、電離ガスが空間的に広がって存在することを示す。

次に、JWST、ALMA、すばるを合わせて空間分布を調べた (図 2)。図 2 から、Himiko-A, B の間に [C II] と Ly α のピークがあり、UV や H α 線のピークからはずれている。これは、中性ガスの空間分布が、星や電離ガスの分布と異なることを示唆し、これもガスが星分布を超えて空間的に広がっている可能性を示す (see also Carniani et al. 2018)。

また、運動状態の理解のために、[O III] λ 5007 を用いて、Himiko、CR7 の視線速度マップを作成した (Fig. 8 of Kiyota et al. 2025b)。2 天体共に複雑な速度構造を示すが、視線方向速度差は $\Delta v < 220 \text{ km s}^{-1}$ であることがわかった (see also Matthee et al. 2017)。クランプ間距離と視線方向速度差が小さいことから、これらのクランプは同じ重力ポテンシャル中にあり、将来合体することが示唆される。

この合体が同質量程度の銀河同士の合体 (major merger) か確認するために、NIRCam データを用い、spectral energy distribution (SED) fitting を行った。SED fitting は、Prospector (Leja et al. 2017; Johnson et al. 2021) を用いた。その結果、連続光で検出された Himiko と CR7 それぞれ 3 つのクランプは、星質量 $\log(M_*/M_\odot) = 8.4\text{--}9.0$ となった。以上より、Himiko と CR7 は共に major merger 系であることがわかった。さらに、SED fitting で計算される星形成

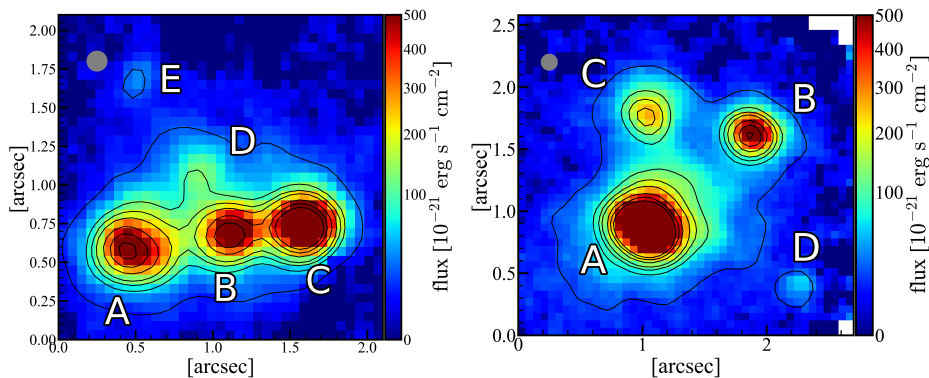


図 1: $[\text{O III}]\lambda 5007$ 輝線の flux (moment-0) map (Kiyota et al. 2025b)。左: Himiko、右: CR7。クランプ名がラベルされている。コンタは $[\text{O III}]\lambda 5007$ 輝線の flux に基づく。 $z = 6.6$ で $1''$ は 5.5 kpc に対応。

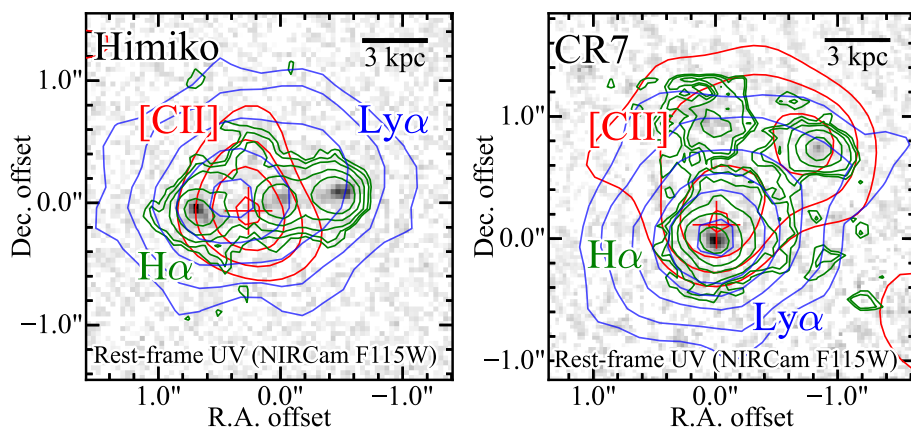


図 2: 多波長でみた Himiko (左) と CR7 (右) (Kiyota et al. 2025b)。背景: JWST/NIRCam F115W 画像、青: Subaru/NB921 $\text{Ly}\alpha$ 線、赤: ALMA Band 6 $[\text{C II}]$ 線、緑: JWST/NIRSpec IFU $\text{H}\alpha$ 線。赤ばつ印は ALMA 位置較正の不定性を表す。

史は、直近 10 Myr で星形成率が上昇している (Fig. 11 of Kiyota et al. 2025b)。Himiko、CR7 が銀河合体系であることから、この星形成は銀河合体によって誘発された可能性がある。

このような合体系では、アウトフローや活動銀河核 (AGN) が活発になることも考えられる。これらを検証するために、我々は IFU データの輝線形状にも注目した。禁制線 $[\text{O III}]\lambda\lambda 4959, 5007$ に注目すると、少なくとも Himiko-C、CR7-A で 1 つのガウシアンで輝線をフィットするよりも、輝線幅の狭い成分と輝線幅の広い成分 ($\text{FWHM} \sim 250\text{--}400 \text{ km s}^{-1}$) の 2 つのガウシアンでフィットした方が、統計的に (赤池情報量基準; Akaike 1974) 輝線の形をよりよく再現することを確認した。この幅広成分は、クランプからガスが流れ出るアウトフローと解釈することがで

きる。さらに、許容線 $\text{H}\alpha$ に注目すると、Himiko-B に、 $\text{FWHM} \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ の幅広成分を見つけた。この幅広成分は、禁制線 $[\text{O III}]$ では見えていないことから、AGN の広輝線領域に由来すると思われる。この $\text{H}\alpha$ 幅広成分から Reines et al. (2013) 関係を用いると、ブラックホール質量は、 $\sim 10^{6.6} M_{\odot}$ となった。Himiko が銀河合体系であることから、銀河合体が AGN を誘発した可能性がある (e.g., Hopkins et al. 2008)。

他にも、ALMA ダスト連続光は Himiko、CR7 共に未検出で、その上限値 ($< 30 \mu\text{Jy beam}^{-1}$) から、ダスト質量は $< 10^7 M_{\odot}$ と推定された (図 3)。IFU データから $[\text{O III}]\lambda 4363$ も検出され、直接温度法を用いると、Himiko、CR7 の金属量は $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 7.9\text{--}8.1$ となった。

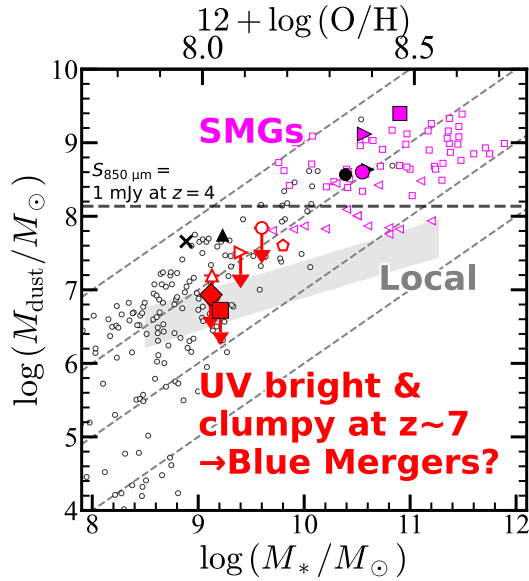


図 3: ダスト質量と星質量関係 (Kiyota et al. 2025b)。赤印が Himiko と CR7。よく議論されてきたダストの豊富な銀河合体系 (マゼンタ) と比べ、Himiko と CR7 は星質量・ダスト質量ともに 2 桁程度小さい。各点の文献は Kiyota et al. (2025b) を参照。

4 Discussion

Himiko、CR7 が (1) なぜ空間的に広がった $\text{Ly}\alpha$ を持つのか、(2) なぜ静止系 UV で非常に明るいのかを議論する。

(1): (a) Himiko (CR7) は少なくとも 5 つ (4 つ) のクラump からなること、(b) 中性ガスが星分布を超えて広がっていること、(c) major merger、(d) 輝線形状からアウトフローの兆候があることを見つけた。これらは、ガスがクラump 外に空間的に広がっている、または広げるような物理過程を意味する。このような状況では、クラump の星や AGN が放射する電離光子によって、広がったガスが励起され、その後脱励起する際に $\text{Ly}\alpha$ を放射 (かつ共鳴散乱) し、空間的に広がった $\text{Ly}\alpha$ として見える可能性がある。さらに少ないダスト、低金属量も $\text{Ly}\alpha$ の吸収を妨げ、 $\text{Ly}\alpha$ が明るい原因に寄与する。

(2): (a) 星形成率が直近で大きく上昇していること、(b) Himiko-B は AGN の兆候があることを見つけた。若い星や AGN は強い UV 光を放射する。そのため、これらが Himiko、CR7 が静止系 UV で非常に明るい原因の可能性はある。

以上のように、Himiko、CR7 のような UV で明るくクラump が多く存在する銀河合体系 (青い銀河合体系) は、 $\text{Ly}\alpha$ が空間的に広がる機構と密接に結びついている可能性がある (図 3, see also Witten et al. 2024)。

5 Conclusion

本研究は、JWST、ALMA、すばるデータを用い、 $z = 6.6$ 巨大 $\text{Ly}\alpha$ 放射体 Himiko、CR7 の物理的描像に迫った。本講演では、Himiko と CR7 が (1) 空間的に広がった $\text{Ly}\alpha$ を持つ理由、(2) 静止系 UV で明るい理由に着目し、研究結果とその物理的解釈を紹介する。

Reference

- Aihara, H. et al. 2022, PASJ, 74, 247
- Akaike, H. 1974, ITAC, 19, 716
- Behroozi, P. et al. 2019, MNRAS, 488, 3143
- Böker, T. et al. 2022, A&A, 661, A82
- Carniani, S. et al. 2018, ApJL, 854, L7
- CASA Team et al. 2022, PASP, 134, 114501
- Casey, C. M. et al. 2023, ApJ, 954, 31
- Gardner, J. P. et al. 2023, PASP, 135, 068001
- Hopkins, P. F. et al. 2008, ApJS, 175, 356
- Jakobsen, P. et al. 2022, A&A, 661, A80
- Johnson, B. D. et al. 2021, ApJS, 254, 22
- Kiyota, T. et al. 2025b, arXiv:2504.03156, submitted to ApJ
- Leja, J. et al. 2017, ApJ, 837, 170
- Marconcini, C. et al. 2024, arXiv:2411.08627
- Matthee, J. et al. 2017, ApJ, 851, 145
- Ouchi, M. et al. 2009b, ApJ, 696, 1164
- Ouchi, M. et al. 2013, ApJ, 778, 102
- Perna, M. et al. 2023, IAU Symposium, Vol. 373, 60–62
- Reines, A. E. et al. 2013, ApJ, 775, 116
- Rieke, M. J. et al. 2023, PASP, 135, 028001
- Sobral, D. et al. 2015, ApJ, 808, 139
- Witten, C. et al. 2024, Nature Astronomy, 8, 384

—[index](#) へ戻る

GK-20

ALMA を用いたダストに隠された高赤方偏移銀河の探索とその性質の理解

広島大学
野澤 大河

ALMA を用いたダストに隠された高赤方偏移銀河の探索とその性質の理解

野澤 大河 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

Abstract

ALMA による高赤方偏移銀河からのダスト放射の観測により、初期宇宙の星形成率密度においてダストに隠された銀河の寄与を無視できないことが徐々に明らかになっている。ダストに隠された宇宙の星形成率密度を十分な精度では求めるためには、ダストを大量に持つ星形成銀河の大きなサンプルが必要だが、ダストを大量に持つ銀河は可視光線や近赤外線による観測では検出が困難である。そこで、本研究ではダストに隠された銀河を直接検出するために、ALMA の大型観測プログラムの一つである REBELS の 1.2mm 連続光のデータを用いて、プログラムターゲットではない銀河のダスト放射を事前選択なしに探索した。その結果、REBELS が取得した全 49 の観測視野のうち、28 の観測視野から 40 個のダスト放射がみられる銀河を検出することに成功した。そのうち 34 天体は既存の紫外線・可視光線・赤外線観測によるカタログにおいて対応天体が同定され、4 天体は今回新たに発見した完全にダストに隠された天体であることが分かった。これらの天体に SED フィッティングを行った結果、5 天体は測光赤方偏移が $z > 2$ であり、新たに発見した 4 天体については $z > 3$ の可能性があることが分かった。また、27 天体が $10^{11} L_{\odot}$ 以上の赤外線光度を持つ高光度赤外線銀河であった。今後はこれらの結果を用いて今回検出した銀河からダストに隠された星形成率密度を求め、宇宙初期における星形成活動がどのくらいダストに隠されているのかを考察する予定である。

1 背景と本研究の目的

単位共動体積あたりの星形成率で表される宇宙の星形成率密度は、宇宙における平均的な星形成の規模を示す指標である。星形成は銀河の物質進化に大きく寄与しており、宇宙の星形成率密度の進化を評価することは銀河進化を系統的に理解する上で重要である。宇宙の星形成率密度の進化は主に銀河の静止系紫外線での観測から求められてきた (e.g., Kennicutt et al. 1998)。しかし、近年の Atacama Large Millimeter/sub-millimeter Array (ALMA) による高赤方偏移銀河からのダスト放射の観測により、初期宇宙の星形成率密度においてダストに隠された銀河の寄与を無視できないことが徐々に明らかになっている (e.g., Gruppioni et al. 2020; Fudamoto et al. 2021; Algera et al. 2023)。そのため、ダストを大量に持つ星形成銀河のより大きなサンプルが必要だが、ダストを大量に持つ銀河は可視光線や近赤外線による観測では検出が困難である。そこで、本研究ではダストに隠された銀河を直接検出するために、ALMA の大型観測プログラムの一つである The Reionization Era Bright Emission Line Survey (REBELS: Bouwens

et al. 2022) の 1.2mm 連続光のデータを用いて、プログラムターゲットではない銀河のダスト放射を事前選択なしに探索した。

2 観測データと観測対象

REBELS は測光赤方偏移が $z > 6.5$ の静止系紫外線で明るい (絶対等級 $M_{UV} < 21.3$ mag) 40 個の銀河を対象としたサイクル 7 の ALMA 大型観測プログラムである (Bouwens et al. 2022)。Band-6 を用いて銀河の [CII] または [OIII] 輝線とダスト連続光を観測することを目的としている。観測視野の大半は COSMOS (Scoville et al. 2007) と XMM-LSS (Lawrence et al. 2007) の領域内に位置しており、可視光線や近赤外線などで多波長の深い観測が行われた領域である。本研究では、REBELS とそのパイロットプログラム (Smit et al. 2018; Bouwens et al. 2022, 2023) で得られた 9 つの観測データを用いて、観測視野内にダスト放射をする銀河が存在するか探索した。

3 ダスト連続光の検出

画像からの天体の検出は、the Python Blob Detector and Source Finder (PyBDSF: Mohan & Rafferty 2015) というソフトウェアを用いて行った。このソフトウェアは、電波干渉計によって得られた画像において設定した閾値よりも明るい領域に 2 次元ガウシアンをフィットすることで天体を抽出し、そのフラックス密度や座標などの基礎的な物理量を求める。PyBDSF はまず、thresh_pix (pSNR) と thresh_isl (iSNR) という 2 種類の閾値を基に、“island” と呼ばれる画像中の明るい領域を識別する。pSNR は island のピークの特定に寄与し、iSNR は island の範囲を決定するのに用いられる。次に、各 island に 2 次元ガウシアンをフィットし、画像中の各ガウシアンまたは隣り合う複数のガウシアンを一つの天体と見なすことで天体を抽出する。

高い信頼度でより多くの天体を検出するために、適切な pSNR と iSNR の組み合わせを考える必要がある。そこで、通常の画像（正画像）とピクセル値の正負を逆転させた画像（反転画像）に対して様々な (pSNR, iSNR) の組み合わせで天体の検出を行った。反転画像から抽出できる光源はノイズ由来のものであるので、その検出数 (N_{neg}) を偽検出数として、正画像からの検出数 (N_{pos}) の信頼度 (p) を式 (1) のように評価することにした。

$$p = \frac{N_{\text{pos}} - N_{\text{neg}}}{N_{\text{pos}}} \quad (1)$$

各検出数 ($N_{\text{pos}}, N_{\text{neg}}$) と信頼度 p の値を、 $1.0 < i\text{SNR} < 3.0$ と $\max(2.0, i\text{SNR}) < p\text{SNR} < 5.0$ の範囲において、それぞれ 0.1 刻みで調査したところ、図 1 のような結果を得た。検出結果が信頼できる基準を $p \geq 0.95$ とし、それを満たす (pSNR, iSNR) の組み合わせの中で最大の検出数を得たのは (pSNR, iSNR) = (4.5, 3.0) であった。この組み合わせの下で、全 49 の観測視野のうち 28 視野から 40 天体を検出した。

4 可視光線・近赤外線における対応天体の同定

2 章で述べたとおり、REBELS とそのパイロットプログラムの視野はほとんどが COSMOS または

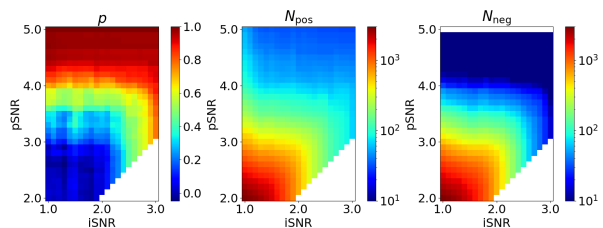


図 1: 各閾値の組み合わせにおける信頼度 p と正画像での検出数 N_{pos} 、反転画像での検出数 N_{neg}

XMM-LSS 領域に位置する。これらの領域では可視光線や近赤外線検出限界の暗い観測が行われており、それに基づいた銀河カタログと画像データが公開されている。検出天体とカタログ天体とのクロスマッチングを行い、可視光線や赤外線における対応天体を同定した。これに加えて、各バンドにおける画像に対しても独立して対応天体の有無を調査を行い、カタログを用いたクロスマッチングを補完した。検出したダスト天体のうち 2 つはそれぞれ CLASH (Postman et al. 2012) と BoRG (Trenti et al. 2011) の領域に位置する天体で、まだデータを収集できていないため、本研究からは除外した。

利用したカタログを領域ごとに表 1 にまとめて示す。

表 1: カタログマッチングに用いた銀河カタログ

COSMOS	XMM-LSS
COSMOS2020 Classic ^[1]	UDS DR11 ^[3]
COSMOS2020 Farmer ^[1]	VIDEO DR5 ^[4]
Super-deblended ^[2]	SERVS 3.5 μm ^[5]
	SERVS 4.6 μm ^[5]

[1] Weaver et al. (2022), [2] Jin et al. (2018), [3] Almaini et al. (in prep), [4] Moneti et al. (2023) and [5] Mauduit et al. (2012).

REBELS データの角分解能がおおよそ 1 秒角であることから、対応天体としての条件を検出天体との角距離が 0.5 秒角以内であることとした。図 2 に各カタログにおける、最も近い天体までの角距離の累積分布を示す。

また、画像を収集し、それぞれの画像で対応天体が検出できているかどうか判定した。具体的には、輝度中心が別の天体と一致せず、かつ S/N が 5σ 以上であることを基準とした。

画像とカタログを取得した 38 天体のうち 34 天体に

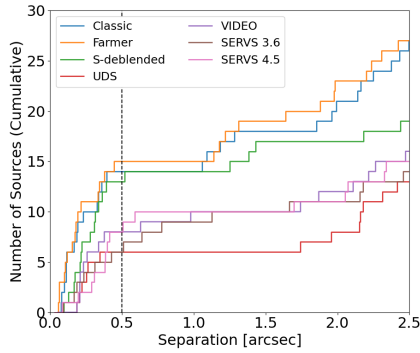


図 2: 各カタログにおける、検出天体に最も近い天体と検出天体との角距離の累積分布

対応天体が見つかり、残りの 4 天体は可視光線と近赤外線において対応天体が見つからないダストに完全に隠された銀河であることが分かった。

5 SED 解析

今回検出し、可視光線・近赤外線画像を取得した 38 天体について、赤方偏移や全赤外線光度などの性質を求めるため、spectral energy distribution (SED) フィットングを行った。

5.1 測光データ

可視光線・近赤外線画像における測光には MOPHONGO (Labbé et al. 2006) を用いた。まず、今回検出したダスト天体とその周囲にある天体からの光をモデル化し、そのモデルに基づいて周囲の天体を除去した。その後、直径 1.2'' (IRAC による画像は 1.8'') の開口を用いてダスト天体の測光を行った。さらに、Super-deblended に対応天体が見つかった天体については、カタログに記載されている波長 $\lambda \geq 100 \mu\text{m}$ におけるフラックスも加えた。ただし、利用したのは距離が PFS サイズ以下の範囲に別の天体が存在しないバンドにおけるフラックスである。

5.2 多波長データを用いた解析

それぞれの天体について、利用可能なすべての測光データを利用して SED を構成し、Bayesian Analysis

of Galaxies for Physical Inference and Parameter Estimation (BAGPIPES: Carnall et al. 2018) を用いてフィッティングを行った。

検出したダスト天体の物理量を推定するために用いたモデルと事前分布を表 2 にまとめた。ダスト減光のモデルは Calzetti et al. (2000) を仮定し、星形成史の関数形には delayed- τ モデルを採用した。

5.3 ダスト放射の解析

可視光線や近赤外線の情報とは独立してダストの性質を調べるため、波長 $\lambda \geq 100 \mu\text{m}$ のデータのみに対して SED フィッティングを行った。ただし、赤方偏移は 5.2 節で求めた測光赤方偏移の値を適用した。ダスト連続光のモデルとして、ダストが光学的に薄い場合の修正黒体放射を仮定した。このモデルのパラメータはダスト質量とダスト温度、ダスト放射指数 (dust emissivity index, β) である。本研究では遠方銀河の観測 (e.g., Sommovigo et al. 2022) で一般的に仮定されている $\beta = 2.0$ を採用した。

波長 $\lambda \geq 100 \mu\text{m}$ において ALMA/Band6 も含めて 2 つ以上利用可能な測光データを持つ天体については、Algera et al. (2024) と同様にフィッティングに EMCEE (Foreman-Mackey et al. 2013) を用いてダスト質量 M_{dust} とダスト温度 T_{dust} を求めた。ダスト質量の対数の事前分布として $[4, 10]$ の一様分布、ダスト温度の事前分布として $[T_{\text{CMB},z}, 150\text{K}]$ の一様分布に 150K 以上において $\sigma = 30\text{K}$ のガウシアンで減少していく分布を加えたものを用いた。ここで、 $T_{\text{CMB},z}$ は赤方偏移 z での宇宙マイクロ波背景放射の温度である。

波長 $\lambda \geq 100 \mu\text{m}$ において ALMA/Band6 のデータしかない天体については、ダスト温度と赤方偏移についての経験式 (Schreiber et al. 2018) から求めたダスト温度を用いて、ALMA/Band6 のフラックスに規格化したダスト SED を求めた。

全赤外線光度 L_{IR} は上記 2 つの場合に共通して、静止系で波長 8–1000 μm の範囲で積分することによって求めた。

5.4 結果

可視光線または赤外線に対応天体を持つ天体のうち 5 つは測光赤方偏移が $z > 2$ であり、新たに発見

表 2: ダスト天体の各パラメータの事前分布。事前分布は全て表に掲げた範囲で一様とした。

パラメータ	範囲	単位	補足
z	[0, 10]		赤方偏移
$M_{*,f}$	[6, 13]	$\log_{10}(M_{*,f}/M_{\odot})$	形成された恒星の総質量
Z	[0, 2.5]	$Z_{\odot}$	金属量
Age	[0.01, 10]	Gyr	星形成が開始されてから経過した時間
τ	[0.01, 10]	Gyr	星形成の減衰のタイムスケール
A_V	[0, 4]	magnitude	V バンドにおけるダストによる減光の大きさ

した 4 天体については $z > 3$ である可能性を持つことが分かった。また、27 天体が $10^{11} L_{\odot}$ 以上の赤外線光度を持つ高光度赤外線銀河であった。

$10^{11} L_{\odot}$ 以上の赤外線光度を持つ高光度赤外線銀河であった。

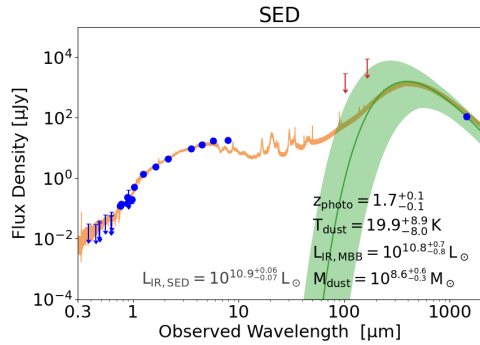


図 3: REBELS-36-1 の SED フィッティングの結果

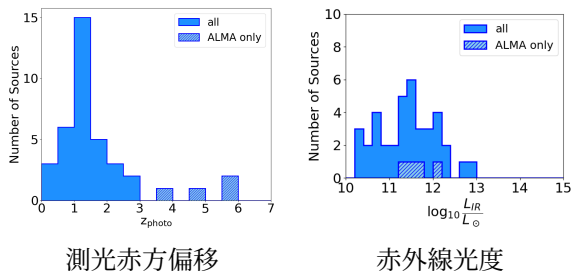


図 4: フィッティングを行った 38 天体の測光赤方偏移と赤外線光度の分布

6 総括

本研究では、ALMA を用いてダスト放射を直接探索し、40 個の銀河を検出した。そのうち、4 天体は可視光線と近赤外線では非検出、ダストに完全に隠された銀河であることが分かった。また、27 天体が

Reference

- Robert C. Kennicutt Jr. 1998, ARA&A, 36, 189
- Gruppioni et al. 2020, A&A, 643, A8
- Fudamoto et al. 2021, Nature, 597, 489
- Algera et al. 2023, MNRAS, 518, 6142
- Bouwens et al. 2022, ApJ, 931, 160
- Smit et al. 2018, Nature, 553, 178
- Schouws et al. 2022, ApJ, 928, 31
- Schouws et al. 2023, ApJ, 954, 103
- Scoville et al. 2007, ApJS, 172, 1
- Lawrence et al. 2007, MNRAS, 379, 1599
- Mohan, & Rafferty 2015, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1502.007
- Weaver et al. 2022, ApJS, 258, 11
- Jin et al. 2018, ApJ, 864, 56
- Almaini et al. in prep
- Moneti et al. 2023, ESO Science Archive Facility - Phase 3 Data Release Description, https://ultravista.org/release5/dr5_release.pdf
- Mauduit et al. 2012, PASP, 124, 714
- Carnall et al. 2018, MNRAS, 480, 4379
- Calzetti et al. 2000, ApJ, 533, 682
- Postman et al. 2012, ApJS, 199, 25
- Trenti et al. 2011, ApJ, 727, L39
- Labbé et al. 2006, ApJL, 649, L67
- Algera et al. 2024, MNRAS, 527, 6867
- Sommovigo et al. 2022, MNRAS, 513, 3122
- Foreman-Mackey et al. 2013, PASP, 125, 306
- Schreiber et al. 2018, A&A, 609, A30

[—index へ戻る](#)

GK-21

種族II 星団の形成と合体による初代銀河の形成とその IMF 依存性

筑波大学
石田 怜士

種族 II 星団の形成と合体による初代銀河の形成とその IMF 依存性

石田 怜士 (筑波大学 理工情報生命学術院)

安倍 牧人 (呉高専), 矢島 秀伸 (筑波大学), 大向 一行 (東北大学)

Abstract

初代銀河は標準宇宙論では $z \sim 10 - 20$ の間に形成されると考えられており、近年の James Webb Space Telescope (JWST) の進展によって $z > 10$ の初代銀河が観測され始めている。一方で、JWST で観測された銀河は非常にコンパクトでクランピーな内部構造を持つこと、また標準的な理論予想よりも紫外線で明るい銀河が多いことが報告されており、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。本研究では分子雲ガスを温度 $T = 5000\text{K}$ 、数密度 $n_H = 10^5\text{cm}^{-3}$ まで分解した高解像度の宇宙論的流体シミュレーションを行い、初代銀河の形成過程におけるガスのダイナミクスと星形成の物理を調べた。その結果 Lyman-Werner 輻射によって中心にコンパクトなガスクランプ ($\Sigma_{\text{gas}} \sim 3 \times 10^3 \text{M}_\odot/\text{pc}^2$) が形成され、さらに金属冷却によってバースト的な星形成が起こることが確認された。形成された星団の質量は $\sim 10^6 \text{M}_\odot$ であるが、高い面密度 ($\Sigma_* \sim 10^4 \text{M}_\odot/\text{pc}^2$) をもち、平均金属量は $-2.5 < \log Z/Z_\odot < -2$ と観測されている球状星団と同程度の金属量であった。さらに $\sim 5 \times 10^7 \text{M}_\odot$ の星質量を持つ初代銀河はこのようなコンパクト星団が合体することで形成されることがわかった。

また本研究ではこのようなバースト的な星形成が起こる場合における種族 II 星の IMF の変化が初代銀河の星形成に与える影響を調べた。その結果について星の平均寿命とスターバーストのタイミングという観点から議論を行う。また、高分解能のシミュレーションが間に合えばガスクランプ内部の力学構造の議論も行う。

1 Introduction

初代銀河は宇宙で最初に形成された長期間継続的に明るく輝く、暗黒物質の重力で束縛されたガスと恒星集団からなる系である。また初代銀河は天の川銀河をはじめとする現存する銀河系の「祖先」であり、初代銀河形成過程における物質進化や星形成を理解することは我々自身のルーツを辿ることにもつながる。このような背景から、初代銀河の研究は天文学において極めて重要なテーマである。

近年、JWST の運用開始により、初代銀河研究の可能性が大きく広がった。JWST の観測目標の 1 つは宇宙初期の高赤方偏移 ($z > 10$) に存在する天体を観測することであり、その高い解像度と感度によってこれまでの観測では困難だった初期の銀河の構造や特性を捉えることが可能となった。特に、JWST による近赤外線領域の観測は、初代銀河の星形成や物質分布を直接探る手段として極めて有効である。

JWST が観測したデータは、これまでの理論モデルに多くの挑戦を投げかけている。JWST NIRCамを用いた観測によると、高赤方偏移 ($z \gtrsim 10$) にお

ける UV 光度関数の進化は JWST 以前の理論予想と比べ緩やかに進化していること、また UV で明るい銀河が多数存在していることがわかった (Harikane et al. 2023)。

この問題を解決するために様々なシナリオが提唱されている。例えば宇宙物理学的な解決を試みるシナリオものでは、高赤方偏移では星形成効率が低いことを提唱するもの、星の初期質量関数 (IMF) が Top-heavy であることを提唱するもの、活動銀河核 (AGNs) の寄与による UV の増光を提唱するもの、星形成のバースト期にある銀河を選択的に観測しているために見かけ上明るいことを主張するものなどが存在する。しかしながら未だ統一的な理解は進んでいない。

一方で高赤方偏移環境を模した星団形成シミュレーションによると、高い宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 温度と低金属量環境によるガスの冷却効率の低下から、 $z > 10$ の高赤方偏移宇宙では IMF が Top-heavy になることがシミュレーションにより裏付けられている (Chon et al. 2022)。

そこで本研究では Pop II 星の IMF を変化させた

宇宙論的流体シミュレーションを行い、初代銀河の質量や光度に対する Pop II 星の IMF の変化による影響を調査する。

2 Methods

2.1 Code & Initial condition

初代銀河形成・進化を計算するため、smoothed particle hydrodynamical/N body code : GADGET-3(Springel et al. 2001; Springel 2005) を用いて宇宙論的流体シミュレーションを行う。本研究で用いるのは FOREVER22 (FORMATION and EVolution of galaxies in Extremely overdense Regions motivated by SSA22) project (Yajima et al. 2022) で用いられたコードに対し、若干の修正を加え、また IMF の変化に対する feedback の変化を導入したものである。このコードは、無衝突の粒子は N-body 法で、バリオンガスは SPH 法で解くことに加え、重元素のないガスから形成される初代星の形成/進化と Lyman-Werner 輻射フィードバック、電離フィードバック、超新星爆発フィードバック、始原ガスの非平衡化学反応、重元素による冷却過程といった初代銀河形成・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。また、高分解能を達成するため、zoom-in 手法を用いた初期条件を利用している。

計算は $z = 100 - 9$ まで行う。ターゲットとする銀河のハロー質量は $M_h \sim 5 \times 10^8 h^{-1} M_\odot$ のである。分解能については、ガス粒子の質量は $M_g \sim 93 h^{-1} M_\odot$ 、ダークマター粒子の質量は $M_{DM} \sim 530 h^{-1} M_\odot$ であり、ハッブルパラメータは $h = 0.7$ である。

2.2 Star formation & Stellar IMF

計算の分解能は $\sim 10 \text{ pc}$ 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換する。また高密度ガスの熱進化を追跡するため、 $n = 100 [\text{cm}^{-3}]$ よりも高密度かつ $T = 5000 \text{ K}$ よりも低温になったガス粒子は Schmidt 則で見積もられた SFR に従って星粒子に変換され、この星粒子はある IMF に従った星団粒子として扱われる。

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 5 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 $\sim 1.5 \times 10^{-4} Z_\odot$ とする。Pop II の場合は Chabrier の IMF を基準モデルとし、残りの 4 モデルはベキ型の関数 $dn/dm \propto m^{-\alpha}$ を仮定して、そのベキは $\alpha = 0, 1, 1.5, 2.35$ とする。図 1 に Pop II 星の IMF を示す。Pop III の IMF は log-flat を仮定して、ベキは $\alpha = 1$ とする。質量範囲はそれぞれ Pop II では $[0.1, 100] M_\odot$ 、Pop III では $[10, 500] M_\odot$ とする。

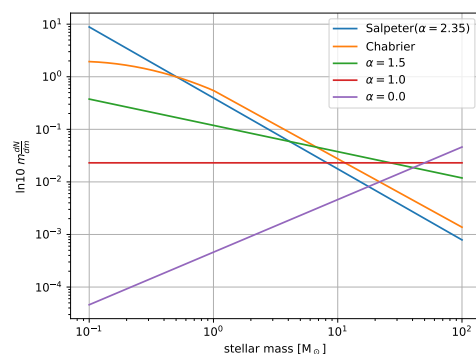


図 1: Pop II 星の初期質量関数 (IMF)。横軸は恒星質量で縦軸は log スケールで bin を取った時の恒星の数を表す。

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 $N_{\text{ngb}} = 48$ 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。星粒子内では星粒子が形成されてから現在の timestep までの時間を計算し、IMF によって決まる平均寿命 t_{fb} が経過すると SNe を起こす。従って SNe が起こるタイミング、放出される単位質量あたりのエネルギー、放出される重元素量は IMF によって異なる。Pop II 星の恒星進化モデルは Portinari et al. (1998) を用いた。

3 Results

3.1 SFR & Stellar masses

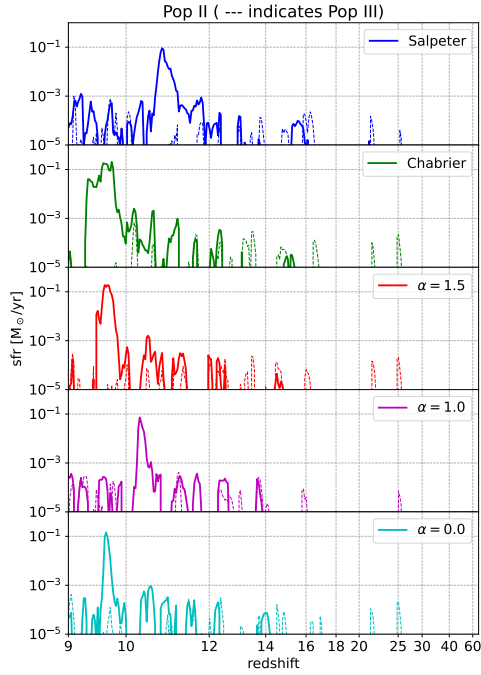


図 2: 異なる Pop II IMF ごとの SFR の時間変化の比較。実線は全 SFR、点線は Pop III のみの SFR、色の違いは Pop II 星の IMF の違いを表す。

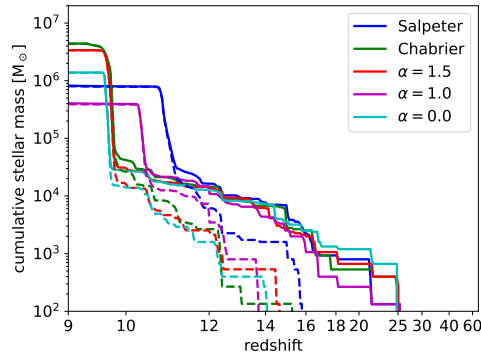


図 3: 異なる Pop II IMF ごとの星質量の時間進化の比較。実線は全星質量、点線は Pop II のみの星質量、色の違いは Pop II 星の IMF の違いを表す。

SFR と星質量の時間進化の様子を図 2,3 に示す。多少のばらつきがあるもののどの IMF モデルでも $z \sim 10$ で Pop II 星のスターバーストが確認された (Sugimura et al. 2024)。 $z \sim 10$ というのは、ハロー質量が $\sim 10^8 M_\odot$ となりビリアル温度が $T_{\text{vir}} \sim 10^4 \text{K}$ となるまでの時間とそこからガスが free-fall する時間の和におよそ対応する。先に形成された星からの Lyman-Werner 輻射によって水素分子冷却が阻害された低金属量ガスの温度は $\sim 10^4 \text{K}$ であるため $T_{\text{vir}} \lesssim 10^4 \text{K}$ では星形成が強く抑制される。 $T_{\text{vir}} \gtrsim 10^4 \text{K}$ となったタイミングでダークマターの重力を借りながら重力崩壊を起こし、スターバーストが発生するのである。スターバーストが起こるまでの時間は $\sim 10^8 M_\odot$ のハローがビリアル化するまでの時間とそこからの free-fall time で決まり、これは純粋に初期の密度揺らぎの大きさで決定される。従ってどのモデルでもスターバーストのタイミングが同じとなるのである。

またこのスターバーストにより計算終了時の初代銀河の星質量は $\sim 10^6 M_\odot$ となっていることがわかる。これはスターバーストを起こすガスクランプの自己重力エネルギーと超新星爆発のエネルギーの比較から理解することができる。ガスクランプの重力による束縛エネルギー E_b は

$$E_b = \frac{GM_{\text{gas}}^2}{R_{\text{gas}}} \simeq 5 \times 10^{53} \left(\frac{M_{\text{gas,half}}}{3.5 \times 10^6 M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R_{\text{gas,half}}}{20 \text{ pc}} \right)^{-1} \text{ erg} \quad (1)$$

である。Pop II スターバースト中は $\text{SFR} \sim 0.05 - 0.2 M_\odot/\text{yr}$ であり、mechanical feedback がかかるまでに形成できる星質量は $M_* = \text{SFR} \times t_{\text{fb}} \sim 10^6 M_\odot$ である。Pop II スターバーストで形成された星から放出される超新星爆発のエネルギーは

$$E_{\text{total,SNII}} = E_{\text{SNII}} \times n_{\text{SNII}}(\alpha) \times M_* = 10^{55} \left(\frac{E_{\text{SNII}}}{10^{51} \text{ erg}} \right) \left(\frac{n_{\text{SNII}}(\alpha)}{0.01 M_\odot^{-1}} \right) \left(\frac{M_*}{10^6 M_\odot} \right) \text{ erg} \quad (2)$$

である。ここで、 $E_{\text{SNII}} = 10^{51} \text{ erg}$ は Type II SNe で放出される熱エネルギーである。 $n_{\text{SNII}}(\alpha)$ は IMF の関数形や質量範囲で変化する量であるが、今回のモデルの中で最も Bottom-heavy である Salpeter IMF

の場合では $n_{\text{SNII}}(\alpha) = 0.0074 \text{ M}_{\odot}^{-1}$ である。Salpeter IMF の場合でも $t = t_{\text{fb}}$ の期間で形成した星のみの超新星爆発のエネルギーがガスクランプのエネルギーを優に超えており、星形成は t_{fb} よりも長い期間続けることができないことが分かる。したがって、feedback がかからない期間 t_{fb} で形成される星質量で最終的な星質量が決定されるため、IMF を $\alpha = 0.0 - 2.35$ の間で変化させても星質量が変化しなかったのである。

上の議論が正しいとすると星質量には t_{fb} を通して

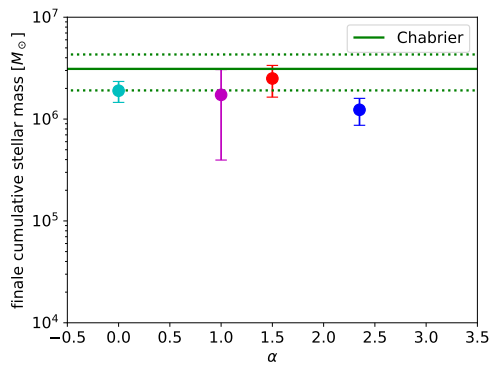


図 4: 統計平均された星質量

factor 程度の IMF 依存性が存在することになる。しかし、IMF の関数形がほぼ同じ Chabrier と Salpeter のモデルを比べると星質量が 5 倍ほど異なることがわかる。この 2 つのモデルで大きくことなるのはスターバーストが起こるタイミングである。バーストのタイミングの微妙なずれにより SFR が 5 倍ほど異なっており、バーストのタイミングによる影響の方が大きいことがわかった。実際 IMF5 モデルを 1 セットとして計 3 セットのシミュレーションを回し統計平均をとった (図 4)。図 4 より t_{fb} の依存性はバーストのタイミングによる星質量の分散に隠れてしまいほとんど現れなくなっていることがわかる。従って、星質量に対する IMF の影響はほとんどないといえることができる。

4 Discussion & Conclusion

本研究により、初代銀河特有の LW 輻射でトリガーされる Pop II スターバーストという現象により、IMF を変化させても星質量はほぼ変化しないことがわかった。しかし、IMF を変化させれば大質量星の数が増

加し結果として銀河から放出される UV の強度は増加する。UV の強度は IMF のべき α の減少に対して単調に増加する。Yung et al. (2024) によると UV で明るい銀河の数が多いことを Top-heavy IMF シナリオのみで説明するには約 4 倍の増光が必要であり、本研究の結果を用いると $\alpha < 1.75$ であれば Top-heavy IMF シナリオのみで十分に説明可能である。

本研究では UV で明るい銀河の数が多い問題を説明する Top-heavy IMF シナリオについて初代銀河形成シミュレーションを用いてその検証を試みた。主な結果は 1. 初代銀河の星質量は LW 輻射でトリガーされる Pop II スターバーストで特徴付けられる、2. 星質量には IMF による星の平均寿命程度の弱い依存性が見られる、3. しかしそれ以上にスターバーストが起こるタイミングのずれによる星質量の変化が大きく統計的には星質量に変化はない。

最後にバーストのタイミングの微妙なずれについてはガスクランプの内部構造に影響される。しかし、現在の分解能では内部構造を議論できるほど十分ではなく、高分解能計算が必要でありこれは将来展望とする。

Reference

- [1] Harikane, Y., Ouchi, M., Oguri, M., et al. 2023, ApJS, 265, 5
- [2] Chon, S., Ono, H., Omukai, K., & Schneider, R. 2022, MNRAS, 514, 4639
- [3] Springel, V., Yoshida, N., & White, S. D. M. 2001, NewA, 6, 79
- [4] Springel, V. 2005, MNRAS, 364, 1105
- [5] Yajima, H., Abe, M., Khochfar, S., et al. 2022, MNRAS, 509, 4037
- [6] Dalla Vecchia, C., & Schaye, J. 2012, MNRAS, 426, 140
- [7] Wiersma, R. P. C., Schaye, J., Theuns, T., et al. 2009b, MNRAS, 399, 574
- [8] Sugimura, K., Ricotti, M., Park, J. et al. 2024, ApJ, 970, 14

[—index へ戻る](#)

GK-22

二相乱流構造における宇宙線加速

東京大学
稲元 燎平

二相乱流構造における宇宙線加速

稲元 燎平 (東京大学 宇宙線研究所)

共著者 霜田 治朗, 浅野 勝晃 (東京大学 宇宙線研究所)

Abstract

銀河円盤上空に浮かぶ巨大なガンマ線放射構造 Fermi バブルと、それを囲む X 線放射構造 eROSITA バブルは、その起源や形成機構が未解明のままである。本研究では、これらのバブルを宇宙線とガスを無矛盾に扱った理論計算で説明することを目指す。本モデルでは、ガスが宇宙線に加熱され、銀河風として高温を保ったままハロー上空に運ばれる。この高温を維持したガスが X 線を放ち、eROSITA バブルを形成すると期待される。加えて、バブル領域は、一部の濃いガスが冷却することに伴う降着流が混在する乱流領域となる。このような乱流領域では宇宙線を再加速し、宇宙線起源のガンマ線が Fermi バブルとして観測され则认为られる。しかし今までの研究では、上記の宇宙線とガスの相互作用が無矛盾に取り扱われていない。そこで講演者は、宇宙線と流体の相互作用、宇宙線のエネルギー分布を解く数値計算コードを開発することにした。本講演では、コード開発の現状と、テスト計算の結果について報告し、今後の展望について述べる。

1 Introduction

銀河円盤上空のハロー領域には希薄なガスと宇宙線が存在している。銀河ハローのガスは、円盤の星形成活動による銀河風によって供給されており、銀河進化を反映する重要な要素である。

この銀河ハローにおいて注目されているのが、2010 年に銀河円盤上空に観測された巨大なガンマ線放射構造、「Fermi バブル」である (Su+2010)。さらに、2020 年には Fermi バブルを覆うような熱的 X 線放射構造、「eROSITA バブル」が発見された (Predehl+2020, 図 1)。X 線を放つのは高温のガスであり、このような高温ガスに作用する放射冷却と重力を考慮すると、観測されているような大きな X 線構造を維持することは難しい。従来のモデルでは銀河中心からの相対論的ジェットによるガンマ線放射として説明されてきたが (Zhang & Guo, 2020)、この場合、なぜ X 線バブルがガンマ線バブルを囲む構造を作るのかを説明できない。そこで申請者は、宇宙線が銀河風を継続的に駆動することで、定常的にこの二つのバブルが形成されるというシナリオに着目した (Shimoda & Asano 2024)。この描像では、中心領域でガスが重力ポテンシャルに束縛されて、密度の濃いガスが形成され、宇宙線とガスの陽子-陽子衝突によって自然に eROSITA バブル内にガンマ線構造を形成する (図 2)。

しかし、Fermi バブルを特徴づける硬いガンマ線スペクトルや表面輝度分布については、まだ理論的検証が行われていない。そこで、講演者は、乱流領域における宇宙線の再加速を考慮すれば、バブルの放射特性を説明する上で、より洗練されたモデルを提示できると考えた。この宇宙線加速を表現すべく、宇宙線とガスの相互作用を宇宙線スペクトルの発展と同時に解くシミュレーションをするに至った。

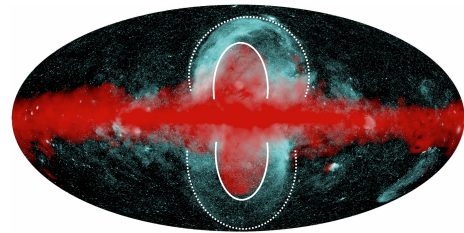


図 1: 硬ガンマ線成分で浮かぶフェルミバブル (赤; 実線) と、高温ガスからの熱的 X 線放射を放つ eROSITA バブル (青; 破線)

2 Methods

2.1 Basic equations

ρ はガスの質量密度、 v はガスの速度、 e はガスの総エネルギー、 P はガス圧を意味する。 $\Gamma(T)$ は

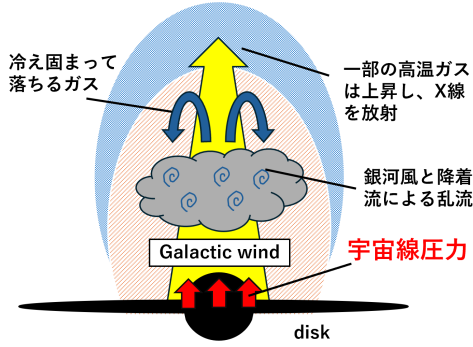


図 2: 本研究におけるガス循環のイメージ図、Fermi バブルを覆う eROSITA バブルの構造が自然と再現される。

冷却関数であり (図 3 右上)、 Λ は加熱関数である。加熱関数 $\Lambda = 8.0 \times 10^{-24}$ erg/s は銀河円盤にある OB association からの UV 加熱を仮定しており、宇宙線による加熱は考慮しない。宇宙線は等方性を仮定し $\psi_{CR}(p)$ であらわす。

$$\begin{aligned} Gas : \quad & \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ e \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + P \mathbf{I} \\ (e + P) \mathbf{v} \end{pmatrix} \\ & = \begin{pmatrix} 0 \\ \nabla P_{CR} \\ \mathbf{v} \cdot \nabla P_{CR} - n \mathcal{L} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1)$$

$$e = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho |\mathbf{v}|^2 \quad (2)$$

$$\mathcal{L} = n \Gamma(T) - \Lambda \quad (3)$$

$$\begin{aligned} CR : \quad & \frac{\partial \psi_{CR}}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla \psi_{CR} - \mathbf{V} \psi_{CR}) \\ & + \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}) \psi_{CR} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

宇宙線と背景ガスは collisionless であるので、直接的に運動量をやり取りするわけではなく、磁場を介した波動粒子相互作用によって相互作用をする。基本的には、宇宙線は磁場に対してラーマー周波数 Ω で螺旋運動しながら輸送される。しかし、磁場の摂動によって形成された波数 k の Alfvén 波が存在する場合、宇宙線の磁場垂直方向の速度 v_z が $k v_z \sim \Omega$ の条件を満たすとき、宇宙線と磁場は磁場垂直方向のローレンツ力により運動量を交換する。この相互作用によって磁場は宇宙線からエネルギーを蓄え、背景

プラズマと相互作用することでエネルギーを放出する (Achterberg 1981)。本研究では、シミュレーションのタイムステップ時間内で磁場のエネルギーが十分に背景流体に散逸するとして、宇宙線と磁場の相互作用は流体とみなした。宇宙線から流体への作用は宇宙線圧力として、流体から宇宙線への作用は断熱冷却項として導入する。断熱冷却により、ガスが凝縮する領域で宇宙線が加速されることを意味している。銀河ハロー中のガスは基本的に準平衡状態を保っている (Boulares & Cox 1990)。ところが、特に 10^4 K から 10^6 K の温度領域では、金属の輝線放射が支配的な冷却源となり、温度に対して急激な冷却が起きる。こうした条件下では、わずかな密度差から、冷たく高密度なガス (クランプ) と熱く希薄なガスの二相構造が自然に生じる (Field 1965)。この現象は熱的不安定性と呼ばれ、密度揺らぎを引き起こし、周囲のガス (たとえば銀河風) と混合することで、結果として乱流を励起する原因となる。定圧条件下で熱的不安定性が発生するための条件は以下のとおりである。

$$\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} \right)_P = \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} \right)_\rho - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho} \right)_T < 0 \quad (5)$$

このようにして形成された乱流領域で宇宙線の加速に寄与すると考えられる。一方で、ガスが凝縮している領域では宇宙線が加速されるため、宇宙線圧力が大きくなる。この宇宙線の圧力勾配がガスを加速して凝縮を抑制することも考えられる。こうしたガスと宇宙線の相互作用を知るためにはシミュレーションによる定量的検証が必要である。

2.2 initial condition

流体と宇宙線を同時に計算する数値計算コードを開発し、シミュレーションを行う。時間空間ともに二次精度であり、空間成分は二次元、宇宙線の運動量成分を一次元の数値シミュレーションコードになっている。ガスは流体近似の下でオイラー方程式で記述し、宇宙線は分布関数として移流拡散方程式で記述する。流体のフラックス評価としては、安定的なリーマンソルバーとして HLL 法を用いる。軸対称な円筒座標を仮定し、軸上は反射境界、 $z=0$ では注入境界、 $r=500$ pc と $z=1$ kpc では自由境界を設定した。

今回の計算では、熱的不安定性によって潰れていくクランプに銀河風を模したウィンドを当て、宇宙線圧力を考慮する場合としない場合で、ガスのダイナミクスにどのような変化があるかを調べる。質量密

	n /cc	T K	P eV/cc	C_s km/s
領域 1	$7.26e-3$	$3.51e6$	0.33	811
領域 2	$5.94e-3$	$4.29e6$	0.33	991

表 1: 初期条件

度 ρ と数密度 n の変換は、高温のためガスが十分に電離しているとして、平均分子量 $\mu = 0.6$ を用いて計算する。表 1 にある通り、シミュレーション領域に密度揺らぎを与え、熱的不安定性を生じさせる。シミュレーション領域の底から 50 km/s と一様な z 方向速度成分を持ち、軸対称な密度プロファイルを持つウィンド ($0.3n_0 * j_0(\pi x/r)$) を注入する。全領域で宇宙線圧力 P_{CR} が 0.1 eV/cc になるように ψ_{CR} を設定する。

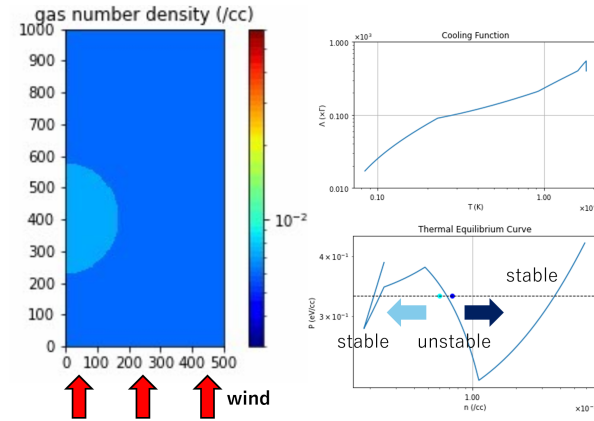


図 3: 左図: 初期の密度プロファイル, 右上図: 冷却曲線, 右下図: 熱平衡曲線/ 熱平衡曲線で傾きが負の領域が不安定領域であり、安定領域に向かって凝縮・膨張する。

3 Results & Discussion

ガスに対する宇宙線圧力の影響を考慮した場合と考慮しない場合のガスの密度と宇宙線圧力の 14 Myr におけるスナップショットを示す (図 4, 図 5)。まず、宇宙線圧力を考慮しない場合 (図 4 右) では、ガスは熱的不安定性により局所的に凝縮し、クランプ

を形成する。特に、ウィンド注入によって掃き集められた領域ではガス密度が増加し、その結果、さらに強い冷却が進行してクランプが成長する。その結果、図 4 右のような凝縮されたクランプとウィンドが重なった構造が形成される。一方、宇宙線は基本的にガスとともに輸送され、ガスが凝縮する領域で効率的に加速される。これによって局所的な宇宙線圧力が増加し、宇宙線の高圧領域が形成される。(図 5 右)。

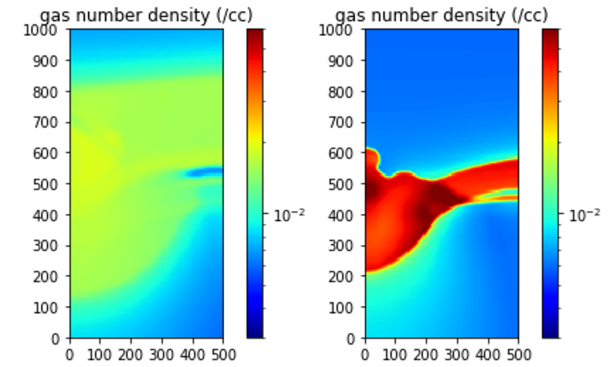


図 4: ガスの質量密度: 14 Myr 経過、左図は宇宙線圧力有、右図は宇宙線圧力無

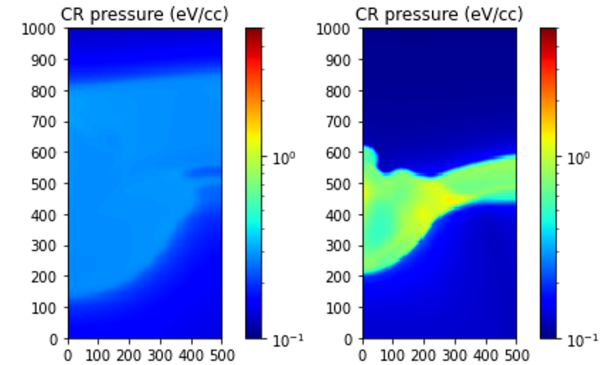


図 5: 宇宙線圧力

さらに軸上で形成されたクランプ構造は、小型のクランプが軸上に留まる一方で、大きいクランプが中央付近に移動していることがわかる。これは凝縮したウィンドが丸いクランプに衝突することで、そのまま吹き飛ばされた成分と、軸上に圧縮され反射した成分として説明することが出来る。このようなガスのダイナミクスは、空間 2 次元にすることで得られる効果である。一方で、宇宙線の圧力を考慮した場合は、凝縮領域で宇宙線が加速され、局所的に

生じた宇宙線の圧力勾配がガスを加速することになる。その結果、熱相の二相性が破壊され、図 4 左のような広がった構造を形成する。講演では宇宙線のスペクトル進化についても議論する。

4 Conclusion

本研究では、流体と宇宙線の分布関数の時間発展を、エネルギー空間も含めて同時に解く、三次元数値シミュレーションコードを開発し、熱的不安定性によって形成された高密度ガス塊に銀河風が衝突する過程を再現した。宇宙線圧力の有無による影響を比較した結果、宇宙線圧力を考慮することで、凝縮領域において宇宙線が加速され、ガスに反作用的な運動が生じ、凝縮が抑制されることが明らかになった。この結果は、ガスと宇宙線の相互作用が、構造形成やエネルギー輸送に対して重要な役割を果たしている可能性を示唆するものである。

5 Prospects

今回の計算では、熱的不安定性と宇宙線の加速の関係を顕著にするために、モデル化した冷却関数と拡散係数を用いたが、今後は現実的な物理パラメーターを用いた計算を行う。そして、宇宙線加熱を実装し、宇宙線が銀河風を駆動することによる乱流領域を局所的に再現し、宇宙線加速への影響を同様に調べる。また、シミュレーション領域を数 kpc スケールにまで拡大し、現実的な銀河風を仮定した上で、陽子-陽子衝突によるハドロニックなガンマ線放射と制動放射による X 線放射の計算を実装し、Fermi・eROSITA バブル全域を再現する。

また、宇宙線とガスの相互作用を解く計算は、バブル形成の文脈からだけでなく、銀河進化の文脈からも必要とされている (Shimoda et al.2024)。将来的には銀河風と降着流が混在する乱流領域を解くことで、銀河進化史の理解に不可欠な銀河円盤へのガス供給率を定量的に評価することも計画している。

Reference

[1] Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, ApJ, 724, 1044

[2] Predehl, P., Sunyaev, R. A., Becker, W., et al. 2020, Natur, 588, 227

[3] Boulares, A., & Cox, D. P. 1990, ApJ, 365, 544

[Shimoda % inutsuka % Nagashima] Shimoda, J., Inutsuka, S., Nagashima, M., 2024, PASJ, 76, 81

[5] Shimoda, J., Asano, K., 2024, ApJ, 973, 78

[6] Zhang, R., Guo, F., 2020, ApJ, 894, 117

[7] Field, 1965, ApJ, 142, 531

[8] Achterberg, A., 1981, A&A, 98, 195A

[—index へ戻る](#)

GK-23

$z=5 - 14$ の Ly α 輝線観測で探る宇宙再電離史

東京大学
影浦 優太

$z = 5 - 14$ の $\text{Ly}\alpha$ 輝線観測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)

大内正己 (国立天文台/東京大学), 中根美七海, 梅田滉也, 播金優一 (東京大学),
吉浦伸太郎, Tran Thi Thai (国立天文台), 中島王彦 (金沢大学), 矢島秀伸 (筑波大学)

Abstract

ビッグバンの後、宇宙の晴れ上がりによって宇宙は中性水素で満たされたが、その後天体からの紫外線によって中性水素は電離され、現在の宇宙は電離水素で満ちている。この過程を宇宙再電離と呼び、その進行ペース (再電離史) や再電離を引き起こした天体 (再電離源) は未解明の問題である。そこで、本研究ではジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡により分光観測された $z=5-14$ の銀河 586 個の $\text{Ly}\alpha$ 輝線強度を測定した。 $\text{Ly}\alpha$ 輝線は中性水素に吸収されるため、遠方銀河の $\text{Ly}\alpha$ 輝線観測によって宇宙再電離史を調べることができる。我々は再電離の影響で $\text{Ly}\alpha$ 輝線は高赤方偏移にいくほど減少することを確認、宇宙論シミュレーションとの比較から、宇宙の中性水素割合を $z = 6, 7, 8 - 9, 10 - 14$ においてそれぞれ $< 40\%$ 、 $63 \pm 23\%$ 、 $79 \pm 17\%$ 、 $88 \pm 12\%$ と推定した。これらの結果は $z \sim 15$ からゆっくりと再電離が進む標準的な理論モデルとは異なり、再電離が $z \sim 7$ ごろに急速に進む「遅い再電離」を示す。このような「遅い再電離」は $z \sim 7$ 付近で非常に高い電離光子脱出率を仮定しない限り説明が困難であり、再電離モデルの見直しを迫るものである。

1 Introduction

宇宙誕生後、宇宙の温度が約 3000 K まで下がると、陽子と電子が結合して中性水素が作られ、光が自由に伝わる“宇宙の晴れ上がり”が起きた。その後、初代星や初代銀河といった天体が形成されると、これらの天体が出す紫外線によって銀河間物質 (IGM) 中の中性水素は再び電離された。これを宇宙再電離と呼ぶ。再電離がどのようなペースで進行したか (再電離史) は未解明の問題であり、再電離源を駆動した天体 (再電離源) と結びつく宇宙史の重要課題である。

再電離史を調べるために、IGM の中性・電離水素全体に対する中性水素の割合 (中性度, $x_{\text{H I}}$) が様々な手法によって調べられている。その中の 1 つが $\text{Ly}\alpha$ 輝線を用いる方法である。中性水素は $\text{Ly}\alpha$ 輝線を吸収するため、吸収の強さを調べることで IGM の中性度を調べることができる。この手法を用いて、多くの研究によって赤方偏移 $z \sim 6 - 7$ で再電離史が調べられてきた (e.g., C. A. Mason et al. 2018; A. Hoag et al. 2019)。さらに、近年はジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST) によって再電離期の銀河を高感度で観測することが可能になり、 $z \sim 8$ を超える宇宙での中性度が求められるようになった (e.g., M. Nakane et al. 2024; M. Tang et al. 2024, G. C. Jones et al.

2025)。

このように様々な研究で IGM の中性度が求められている一方で、サンプル数が少ないことによる統計誤差が大きいものも多く、複数の研究で矛盾した結果も得られている。そのため、大規模な統計的サンプルと一貫した手法を用いて、再電離史を初め ($z > 10$) から終わり ($z \sim 5 - 6$) まで包括的に調べることが重要である。本研究では、過去最大の遠方銀河サンプルを用いて $z \sim 5 - 14$ で $\text{Ly}\alpha$ 輝線強度の赤方偏移進化を調べ、そこから再電離史を推定する。さらに、得られた再電離史をもとに再電離源の性質を議論する。

本集録の内容及び図は Y. Kageura et al. (2025) に基づく。

2 Data and Sample

本研究では、JWST/NIRSpec の microshutter assembly (MSA) を用いた複数のプログラムで観測された遠方銀河のスペクトルを用いた。対象とした観測プログラムは、JADES (GTO 1180, 1181, 1210, 1286, GO 3215, PIs: D. Eisenstein, N. Lutzgendorf, and R. Maiolino; A. J. Bunker et al. 2024; F. D'Eugenio et al. et al. 2025), GLASS (ERS 1324, PI: T. Treu;

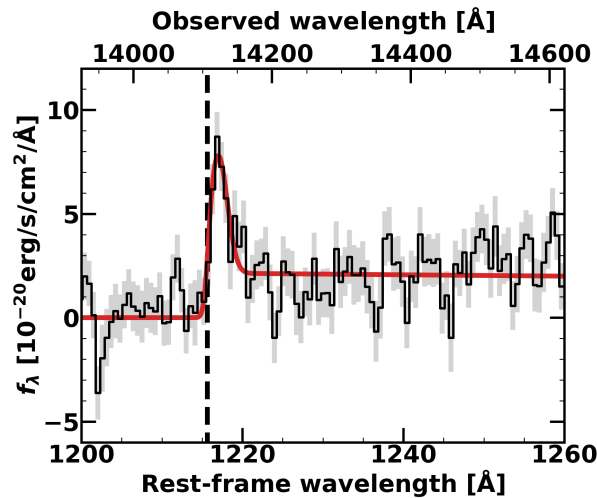


図 1: 本研究で用いる銀河の $\text{Ly}\alpha$ 輝線付近のスペクトルの例 (GN-z11, $z=10.6$)。黒の実線と灰色の領域は観測されたスペクトルと 1σ 範囲を、赤実線は best-fit のモデルを示す。破線は $\text{Ly}\alpha$ の波長を示す。 $\text{Ly}\alpha$ 輝線は共鳴線であるため、観測される輝線のピーク波長は一般に実験室での波長と一致しない。

T. Treu et al. 2022), CEERS (ERS 1345, PI: S. Finkelstein; P. Arrabal Haro et al. 2023a), GO 1433 (PI: D. Coe; Y. Y.-Y. Hsiao et al. 2024), DDT 2750 (PI: P. Arrabal Haro; P. Arrabal Haro et al. 2023b) である。

JADES のデータについては、JADES チームが公開している整約済みスペクトル (Data Release 3; F. D'Eugenio et al. 2025; <https://jades-survey.github.io/scientists/data.html>) を用いた。その他のプログラムについては、K. Nakajima et al. (2023) および Y. Harikane et al. (2024) で制約されたスペクトルを用いた。この中で輝線またはライマンブレイクから赤方偏移が決まっている天体は 2562 個である。我々は $\text{Ly}\alpha$ 輝線を用いて宇宙再電離史を調べるため、 $z > 4.5$ で、静止系 1215.67 Å の $\text{Ly}\alpha$ 輝線の波長が含まれている 586 個の天体を選び、これを本研究で用いるサンプルとした。

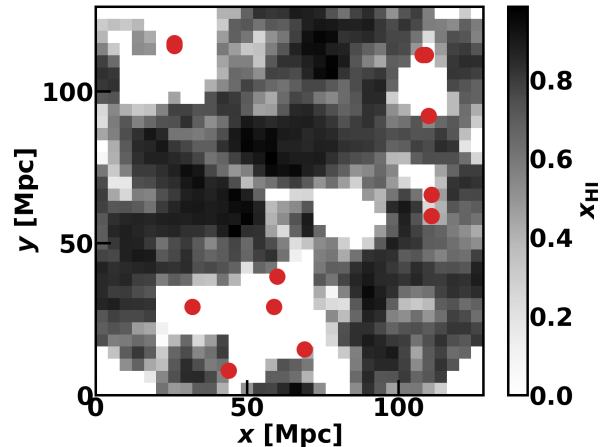


図 2: 21cmFAST を用いた $z = 7$ におけるシミュレーションボックスの一部。黒色が中性領域、白色が電離領域、赤点がハローの位置を示す。なお、シミュレーションの全体は 1 辺 1 cGpc の 3 次元の立方体で行っているが、この図ではその一部である 1 辺 128 cMpc の 2 次元スライスを示している。

3 Measurements of $\text{Ly}\alpha$ EWs

銀河の $\text{Ly}\alpha$ 輝線強度の指標として、以下で定義する等価幅 (equivalent width; EW) を用いる:

$$\text{EW} = \frac{F_{\text{Ly}\alpha}}{f_{\text{con}}(1+z)}. \quad (1)$$

ここで、 $F_{\text{Ly}\alpha}$ は $\text{Ly}\alpha$ 輝線のフラックス、 f_{con} は $\text{Ly}\alpha$ 輝線の波長における連続光のフラックス密度である。これらのパラメータは、銀河のスペクトルが power-law で表される連続光成分とガウシアンで表される $\text{Ly}\alpha$ 輝線の和であると仮定して、line spread function と IGM 吸収を考慮し、マルコフ連鎖モンテカルロ (MCMC) 法によって静止系 $1200 - 1800 \text{ Å}$ のスペクトルをフィットすることで求めた。我々のサンプル中の銀河の 1 つ (GN-z11, $z=10.6$) のスペクトルとフィッティングの例を図 1 に示す。

4 Modeling $\text{Ly}\alpha$ EWs

$\text{Ly}\alpha$ 輝線等価幅は水素の中性度に依存する。したがって、水素の中性度 x_{HI} と $\text{Ly}\alpha$ 輝線等価幅の関係を適切にモデル化することで、Section 3 で測定した $\text{Ly}\alpha$ 等価幅から x_{HI} を推定できる。本節では、モデル化の概略について説明する。

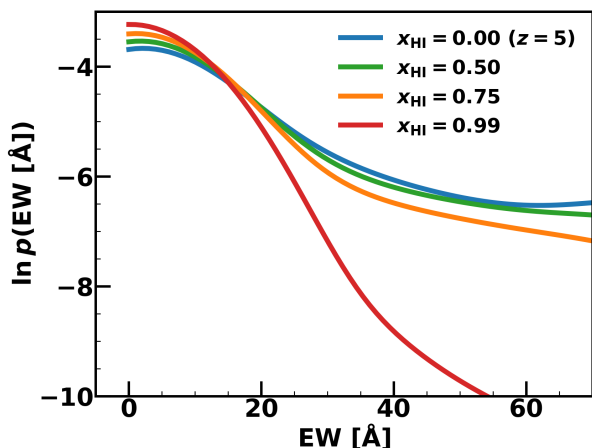


図 3: $z = 7$ における $M_{UV} = -18.5$ の銀河の $\text{Ly}\alpha$ 等価幅分布のモデル。4 種類の x_{HI} の値に対応する分布を示している。 $x_{\text{HI}} = 0.00$ の場合は IGM 吸収を受けないため $z \sim 5$ で観測された分布と一致する。

観測される $\text{Ly}\alpha$ 輝線等価幅の分布は、IGM 吸収を受ける前の等価幅分布と、 x_{HI} に応じて変わる IGM 中での透過率の分布によって決定される。キューサーの観測から、再電離は $z \sim 5.3$ で完了することが知られている (e.g., S. E. I. Bosman et al. 2022) ため、本研究で構築したサンプルの中から $z \sim 5$ の銀河を選び、これらの銀河の $\text{Ly}\alpha$ 等価幅分布を IGM 吸収前の分布として用いた。

IGM 中での $\text{Ly}\alpha$ 光子の透過率の分布は、準数値的宇宙論シミュレーションコード 21cmFAST (A. Mesinger et al. 2011, S. Murray et al. 2020) を用いて求めた。このコードを用いて、 x_{HI} の値を変えながら IGM の電離度と銀河の空間分布のシミュレーションを行い、シミュレーションボックス内で銀河から $\text{Ly}\alpha$ 光子を走らせることで、様々な x_{HI} に対する $\text{Ly}\alpha$ 光子の透過率分布を計算した。図 2 にシミュレーションボックスの一部を示す。

このように IGM 吸収前の等価幅分布と、IGM での透過率分布を組み合わせることで、観測される再電離期の銀河の $\text{Ly}\alpha$ 等価幅分布をモデル化することができる。図 3 に $z = 7$ におけるモデルの例を示す。

5 Reionization History

Section 3 で得られた $\text{Ly}\alpha$ 透過率分布と、Section 4 で得られた分布のモデルをベイズ推定を用いて比

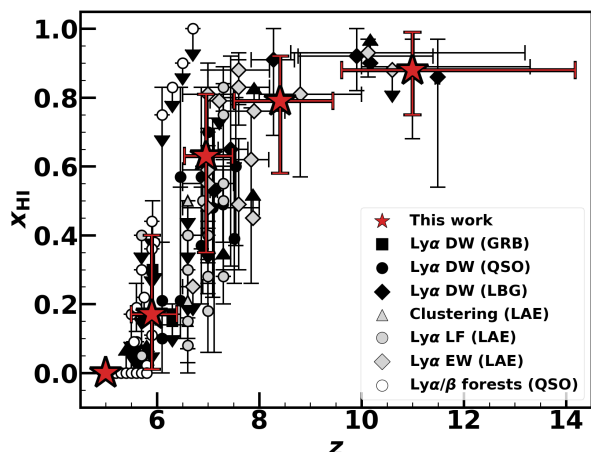


図 4: x_{HI} の赤方偏移進化。 $z \geq 6$ の赤星は本研究による推定結果。本研究では $z = 5$ で $x_{\text{HI}} = 0$ になっていることを仮定している。その他の点は様々な手法を用いた過去の研究の結果を示す。

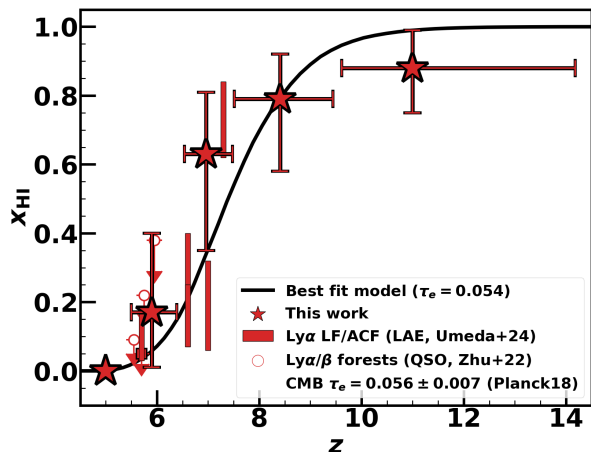


図 5: 再電離史の観測結果と best-fit のモデル。赤星が本研究の結果、その他の点は他の研究による制限、黒線が 21cmFAST による best-fit の再電離シナリオを示す。

較することで、 $z \geq 6$ において x_{HI} を推定する。サンプルを $z \sim 6, 7, 8-9, 10-14$ の 4 つのビンに分け、それぞれのビンに対して x_{HI} を推定した。得られた中性度は $z = 6, 7, 8-9, 10-14$ においてそれぞれ $< 40\%$, $63 \pm 23\%$, $79 \pm 17\%$, $88 \pm 12\%$ である。結果を図 4 に示す。

6 Discussion

本研究で得られた x_{HI} は $z \geq 7$ で高い値を示し、 $z \sim 7$ で $x_{\text{HI}} \sim 60\%$ と推定された。これは標準的な再電離の理論モデルと比べて高い値であり、このような観測結果を説明するためには、再電離が比較的遅い時期の $z \sim 7$ で急速に進行する”遅く急激な再電離”が必要になる。このような観測結果の起源を説明するため、本研究の結果と他の再電離史の研究結果 (Planck Collaboration et al. 2020; Y. Zhu et al. 2022; H. Umeda et al. 2025) を組み合わせ、21cmFAST で生成される再電離史の理論モデルに対してフィッティングを行った。ここで、シミュレーションのパラメータには電離効率 ζ と、電離光子を供給する最小のハロー質量 M_{min} をとり、この 2 つのパラメータを観測結果によって制限した。

得られた best-fit のパラメータは $\zeta = 10^{2.5}$, $M_{\text{min}} = 10^{10.5} M_{\odot}$ であり、対応する再電離史を図 5 に示す。この best-fit のモデルは、観測された遅く急激な再電離をよく説明する。その一方、得られた best-fit のパラメータは、 $M_{\text{UV}} = -17$ より明るい銀河のみが再電離に寄与し、電離光子脱出率 (銀河内で放射される電離光子のうち、銀河内で吸収されずに外部に脱出する割合) が $\sim 50\%$ であることを示唆する。これは、数密度が大きい $M_{\text{UV}} > -15$ の暗い銀河が支配的な再電離源で、脱出率は $\sim 10\%$ 程度である (e.g., S. L. Finkelstein et al. 2019, J. Chisholm et al. 2022) というこれまでの標準的な再電離の理解とは異なり、再電離モデルの見直しを迫るものである。

Reference

- Arrabal Haro, P., Dickinson, M., Finkelstein, S. L., et al. 2023a, ApJL, 951, L22
- Arrabal Haro, P., Dickinson, M., Finkelstein, S. L., et al. 2023b, Natur, 622, 707
- Bosman, S. E. I., Davies, F. B., Becker, G. D., et al. 2022, MNRAS, 514, 55
- Bunker, A. J., Cameron, A. J., Curtis-Lake, E., et al. 2024, A&A, 690, A288
- Chisholm, J., Saldana-Lopez, A., Flury, S., et al. 2022, MNRAS, 517, 5104
- D’Eugenio, F., Cameron, A. J., Scholtz, J., et al. 2025, ApJS, 277, 4
- Finkelstein, S. L., D’Aloisio, A., Paardekooper, J.-P., et al. 2019, ApJ, 879, 36
- Harikane, Y., Nakajima, K., Ouchi, M., et al. 2024, ApJ, 960, 56
- Hoag, A., Bradač, M., Huang, K., et al. 2019, ApJ, 878, 12
- Hsiao, T. Y.-Y., Abdurro’uf, Coe, D., et al. 2024, ApJ, 973, 8
- Jones, G. C., Bunker, A. J., Saxena, A., et al. 2025, MNRAS, 536, 2355
- Kageura, Y., Ouchi, M., Nakane, M., et al. 2025, ApJS, 278, 33
- 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., 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
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2020, A&A, 641, A6
- Tang, M., Stark, D. P., Topping, M. W., Mason, C., & Ellis, R. S. 2024a, ApJ, 975, 208
- Treu, T., Roberts-Borsani, G., Bradac, M., et al. 2022, ApJ, 935, 110
- Umeda, H., Ouchi, M., Kikuta, S., et al. 2025, ApJS, 277, 37
- Zhu, Y., Becker, G. D., Bosman, S. E. I., et al. 2022, ApJ, 932, 76

—[index](#) へ戻る

GK-24

z 6.2における narrow band データによる popIII galaxy
の探索

東京大学
榎森 遼

z 6.2 における narrow band データによる popIII galaxy の探索

榎森 遼 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

Population III 星とは、大質量かつ短命な金属量がゼロに近い初代星のことであり、シミュレーションなどから少なくとも $z=30\sim6$ に存在すると考えられている。Pop III 星や Pop III 星形成銀河を発見する試みは数多く行われてきたが、未だに候補天体がいくつかあるのみでその確固たる存在が直接確かめられたものはない。Pop III 天体の発見は、初期宇宙における銀河の星形成進化を解き明かす手掛かりとなるという点で、天文学における最も重要な目標の一つとなっている。また、種ブラックホール (seedBH) も同様に、超大質量ブラックホールの前駆体として、その検出が非常に重要な目標である。Pop III と seedBH は、 $\text{Ly}\alpha$ 輝線や $\text{H}\alpha$ 輝線、 HeII 輝線が強いと考えられている。

そこで本研究では、ナローバンドフィルターでの画像を用いた新たな手法で、 $z\sim6.2$ における Pop III、seedBH 候補と思われる銀河の探索を行った。具体的には、Cosmic Evolution Early Release Science (CEERS) 領域の JWST / NIRCам F470N の画像と、同領域の Subaru / HSC (Hyper Suprime Camera) NB872 の画像で検出された天体をマッチングさせ、 $\text{H}\alpha$ 輝線の強い天体 ($\text{H}\alpha$ emitter (HAE)) と $\text{Ly}\alpha$ 輝線の強い天体 ($\text{Ly}\alpha$ emitter (LAE)) を選定し、2 色図を作成して候補天体を探した。その結果、10 天体が HAE かつ LAE として選択できた。これらの天体に関して CIGALE による SED フィッティングを行い、これらの天体の物理量を推定した。さらに The Dawn JWST Archive (DJA) の分光データのある 4 天体に対しては、 $[\text{OIII}]$ 輝線とバルマー輝線の EW も求め、暫定的な議論をした。

1 Introduction

この宇宙で最初に生まれた星は、Population III 星と呼ばれる。宇宙論的シミュレーションによると、最初の Pop III 星は赤方偏移 $z\sim30$ の頃に大質量 ($\sim 10^2 M_\odot$) かつ短命な星として誕生し、その後の Pop III 星形成は少なくとも宇宙再電離期の終わりの $z\sim6$ まで続いていたと言われている。金属のほとんど含まれない水素・ヘリウムガスから生まれた Pop III 星は、その質量に応じてペア不安定型超新星 (PISN) またはコア崩壊型超新星 (CCSN) として生涯を終えた後、宇宙空間に金属を放出する。そしてその後の Pop II 星 (わずかに金属を含む) や Pop I 星 (高金属量、太陽も含む) へと進化し、これらの星生成がこの宇宙全体の金属量を増加させてきたと考えられている。一方、seedBH は、質量 $10^6\sim10^9 M_\odot$ の超大質量ブラックホール (SMBH) へと成長する前駆体です。主な形成経路としては、Pop III 星の CCSN 残骸から生まれるもの ($\sim 10\sim10^2 M_\odot$) と冷却ハロー内の大質量ガス雲が直接崩壊して生じるもの ($\sim 10^4\sim10^6 M_\odot$) が挙げられる。その後、これらの seedBH がガス降着や合体を繰り返すことで SMBH へと成長してい

く、というシナリオが考えられている。これら初代天体は元素の起源や、SMBH の起源、宇宙再電離等を理解する上で極めて重要であり、観測的検出が待たれている。

JWST の登場によって今までにない精度で高赤方偏移かつ低光度の天体を赤外線でも調べられるようになり、高赤方偏移 $z=6\sim10$ における Pop III、seedBH の候補がいくつか検出されている。だが、これらの初代天体候補はまだ検出報告数が少ない上、どれも未だに Pop III、seedBH であるという確証を得ることができていない。さらにこれらの多くは、無作為な分光観測によって偶然発見されたものであり、狭い視野の JWST/NIRSpec は、系統的な初代天体探索には適していない。一方、JWST NIRCам の撮像観測による系統的な Pop III、seedBH 候補探索も行われているが、ブロードバンドフィルターのみを使っているため、連続光で暗い天体を見落としている可能性が高く、輝線の特徴も十分に捉えられているかは定かではない。

Pop III 星は水素とヘリウムしか含まないガスから生まれ非常に高温であるため、周囲のガスから $\text{Ly}\alpha$

表 1: HST と JWST 画像の zero point と 5σ limiting magnitude

A	F606W	F814W	F105W	F125W	F140W	F160W	F115W	F150W	F277W	F356W	F410M	F444W
ZP(mag)	26.50	25.94	26.26	26.23	26.45	25.94	28.09	28.09	28.09	28.09	28.09	28.09
lim mag	28.62	28.30	27.11	27.31	26.67	27.37	29.08	28.94	29.16	29.14	28.35	28.57

輝線や H α 輝線、Hell λ 1640 輝線が強く出る一方、金属線はほとんど出ない。また、seedBH も、その激しい降着により同様の輝線が現れると考えられている。この特徴を捉えるために、本研究では、二つのナローバンドでの観測を組み合わせるといった新たなアプローチによって候補天体の探索を行うことで、大規模サーベイボリュームでの効率的な候補天体探索を可能にしている。最終的には、検出できた初代天体候補を、JWST NIRSpec の分光によって、Pop III、seedBH の明確な検出を目標としている。また、本研究で候補天体を検出できなかった場合でも、これら初代天体の $z \sim 6.2$ における個数密度に関する議論に制限を設けることができる。

2 Methods and Observations

本研究では、CEERS 領域 (Finkelstein et al. (2023)) における JWST NIRcam とすばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam(HSC) のナローバンド F470N と NB872 の画像を用いた。F470N と NB872 はそれぞれ、中心波長が $4708\text{\AA}$ と $8721\text{\AA}$ 、波長幅が $510\text{\AA}$ と $67\text{\AA}$ であり、 $z=6.174$ の天体から出る H α 輝線と Ly α 輝線をそれぞれ捉えることができる。今回は、この二つで同時に検出された天体のうち、それぞれのナローバンドでブロードバンドより一定以上明るい天体を HAE、LAE として選定し、どちらの基準も満たしたものを Pop III 天体または seedBH の候補として議論した。

2.1 Image Data

天体の検出、測光に使用した JWST CEERS 領域の F470N 画像は、GO 2234 プログラムで撮られた公開データ (Program ID: GO2234, PI: Banados) であり、総積分時間は各 area ごとに 4208.814s である。JWST MAST Portal からダウンロードしたものを JWST Pipeline を用いて reduction し、JWST

Pipeline custom にある notebook¹ を参考にして Pipeline の stage2 において $1/f$ ノイズの処理も行った。画像の zeropoint magnitude は 28.09 で、 5σ limiting magnitude は $25.80(0.5'' \text{ aperture})$ 、PSF の FWHM は $0.169''$ である。

一方、NB872 画像は、HSC queue mode で 2023/8/21 から 2025/4/28 にかけて大きく分けて 3 回で観測されたもので、総積分時間は 20h であった。reduction は hscpipe8.5.3(Bosch et al. (2018)) によって行った。画像の zeropoint magnitude は 27.0 で、 5σ limiting magnitude は AB 等級で $25.87(1.5'' \text{ aperture})$ 、PSF の FWHM は $0.583''$ である。表 1 に今回の解析に使用したその他の HST と JWST 画像 (Bagley et al. (2023)) の zeropoint magnitude と 5σ limiting magnitude をまとめている。

2.2 候補天体の selection

続いて、F470N 画像と NB872 画像に対し、SExtractor で測光、検出を行い、他の HST, JWST 画像に関しては F470N で検出された天体に対して、SExtractor の double image モードでの測光を行った。その後、F444W と F115W の画像が存在する範囲内で、F470N カタログと NB872 カタログの天体を半径 $0.5''$ でマッチングさせ、マッチできた 7485 天体を今回の HAE, LAE selection における sample としてカタログにした。この際、他のバンドについて、F470N を検出画像として、SExtractor の double image mode で測光してその値をカタログに追加した。このうち、F115W と F444W において 2σ limiting magnitude より暗い測光値をもつ天体のこれらの測光値を 2σ limiting magnitude に揃え、lower limit として扱った。Pirie et al. (2024) の 4.1.2 章と同じ選定方法でこのカタログの中から HAE を選定した。さらに、同様の方法で LAE についても選定を行った。これで HAE としても LAE としても選ばれた天体を、F444W - F470N

¹jwebbinar31/nircam/Executed-nircam_custom_pipeline_example-platform.ipynb

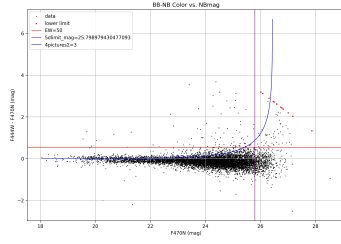


図 1: HAE 選定図 (赤い横線が EW の基準、紫線が F470N 限界等級、青線が Σ を表す曲線、左上の領域の点を LAE として考えた。赤い点は F444WW で検出されていない天体の lower limit)

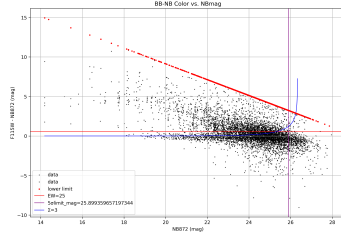


図 2: LAE 選定図 (赤い横線が EW の基準、紫線が NB872 限界等級、青線が Σ を表す曲線であり、左上の領域の点を LAE として考えた。赤い点は F115W で検出されていない天体の lower limit)

vs F814W - NB872 の 2 色図にプロットした。これらは、PopIII、seedBH の候補として議論する。

2.3 SED Fitting

LAE かつ HAE として選定した天体に対し、? の CIGALE を用いて SED フィッティングを実施した。CIGALE は多様な星形成履歴 (SFH) モデル、単一星形成ポピュレーション (SSP) モデル、ダスト減衰モデルなどを内蔵し、これらから生成されるモデル SED を観測データに適合させる一方、Bayesian によって物理量を推定する。本研究では SSP として Salpeter IMF を仮定し、Bruzual&Charlot (2003) のスペクトル合成モデルを用いた。SFH には τ モデル: $SFR(t) \propto \frac{t}{\tau} \exp \frac{t}{\tau}$ を使用した。金属量は $Z = 0.005Z_{\odot} - Z_{\odot}$ 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 0.3 を検討した。さらに検出されていない天体に対しては、 2σ limiting magnitude をそのバンドでのフラックスの上限値とした。

3 Results and Discussion

3.1 candidate selection

2.2 章の手法で、まずは HAE と LAE を選定した。具体的には、以下の計算により HAE の選定を行った。

$$\Sigma = \frac{1 - 10^{-0.4(BB-NB)}}{10^{-0.4(ZP-NB)} \sqrt{\sigma_{NB}^2 + \sigma_{BB}^2}}$$

$$EW_{\text{line}} = \Delta\lambda_{NB} \frac{f_{NB} - f_{BB}}{f_{BB} - f_{NB} \left(\frac{\Delta\lambda_{NB}}{\Delta\lambda_{BB}} \right)}$$

Σ color excess をランダムなばらつきと分離するための基準値で、これらの計算により、Ha の $EW=50\text{\AA}$ 以上の明確に color excess を HAE として 79 天体を選定できた。(ただし、F470N 画像で 5σ limiting magnitude で検出できている天体に限る。) LAE についても同様の選定を行い、3228 天体を選定できた。ここから、どちらでも選定できた天体は 37 天体あった。

この 37 天体について visual inspection を行い、F606W で天体が見えてしまい、赤方偏移が異なるものと判断したものや、LAE かつ HAE の可能性はあるが前景天体との分離した測光が難しいものなど、27 天体を除き、10 天体を初代天体候補として選定した。そして、これを F444W-F470N vs F115W-NB872 二色図上 (図 3) にプロットしたところ、PopIII や seedBH のモデルに近い位置にプロットされた天体がいくつか存在した。頭上の紫矢印は、F115W で受かっていない天体について、横軸の値が lower limit であることを示している。F444W で未検出の天体はこの中には含まなかった。図 3 上の番号はカタログ内の番号であるが、以下、この集録上では、この番号で説明を行う。(12073,12087,14709,14882,14993,15006,12032,19990,21025,21056)

3.2 選択した天体の物理量推定

これらの天体について、各バンドの測光値を用いて、2.3 章の CIGALE での SED フィットを行った。そこから、Bayesian によって物理量の推定値を得た。その中で、UV の連続光の傾き β の値に着目し、PopIII または seedBH と整合的かどうかを確認する。さらに、この 10 天体のうち、 $z=6.15$ から 6.19 の天

表 2: 候補天体の SEDfit と分光あり天体の EW の結果 (() 内はエラーの値)

	12073	12087	14709	14882	14993	15006	12032	19990	21025	21056
EW(H α)			740		860	1290	510			
EW(H β)			970		150	770				
EW([OIII])			1390		1780	1800				
β	-0.9(0.57)	-1.6(0.66)	-2.3(0.43)	-2.6(0.17)	-1.4(0.45)	-1.6(0.21)	-0.6(0.46)	-1.0(0.53)	-0.2(0.98)	-0.7(0.53)
χ^2_{red}	3.0	1.8	1.4	1.1	2.0	0.7	1.8	2.0	2.9	2.7

体として分光カタログに存在していた 4 天体について、H α , H β , [OIII] の EW を輝線へのガウシアンフィットから計算した。ここまでの結果を表 2 にまとめている。

PopIII は $\beta < -2.5$ レベルの非常に青い連続光を持ち、seedBH は逆に赤い連続光を持つ。これに整合的な天体は 14709 などが見られるが、他の物理量や金属量での整合性を確認しないと踏み込んだ言及は難しい。また、PopIII の H β /[OIII] は、1 以下であることが予想されているが、全ての EW を求められた 3 天体に関しては 1 より大きい。このことから、この 3 天体は、バルマー輝線の EW が初代天体として十分でも、金属量が初代天体よりは豊富で、候補天体ではない可能性が高いと言える。

4 Summary

今回の PopIII または seedBH 候補天体の選定では、10 天体を選ぶことができたが、特に分光カタログのない天体に関しては、SED フィットによる物理量の推定や金属量の推定が不十分で、候補天体である可能性の議論が難しい。そこで、今後の展望としては、さらに精度の高い SED フィットや、金属量の非常に低いか金属量が 0 のモデルでの SED フィットを行うことで、選定した天体が PopIII または seedBH 候補天体の性質に近いかどうかをより詳しく議論していく。その後、もっともらしい候補天体があれば、JWST/NIRSpec に分光追観測プロポーザルを提出し、HeII λ 1640 輝線を同定、金属線が小さいことを確認し、PopIII または seedBH の存在の確証を得る。さらに、これらの天体の物理量をより高い精度で評価できる。もしも候補天体が選定できなかった場合も、 $z=6.174$ における PopIII または seedBH の個数密度、星形成率や光度に上限をもたらし、理論モデルへの制限を与えることができるだろう。

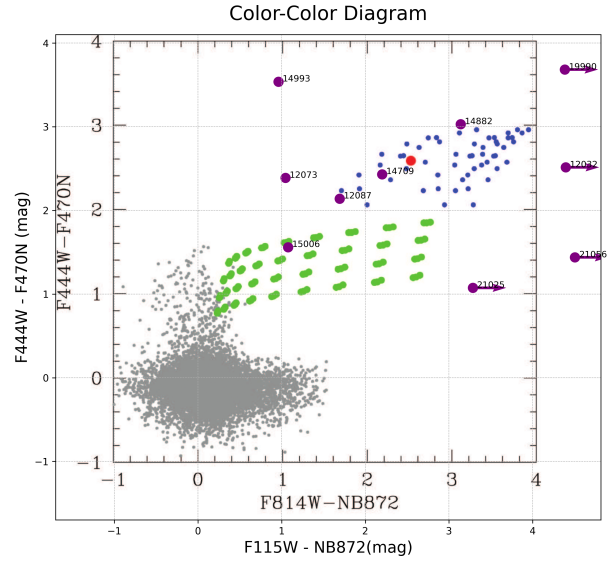


図 3: 候補天体の F444W-F470N vs F115W-NB872 二色図上のプロット (紫)

(青は PopIII 銀河のモデル、赤は seedBH のモデル、緑は星形成銀河のモデルを F444W-F470N vs NB872-F814W の二色図上にプロットしたものである。)

Reference

- Calzetti D., Armus L., Bohlin R. C., et al., 2000, ApJ, 533, 682
 Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
 Schaerer, D. 2003, A&A, 397, 527
 Tornatore, L., Ferrara, A., & Schneider, R. 2007, MNRAS, 382, 945
 Inoue, A. K. 2011, MNRAS, 415, 2920
 Bosch, J., Armstrong, R., Bickerton, S., et al. 2018, PASJ, 70, S5
 Finkelstein, S. L., Bagley, M. B., Ferguson, H. C., et al. 2023, ApJ, 946, L13
 Bagley, M. B., Finkelstein, S. L., Koekemoer, A. M., et al. 2023, ApJ, 946, L12
 Pirie et al. 2024, preprint (arXiv:2410.11808)
 Fujimoto, S., et al. 2025, preprint (arXiv:2506.17400)
 Rusta et al. 2025, preprint (arxiv:2506.17400)

[—index へ戻る](#)

GK-25

3次元輻射輸送計算によるダスト赤外放射の理論予測

筑波大学
伊藤 茉那

3 次元輻射輸送計算によるダスト赤外放射の理論予測

伊藤 茉那 (筑波大学 理工情報生命学術院)

矢島 秀伸, 曾我 健太 (筑波大学)

Abstract

初代銀河は宇宙の再電離や重元素の供給に寄与し、その後の宇宙の進化に大きな影響を及ぼす重要な天体である。そのため、初代銀河の形成・進化過程を解明することが、宇宙の成り立ちを紐解く鍵を握る。近年、ALMA をはじめとするサブミリ波観測の進展により、高赤方偏移銀河におけるダストに隠された星形成活動の実態が明らかになりつつあり、これまで紫外線・光学観測では捉えられなかった銀河母集団の存在が報告されている。しかしながら、高赤方偏移銀河をダスト連続波で見たときの数密度や光度関数は理論的にあまり調べられていない。そこで本研究では、最新の銀河形成モデルに基づいたシミュレーションデータセット "FORMATION and EVolution of galaxies in Extremely overdense Regions (FOREVER22; Yajima et al. 2022)" を用いて、サブミリ波帯のダスト連続光放射について輻射輸送計算を実施し、光度関数の理論的なモデル化を行った。銀河内部での輻射輸送計算には、Ly α 線や多波長連続光の寄与を考慮した 3 次元のモンテカルロ輻射輸送コード "All-wavelength Radiative Transfer with Adaptive Refinement Tree (ART2; Yajima et al. 2012; Li et al. 2008)" を使用した。本研究では、赤方偏移 $z = 6-14$ における赤外線光度関数とダスト温度の統計的性質を理論的に予測し、初期宇宙における銀河の光度進化やダスト形成の描像に迫る。これらの予測は、将来の遠方銀河観測に対する理論的指針を与えるものである。本講演では、得られた赤外線光度関数およびダスト温度の予測結果について紹介し、理論モデルと観測との整合性について議論する。

1 Introduction

初代銀河は、宇宙の再電離、金属の供給、および初期宇宙の星形成史において重要な役割を果たした天体である。その形成と進化を解明することは、宇宙構造の起源を理解する上で必要不可欠である。特に、ダストに覆われた星形成銀河 (dusty galaxy) は、紫外線・光学観測では捉えられない星形成活動を担い、星間物質の化学進化や再電離の進展に強い影響を与えと考えられている。

近年、ALMA によるサブミリ波観測の進展により、高赤方偏移宇宙における dusty galaxy の存在が明らかになりつつある。特に、赤方偏移 $z = 8.3$ の銀河においてサブミリ連続波放射が検出され、そのダスト温度が 80 K 程度と非常に高温であることが示唆されている (Bakx et al. 2020)。しかし、このような高温ダストの物理的起源は観測的には未解明であり、理論モデルとの整合性も十分に検証されていない。

本研究では、大規模な宇宙論的流体シミュレーション FOREVER22 (Yajima et al. 2022) の銀河サンプルに対し、3 次元のモンテカルロ輻射輸送計算を適

用することで、遠方の dusty galaxy における赤外線光度関数およびダスト温度の統計的性質を理論的に予測する。これにより、高温ダストの原因を理論的に検証し、観測結果の解釈に寄与することを目指す。

さらに、本研究は次世代望遠鏡への示唆を与えるものである。現在、南極 12m テラヘルツ望遠鏡 (Antarctica 12-m THz Telescope; ATT12) の建設が進められており、2033 年から運用が開始される予定である。ATT12 は 200 GHz–1.5 THz の周波数帯で南天の大規模サーベイを実施し、1 万平方度規模の深宇宙観測を可能にする予定である。本研究で構築するシミュレーションベースの光度関数は、ATT12 がどの程度遠方の銀河まで検出可能かを評価する理論的基盤を提供する。

2 Methods

本研究では、宇宙論的シミュレーションから得られた銀河サンプルに対し、3 次元モンテカルロ輻射輸送計算 (Monte Carlo Radiative Transfer; MCRT) を適用することで、銀河の赤外線放射特性を理論的

に予測した。

Simulation dataset: FOREVER22

入力データには、最新の銀河形成モデルに基づく宇宙論的大規模流体シミュレーション”FORmation and EVolution of galaxies in Extremely over-dense Regions” (FOREVER22) (Yajima et al. 2022) の proto-cluster region (PCR0) を使用した。PCR0 は大質量ハローの形成を含む高密度領域を対象とした再シミュレーションであり、シミュレーション体積は $V = (28.6 \text{ cMpc})^3$ 、ガスの質量分解能は $m_{\text{SPH}} = 4.1 \times 10^6 M_{\odot}$ である。ここで m_{SPH} は、SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 粒子 1 つあたりのガス質量を表す。高赤方偏移 ($z = 6\text{--}14$) において数百個規模の銀河を抽出し、星形成率、金属量、AGN 輻射場などを入力として輻射輸送計算に用いた。

Radiative transfer code: ART2

銀河内部での輻射輸送計算には、3 次元のモンテカルロ輻射輸送コード “All-wavelength Radiative Transfer with Adaptive Refinement Tree (ART2; Yajima et al. 2012; Li et al. 2008)” を用いた。ART2 は $\text{Ly}\alpha$ の再結合線・衝突励起線、紫外線から赤外線までの多波長連続光に対する吸収・散乱・熱放射を自己無撞着に取り扱うことができる。

本研究では、光度関数解析およびダスト温度解析の両方で共通して、モンテカルロ光子数を 10^6 個に設定した。これは計算精度を決定する主要なパラメータであり、収束計算によりこの値を選定した。

光度関数の解析では、ベースグリッドを $4 \times 4 \times 4$ とし、赤方偏移 $z = 6, 8, 10, 12$ の銀河ハロー計 1362 個 ($z = 6$: 644 個, $z = 8$: 387 個, $z = 10$: 197 個, $z = 12$: 134 個) を対象とした。

ダスト温度の解析では、より細かい空間分解能が必要なため、ベースグリッドを $32 \times 32 \times 32$ とし、赤方偏移 $z = 6, 8, 10, 12$ の銀河ハロー計 948 個 ($z = 6$: 446 個, $z = 8$: 287 個, $z = 10$: 131 個, $z = 12$: 84 個) を対象とした。

3 Results

はじめに、 $z = 6, 8, 10, 12$ の合計 1362 個の銀河に対して輻射輸送計算を行い、光度関数を解析した結果について述べる。図 1 に得られた光度関数を示す。横軸は赤外線光度 L_{IR} 、縦軸は単位体積あたりの銀河の数密度である。光度関数は、FOREVER22 で与えられているハロー質量と ART2 による赤外線光度の関係をフィッティングし、Sheth & Tormen (1999) のハロー質量関数に適用することで推定した。実線はシミュレーションで得られたデータ範囲、破線はフィッティング関数を外挿した結果を表す。いずれの光度においても、赤方偏移が高いほど銀河の数密度が減少していることが分かる。

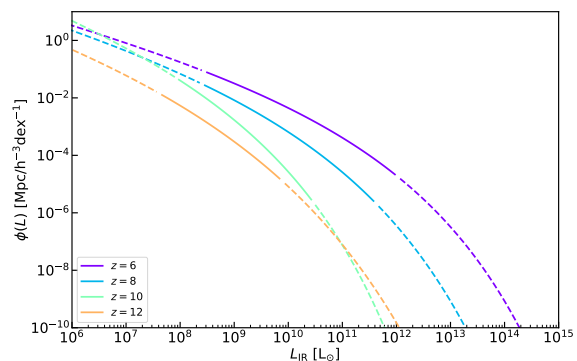


図 1: 合計 1362 個の銀河の光度関数。横軸は赤外線光度 L_{IR} 、縦軸は単位体積あたりの銀河の数密度を表す。ハロー質量と ART2 によるシミュレーションで得られた赤外線光度のフィッティング関数を、既存のハロー質量関数に適用した結果である。実線はシミュレーションデータが存在する範囲での光度関数を表し、破線はフィッティング関数をデータの範囲外まで外挿して得た光度関数を表す。

さらに、LIRG スケール ($L = 10^{11} L_{\odot}$) および ULIRG スケール ($L = 10^{12} L_{\odot}$) の銀河数密度を赤方偏移ごとに評価した結果を図 2 に示す。LIRG クラスの銀河は $z = 6$ で $(19 \text{ Mpc})^3$ に 1 個、 $z = 8$ で $(49 \text{ Mpc})^3$ に 1 個、 $z = 10$ および $z = 12$ では $(350 \text{ Mpc})^3$ に 1 個存在すると推定される。ULIRG クラスでは $z = 6$ で $(51 \text{ Mpc})^3$ に 1 個、 $z = 8$ で $(190 \text{ Mpc})^3$ に 1 個、 $z = 10$ で $(6400 \text{ Mpc})^3$ に 1 個、 $z = 12$ で $(2800 \text{ Mpc})^3$ に 1 個の割合で存在することが分かった。

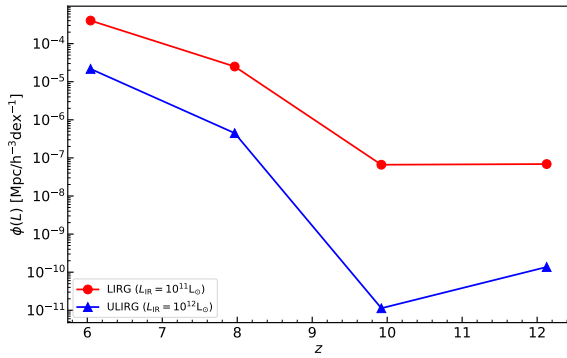


図 2: LIRG スケール ($L = 10^{11} L_{\odot}$) および ULIRG スケール ($L = 10^{12} L_{\odot}$) における各赤方偏移の銀河の数密度。横軸は赤方偏移、縦軸は銀河の数密度を表す。

$z = 10$ より $z = 12$ の数密度が高くなる傾向は、フィッティング関数の不定性によるものであり、対象ハロー数を増やすことで改善されると予想される。ATT12 は南天全天にわたる 1 万平方度級のサーベイ観測を計画しており、LIRG クラスでは $z \gtrsim 12$ 、ULIRG クラスでは $z \gtrsim 8$ の銀河の多数検出に繋がると期待される。

4 Discussion

まず、銀河の紫外線光の escape fraction $f_{\text{esc}} = L_{\text{UV,out}}/L_{\text{UV,in}}$ とハロー質量 M_h の関係を図 3 に示す。実線は全サンプルを 5 つの bin に分けた際の中央値、塗りつぶし部分は四分変位を表している。どの赤方偏移でも f_{esc} はハロー質量と負の相関を示しており、質量が大きい銀河ほど紫外線がダストに吸収されやすいことがわかる。また、高赤方偏移ほど低質量ハローが支配的である傾向も確認できる。

次に、合計 948 個の銀河から推定したダスト温度と赤外線光度 L_{IR} の関係を図 4 に示す。ダストからの赤外線放射は熱放射であるため、プランク関数でよく近似できる。そのため、ダスト温度は各銀河のスペクトルエネルギー分布 (spectral energy distribution; SED) において赤外線光度が最大となる波長を特定し、Wien の変位則を用いることで推定できる。高赤方偏移であるほど、同じ L_{IR} に対してダスト温度が高い傾向を示している。特に $T_d \sim 80$ K の高温ダストを自然に再現できており、Bakx et al. (2020) の

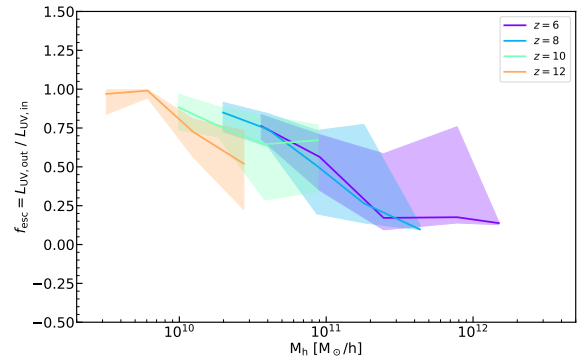


図 3: 銀河の escape fraction $f_{\text{esc}} = L_{\text{UV,out}}/L_{\text{UV,in}}$ とハロー質量 M_h の関係。実線はデータ範囲 5 bins に分けた際の各 bin における中央値を表し、塗りつぶしの部分は四分変位を表す。

ALMA 観測で指摘された高温ダスト銀河を理論的に支持する結果となった。

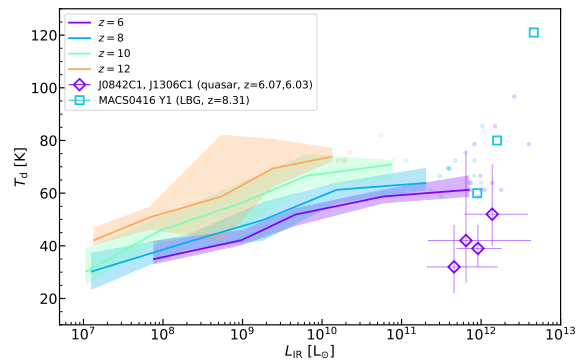


図 4: 合計 948 個の銀河のダスト温度。横軸は赤外線光度 L_{IR} 、縦軸はダスト温度 T_d を表す。実線はデータ範囲 5 bins に分けた際の各 bin における中央値を表し、塗りつぶしの部分は四分変位を表す。また、丸点は bin 作成の際の外れ値を示す。水色の四角形は Bakx et al. (2020) の、紫色の菱形は Bakx et al. (2024) の観測データを表す。

次に、ダストが高温となる要因について考察する。ダスト温度 T_d は、星からの輻射場による加熱と赤外線放射による冷却のつり合いで決まる。星からの輻射加熱は

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{abs}} = \langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\star} \pi a^2 u_{\star} c \quad (1)$$

と表される。ただし、 $u_{\nu} d\nu/h\nu$ は振動数 $[\nu, \nu + d\nu]$ を

持つ光子の数密度、 $Q_{\text{abs}}(\nu)\pi a^2$ はダスト粒子の吸収断面積、 a はダスト粒子の半径を表す。ここで $\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\star} \equiv \frac{d\nu u_{\star\nu} Q_{\text{abs}}(\nu)}{u_{\star}}$, $u_{\star} \equiv \int d\nu u_{\star\nu}$ を導入すると式 1 は

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{abs}} = \langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\star} \pi a^2 u_{\star} c \quad (2)$$

と書き直せる。また、赤外線放射による冷却率は

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{emiss.}} &= \int d\nu 4\pi B_{\nu}(T_d) C_{\text{abs}}(\nu) \\ &= 4\pi a^2 \langle Q_{\text{abs}} \rangle_{T_d} \sigma T_d^4 \end{aligned} \quad (3)$$

と書ける。ただし $\langle Q_{\text{abs}} \rangle_T \equiv \frac{\int d\nu B_{\nu}(T) Q_{\text{abs}}(\nu)}{\int d\nu B_{\nu}(T)}$ である。また、 σ はシュテファン-ボルツマン定数である。式 1 と式 3 を平衡条件で結ぶと

$$\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\star} \pi a^2 u_{\star} c = 4\pi a^2 \langle Q_{\text{abs}} \rangle_{T_d} \sigma T_d^4 \quad (4)$$

これをダスト温度 T_d について解くと

$$T_d^4 = \frac{1}{4\sigma} \frac{\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\star}}{\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{T_d}} c u_{\star} \quad (5)$$

ここで、 $c u_{\star}$ は単位時間単位面積あたりの輻射エネルギーなので、銀河の典型的半径 R を用いて

$$c u_{\star} = \int d\nu \frac{L_{\nu}}{4\pi R^2} = \frac{L_{\text{bol}}}{4\pi R^2} \quad (6)$$

と表すことができる。これにより、ダスト温度は

$$T_d = \left(\frac{1}{16\pi\sigma} \frac{\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{\star}}{\langle Q_{\text{abs}} \rangle_{T_d}} \right) L_{\text{bol}}^{1/4} R^{-1/2} \quad (7)$$

となり、銀河の典型的な半径 R が T_d を決める重要な因子であることがわかる。

この関係を直接検証するため、ダスト温度と銀河の half-light radius $R_{1/2}$ の関係を図 5 に示す。全体として右肩下がりの傾向を示し、コンパクトな銀河ほどダスト温度が高いことが明らかになった。さらに、高赤方偏移ほど $R_{1/2}$ が小さいため、 $z > 8$ の銀河で高温ダストが優勢である理由は、コンパクトな銀河が多数を占めることに起因すると考えられる。

これらの結果から、遠方のダストに覆われた銀河における高温ダストは、星からの強い輻射場に加えて、銀河サイズの縮小という構造的要因によってもたらされていると結論づけられる。今後、さらに高解像度のシミュレーションと多波長観測を組み合わせることで、初代銀河におけるダストの進化と宇宙再電離への影響を詳細に明らかにすることができるだろう。

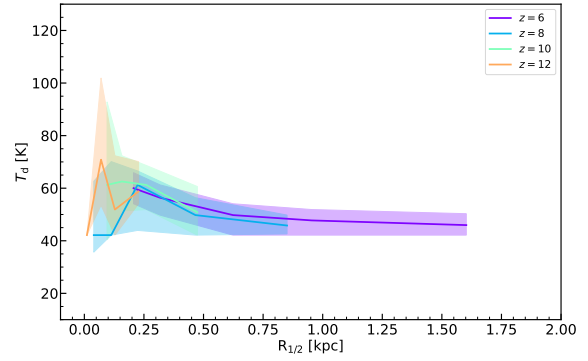


図 5: ダスト温度と銀河の典型的サイズの関係。横軸は銀河の half-light radius $R_{1/2}$ 、縦軸はダスト温度 T_d を表す。実線はデータ範囲 5 bins に分けた際の各 bin における中央値を表し、塗りつぶしの部分は四分変位を表す。

5 Conclusion

本研究では、FOREVER22 シミュレーションのプロトクラスター領域を用い、ART² による輻射輸送計算から高赤方偏移 ($z = 6-12$) 銀河の赤外線光度関数とダスト温度を予測した。解析の結果、 $z > 8$ の銀河で $T_d \sim 80$ K の高温ダストが自然に再現され、ALMA 観測 (Bakx et al. 2020) と一致した。また、コンパクトな銀河ほどダストが高温になる傾向を示し、高赤方偏移銀河の小型性が高温ダストの起源であることを明らかにした。さらに、ATT12 サーベイで $z > 12$ の LIRG クラス銀河が多数検出できる可能性を示唆した。本研究は、初代銀河のダスト進化と将来の遠方観測の解釈に重要な理論的基盤を提供する。

Reference

- Yajima, H., Li, Y., Zhu, Q., & Abel, T., 2012, *MNRAS*, **424**, 884
- Li, Y. et al. 2008, *ApJ*, **678**, 41
- Yajima, H., Makito, A., et al. 2022, *MNRAS*, **509**, 4037
- Bakx, Tom. J. L. C., Tamura Y., Hashimoto T., et al. 2020, *MNRAS*, **493**, 4294
- Bakx, Tom J. L. C., Algera, Hiddo S. B., Venemans, B., et al. 2024, *MNRAS*, **532**, 2270
- Sheth, R. K., & Tormen, G. 1999, *MNRAS*, **308**, 119

[—index へ戻る](#)

GP-01

mini-BAL クェーサー HS1603+3820 にみられる CIV 吸収線の時間変動調査

信州大学
魚村 直人

mini-BAL クェーサー HS1603+3820 にみられる CIV 吸収線の時間変動調査

魚村 直人 (信州大学大学院 総合理工学研究科)
三澤 透 (信州大学)、高橋 歩美 (国立天文台)

Abstract

クェーサー HS1603+3820 ($z_{\text{em}} \sim 2.542$) は、幅広い赤方偏移 ($1.965 < z_{\text{abs}} < 2.554$) において多数の CIV 吸収線を持つ。複数回の可視分光観測を行なったところ、これらの吸収線のなかには激しい時間変動を示すアウトフロー起源の吸収線 (mini-BAL; $z_{\text{abs}} \sim 2.43$) が含まれることが確認された (Misawa et al. 2003, 2005, 2007)。また、2012 年 9 月から 2015 年 5 月にも、国立天文台岡山 188cm 反射望遠鏡/KOOLS で観測されており、吸収線の時間変動が確認されている (Horiuchi et al. 2016)。2015 年 5 月以降の追観測が行なわれていないため、その後の変動傾向は確認できていない。そこで、前回の観測からほぼ 10 年を経過した 2025 年 3 月と 2025 年 6 月に Seimei/KOOLS-IFU を用いて HS1603+3820 の追観測を行ない、Subaru/HDS で観測した 2002 年 3 月から 2006 年 6 月までのデータと国立天文台岡山 188cm 反射望遠鏡/KOOLS で観測した 2012 年 9 月から 2015 年 5 月までのデータを使って、約 10 年間隔で mini-BAL 吸収線の等価幅の変動傾向を探った。その結果、約 10 年経った今でも変動しており、CIV 吸収線の等価幅が約 2 倍近くに増加していた。また、Subaru/MOIRCS を用いて、HS1603+3820 の近赤外分光観測も行ない、低電離状態にある MgII 吸収線の検出も試みた。解析の結果、MgII 吸収線は検出されなかったことから、アウトフローの電離状態は相当高いことが示唆される。今回得られた分光データは、いずれも波長分解能が $R \sim 1200$ であるが、より詳細な調査を行なうために、今後は高分散分光観測 ($R > 30,000$) を行なう予定である。

1 Introduction

本研究の最終的な目的は、SMBH (超大質量ブラックホール) と銀河との共進化の解明についてである。ほぼすべての銀河の中心には SMBH が存在し、その SMBH の質量と宿主銀河の楕円成分の質量比がおおよそ $1/500$ から $1/1000$ 程度に収まることがわかっている。このような観測的事実は、SMBH と銀河はお互いに何らかの方法でフィードバックを与えて共に進化してきたこと (共進化) を示唆している。

このように共進化していく原因の 1 つとして考えられているのは AGN フィードバックと呼ばれる進化過程であり、フィードバックのメッセンジャーとして「アウトフロー」が有力視されている。アウトフローとは、降着円盤から外向きに高速度で吹き出すガス流である。莫大な光のエネルギーを放出するクェーサーでは、その光の輻射圧や磁気遠心力によりガスを外向きに加速している。

アウトフローは (i) 降着円盤のガスをブラックホールに降着させるために円盤ガスの角運動量を抜き去

る (Blandford & Payne et al. 1982; Murray et al. 1995; Proga et al. 2000)、(ii) 大量の重元素を母銀河や銀河間物質に供給することにより、化学進化に影響を与える (Di Matteo et al. 2005; Moll et al. 2007)、(iii) 大量のエネルギーと運動量の放出により近傍の星間・銀河間領域に影響を与える、といった役割があると考えられており、超巨大ブラックホールと母銀河との間の共進化のメカニズムの解明に重要である (Ferrarese & Merritt 2000; Shen et al. 2015)。

クェーサーを分光してスペクトルを調べると、アウトフローガスによる吸収線が検出できる。この吸収線の線幅によって、NAL (Narrow Absorption Line) ($\text{FWHM} \leq 500 \text{ km s}^{-1}$)、BAL (Broad Absorption Line) ($\text{FWHM} \geq 2000 \text{ km s}^{-1}$)、両者の中間の線幅をもつ mini-BAL に分類することができる。

本研究の対象天体である HS1603+3820 ($z_{\text{em}} = 2.542$, $B = 15.9$) は $1.965 < z_{\text{abs}} < 2.554$ に多数の CIV ダブルレットがあることが知られている。Misawa et al. (2003, 2005, 2007) では、すばる望遠鏡の HDS ($R = 45000$) とホビー・エバリー望遠鏡の MRS (R

= 9200) を用いて、すべての CIV 吸収線を 9 つの system (A - I) に分類した。その中でも system A ($z_{\text{abs}} \sim 2.43$) は CIV の部分掩蔽とキューサー静止系における 0.36 年の間隔で時間変動を示し、mini-BAL と同定された。時間変動の原因として考えられるのは、(1) 連続光源を横切る吸収体による変動（以下、ガス運動シナリオ）、(2) 電離レベルの変化による吸収強度の変動（電離変動シナリオ (CIII $\leftrightarrow$ CIV, CIV $\leftrightarrow$ CV) ; 以下、VIS (variable ionization state) シナリオ) が考えられる。

本研究は、Seimei/KOOLS_IFU で HS1603+3820 を観測し、過去に観測された結果から System A の吸収線 (mini-BAL) がどのくらい変動しているかを等価幅を用いて長期的にモニタリングし、変動の原因を探ることが目標である。また、Subaru/MOIRCS を用いて HS1603+3820 を近赤外領域でも観測し、低電離吸収線である MgII 吸収線の観測も行なった。

2 OBSERVATION & DATA REDUCTION

2.1 Seimei/KOOLS_IFU

2025 年 3 月 26 日と同年 6 月 16 日に、Seimei 望遠鏡の KOOLS_IFU を用いて、キューサー HS1603+3820 (以下、対象天体) の分光観測を行なった。グリズムは VPH495 (波長範囲: 4300 - 5900 Å、波長分解能: ~ 1500) を用いた。観測時間は 2025 年 3 月 26 日は 900 秒 $\times$ 1 枚 = 900 秒、2025 年 6 月 16 日は 900 秒 $\times$ 2 枚 = 1800 秒である。

一次解析は KOOLS_IFU のホームページに記載されている Data Reduction を参考に IRAF で行なった。波長校正のために、Hg、Xe、Ne ランプを用いた。銀河間減光、ヘリオセントリック速度、air - vacuum などの補正は IRAF で行なった。ノイズが強かったため、横 5 pixel 分のビニングを行なった（分散は 4.4 Å/ pixel）。IRAF で規格化を行ない、規格化した 2025 年 6 月 16 日の 2 枚のフレームを波長ごとに平均をとって合成した。吸収線の比較のため、時間変動していないと思われる System B の吸収線の位置を基準に IRAF の dopcor で分散の 4.4 Å 以内でずらした。

エラースペクトルについては、

$$\sigma(\lambda) = \sqrt{f_{\text{obs}} + \sigma_{\text{sky}}^2 + G(RN)^2} \quad (1)$$

を用いて評価できる。ここで f_{obs} はキューサーのフラックス（単位は e^- ）、 σ_{sky} はスカイフラックスの誤差（単位は e^- ）、 G はゲイン（解析の手順に沿ってフラットフレームから求めた）、 RN はリードアウトノイズ（bias フラームから求めた）である。

2.2 Subaru/HDS

Subaru/HDS と Seimei/KOOLS_IFU で分解能が異なるためそのままでは比較ができない。そのため、Subaru/HDS のデータを IRAF の gauss コマンドを使って分解能を Seimei/KOOLS_IFU と同じになるように解像度を落とした。

2.3 Subaru/MOIRCS

2024 年 4 月 26 日、すばる望遠鏡の MOIRCS を用いて、キューサー HS1603+3820 の分光観測を行った。グリズムは VPH - Y (波長範囲: 0.9 - 1.1 μm 、波長分解能: 3180、分散: 0.764 Å/pix) を用いた。観測時間は、300 秒 $\times$ 8 枚 = 2400 秒である。シーイングは 0.61" - 0.75" と良好なコンディションであった。

一次解析は、Python で MOIRCS の一次解析用のコードを作成し、そのコードを用いて解析した。

3 Results

3.1 mini-BAL 吸収線

2006 年 6 月に Subaru/HDS で観測したデータに本研究のデータを重ねてプロットした結果を図 1 に示す。横軸はキューサーからの視線速度である。時間変動する mini-BAL 吸収線は 7000 - 12000 km/s 付近にある吸収線 (System A) である。4500 - 6000 km/s 付近の吸収線 (System B) は時間変動しておらず intervening な吸収線と同定されている (Misawa et al. 2007)。吸収線まわりで S/N を評価してみると、2025 年 3 月のデータは S/N ~ 13.4 、2025 年 6 月のデータは S/N ~ 49.5 であった。

図 1 の上図より、本研究のデータと比べてみると、CIV 吸収線が時間変動していることがわかる。また、System B の吸収線はおおよそ一致している。

Subaru/MOIRCS では MgII 吸収線を観測することができた。キューサーの赤方偏移 (z_{em}) を ~ 2.542 として CIV 吸収線と重ねてプロットしてみると、観測した吸収線は System B における吸収線であり、System A には存在しないことが分かった。MgII 吸収線は低電離領域に存在するため、キューサーアウトフローの電離状態は高いことがわかる。

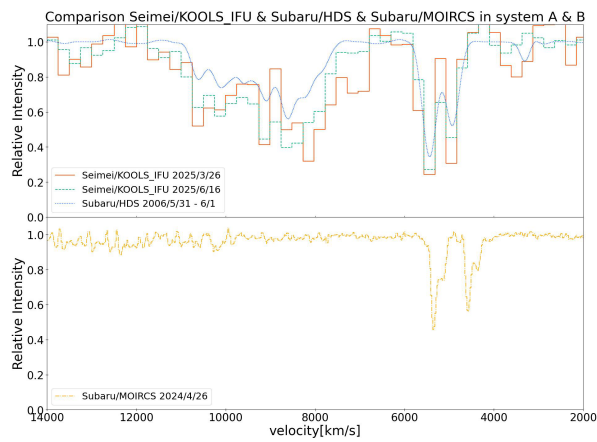


図 1: System A (7000 - 12000 km/s) とその付近の System B (4500 - 6000 km/s) における吸収線の velocity plot ($z_{em} \sim 2.542$)。上図は CIV 吸収線であり、下図は MgII 吸収線である。なお、MOIRCS のデータの分解能は KOOLS_IFU のデータに合せていない。

3.2 等価幅

先行研究 (Misawa et al. 2014, Horiuchi et al. 2016) の等価幅の結果と本研究の等価幅をプロットした結果を図 2 に、本研究の等価幅を表 1 示す。先行研究の結果から最大で約 2 倍以上等価幅が増加していることがわかる。このような等価幅の増加幅は先行研究ではまれである。

4 Discussion

時間変動の原因として、ガス運動シナリオと VIS シナリオが考えられる。しかし、図 1 では吸収線の概

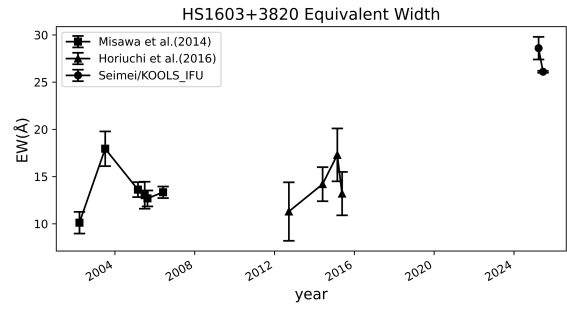


図 2: 先行研究 (Misawa et al. 2014 (黒四角), Horiuchi et al. 2016 (黒三角)) の等価幅と本研究 (黒丸) の等価幅のプロット。横軸は Observed frame における観測時期 (年) を示す。

表 1: 本研究で観測した mini-BAL 吸収線の等価幅

Obs. date	$EW_{CIV} [\text{\AA}]$
2025-03-26	28.6 ± 1.2
2025-06-16	26.1 ± 0.1

形が 2006 年と 2025 年でほぼ一致しているため、ガス運動シナリオの可能性は低い。これは Misawa et al. (2005) でも mini-BAL を構成する速度成分の異なるガス群が我々の視線を同時に横切ることとは不自然であるとして結論づけられている。

VIS シナリオを検証するために木曽観測所のトモエゴゼンの測光カタログを使って、HS1603+3820 の等級の変動を確認した。誤差が比較的大きいが 2024 年から 2025 年にかけて等級が約 1 等ほど減光した。もし、実際にこれほど大きな減光をしているのであれば VIS シナリオを支持することができる可能性があり、キューサーからアウトフローガスまでの距離に制限を設けることができる。ただし、減光した日に測定された他のデータをみると、等級が変化が小さいデータもあるため (図 4)、外れ値である可能性がある。実際に減光していない場合、VIS シナリオの補助機構として Warm absorber の存在が考えられる。Warm absorber というのは、連続光源とアウトフローの間に存在するガスと考えられ、X 線の吸収に寄与する。warm absorber の変動によって、その背後に届けられる X 線フラックスが変動すると、CIV 吸収体の電離状態が変動する可能性があるその紫外線の変動により、電離フラックスが変動し、CIV 吸収線の変動が起こる可能性がある。そのため、X

線のデータカタログがあれば、warm absorber の存在について評価できる。

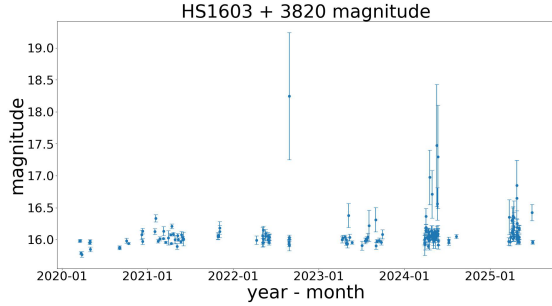


図 3: トモエゴゼンで観測された HS1603+3820 の等級プロット。横軸は Observed frame における観測時期（年）を示す。

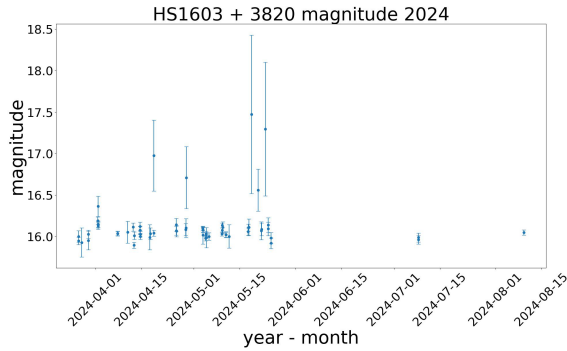


図 4: トモエゴゼンで観測された 2024 年における HS1603+3820 の等級プロット。横軸は Observed frame における観測時期（年）を示す。

5 Conclusion

本研究では、Seimei/KOOLS_IFU のデータと Subaru/HDS、国立天文台岡山 188cm 反射望遠鏡/KOOLS の過去のデータを用いて HS1603+3820 の等価幅の解析を行なった。その結果、約 10 年で等価幅が約 2 倍ほどに増加していることが分かった。また、木曾観測所のトモエゴゼンの測光カタログを用いて、等級の変動の確認も行なった。その結果、等級が約 1 等ほど減光しており、VIS シナリオを支持することができるかもしれない。

Subaru/MOIRCS で観測したデータには、mini-BAL 領域に低電離吸収線である MgII 吸収線の存在が認められなかったため、キューサーアウトフロー

の電離状態は高いことがわかる。今後、KOOLS_IFU と MOIRCS のデータから、電離モデルを用いて VIS シナリオについての評価をしていきたいと検討している。

等価幅の大幅な増加がみられたため、もしかすると HS1603+3820 は mini-BAL キューサーから BAL キューサーに進化する可能性もある。しかし、今回観測した Seimei/KOOLS_IFU は分解能が低いため、CIV 吸収線の詳細な物理的性質を評価できない。そのため、Seimei/KOOLS_IFU で長期的な観測を続行しつつ、高分解能の Subaru/HDS での観測も考えている。

Acknowledgement

Seimei 望遠鏡の観測の際、岡山国立天文台のサポートスタッフの方々に観測手法について夜遅くまで多くのご助言をいただきました。多謝申し上げます。

また、東京大学天文センターの酒向さん、瀧田さん、笹岡さんからトモエゴゼンの測光データを提供していただきました。心より感謝申し上げます。

Reference

- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, Nature, 433, 604
- Ferrarese, L., & Merritt, D. 2000, ApJ, 539, L9
- Horiuchi, T., Misawa, T., Morokuma, T., et al. 2016, PASJ, 68, 48
- Misawa, T., Eracleous, M., Charlton, J. C., & Kashikawa, N. 2007, ApJ, 660, 152
- Misawa, T., Eracleous, M., Charlton, J. C., & Tajitsu, A. 2005, ApJ, 629, 115
- Misawa, T., Yamada, T., Takada-Hidai, M., et al. 2003, AJ, 125, 1336
- Moll, R., Schindler, S., Domainko, W., et al. 2007, A&A, 463, 513
- Murray, N., Chiang, J., Grossman, S. A., & Voit, G. M. 1995, ApJ, 451, 498
- Proga, D., Stone, J. M., & Kallman, T. R. 2000, ApJ, 543, 686
- Shen, Y., Brandt, W. N., Dawson, K. S., et al. 2015, ApJS, 216, 4

[—index へ戻る](#)

GP-02

ク ェ ー サ ー の 接 線 方 向 に 対 す る 近 接 効 果 の 多 視 線 観 測

信州大学
佐藤 良

クェーサーの接線方向に対する近接効果の多視線観測

佐藤 良 (信州大学大学院 総合理工学研究科)

三澤 透, 前田 祐輔, 登口 暁 (信州大学)

Abstract

クェーサーから放射される強力な紫外線は、クェーサーの周囲数 Mpc に存在する銀河間物質中の中性水素を過剰に電離する現象「近接効果」を引き起こす。近接効果は、クェーサーのスペクトル中に現れる $\text{Ly}\alpha$ 吸収線の深さから、輻射を受けた中性水素の電離度を評価することで調査できる。Prochaska et al. (2013) では、クェーサーの降着円盤を face-on 方向から見ている典型的な Type 1 (non-BAL) クェーサーの接線方向にある中性水素の量が、視線方向の量に比べて多いことが確認された。そのため、クェーサーの近接効果には方向による偏り（異方性）があることが示唆されている。この異方性は、ダストトールスによって紫外線輻射が遮られることにより生じるというシナリオが、現在、最も可能性が高いと考えられている。実際、降着円盤を edge-on 方向から見ている BAL クェーサーでは異方性に逆の傾向がみられ、このシナリオを支持している (Misawa et al. 2022)。ただし、投影“ペア”クェーサーを用いた先行研究では、BAL / non-BAL クェーサーの接線方向を背景クェーサーに対する 1 視線でしか調査できておらず、視線方向と接線方向の異方性の確認に留まっていた。本研究では、離角数分（数 Mpc）以内に複数個の背景クェーサーをもつクェーサーを研究対象とし、クェーサー接線方向の近接効果の異方性を初めて個々の天体に対して直接的に調査した。この手法により、BAL / non-BAL クェーサーの接線方向を複数視線に対して解析し、近接効果の異方性を調査した。その結果、接線方向の電離度に異方性が見られるクェーサーと、異方性が見られないクェーサーは BAL / non-BAL クェーサーいずれにも存在することが分かった。また、最も有力とされているダストトールスによる遮蔽シナリオと矛盾しないことが示唆された。

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その距離によって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紫外線輻射によって、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 (H I) を過剰に電離する近接効果と呼ばれる現象を引き起こす。近接効果は、クェーサーと地球を結ぶ視線方向で見られる視線方向近接効果 (line-of-sight proximity effect; LPE) と、視線方向と直交する方向の接線方向近接効果 (transverse proximity effect; TPE) に分けられる。近接効果の程度はスペクトル上の H I 吸収線の深さから求められ、LPE は近接効果を引き起こすクェーサー自身のスペクトルにみられる吸収線を用い、TPE では近接効果を引き起こす foreground (f/g) クェーサーに対して離角の小さい background (b/g) クェーサーの光が接線方向領域を通過したときに生じる吸収線を用いる。Prochaska et

al. (2013) では、典型的な Type 1 クェーサーの LPE と TPE を比較し、視線方向に比べて接線方向で H I 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最も有力なシナリオは、ダストトール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ルスシナリオである (図 1)。ダストトール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。クェーサーは非常に遠く回転軸の向きを空間分解できないが、図 3 のように inclination angle によって異なる性質を持つクェーサーとして観測される。典型的な Type 1 クェーサーは face-on であり、Type 2 クェーサーは edge-on、アウトフロー由来の広い吸収線 (broad absorption line; BAL) を持つ BAL クェーサーは edge-on に近い inclination angle で見ていると考えられている。Misawa et al. (2022) と Maeda (2024)

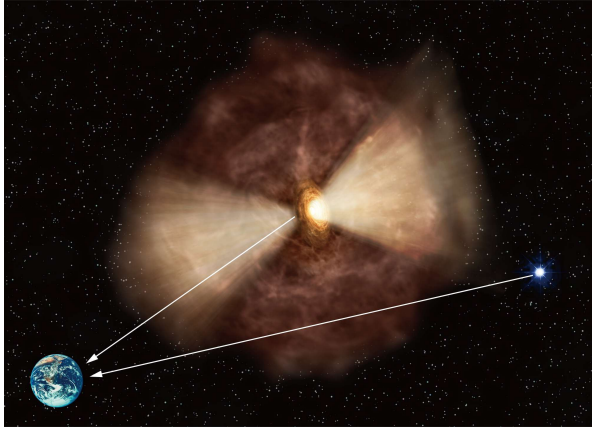


図 1: ペアクエーサーを用いた face-on クエーサー周辺の近接効果観測の概念図 (Credit: 信州大学)

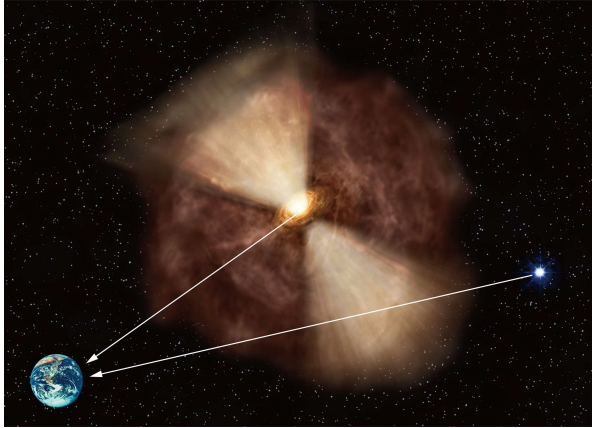


図 2: ペアクエーサーを用いた edge-on クエーサー周辺の近接効果観測の概念図 (Credit: 信州大学)

では、BAL クエーサーを用いて TPE を調べ、Type 1 クエーサーの結果と逆の傾向が見られたため、ダストトーラスシナリオを支持する結果を得た。ただし、これらの先行研究では投影“ペア”クエーサーを用いており、TPE は 1 つのクエーサーに対して 1 視線のみの調査に留まっていた。

そこで、本研究ではひとつの f/g クエーサーに対して、複数の b/g クエーサーが存在する領域を研究対象とし、クエーサーの TPE 同士における異方性を直接的に調査した。また、f/g クエーサーは BAL クエーサーと BAL を持たない典型的な Type 1 クエーサー (non-BAL クエーサー) を用い、ダストトーラスによる遮蔽シナリオの検証を行った。

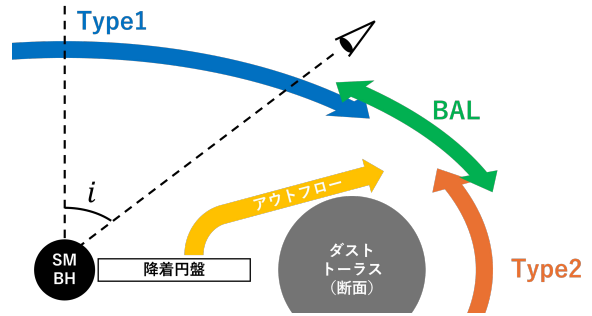


図 3: AGN は見る角度 (inclination angle; i) によって別の種類として観測される。face-on では Type 1 クエーサーに、edge-on では Type 2 クエーサーに、edge-on に近いアウトフローの吹く方向では BAL クエーサーに見える。

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、以下の条件を満たすものを選んだ。(i) f/g クエーサーの赤方偏移 ($z_{f/g}$) が 2.0 よりも大きい (SDSS 観測波長領域 $\lambda_{\text{obs}} \gtrsim 3650 \text{ \AA}$ で、 $\text{Ly}\alpha$ 吸収線を解析するため)、(ii) f/g クエーサーから 3 分角 ($\sim 1.5 \text{ Mpc}$) 以内に 2 個以上の b/g クエーサーを持つ、(iii) クエーサー同士の視線速度差が 5000 km s^{-1} 以上であり、b/g クエーサーの LPE が f/g クエーサーの接線方向に影響を与えない、(iv) $(1+z_{f/g}) \times 1216 > (1+z_{b/g}) \times 1026$ であり、f/g クエーサーの $\text{Ly}\alpha$ の波長と、b/g クエーサーの他のライマン系列が重複していない、(v) 2 個以上の b/g クエーサーに対して f/g クエーサーのスペクトルの $\text{Ly}\alpha$ 波長周辺における領域で $\text{S/N} \geq 5.0 \text{ pixel}^{-1}$ 。

これらの条件を満たす解析フィールド (f/g クエーサーと複数の b/g クエーサーによって構成される領域) は、non-BAL クエーサーで 32 個、BAL クエーサーで 3 個あった。また、b/g クエーサーの数はすべてのフィールドでそれぞれ 2 個ずつであった。

3 Analysis

3.1 Fitting

本研究では、b/g クエーサーのスペクトルに対して 4 個の手順によって吸収線をフィッティングした。フィッティング・規格化の様子を 図 4 に示す。最初に、取

得したスペクトルの $\text{Ly}\alpha$ 輝線より長波長側に対して主成分分析 (Principal Component Analysis; PCA) を行い、解析領域がある $\text{Ly}\alpha$ の森の連続スペクトルを推定した。PCA の手法は Ishimoto et al. (2020) に沿って行い、用いる主成分スペクトルは Suzuki et al. (2005) と Pâris et al. (2011) からそれぞれのクエーサーに対して最もよくフィッティングする主成分を選んだ。次に、低次スプライン関数を用いて f/g クエーサーの $\text{Ly}\alpha$ 波長から $\pm 10\,000\text{ km s}^{-1}$ の領域をフィットし、再規格化した。また、再規格化されたスペクトルに対して平均フラックスレベルを計算し、銀河

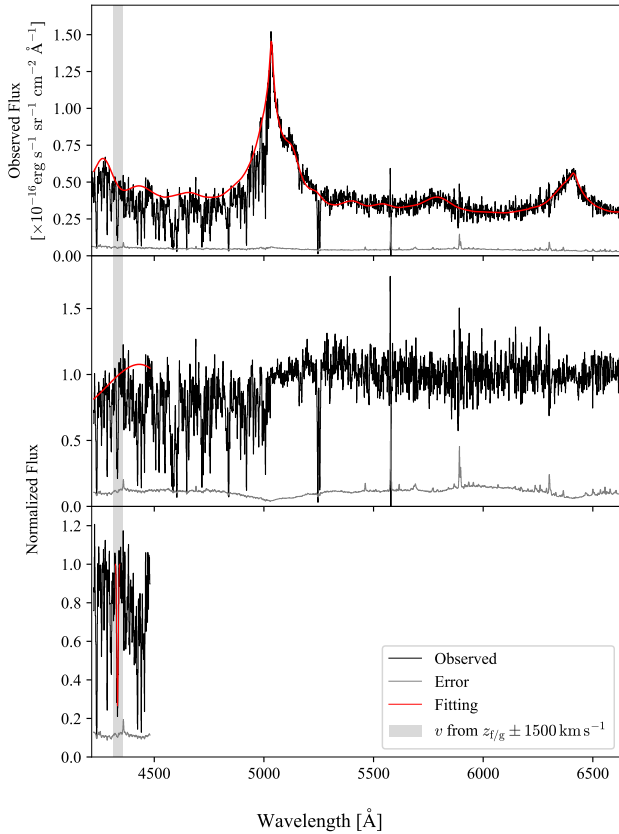


図 4: スペクトルフィッティングの手順。上図: SDSS の観測スペクトル (黒) を PCA フィット (赤)。中図: PCA によって規格化したスペクトル (黒) のうち、f/g クエーサーの $\text{Ly}\alpha$ 波長から視線速度差 $10\,000\text{ km s}^{-1}$ の範囲を低次スプライン関数フィット (赤)。下図: 低次スプライン関数による規格化後、f/g クエーサーの赤方偏移での典型的な吸収体量を用いて補正をしたもの (黒) に対して、f/g クエーサー付近で最も深い吸収線を MINFIT を用いてフィット (赤)。

間ガスによる典型的な吸収量から期待されるフラックスレベル (Faucher-Giguère et al. 2008) と比較して、その比によって補正を行い、規格化を完了した。最後に、f/g クエーサーのスペクトルの $\text{Ly}\alpha$ 波長から $\pm 1500\text{ km s}^{-1}$ の領域で最も深い吸収線に対して吸収線フィットコード (MINFIT; Churchill 1997) を用いて Voigt profile でフィットした。

3.2 Parameters

TPE の異方性の調査は、b/g クエーサーのスペクトルにみられる f/g クエーサー接線方向の吸収体の柱密度の差を計算して行う。f/g クエーサー近傍の $\text{Ly}\alpha$ 吸収線が見つかった場合は、MINFIT によって得られた柱密度を用い、吸収線が見られなかった場合は、吸収線輪郭を再現するコード (dosynth) を用いて柱密度を徐々に下げていき、吸収線の深さがスペクトルのエラーより小さくなった柱密度を上限值として採用した (柱密度の差は下限値になる)。

4 Results and Discussion

中心角と $\log N_{\text{HI}}$ の差の関係は図 6 のようになり、BAL クエーサーと non-BAL クエーサーのいずれも TPE 同士の異方性があるフィールドとないフィールドがあることが分かった。また、大きな TPE 異方性を持つフィールドは BAL / non-BAL クエーサー共に 60° – 120° のみに存在している。edge-on の BAL クエーサーが 90° 付近で大きな異方性を持ち、 0° や 180° 付近での異方性が小さくなることは、ダストトーラスによる遮蔽シナリオと矛盾しない (シナリオでは図 6 の両端では同様の電離度を見ていることが期待される)。一方、face-on の non-BAL クエーサーでは、基本的に電離度の差が小さい結果が得られたが、 90° 付近で大きな異方性を持つデータも存在する。この結果は、inclination angle によって説明できる。Non-BAL クエーサーは face-on 方向ではあるが、図 3 のように inclination angle に幅があり、完全な face-on に近い方向から BAL に近い方向まで見ている。このとき、BAL に近い方向から見ている non-BAL クエーサーは、接線方向の HI を電離するため、一部の non-BAL クエーサーの電離度には異方性が見られることも遮蔽シナリオと矛盾しない結果

である。また、BAL ケーサーは non-BAL ケーサーと比較して edge-on のため 90° 付近で電離度の差が大きくなると同時に小さな値は取りづらいことが期待されるが、これを示すためには特に non-BAL ケーサーのサンプルの増加が必要となる。

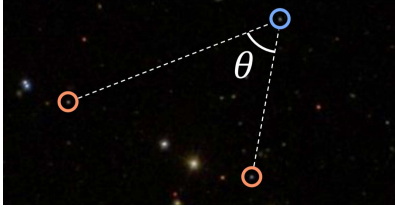


図 5: 解析フィールドの例。b/g ケーサー (赤) に対して f/g ケーサー (青) の頂点が成す角の内、鋭角側の角 θ を中心角とする。

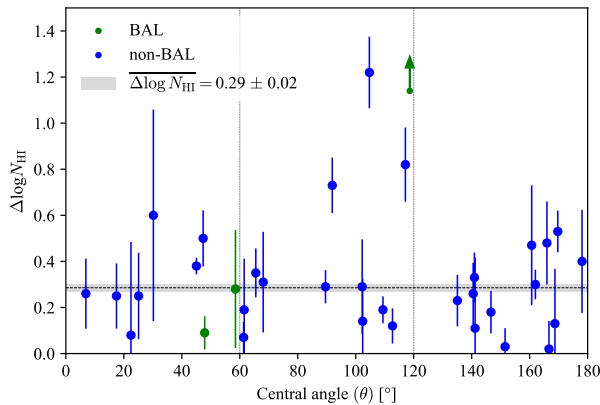


図 6: 横軸に b/g ケーサー同士の中心角 (図 5) をとり、縦軸に $\text{Ly}\alpha$ 吸収線の柱密度 $\log N_{\text{HI}}$ の差を取ったもの。グラフ上方にプロットされるほど TPE に異方性がある。BAL / non-BAL ケーサーのいずれも中心角が 60° – 120° の範囲でのみ高い値を取っていることが分かる。

5 Summary and Future Work

本研究では、TPE 同士の異方性を直接的に調査するために、ひとつの BAL および non-BAL ケーサー (f/g ケーサー) に対して複数の b/g ケーサーが存在する系を用いてケーサーの接線方向を多視線解析し、ケーサーのダストトーラスによる遮蔽シナリオを検証した。その結果、BAL / non-BAL ケーサーのいずれも柱密度の差が大きい、即

ち TPE に異方性がある系があったが、これらはすべて中心角が 60° – 120° の系であり、シナリオと矛盾しないことが分かった。また、ケーサーの種類によらず柱密度の差が小さい系もあったが、ダストトーラスの形や inclination angle の点からこれもまたシナリオと矛盾しない結果である。しかし、BAL ケーサーと non-BAL ケーサーの違いをより明確に比較するためには、特に BAL ケーサーのサンプルを増加させる必要がある。

展望として、サンプルを増やし中心角が 0° や 180° 付近で異方性が見られるサンプルがあるか、BAL ケーサーのサンプルの内、中心角が 60° – 120° で異方性が見られない場合があるかを検証することで、ダストトーラスによる遮蔽シナリオや BAL ケーサーの inclination angle についてより深い議論が可能となる。実際、 $S/N \geq 5.0 \text{ pixel}^{-1}$ のサンプルセレクションにより約 9 割のサンプルが棄却されたため、新たな観測によるサンプル増加は強く期待できる。さらに、他のパラメータ (f/g ケーサーに対する吸収線の視線速度差など) と異方性の関係についての考察や、シミュレーションを用いて、本研究で得られた図 6 の分布を再現できるようなケーサーの角度やダストトーラスの開口角を見積もり、観測値としての本研究結果の理解を深める必要がある。

Reference

- 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
- Pâris, I., Petitjean, P., Rollinde, E., et al. 2011, *A&A*, 530, A50
- Suzuki, N., Tytler, D., Kirkman, D., O' Meara, J. M., & Lubin, D. 2005, *ApJ*, 618, 592

[—index へ戻る](#)

GP-03

宇宙再電離期におけるクエーサー近接領域の調査

愛媛大学
岡崎 真也

宇宙再電離期におけるクエーサー近接領域の調査

岡崎 真也 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

クエーサーは強力な電離放射を放出しており、その周囲には中性水素が電離された近接領域 (proximity zone) が形成される。この領域の大きさを測定することで、銀河間物質 (intergalactic medium; IGM) の電離状態や、クエーサーの放射履歴、さらには宇宙再電離の進行状況を探ることができる。本研究では、SHELLQs (Subaru High- z Exploration of Low-Luminosity Quasars) によって発見された 117 個のクエーサーと、他のサーベイによって発見された 31 個の高光度クエーサーの近接領域を測定した。また、近接領域とクエーサーの性質の関係について調べた。その結果、近接領域の大きさには光度依存性と弱い赤方偏移依存性があることを確認した。さらにクエーサー年齢を推定し、約 46% のクエーサーが若いクエーサー候補であることを示した。

1 Introduction

宇宙再電離は、宇宙全体に広がっていた水素が天体が発する紫外線によって電離した状態へ移行する過程を示す現象である。これは宇宙の歴史において重要なイベントであり、現代の観測的宇宙論の主要な観測目標とされている。宇宙再電離期を観測する方法の一つとして、高赤方偏移のクエーサースペクトルにおける $\text{Ly}\alpha$ 吸収がある。赤方偏移 $z \gtrsim 5.5$ では天体と観測者の間に中性水素が豊富に存在し、 $\text{Ly}\alpha$ より短波長側は中性水素によって吸収、散乱されるため、 $\text{Ly}\alpha$ forest のように吸収が密集し始める。そのため、 $z \gtrsim 6$ に達すると $\text{Ly}\alpha$ 吸収が極めて強くなり、銀河間物質 (IGM) の状態を直接観測することが困難になる。そこで、高赤方偏移のクエーサー周辺の電離領域、すなわち近接領域の大きさ R_p を調査することで IGM の性質を調査する。これらの領域はクエーサーから放出される強烈な電離放射によって IGM が電離することで形成される。この領域を調査することで、宇宙再電離期におけるクエーサーおよび IGM について定量的な知見を得ることが可能になる。 R_p の大きさは以下の式で表される。(Fan et al. 2006; Eilers et al. 2017; Ishimoto et al. 2020)。

$$R_p = f_{\text{H I}}^{-1/3} \left(\frac{\dot{N}_Q}{6.5 \times 10^{57} \text{ s}^{-1}} \right)^{-1/3} \times \left(\frac{t_Q}{2 \times 10^7 \text{ yr}} \right)^{1/3} \frac{7}{1+z_Q} [\text{pMpc}] \quad (1)$$

ここで $\dot{N}_Q$ はクエーサーが放射する電離光子の放射率、 t_Q はクエーサーの年齢、 z_Q はクエーサーの赤方偏移、 $f_{\text{H I}}$ は中性水素の割合を表している。先行研究では R_p に強い赤方偏移進化が確認されているものもあるが (Fan et al. 2006; Carilli et al. 2010)、赤方偏移進化が弱いという結果もある (Eilers et al. 2017; Ishimoto et al. 2020)。これらの矛盾は、 $\text{Ly}\alpha$ 輝線によって決められた赤方偏移には誤差が大きいことや、クエーサーのサンプル数が高光度クエーサーのみの約 40 個程度に限定されていたことに起因すると考えられている。そこで、本研究では、すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam で探査された低光度クエーサーを含む広範囲の光度で R_p を調査した。さらに $[\text{CII}]$ 、 MgII 、 $[\text{OIII}]$ 輝線から $\text{Ly}\alpha$ 輝線によって決められた赤方偏移を較正することで、赤方偏移の誤差を低減することを試みた。

2 Data

本研究では、低光度クエーサーのサンプルとして、SHELLQs (Subaru High- z Exploration of Low-Luminosity Quasars) プロジェクトによって発見された 117 個を用いた。2025 年現在、SHELLQs プロジェクトは赤方偏移 $5.7 \leq z < 7.1$ で 162 個 (2 型クエーサー候補 23 個を含む) の低光度クエーサーを発見している (Matsuoka et al. 2016, 2018a,b, 2019a,b, 2022)。SHELLQs プロジェクトによって発見された 162 個のクエーサーのうち、2 型クエーサーと、目

視で明らかに $\text{Ly}\alpha$ が確認できない天体を削除した結果、最終的に 117 個がサンプルとして残った。また、Takahashi et al. (2024) によって、117 個の中で 113 個についてブラックホール質量 (M_{BH}) とエディントン比が推定されており、これらのデータも本研究で利用した。最後に、光度範囲を拡大するため、Eilers et al. (2017) によって解析された高光度クエーサー 31 個を用いた。

3 Methods

3.1 Calibration of Redshift

$\text{Ly}\alpha$ 輝線から決定された赤方偏移は、IGM の吸収によってスペクトルが減衰するため、大きな不確実性を伴うことが知られている。したがって、本研究では $\text{Ly}\alpha$ 輝線によって決定された赤方偏移の較正を行った。較正には、Ishimoto et al. (2020) で用いた [CII] 輝線 (ALMA; (Izumi et al. 2018, 2019, 2021; Sawamura et al. 2025)), MgII 輝線 (地上近赤外線分光) に加え、[OIII] 輝線 (JWST; (Onoue et al. in prep)) から正確な赤方偏移が判明している計 34 個を用いて実施した。これらのデータに対し最小二乗法を用いて一次関数でフィットさせた結果を以下に示す。

$$z_{\text{corr}} = 1.00 \times z[\text{Ly}\alpha] + 1.43 \times 10^{-2}$$

フィットにおける誤差は無視できるほど小さいため、ここでは省略する。較正結果は図 1 に示されている。

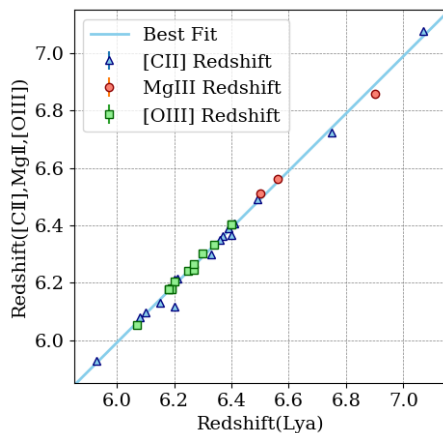


図 1: $\text{Ly}\alpha$ の赤方偏移を較正した結果

3.2 Reconstructing Quasar Continuum

本研究では、IGM により減衰される前のクエーサー固有スペクトルを、Suzuki et al. (2005) と同様の主成分分析 (Principal Component Analysis; PCA) 法を用いて復元した。まず、クエーサースペクトルを静止系波長 (1280 ± 2.5 Å) で正規化した。 $\text{Ly}\alpha$ のピーク位置は、damping wing の影響によって本来の位置からずれを考慮し、静止系波長 1216 Å から長波長側に数 Å の範囲でピーク位置を探索した。この探索により特定されたピークを示す波長から 1600 Å までを長波長側領域として、PCA 法により、 $\text{Ly}\alpha$ 輝線より短波長側の連続光スペクトル成分を予測した。5 番目までの主成分を用いて静止系波長における IGM に吸収される前のクエーサー固有スペクトルを取得した。解析された例として J0910+0056 の固有スペクトルの復元結果を図 2 に示す。

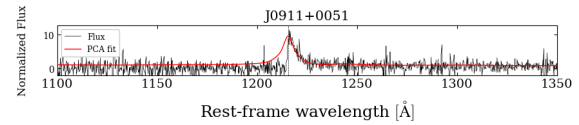


図 2: J0910+0056 の固有スペクトルを復元した結果

3.3 Measuring Proximity Zone Sizes

本研究では、スペクトルの透過率に基づいて R_p を測定した。 R_p の定義は Fan et al. (2006) に従い、 $\text{Ly}\alpha$ ピークからスペクトルの透過率が 0.1 を下回る場所までの距離とした。測定手順は以下の通りである。まず、PCA によって得られた固有スペクトルと観測スペクトルから波長ごとの透過率を求める。次に、透過率を 20 Å ごとの箱型関数で平均をとることでスムージングを行う。固有スペクトルをスムージングした後、透過率が 0.1 未満となる領域が 3 ピクセル (4.5 Å) 以上続く最初の波長を求める。その波長を、中性水素によって光が完全に吸収されるガン・ピーターソン効果が始まった点とみなし、赤方偏移 z_{GP} を算出する。 R_p は以下の式を用いて算出される。

$$R_p = \frac{D_Q - D_{\text{GP}}}{1 + z_Q}$$

ここで D_Q がクエーサーまでの共動距離、 D_{GP} はガンピーターソン効果が生じている場所までの共動距離を示す。誤差の推定方法については、SHELLQs のクエーサーサンプルは、1 ピクセルごとに誤差が推定されており、モンテカルロシミュレーションを用いて、推定される誤差の範囲でランダムに模擬スペクトルを 1000 個作成し、 R_p を測定した。この R_p の分布の 1σ を R_p の誤差とした。

4 Results & Discussion

4.1 Luminosity Dependence

式 (1) から R_p はクエーサーが放射する電離光子の量に依存すると考えられている。先行研究では R_p には光度依存性が示されており、低光度のクエーサーほど R_p が小さいことが報告されている (Eilers et al. 2017; Ishimoto et al. 2020)。Eilers et al. (2017) では $z \sim 6$ のクエーサー周辺の IGM は中性状態が優勢である一方、Ishimoto et al. (2020) では $z \sim 6$ のクエーサー周辺の IGM は電離が進んでいることを示した。本研究では同様の調査を行い、クエーサーの紫外線絶対等級 (M_{1450}) と R_p の関係を図 3 に示した。光度依存性は $R_p \propto 10^{-0.4M_{1450}/\alpha}$ で定義され、 α は、光度依存性の強さを示すグラフの傾きに相当する。そのため、異なるデータセットやモデルの α の値を比較することで、それぞれの光度依存性がどの程度強いのかを定量的に評価できる。定義式にフィットさせた結果は以下の通りである。

$$R_p = (1.31 \pm 0.11) \times 10^{-0.4 \times (M_{1450} + 24) / (2.38 \pm 0.23)} [\text{pMpc}]$$

図 3 の緑の領域は α の誤差を示しており、bootstrap 法を 1000 回実施して得られた 1σ である。フィット結果から $\alpha = 2.38 \pm 0.23$ が得られた。先行研究では R_p の光度依存性を示す α が IGM の中性度に依存する可能性を示している (Eilers et al. 2017)。式 (1) では IGM が完全に中性である状態を仮定しており、この場合 $\alpha = 3$ になることが知られている。一方で、電離が進んでいる場合は $\alpha = 2$ に近づく解析的に示されている (Bolton & Haehnelt 2007)。また、シミュレーションでは、 $z \sim 6$ 付近での IGM は高度に電離されており、 $\alpha = 2.35$ になると予測されている (Eilers et al. 2017)。本研究で得られた α の値は、シミュレーションの予測と誤差の範囲で一致している。

このことから、 $z \sim 6$ の IGM はかなり再電離が進んだ状態であることが示唆される。

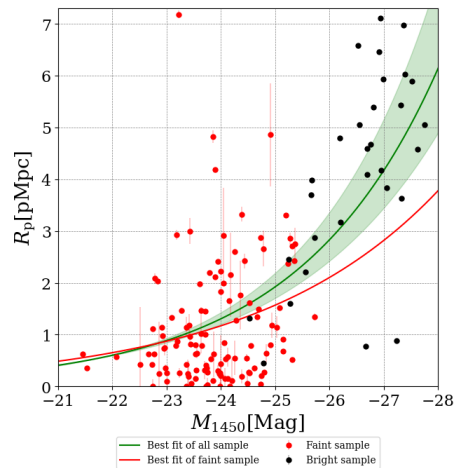


図 3: 光度依存性を示す散布図。赤点は低光度サンプル、黒点は高光度サンプル、緑線は全てのサンプルでフィットした結果、赤線は低光度サンプルのみでフィットした結果を示す。

4.2 Redshift Evolution

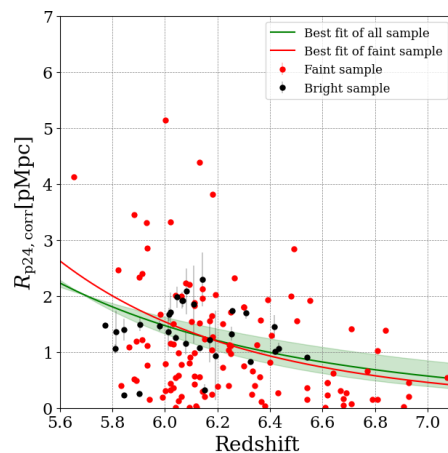


図 4: 赤方偏移進化を示す散布図。赤点は低光度サンプル、黒点は高光度サンプル、緑線は全てのサンプルでフィットした結果、赤線は低光度サンプルのみでフィットした結果を示す。

赤方偏移進化の有無を確認するために先行研究と同様の光度の補正を行った (Eilers et al. 2017; Ishimoto et al. 2020)。補正には全サンプルの光度依存性フィッ

トで得られた α の値を用いた。補正式は以下の通りである。

$$R_{p,\text{corr}}^{-24} = R_p \times 10^{0.4 \times (M_{1450} + 24)/2.38}$$

補正後の R_p 値を用いて冪乗則 $R_{p,\text{corr}} \propto (1+z)^\beta$ でフィットさせた結果を以下の式と図 4 に示す。

$$R_{p,\text{corr}}^{-24} = (1.47 \pm 0.15) \times \left(\frac{1+z}{7} \right)^{-7.09 \pm 2.20}$$

図 4 の緑の領域は β の誤差を示しており、bootstrap 法を 1000 回実施して得られた 1σ である。結果として $\beta = -7.09 \pm 2.20$ が得られた。Carilli et al. (2010) と Venemans et al. (2015) の測定値ではそれぞれ $b = -8.40 \pm 0.91$ 、 -7.83 ± 0.36 であり、誤差の範囲で一致していることがわかる。この結果は R_p が宇宙の中性度に依存していることを示している。

4.3 Proximity zone size とブラックホール質量の関係

クエーサーの R_p は、クエーサーが電離光子を放射した時間の総和、すなわちクエーサーの年齢 (life time) にも依存することが式 (1) から示唆されている。一方でブラックホール質量 (M_{BH}) も電離光子の放射履歴を表すため、電離光子の放射によって生じる R_p との間に正の相関が期待される。そこで本研究では、スピアマン順位相関検定を用いて光度補正後の R_p と M_{BH} の相関を調査した。その結果、 $p = 0.23$ となり、相関が見られなかった。この結果は M_{BH} と R_p が過去の電離放射を表すという結果と矛盾したことになる。原因として、低光度クエーサーと高光度クエーサーでは異なる速さで M_{BH} が成長している可能性起などが考えられる。Davies et al. (2019) によると

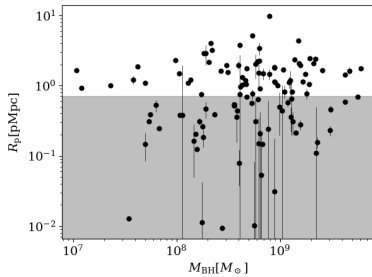


図 5: ブラックホール質量と補正後の R_p の関係。灰色の領域は $R_{p,\text{corr}}^{-24} < 0.78$ の範囲を示す。

輻射輸送シミュレーションの結果から $M_{1450} = -27$ で光度補正した近接領域が $R_p \leq 2.5$ pMpc を満たす天体は天体形成後 $t_Q \leq 10^4$ yr の young quasar であると定義づけられた。本研究では $M_{1450} = -24$ で補正を行い、 $R_{p,\text{corr}}^{-24} < 0.78$ の天体を young quasar 候補として、その天体数を調査した。図 5 で灰色の領域は $R_{p,\text{corr}}^{-24} < 0.78$ を満たす天体を示している。その結果、 M_{BH} が解析されている低光度サンプル 113 個中 52 個、約 46% が young quasar 候補であることが示された。この値は先行研究 Ishimoto et al. (2020) の 18%、Eilers et al. (2017); 5-9% と比較し、非常に大きな値を示している。

5 Conclusion

本研究では高赤方偏移クエーサーの R_p を調査した。その結果、まず R_p の光度依存性を示すパラメータ α を決定し、その値が $z \sim 6$ における再電離の進行状況に関する先行研究のシミュレーション結果と一致することを確認した。また、 R_p の赤方偏移進化を評価した結果、先行研究と比較して宇宙の再電離が急激に進んだ可能性が示唆された。さらにクエーサーの life time を調査したところ、113 個のうち約 46% が若いクエーサー候補である可能性が示された。

Reference

- Bolton, & Haehnelt, 2007, MNRAS, 374, 493
- Carilli, C. L., Wang, R., et al. 2010, ApJ, 714, 834
- Davies, F. B. et al. 2019, MNRAS, 493, 1330
- Eilers, A.-C., Davies, F. B., et al. 2017, ApJ, 840, 24
- Fan, X., Strauss, M. A., et al. 2006, AJ, 132, 117
- Ishimoto, R., Kashikawa, N., et al. 2020, ApJ, 903, 60
- Izumi, T., Onoue, M., et al. 2018, PASJ, 70, 36
- Izumi, T., Onoue, M., et al. 2019, PASJ, 71, 111
- Izumi, T., Onoue, M., et al. 2021, ApJ, 908, 235
- Matsuoka, Y., Onoue, M., et al. 2016, ApJ, 828, 261
- Matsuoka, Y., Onoue, M., et al. 2018a, PASJ, 70, S35
- Matsuoka, Y., Iwasawa, K., et al. 2018b, ApJS, 237, 5
- Matsuoka, Y., Onoue, M., et al. 2019a, ApJ, 872, L2
- Matsuoka, Y., Iwasawa, et al. 2019b, ApJ, 883, 183
- Matsuoka, Y., Iwasawa, et al. 2022, ApJS, 259, 18
- Onoue, M., in prep
- Sawamura, M., Izumi, T., et al. 2025, arXiv, 2502.16858
- Suzuki, N., Tytler, D., et al. 2005, ApJ, 618, 592
- Takahashi, R., et al. 2024, ApJ, 960, 112T
- Venemans, B. P., et al. 2015, ApJ, 801, L11

[—index へ戻る](#)

GP-04

クエーサーの増光に伴うスペクトル変化の考察 hot
spot の発見

京都大学
妹尾 隆貴

クエーサーの増光に伴うスペクトル変化の考察 ～ hot spot の発見 ～

妹尾 隆貴 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年、広輝線形状が数年ほどの短期間で変化する Changing Look 現象を見せるクエーサー (CLQ) の発見が多数報告されている。この現象はクエーサーの活動状態の変化と関係があると考えられており、本研究では CLQ の中でも特異なスペクトル形状の変化を見せた天体を対象に、その特異性の原因の解明を試みた。せいめい望遠鏡による当該天体の分光モニター観測から得られた $H\beta$ 広輝線のスペクトルデータに対して解析を行ったところ、2021 年から 2023 年の 3 年間にかけて降着円盤上に局所的に明るく輝く領域 ("hot spot") が出現していたことが判明した。そこで、hot spot の原因として TDE の妥当性を検証したが、原因が TDE であるとは判断できないという結論に至った。今後は hot spot の原因についてさらなる分析・検討を進めると共に今回対象としたクエーサー以外にも hot spot が出現したと考えられる天体の探索を進め、CL 現象と hot spot の関係を探っていく。

1 イントロダクション

今日、銀河の中心には太陽の数百万倍から数十億倍もの質量を持つ超大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole; SMBH) が存在することが知られている。この SMBH に周囲のガスなどの物質が降着することで母銀河の光を凌駕するほどの明るさで輝く中心部領域を活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) と言う。そして、この SMBH への質量降着に起因する強力な電磁波の放射について調べるのが未だ謎の多い SMBH の形成過程という天文学の大きな問題を解明する手がかりになると考えられている。

本研究は、AGN の中でも特に遠方で極めて明るく輝くクエーサーから放射された可視光について調べることで、その構造や活動状態などについて検討することを目的としている。従来はその規模の大きさから、AGN が活動状態を大きく変えるには数百年ほどの時間を要すると考えられていたが、現在は数ヶ月から数年の短いタイムスケールでスペクトル形状を大きく変化させ、それに伴い大きく増減光する現象が知られており、このような活動状態の急激な変化は Changing Look 現象 (CL 現象) と呼ばれている。LaMass et al. 2015 で初めて報告されて以来、ここ 10 年ほどで CL 現象を見せる AGN の観測が多数報告されている。本研究では、クエーサーの見せる CL 現象に着目し、多数の候補天体に対して $H\beta$ 広

輝線のスペクトル形状の解析を行うことで発見された、特異なスペクトル形状の変化を見せる天体 SDSS J225611.82+145059.5(以下、SDSSJ2256) を扱った。SDSSJ2256 は CL 現象を見せるクエーサーであると同時にこれまでに発見されている多くの CL 現象とは異なるスペクトル形状の変化も見せている。この特異な変化の原因を降着円盤上に局所的に出現した明るく輝く領域 (以下、hot spot と呼ぶ。) によるものであると考え、Sloan Digital Sky Survey (SDSS) の大規模サーベイ観測によって得られた光度曲線、および分光スペクトルデータとせいめい望遠鏡による数年間の分光モニター観測によって得られた分光スペクトルデータからこの hot spot の原因として潮汐破壊現象 (Tidal Disruption Event; TDE) の妥当性を検討した。

2 解析手法

2.1 $H\beta$ 広輝線成分の抽出

本研究では、SDSS Data Release 16 (SDSS DR16) に含まれる SDSSJ2256 のスペクトルデータ (2001 年に撮影されたもの) および、せいめい望遠鏡で 2021 年から 2024 年にかけて 1 年ごとに分光観測を行って得られたスペクトルデータを用いた。これらのスペクトルデータから、連続光成分と $H\beta$ 狭軌線、OIII

狭軌線などの各種狭軌線成分を差し引いた $H\beta$ 広輝線成分のみのデータを作成した。(図 1)

具体的には、連続光成分は左右それぞれの $100\text{\AA}$ ほどの小区間におけるフラックス密度の平均を算出し、その 2 値を用いて連続光成分を直線で近似して元のデータから差し引いた。そして、各種狭軌線成分は 20 年ほどではフラックス密度は変化しないと考えて、2001 年のデータから取り出した成分を 2021 年から 2024 年のデータから差し引くことで狭軌線成分を取り除いた。

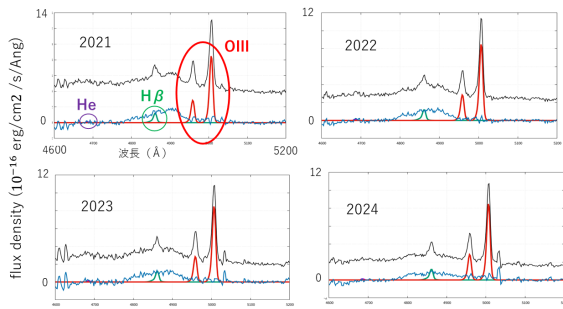


図 1: $H\beta$ 広輝線成分の抽出

黒線で表したフラックスから連続光成分や各種狭軌線成分 ($OIII, H\beta, He$) を差し引くことで、水色の線で表される $H\beta$ の広輝線成分を取りだした。

2.2 スペクトルデータのフィッティングと物理量の推定

本研究で行った $H\beta$ 広輝線のスペクトルデータに対するフィッティングでは、Eracleous et al. (1995) で用いられた相対論的な効果を考慮した円形降着円盤モデルを広輝線領域 (Broad Line Region; BLR) に流用した。ここでは、中心の SMBH のまわりに円形の降着円盤が存在し、円盤風によって降着円盤上空に低電離のガスが湧きだすことで BLR が形成されていると考えている。そうすることで本来は降着円盤のモデルとして使用されるものを BLR のモデルとして使用している。

このモデルには 5 つのパラメータが含まれ、BLR の inclination angle i 、内縁・外縁それぞれの半径 r_1, r_2 、局所的な速度分散 σ 、面輝度分布の半径依存性を表す指数 q である。さらに、このモデルのみでは説明できない SDSSJ2256 のスペクトル形状の変化の特異性を、降着円盤上に局所的に明るく輝く領

域 hot spot が出現していると考えてその成分を考慮することで説明するようにフィッティングを行った。(図 2) まず、5 つのパラメータすべてを固定せずに各データごとにフィッティングを行ったあと、出力されたパラメータの値のうち、 i, σ, q は 20 年程度では変化しないと考えられるため、4 年分の平均値で値を固定して再びフィッティングを行った。そして、算出された値をパラメータの最終的な推定値とした。また、hot spot については平面を格子状に区切って各格子に hot spot を置いたときにそれぞれの場合での程度フィッティング精度が向上するかを比較することで、各格子上にどの程度の確率で存在し得るのか算出した。

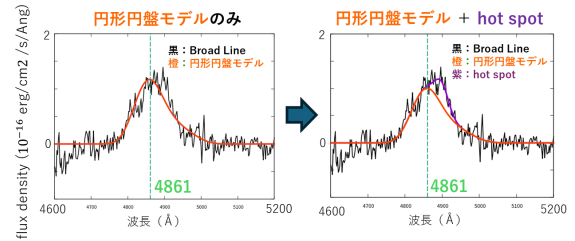


図 2: SDSSJ2256 の $H\beta$ 広輝線成分に対するフィッティング結果 (2022 年)

左図では、 $H\beta$ 広輝線の中心波長 $4861\text{\AA}$ より長波長側の成分に対するフィッティングの精度が十分ではなかったが、右図のように hot spot 成分をモデルに取り入れることで、スペクトルの再現性が向上し、より良好なフィッティング結果が得られた。

3 結果

3.1 スペクトル形状の変化

2021 年から 2024 年までの各年のデータに対するフィッティング結果は次の図 3 のようになった。

2021 年から 2024 年にかけて hot spot 成分は減少し、2024 年には hot spot 成分は消滅したと考えられる。これは 2021 年から 2023 年にかけては $H\beta$ 広輝線のピークが $4861\text{\AA}$ よりも長波長側に存在している一方で 2024 年には $4861\text{\AA}$ の位置に存在すること、2024 年のデータに対するフィッティングの精度

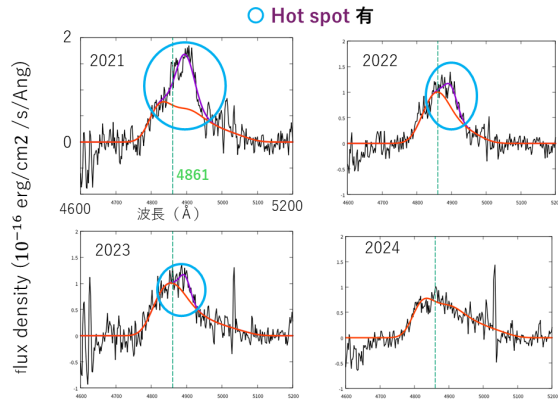


図 3: SDSSJ2256 の H β 広輝線成分に対するフィッティング結果

橙色の線が円形降着円盤モデルの成分、紫色の線が hot spot 成分を表している。また、緑色の線は H β 輝線の静止波長 4861Å の位置を示している。2021 年から 2023 年にかけて hot spot 成分は減少し、2024 年には hot spot 成分が消滅したことが見て取れる。

が hot spot 成分を考慮した場合と考慮しなかった場合であまり変化がなかったことから判断した。

3.2 パラメータおよび hot spot の存在位置の推定結果

フィッティングによるパラメータの最終的な推定値は以下の表 1 のようになった。ただし、半径はシュワルツシルト半径の 1/2(約 6×10^{13} cm) で規格化している。

表 1: パラメータの推定値

年	i	r_1	r_2	σ	q
2021	16°	90	1400	2.4	1550
2022		170	30000		
2023		90	12000		
2024		90	1500		

さらに、hot spot の出現確率の空間的な分布も同時に算出し、2021, 2022, 2023 年の各年の hot spot の存在確率が高い位置の中から 3 年間の hot spot のケプラー運動と矛盾が生じない位置を導き出した。その結果、hot spot は SMBH のまわりを軌道長半径が

およそ 1.2×10^{16} cm、公転周期が約 35 年のケプラー運動を行っていたと推定した。(図 4)

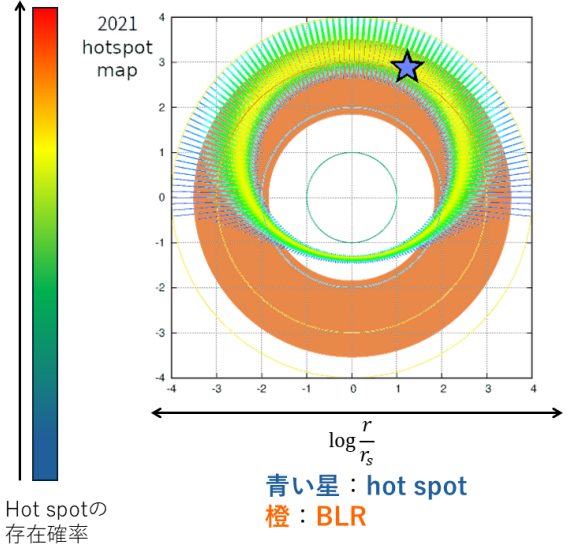


図 4: 2021 年のフィッティング結果の図

青色の星が hot spot、橙色の領域が BLR を表している。緑や黄色の線からなる円環は図の左側にあるカラーバーに対応した hot spot の存在確率の空間的な分布を表現している。

4 考察

4.1 TDE を起こした星の検討

今回は SDSSJ2256 で発見された hot spot の発生原因として TDE を検討した。TDE が発生するロッシュ限界 R_T は、破壊される星の密度を ρ_* として

$$R_T \approx \left(\frac{M_{\text{SMBH}}}{\rho_*} \right)^{\frac{1}{3}}$$

と表される。今回の SDSSJ2256 の SMBH の質量は $M_{\text{SMBH}} \approx 10^{8.6} M_\odot$ (Ho & Kim 2015) であり、星の密度としてベテルギウスの密度を用いると、 $R_T \approx 1.5 \times 10^{16}$ cm となり、フィッティングの結果から推定された hot spot の出現位置 (1.2×10^{16} cm) と同程度になる。このことから、SDSSJ2256 にベテルギウスのような赤色超巨星が落下してきた場合、今回の hot spot が出現した位置で TDE が発生し得ることが分かった。しかし、今のところ赤色超巨星による TDE の発見例は少なく、より密度の大きい星による

TDE のほうが一般的である。したがって、この hot spot の原因が TDE であるならば、珍しい状況を考えているということになる。

4.2 光度の時間変化

次に、TDE が発生した際に見られる光度の特徴的な時間変化を SDSSJ2256 の hot spot に対して考察した。TDE は発生してからの時間を t として光度が $t^{-\frac{5}{3}}$ に比例するという特性を持つ。そこで、フィッティング結果から hot spot 成分の光度の変化を算出し、その時間変化を検討した。(図 5) その際、SDSSJ2256 の光度曲線の形状から TDE は MJD が 59300 の時点で発生したと仮定して考えている。

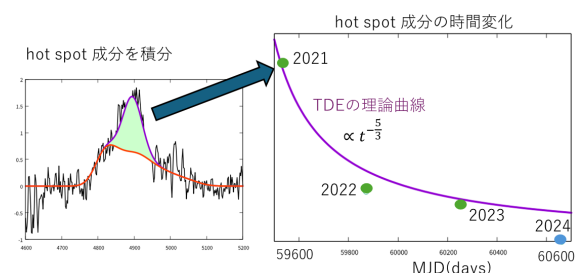


図 5: hot spot の時間変化

左側の図の緑色で塗りつぶした部分の面積が hot spot 成分に対応するので、この面積を 2021, 2022, 2023 年の 3 年分に対して求め、右図の緑点としてプロットした。そして、これら 3 点に対して $t^{-\frac{5}{3}}$ に比例する曲線をフィッティングしてある。

2021 年から 2023 年までの hot spot 成分にフィッティングする曲線からは 2024 年も hot spot 成分が存在していると予想されるが、これは 2024 年に hot spot 成分が消滅したという結果と相反するものになっている。つまり、hot spot 成分の減光は TDE には速すぎるということが言える。

5 結論

本研究では、SDSSJ2256 の $H\beta$ 輝線のスペクトル形状の特異な変化を、hot spot と呼ぶ降着円盤上の局所的に明るく輝く領域の存在によって説明した。この hot spot の発見例は現在のところ 1 例のみ (Logan et al. 2023) であり、今回の発見は 2 例目であるた

め、この発見例は貴重なものであると考える。本研究では、この hot spot が TDE によるものなのではないかと考え、TDE の特徴とこの hot spot の特徴が一致しているか検討を行ったが、TDE が hot spot の原因であるとは断定できなかった。以降もこの hot spot の原因についてより詳細な分析・検討が必要であると考ええる。また現在、多数の CLQ に対しても SDSSJ2256 に対して行ったのと同様に hot spot の探索および解析を行っている。この分析の結果次第では、今後 CL 現象と hot spot の出現の間に何かしらの関係性を見いだすことができるのではないかと考えている。

Reference

- LaMass, M., et al. 2015, ApJ, 800, 144
- Eracleous, M., et al. 1995, ApJ, 438, 610
- Fries L.B., et al. 2023, ApJ, 948, 5
- Ho L.C., & Kim, M., 2015, ApJ, 809, 123

[—index へ戻る](#)

GP-05

$z \sim 2$ におけるクエーサー密集領域のシミュレーションによる再現とその希少性の評価

大阪大学
桑山 裕斗

$z \sim 2$ におけるクェーサー密集領域のシミュレーションによる再現とその希少性の評価

桑山裕斗 (大阪大学)

Yongming Liang (国立天文台), 長峯健太郎 (大阪大学), 奥裕理 (浙江大学)
福島啓太 (ソウル大学校), 矢島秀伸 (筑波大学), Hyunbae Park (筑波大学)
大内正巳 (国立天文台/東京大学)

Abstract

Cosmic Himalayas と名付けられた $z \sim 2$ に存在するクェーサー高密度領域は、様々な謎が残された領域である。本研究では、この高密度領域がどれほど希少なのかについてシミュレーションと Count in cells (CICs) 解析から探った。その結果、Y. Liang et al. (2025) で行われていたような正規分布によるフィッティングでは分布を正しくフィットできておらず、一般化された非対称正規分布でフィットし評価する必要があることがわかった。また Nearest neighbour distribution (NND) を用いた解析から CICs 解析の結果得られた最も高密度な領域は Type I として観測されるクェーサーの割合が 80% であれば分布が再現できる (Wasserstein 距離 $W = 0.068$) ことがわかった。しかし、この値は典型値である 50% と比べると高い。そのため我々のシミュレーションではまだ Cosmic Himalayas ほど高密度な領域を観測できていないことがわかった。今後は他のシミュレーションを行うことでこのような領域を発見し、その領域に対して他の不明点を解消するために輻射輸送計算を行う。

1 Introduction

Cosmic Himalayas と名付けられた領域は Y. Liang et al. (2025) により報告されたクェーサーの非常に高密度な領域である。この領域は $\delta = 16.9\sigma$ に相当する非常に高密度な領域である。この領域の周辺では、クェーサーが集まっている領域を避けて Lyman- α 銀河が存在していることが観測されていたり、クェーサーが集まっている領域を境に HI ガスの電離度が異なるという非対称性があるということがわかっている。そのため、このような観測領域の不可解な点を理論的に解消することが求められている。これらの不可解な点を解消することで、非常に高密度な特殊な環境で物質がどのように振る舞うのかについて探索する良い材料になることが期待されている。

本研究では、まずはクェーサーの高密度領域をシミュレーションの観点から探った。このような Cosmic Himalayas のような領域がどれくらい特殊で高密度な領域なのかを評価し、その空間分布の近いものも存在するかどうかを考えることに焦点を当て研究を行った。

2 Methods

2.1 CROCODILE v2 シミュレーション

本研究では、シミュレーションデータセットとして CROCODILE version 2 (v2) simulation を利用した (Y. Oku & K. Nagamine 2024)。このシミュレーションは SPH シミュレーションコードである GADGET4-Osaka を利用したシミュレーションであり、超新星爆発によるフィードバック (Y. Oku et al. 2022) 及び活動銀河核からの熱的なフィードバック (Y. Oku & K. Nagamine 2024) を取り入れている。このシミュレーションでは、ブラックホール降着を Eddington 降着の値を上限とする Bondi 降着により計算している。Bondi 降着は解像度に依存するため、解像度不足を補うパラメータである Boost Factor α を $\alpha = 25$ と設定しシミュレーションを行った。今回使用したシミュレーションのパラメータ一覧は表 1 に示す。

表 1: シミュレーションのパラメーター一覧. Sub-boxsize は CICs 解析や NND 解析の際に取り扱ったボックスの大きさである.

Parameters	Unit	L200N1024 BoostFactor=25 (L200N1024 BF25)
Boxsize	$h^{-1}\text{Mpc}$	200
Sub-boxsize	$h^{-1}\text{Mpc}$	30
Target Redshift of this work	-	2.2
Softning length	$h^{-1}\text{ckpc}$	6.76
Maximam softening length	$h^{-1}\text{pkpc}$	1.00
DM mass	$h^{-1}M_{\odot}$	5.39×10^8
Gas mass	$h^{-1}M_{\odot}$	1.01×10^8
C_{visc}	-	200π
Boost Factor	-	25
Calculation of BH accretion	-	Eddington limited Bondi accretion

2.1.1 光度推定

シミュレーション内部のブラックホールは、質量降着の情報 $\dot{M}_{\text{acc}}$ は持っている一方で、光度を直接推定する手段を持っていない. そのため、光度を見積もるために質量降着により外部に放出されたエネルギーのうち $\eta = 0.1$ の分だけのエネルギーが光として放出されたとする仮定を置いて以下の式 (1) のように計算を行った.

$$L_{\text{bol}} = \eta \dot{M}_{\text{acc}} c^2 \quad (\eta = 0.1) \quad (1)$$

また、X 線での光度推定には以下の式 (2) を用いた (M. Habouzit et al. 2022).

$$\log L_{\text{X},\odot} = \log L_{\text{bol},\odot} - \log \text{BC} \quad (2)$$

$$\text{BC} = 10.83 \left(\frac{L_{\text{bol}}}{10^{10} L_{\odot}} \right)^{0.28} + 6.08 \left(\frac{L_{\text{bol}}}{10^{10} L_{\odot}} \right)^{-0.020} \quad (3)$$

2.1.2 クェーサーサンプリング

本研究は、クェーサーに着目した研究であり、シミュレーションの中のブラックホールのうちどれをクェーサーサンプルとして抽出するかについて考える必要がある. そこでこの研究では Y. Liang et al. (2025), Y. Liang et al. in prep. で得られたクェー

サーの光度や質量による制限を設けることでサンプリングを行った. その条件は以下の式 (4), (5) の通り.

$$7.26 \leq \log \frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \leq 9.10 \quad (4)$$

$$\log \left(\frac{L_{\text{bol}}}{\text{erg s}^{-1}} \right) > 45.46 \quad (5)$$

2.2 Count in cells 解析

Count in cells は、1 点統計と呼ばれる統計手法である. この手法では、全体領域から同形のセルを切り出してそのセルの中に入っているターゲット天体の個数を数え、その個数分布を評価する. これにより、そのスケールでその天体がどの程度のクラスターリングを持っているのかを考えることができる (H. Ueda & J. Yokoyama 1996). 本研究では、シミュレーションの全体ボックス ($L = 200 h^{-1}\text{Mpc}$) の中から $L = 30 h^{-1}\text{Mpc}$ のボックスをセルとして抽出して解析を行った.

2.3 Nearest Neighbour Distribution

Nearest neighbour distribution (NND) は、2 点統計手法の一つであり注目している天体とその天体に対して最も近い天体のペアがどの距離にあるのかを確率分布で表現することで天体のクラスターリングを測定する手法である. この確率分布を距離 r が小さ

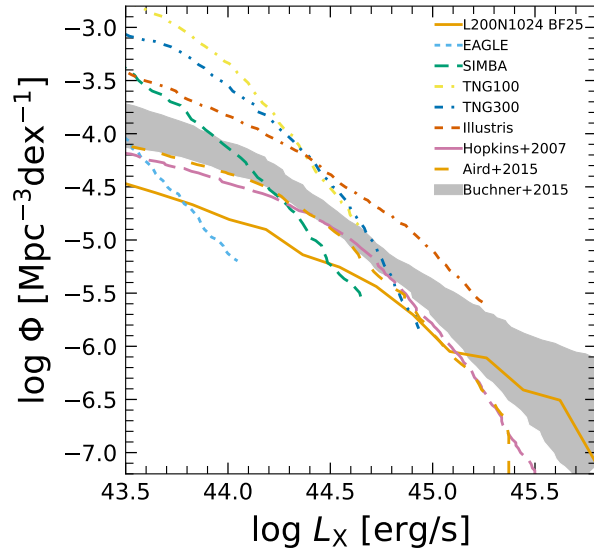


図 1: シミュレーションにおけるブラックホールの光度関数. オレンジ実線は, 今回使用したシミュレーションによる結果. EAGLE, SIMBA, TNG100, TNG300, Illustris は各シミュレーションの結果 (M. Habouzit et al. 2022), Hopkins+2007, Aird+2015, Buchner+2015 は観測による結果 P. F. Hopkins et al. (2007), J. Aird et al. (2015), J. Buchner et al. (2015) を示す.

い方から累積した累積確率関数 $P(r)$ を NND の代表として定義した. これは 1 次 NND と呼ばれる分布である. この NND はより近いペアに着目しているという点において代表的な 2 点統計量である 2 点相関関数に対する利点を持つ.

3 Results

3.1 ブラックホール光度関数

本研究で使用したシミュレーションのブラックホールの光度関数を図 1 に示した.

3.2 Count in cells 解析の結果

Count in cells (CICs) 解析を行いセルの中に入るクエーサーの個数 (N) 分布を調べると, 図 2 のような分布関数が得られた. これらの解析により得たシミュレーションの分布関数の結果を, 分散が $N\sigma_{\text{cosmic}}$ となるような正規分布を仮定してフィットした. し

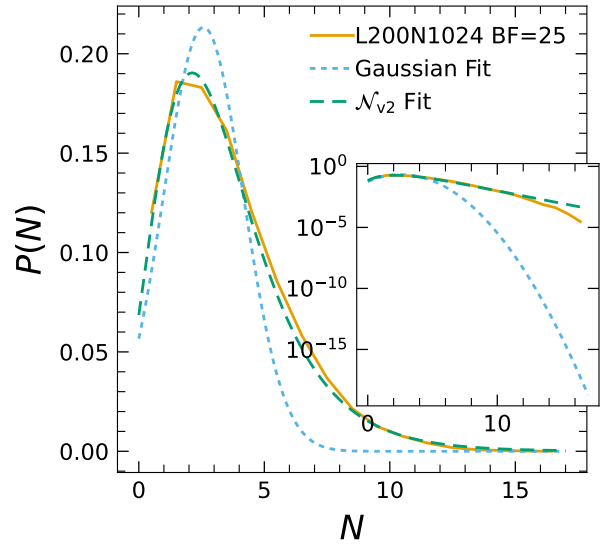


図 2: CICs 解析の結果. オレンジの実線がシミュレーションから得られた分布, 点線が各関数によるフィッティングの結果である. $\mathcal{N}_{v2}$ フィットが N が大きい場所でもフィットできているのに対して, 正規分布ではうまくフィットできていないことがわかる.

かし, これでは特に N が大きいところでシミュレーションのデータと 14 桁も異なる結果になっておりフィットとして適切ではないことがわかる. そこで, 我々は一般化された非対称正規分布 ($\mathcal{N}_{v2}$) と呼ばれる関数を用いてフィットを行った. その結果, こちらのフィットの方が CICs 解析で得た結果をよくフィットできていることがわかる.

3.3 Nearest Neighbour Distribution での解析の結果

CICs の結果得られた最も高密度なセル領域に対して, Nearest neighbour distribution (NND) による 2 点統計の観点からの解析も行なった (図 3). その結果, このような領域はこの最も高密度なセル領域のクエーサーサンプルのうち観測可能な Type I として特定されるものの割合が 80% であれば, Cosmic Himalayas の NND と似た結果 (2 つの分布の Wasserstein 距離 $W = 0.068$) が得られるということがわかった.

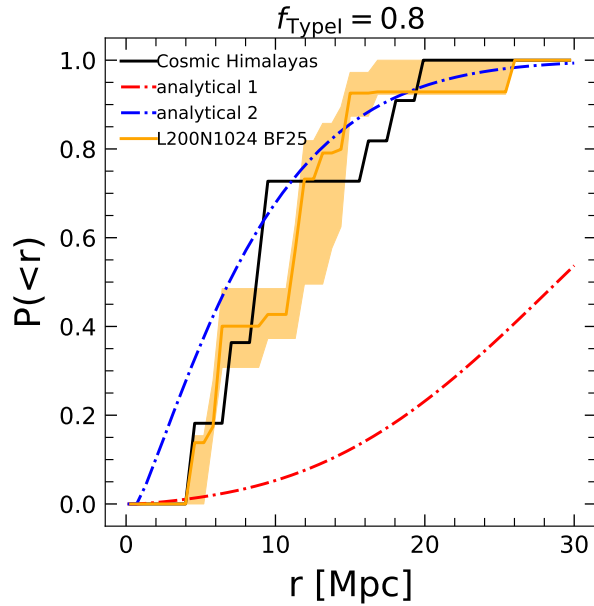


図 3: NND 解析の結果. Type I の割合を 80% で仮定し、キューサーサンプルをこの割合で残るようにランダムに間引く試行を行い、その試行を繰り返した。得られた結果の 16%, 84% のパーセンタイルにおさまる範囲をオレンジの影で示し、オレンジの線を中央値として示した。黒は Y. Liang et al. (2025) の観測結果。Cosmic Himalayas の NND とシミュレーションの結果のずれを Wasserstein 距離で比較すると $W = 0.068$ という結果が得られた。

4 Discussion & Conclusion

Y. Liang et al. (2025) では、CICs 解析の結果を正規分布でフィットした結果からこの領域は $\delta = 16.9\sigma$ であると結論づけた。ここから確率が 10^{-68} に相当するほどこの領域は非常に特殊な領域であるということが言える。しかし、この結果は正規分布が正しいことを前提に進めたため、今回得られた結果のような正規分布ではフィットできない分布に対しては同じことは言えない。以上から我々は Cosmic Himalayas の密度超過の評価として $\delta = 16.9\sigma$ は適切ではなく、別のフィット関数を用いて再評価すべきだということを提案する。

一方で、CICs 解析の最も高密度なところを NND で解析した結果、Type I として観測されるキューサーの割合が 80% 程度であれば同じような空間分布が再現できることがわかった。しかし、この結果は、A. Merloni et al. (2014) の結果である 50% 程度と

比べると高い値である。そのため、この領域ではまだ密度超過が足りておらず、もっと高密度な領域を見る必要があることがわかる。今後、他のシミュレーションも実行しこの空間分布に適合する更なる高密度領域を作り、その領域に対して他の不明点を解消するために輻射輸送計算を行う。

Reference

- Aird, J., Coil, A. L., Georgakakis, A., et al. 2015, The evolution of the X-ray luminosity functions of unabsorbed and absorbed AGNs out to $z \sim 5$, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451, 1892, doi: 10.1093/mnras/stv1062
- Buchner, J., Georgakakis, A., Nandra, K., et al. 2015, Obscuration-dependent Evolution of Active Galactic Nuclei, *The Astrophysical Journal*, 802, 89, doi: 10.1088/0004-637X/802/2/89
- Habouzit, M., Somerville, R. S., Li, Y., et al. 2022, Supermassive black holes in cosmological simulations - II: the AGN population and predictions for upcoming X-ray missions, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 509, 3015, doi: 10.1093/mnras/stab3147
- Hopkins, P. F., Richards, G. T., & Hernquist, L. 2007, An Observational Determination of the Bolometric Quasar Luminosity Function, *The Astrophysical Journal*, 654, 731, doi: 10.1086/509629
- Liang, Y., Ouchi, M., Sun, D., et al. 2025, Cosmic Himalayas: The Highest Quasar Density Peak Identified in a 10,000 deg² Sky with Spatial Discrepancies between Galaxies, Quasars, and IGM H I, *The Astrophysical Journal*, Volume 986, Issue 1, id.60, 16 pp., 986, 60, doi: 10.3847/1538-4357/adc1bb
- Merloni, A., Bongiorno, A., Brusa, M., et al. 2014, The incidence of obscuration in active galactic nuclei, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 437, 3550, doi: 10.1093/mnras/stt2149
- Oku, Y., & Nagamine, K. 2024, Osaka Feedback Model. III. Cosmological Simulation CROCODILE, *The Astrophysical Journal*, 975, 183, doi: 10.3847/1538-4357/ad77d3
- Oku, Y., Tomida, K., Nagamine, K., Shimizu, I., & Cen, R. 2022, Osaka Feedback Model. II. Modeling Supernova Feedback Based on High-resolution Simulations, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 262, 9, doi: 10.3847/1538-4365/ac77ff
- Ueda, H., & Yokoyama, J. 1996, Counts-in-cells analysis of the statistical distribution in an N-body simulated universe, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 280, 754, doi: 10.1093/mnras/280.3.754

[—index へ戻る](#)

GP-06

降着円盤からの放射が与える近中間赤外域SEDへの 影響

鹿児島大学
山岸 百香

降着円盤からの放射が与える近中間赤外域 SED への影響

山岸 百香 (鹿児島大学大学院 理工学研究科 物理宇宙プログラム)

Abstract

活動銀河核 (Active Galactic Nucleus : AGN) の中心には超大質量ブラックホール (Supermassive Black Hole : SMBH) が存在し、SMBH の周囲に降着円盤が形成される。一般に AGN は SMBH と広輝線領域を取り囲むように高密度のガス、ダストから成るトーラス状の吸収体が存在すると考えられている。降着円盤からの放射はトーラスに吸収され、近中間赤外域で再放射される。降着円盤を直接見えない場合でも、トーラスに吸収・散乱された赤外線を観測・解析することで、降着円盤の性質を間接的に調べることができる。よって、近中間赤外域 SED (Spectral Energy Distribution : SED) の変化を調べることは、降着円盤からの放射を直接観測できない場合において、その性質を把握する上で重要である。今回の研究ではシンプルな様密度トーラスモデルについて降着円盤からの SED を λ^α に比例すると仮定し、輻射輸送シミュレーションコード SKIRT を用いて視線角度、降着円盤 SED のべき乗に依る 近中間赤外域 SED の変化を調べた。結果、等方放射の場合には赤外域での変化は見られず、赤外域はダストからの放射に依ること、トーラスを通して観測するとシリケート吸収 ($9.7\mu\text{m}$) が顕著であることがわかった。放射源が円盤形状の場合やエディントン降着率を超える場合には、放射の異方性が重要となり、その効果についても調べる予定である。

1 Introduction

1.1 活動銀河核とその構造

宇宙空間には数多くの銀河が存在している。その中には中心の非常に小さな領域 (数 AU) から銀河全体 (数 10pc) の放射と同等 (10^{12} Lsun) かそれ以上のエネルギーを放出している銀河があり、そのような銀河の中心部を活動銀河核 (Active Galactic Nuclei : AGN) という。AGN は膨大なエネルギーを放射しており、エネルギー源は主に AGN の中心に存在する超大質量ブラックホール (Supermassive Black Hole: SMBH) への質量降着過程で放出される重力エネルギーである。AGN は幅の広い輝線 (広輝線領域 (broad-line region) BLR) と幅の狭い輝線 (狭輝線領域 (narrow-line region) : NLR) の両方が観測される「1 型」と幅の狭い輝線しか観測されない「2 型」に分類される。両者の違いは観測する方向によって、中心領域がダストトーラスにより隠されることによる見かけの違いで理解できる (図 1)。この考え方は AGN 統一モデル (Urry & Padovani 1995) として定性的には広く受け入れられている。

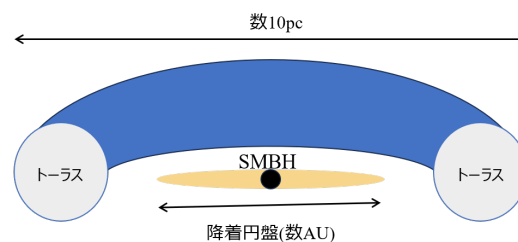


図 1: AGN 統一モデル

1.2 赤外線放射の重要性

降着円盤からは可視～X 線と幅広い範囲の連続光が放射されている。しかし、降着円盤を取り囲むダストトーラスが吸収してしまうため、見る方向によっては降着円盤の光が直接見えないことがある。降着円盤から放出される光子を吸収したダストトーラスは、加熱されることにより、近・中間赤外域で再放射する。降着円盤が見えなくても赤外線を観測することで中で何が起きているのかを知る手がかりとなる。特に、2 型 AGN のような場合には、赤外域を調べることは重要になる。また、赤外域のスペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution : SED) は、降着円盤からの放射の角度依存性やトーラスの構造に関する情報が含まれている。そのため、赤外

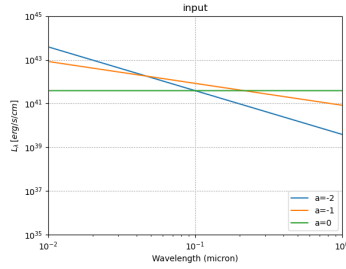


図 2: 光源の SED

域 SED の形を詳しく調べることで AGN の構造や放射の仕組みをより深く理解することができる。

1.3 本研究の内容

2 型 AGN において、ダストトーラスで吸収された降着円盤からの放射は近中間赤外域で再放射される。再放射された近中間赤外域でのスペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution: SED) を調べることは 2 型 AGN の中心領域の構造を調べる上で重要となる。そのため、本研究では降着円盤 SED の光度が λ^α に比例すると仮定し (図 2)、密度が一定なダストトーラスにおいて輻射輸送シミュレーションコード SKIRT を用いて視線角度、SED のべき乗に依る変化を調べた。

2 Methods

2.1 モデル

今回の研究では表 1 のようなモデルを用いた。トーラスの密度は一定でダストの質量は $10^4 M_\odot$ である。光源の SED のべき乗は λ^{-2} , λ^{-1} , λ^0 で等方放射とし、シンプルなモデルで検証した。

2.2 計算手法

輻射輸送シミュレーションコード SKIRT (Camps et al. 2015) を用いた。降着円盤からランダムに光子を放射し、光子がダストに衝突した際の吸収・散乱・再放射の過程もランダムに決定する。図 3 温度分布のように輻射場が平衡状態になるまで繰り返す。最後にもう一度、光子を飛ばすことで観測者視点での SED を計算する。

表 1: 計算モデル

トーラス	
密度分布	一様密度 (図 3)
ダスト質量	$10^4 M_\odot$
ダスト組成	シリケート
ダスト昇華温度	1200 K
トーラス見開き角	極方向から 60° (図 3)
半径範囲	内半径: 0.001 pc 外半径: 10 pc
降着円盤 SED (光源)	
総光度	$10^{12} L_\odot$
SED	λ^{-2} , λ^{-1} , λ^0
放射	等方放射

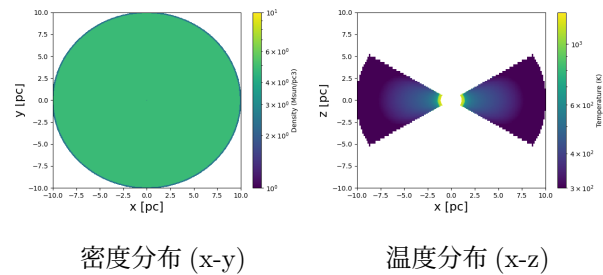


図 3: トーラスモデル

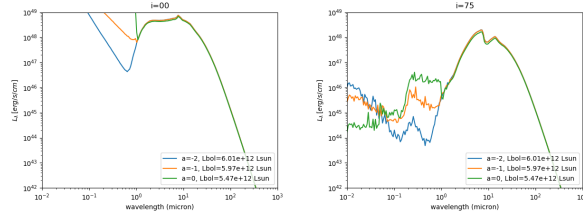
3 Results

3.1 Si(9.7 μm) 吸収と視線角度との関係

視線角度 $i = 0^\circ, 75^\circ$ の結果を図 4 の上段に示す。吸収線は視線方向において光源、高温ダスト、低温ダスト、観測者という位置関係にある場合に見られる。実際、 $i \leq 60^\circ$ ではトーラス内側の高温ダストからの放射が主に観測されるが、 $i \geq 75^\circ$ では外側の低温ダストによって吸収が支配的となり、シリケート吸収線 (9.7 μm) がみられる。

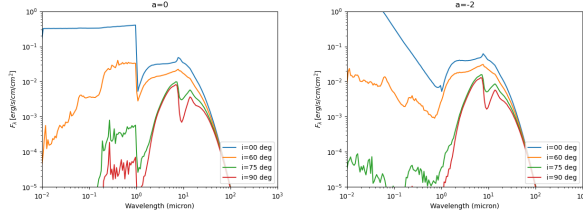
3.2 降着円盤の SED が赤外線スペクトルに与える影響

標準的な薄い円盤モデルでは、紫外線～可視光の範囲において $F_\nu \propto \nu^{-3}$ ($F_\lambda \propto \lambda^{-7/3}$) といったべき乗スペクトルがみられることが知られている。本



視線角度 $i = 00^\circ$

視線角度 $i = 75^\circ$



べき乗 λ^0

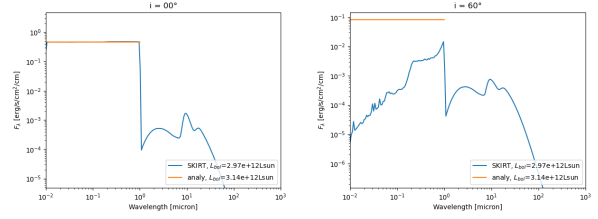
べき乗 λ^{-2}

図 4: 各視線方向の可視・近赤外線 SED
SED のべき乗に依る変化

研究では中心光源のスペクトル形状を $10^{-2}\mu\text{m} \sim 1\mu\text{m}$ に限定し、この範囲より長波長では降着円盤からの放射がないものとしてモデル化した。これは $1\mu\text{m}$ 以降の波長では、降着円盤からの放射強度が急速に減少し、かわりにダストトーラスからの再放射が支配的になるため無視した。特に $5\mu\text{m}$ 以降の中間赤外域では、放射の大部分がダストによる熱放射によって占められる。実際に、降着円盤の SED におけるべき乗を変化させると、図 4 の下段で示すように $10^{-2}\mu\text{m} \sim 5\mu\text{m}$ では降着円盤の SED のべき乗に依存した違いが現れるが、どの視線角度においても再放射された赤外域スペクトル（特に $5\mu\text{m}$ 以降）では大きな変化は見られなかった。ダストは広い波長範囲にわたって光子を吸収し、温度に応じて赤外線熱放射する。今回は、中心光源が等方に放射すると仮定したため、トーラスがほぼ均等に加熱されることになり、観測方向による赤外域スペクトルの違いが小さくなったと考えられる。

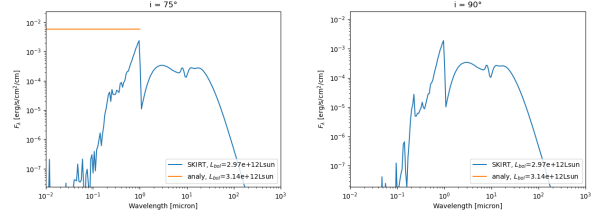
3.3 放射の異方性の効果

これまでの計算では、降着円盤からの放射が全方向に同じ強度である等方放射を仮定していた。しかし、実際の降着円盤は等方的に放射するとは限らず、



視線角度 $i = 0^\circ$

視線角度 $i = 60^\circ$



視線角度 $i = 75^\circ$

視線角度 $i = 90^\circ$

図 5: 異方性あり各視線方向の SED

特にエディントン率を大きく超える場合では、放射の異方性が顕著になることが指摘されている（例：Kawakatu & Ohsuga 2011）。そのような異方性放射の影響を調べるために、以下のような角度依存性を持つ放射モデルを導入した。

$$F(\theta) \propto \begin{cases} \cos \theta, & \theta < 45^\circ \\ \cos^4 \theta, & \theta \geq 45^\circ \end{cases}$$

(Kawakatu & Ohsuga 2011) を導入し、ダストの総質量を $10^3 M_\odot$ としてテスト計算を行った。その結果を図 5 に示す。

なお、図中の `analy` ラベルは入力された降着円盤の SED を示している。このテスト計算では光源のべき乗は λ^0 のみである。特に $10^0\mu\text{m}$ で等方放射の場合と異なるふるまいをしているように見える。ダストの質量を一桁下げているので単純な比較はできないが、シリケートの吸収線はあるように見える。

4 Discussion

今回の研究では降着円盤からの放射を等方と仮定しているため、トーラス全体が均等に加熱され、視線方向（シリケートの吸収線の影響を除いて）による赤外域スペクトルの変化は見られなかったと考え

られる。視線方向による SED の違いが小さいという結果は、トーラス内部の温度構造が視線方向にはあまり依らず、大きく変化しないという要因が考えられる。3.1 節では先行研究 (Schartmann et al. 2014) と同様に、視線角度が大きくなると Si の吸収線がより顕著に観測された。

さらに、今回の計算では降着円盤からの放射が全方向に同じ強度で放たれる等方放射を仮定した。しかし、実際の降着円盤ではこのような仮定は一般的に成立せず、角度依存性（異方性）をもつ放射場が考えられてきた。例えば、幾何学的に薄い標準降着円盤モデルにおいても

$$L(\theta) \propto \begin{cases} \cos \theta (2 \cos \theta + 1), & 0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ \\ \cos \theta (2 \cos \theta - 1), & 90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ \end{cases}$$

(Netzer 1987) のような角度依存性を考慮する必要がある。特に、降着率がエディントン降着率を超えると降着円盤が幾何学的・光学的に厚くなり、放射の異方性がより強くなることが指摘されている。Kawakatu & Ohsuga (2011) では、そのような超エディントン降着率のとき、放射の異方性がより強くなることが示唆されている。これにより、トーラスからの赤外線放射にも方向依存の違いが生じ、観測される SED に影響を与えると考えられる。異方的な放射場では、トーラス内の温度分布が非対称になり、その結果として赤外線の SED において視線角度への依存性がより顕著に現れる可能性が考えられるためである。

このような放射の異方性は、3.3 節でも述べたようにトーラスの構造や視線角度にも依存するので輻射輸送計算で確認する必要がある。もし、異方性が強い場合に赤外線の SED に何か顕著な違いが生じるならば、それは降着率の非常に高い AGN を探索する有力な指標になる可能性もある。

したがって、今後の研究では、降着円盤からの放射場に角度依存性 (Kawakatu & Ohsuga 2011) を導入し、放射の異方性がダストの温度分布や再放射の SED に与える影響を詳細に検討する必要がある。より現実的なモデルに近づけ、輻射輸送計算を進めていきたい。

5 Summary and Future Work

本研究では、降着円盤からの放射が近・中間赤外域のスペクトルエネルギー分布 (SED) に与える影響

について一様密度トーラスモデルと輻射輸送シミュレーションコード SKIRT を用いて調べた。まず、降着円盤の放射を等方と仮定した場合には、トーラス全体が比較的均等に加熱されるため、降着円盤の SED の違いは短波長域 ($\lesssim 5, \mu\text{m}$) に顕著に現れる一方で、波長 $5 \mu\text{m}$ 以降の赤外域においては降着円盤のべき乗による SED の差異は小さく、赤外放射の主成分がダストからの再放射であることが確認された。また、視線角度が大きくなる ($i \geq 75^\circ$) と、シリケート吸収線 ($9.7, \mu\text{m}$) が顕著に現れ、これは視線方向における高温ダスト・低温ダストの分布の違いによるものであると解釈できる。

しかし、現実の降着円盤は等方的に放射するとは限らず、特にエディントン比が高い場合には、放射は極方向に集中するなどの異方性を持つことが知られている。本研究では、そのような異方的な放射場の簡易モデルを導入したテスト計算を行った。

今後の課題としては、異方性放射を本格的に導入した輻射輸送計算を行い、その結果として生じるトーラス内の温度構造や視線角度ごとの SED を詳細に解析することで、観測される赤外 SED と放射場の性質、さらには降着率の関係を明らかにすることである。特に、超エディントン降着 AGN の識別や分類において、赤外 SED の特徴が新たな指標となる可能性を検討していきたい。

Acknowledgement

このような研究発表の機会をいただきましたことに、天文・天体物理若手夏の学校事務局の皆様感謝申し上げます。

Reference

- Camps, P. and Baes, M., 2015, *Astronomy and Computing* vol.9, pp.20-33
- Hagai Netzer, 1987, *MNRAS*, 225...55N
- Kawakatu, N. & Ohsuga, K., 2011, *MNRAS*, 417, 2562
- Schartmann, Wada, Prietoetal 2014, *MNRAS*, 445, 3878
- Urry & Padovani, 1995, *PASP*..107..8803U

—[index](#) へ戻る

GP-08

ULIRG/HyLIRGにおける、AGN アウトフローが銀河 にもたらすフィードバックの調査

東北大学
佐々木 悠宇

ULIRG/HyLIRG における、AGN アウトフローが銀河にもたらす フィードバックの調査

佐々木 悠宇 (東北大学院 理学研究科天文学専攻)
共著者 Xiaoyang Chen (NAOJ), 秋山正幸 (東北大学)

Abstract

活動銀河核 (AGN) による強力なアウトフローは、銀河の星形成を制御する主要な要因の一つと考えられている。また、超高光度赤外線銀河 (ULIRGs/HyLIRGs) は、活発な星形成期から静的な段階へと移行する過渡的な段階にあると位置づけられている。

Chen et al. (2025) は、強い星形成と AGN アウトフローの兆候を示す HyLIRG J1126 を対象に、Gemini/GMOS IFU および ALMA を用いた観測を行い、電離ガスおよび分子ガスのアウトフローと、それがホスト銀河に与えるフィードバックを詳細に調査した。その結果、[OIII] 輝線でトレースされる高速電離ガスのアウトフローが数 kpc に及び、非常に大きな質量の流出が伴うことが明らかとなった。アウトフローによる高運動エネルギーは、星形成に不可欠な冷たいガスの加熱・除去を通じて、ホスト銀河の長期的な成長抑制につながる可能性がある。

このように、ULIRG/HyLIRG は AGN アウトフローによるフィードバックを理解する上で有用な対象であり、ブラックホールとバルジの質量関係の起源解明の足がかりとなり得る。本研究は、J1126 と同様の特徴を持つ銀河に対して、同研究で使用された SED フィッティング手法を用いた解析を行い、AGN アウトフローの星形成への影響をより広範に評価することを目的とした。

1 Introduction

銀河中心に存在する大質量ブラックホールがその母銀河の進化過程に影響を及ぼすことが広く知られている。銀河規模の強力なアウトフローは、SMBH による主要なフィードバックメカニズムと考えられており、それは母銀河内の星形成を促進/抑制する可能性がある。ULIRGs/HyLIRGs は普遍的に強力なアウトフローを持つことから、アウトフローが母銀河にもたらすフィードバックを調査する対象に適している。

1.1 Previous research

Chen et al. (2025) は高い星形成と AGN アウトフローの兆候を示す HyLIRG J1126 に対し、アウトフローがホスト銀河に与えるフィードバックを調査した。この天体は $v_{10} > 2000 \text{ km/s}$ と非常に速い電離ガスのアウトフローを持つとともに、高い星形成 ($\text{SFR} \sim 800 M_{\odot}/\text{yr}$) を持つ。また、Chen et al. (2020) によって、Type-II の AGN を持つことが明らかとなっている。

1.1.1 Instruments and Observations

J1126 は AKARI far-IR all sky survey から選択された、 $0.1 < z < 1$ の ULIRGs/HyLIRGs の一つである。本天体は Gemini-N/GMOS を用いて、2 スリットの IFU モードで観測された。分光素子には R150 が用いられ、広い波長範囲 ($3000 - 10000 \text{ \AA}$) をカバーしている。これにより、[OII], $\text{H}\beta$, [OIII], $\text{H}\alpha$, [NII] [SII] といった様々な電離輝線をとらえることが可能である。

1.1.2 Analysis method and Results of GMOS/IFU

本研究では GMOS のスペクトルに対し、星形成による連続光成分と輝線成分を用いてフィッティングを行った。各輝線には複数のガウシアンプロファイルを用いてフィッティングを行った (図 1)。また、すべての輝線で Broad 成分のフラックスが占める割合が計算されている。例えば [OIII] 輝線では Broad 成分が 98% を占めており、電離ガスのアウトフローとして優れたトレーサーであるといえる。

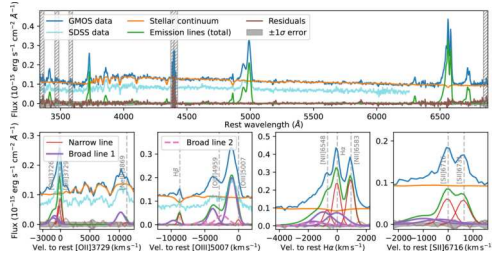


図 1: J1126 の統合 GMOS スペクトル (青) と、最良フィットされた星形成連続成分 (オレンジ)、輝線成分 (緑) を示す。Narrow 成分を赤、Broad 成分を紫、[OIII] や $H\alpha$ - [NII] 複合線に追加された速度シフトが 2000 km/s を超える成分を桃色の点線で示している。Chen et al. (2025) より引用

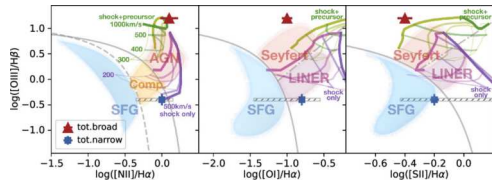


図 2: BPT 図、Chen et al. (2025) より引用

さらに、ガス電離のエネルギー源を理解する為に BPT 図を用いた輝線診断を実行した (図 2)。Broad 成分では [OIII]/ $H\beta$ が卓越しており、BPT 図において典型的な AGN/セイファート銀河領域に位置し、ガス電離に対する AGN 放射の寄与が大きいことを示唆している。また、星形成支配領域では星の連続光成分、衝撃電離支配領域では [OIII] アウトフロー成分の分布がそれぞれ相関を示し、銀河円盤ガスの衝撃電離が高速アウトフローと関連している可能性を示唆している。

1.1.3 Conclusion

本論文では、GMOS/IFU で観測された HyLIRG J1126 に対し、[OIII] をはじめとする様々な電離輝線を用いた銀河スケールのアウトフローの調査を行った。アウトフローガスのトレーサーとして [OIII] 輝線を採用し、これを空間分解された spaxel ごとに抽出を行うことで、銀河スケールでの電離ガスの振る舞いを議論した。

各輝線成分の速度分布を図 3 に記す。高電離ガス ([OIII]) のアウトフローは 2400 km/s に達し、フラックスの約 60% が脱出速度 (~ 1000 km/s) を超えてお

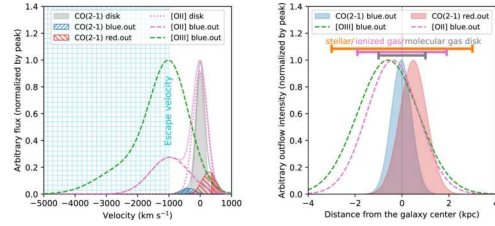


図 3: 各輝線の速度分布。Chen et al. (2025) より引用

り、銀河外への脱出が可能である。推定される総質量放出量は非常に大きく、 $\approx 2500 M_{\odot}/\text{yr}$ に相当する。また、[OIII] アウトフローと一致する領域で SFR が低下した空洞が観測され、アウトフローによる星形成の抑制が示唆されている。

1.2 Purpose of Research

天体 J0941 は、Chen et al. (2025) と同じく AKARI far-IR all sky survey から選択された ULIRG である。本天体は J1126 同様に、Gemini/GMOS IFU で観測が行われている。様々な電離輝線から得られた物理情報を空間的に分析することで、電離ガスのアウトフローが母銀河に与える効果を調査を行った。Chen et al. (2025) と併せて、アウトフローが母銀河に及ぼす効果を広範に議論することが最終目標である。本講演では、[OIII] 輝線でトレースされる電離ガスに着目し、現在までの調査結果を紹介する。

2 Analysis method and Results

2.1 Method of Spectrum fitting

GMOS IFU で観測されたスペクトルにフィッティングを適用することで、電離ガスの運動をトレースした。

S/N が 10 を超える spaxel を抽出したスペクトルを作製し、これにフィッティングを行うことで輝線成分を推定した (図 5)。このフィッティングには、輝線成分と星形成による連続光成分が用いられている。各輝線は $250 [\text{km/s}] \leq \text{FWHM} \leq 750 [\text{km/s}]$ の Narrow な成分と $750 [\text{km/s}] \leq \text{FWHM} \leq 3000 [\text{km/s}]$ の Broad な成分の 2 つの Gaussian Profile を採用して

いる。また、[OII] 輝線に関しては、追加の成分が必要であった為、合計 3 成分でのフィットを行った。この追加された [OII] 輝線の成分は、 3σ 以上のシグナルが得られている。さらに、縮退を避けるため、各成分の速度シフトと FWHM は各輝線プロファイル間で共有されている。加えて、Narrow 成分の速度シフトは連続光成分と共有している。

2.2 Analysis of ionized gas

本講演では、主な電離ガスのトレーサーとして、[OIII] 輝線を用いた解析に焦点を当てる。[O III] 輝線のフラクスマップを図 6 に記した。Broad 成分の速度シフトは青方偏移到集中しており、そのピークは $|v_s| \approx 800 - 900$ [km/s] となっている (図 4)。それぞれの成分の電離メカニズムの起源を明確化する為に、BPT 図を用いた (図 7)。図 7 では、輝線の Narrow、Broad な成分を分解してそれぞれ判定している。黒線 (Kewley et al. (2001), Kauffmann et al. (2003)) は、経験的に得られた AGN と SFG の境界である。

3 Discussion and Future Works

図 7 は上から順に Total、Narrow、Broad 成分の BPT 図である。Broad な成分のほとんどが AGN により駆動された成分であることが示唆される。全成分を統合した場合においても、AGN に駆動される成分が大半を占めている。一方で Narrow 成分はやや二峰性を示しており、星形成と AGN の両方の寄与が混在している。加えて、AGN に属する spaxel のほとんどが、図 6 で示された [OIII] 輝線の Broad 成

分が強い領域に由来することが分かる。故に、J1126 と同様に、[OIII] は AGN による電離ガスアウトフローのトレーサーとして有効である。

今後の方針は、[OIII] によって吐き出される質量、星形成の空間分布など、GMOS IFU の高い空間分解能を活かした調査を進める予定である。例えば、図 6 の中心部に不自然な円形の不連続領域が存在する。この原因について、観測/解析上の問題か否かも含めて調査したい。

加えて、同じく AKARI far-IR all sky survey から選択された ULIRGs/HyLIRGs で同様の解析を試みること、AGN アウトフローが母銀河に与える影響を広範に議論する方針だ。

Acknowledgement

本研究のテーマをご紹介くださった秋山教授に深く感謝申し上げます。また、本研究で使ったスペクトルのフィッティングコードをご提供くださった X. Chen さんに心より御礼申し上げます。さらに、相談や質問に快く応じてくださった松本尚輝さんおよび K.Lee さんにも感謝申し上げます。

Reference

- Xiaoyang Chen et al. Tracing the coevolution path of supermassive black holes and spheroids with akari-selected ultraluminous ir galaxies at intermediate redshifts. *The Astrophysical Journal*, 900(1):51, aug 2020. doi: 10.3847/1538-4357/aba599.
- Xiaoyang Chen et al. Implication of galaxy-scale negative feedback by one of the most powerful multiphase outflows in a hyperluminous infrared galaxy at intermediate redshift. *The Astrophysical Journal*, 979(1):32, jan 2025. doi: 10.3847/1538-4357/ad93ab.
- Guinevere Kauffmann et al. The host galaxies of active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 346(4):1055–1077, 12 2003. ISSN 0035-8711. doi: 10.1111/j.1365-2966.2003.07154.x.
- L. J. Kewley et al. Theoretical modeling of starburst galaxies. *The Astrophysical Journal*, 556(1):121, jul 2001. doi: 10.1086/321545.

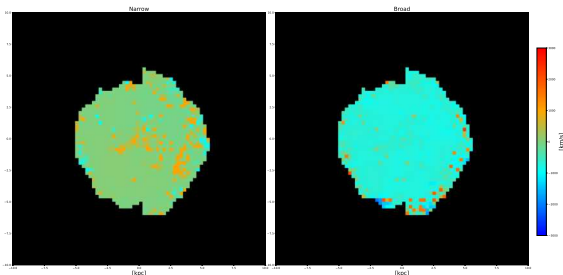


図 4: 各輝線成分の速度分布

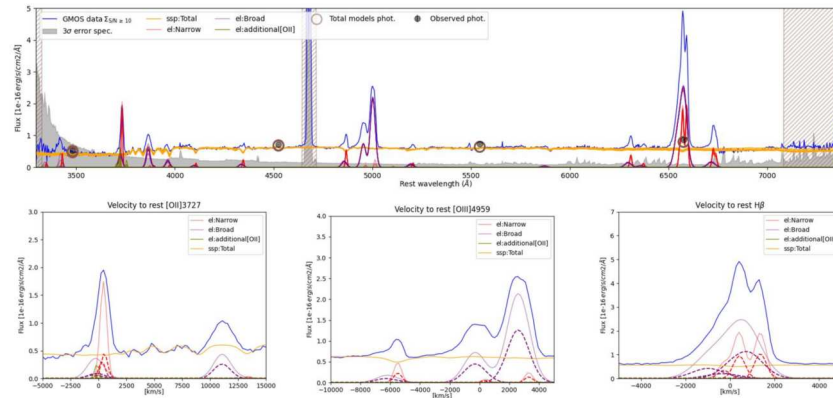


図 5: S/N $\geq$ 10 の spaxel を抽出したスペクトルと、そのフィッティング結果

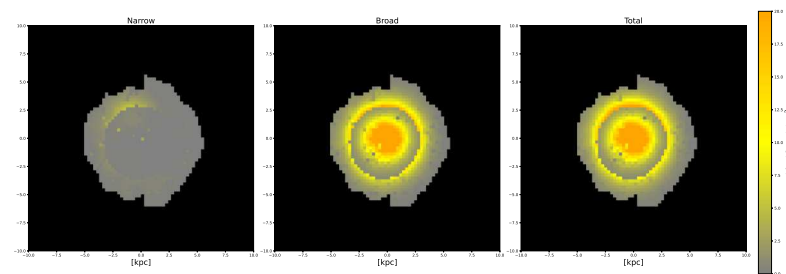


図 6: J0941 の [OII] フラックスのマップ

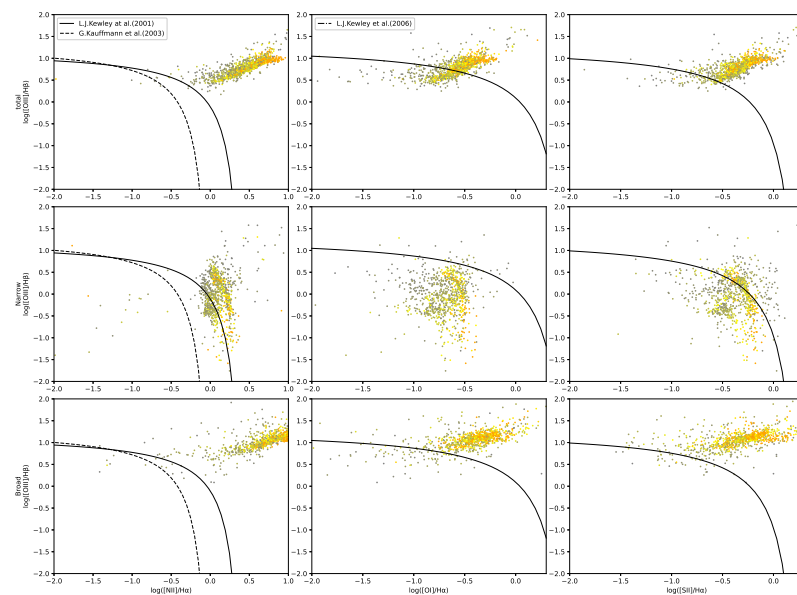


図 7: 各輝線成分の BPT 図。色は図 6 に一致させている。黒線は AGN による電離と星形成による電離の経験的境界 (実線: Kewley et al. (2001), 点線: Kauffmann et al. (2003)) である。

[—index へ戻る](#)

GP-09

Gaia DR3 を用いた天の川銀河における恒星の動力学的性質の分類とその解釈

東北大学
大津 美穂

Gaia DR3 を用いた天の川銀河における 恒星の動力学的性質の分類とその解釈

大津 美穂 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河の形成史を探る上で、天の川銀河の中に目を向けることは 1 つの手段となる。これは、銀河の基本単位である恒星まで分離し、それぞれについて運動や金属量を調べることができるためである。特に、位相空間上で明確な構造をなす恒星群は、外来の天体との合体、内部の構造変化を反映していることが多い。本研究では、Gaia DR3 に含まれる K 型・M 型星に注目し、位相空間上における恒星の構造を調査した。その結果、Ou らによって報告された Cluster IX と整合的とみられる運動構造を確認したが、GSPPhot モジュールが推定する年齢および金属量とは乖離が生じていた。GSPSpec の値を用いて再度解析を行い、金属量については整合的に解釈ができた一方で、年齢の問題は残されており、GSPPhot モジュール内の星間減光の補正精度が影響している可能性を、Bayestar 3D Dust Map を用いて考察した。

1 Introduction

私たちの住む天の川銀河は、長い時間の形成・進化の繰り返しの過程を経て現在の姿に至っている。その過程の中には、外部天体との合体や、ガスの降着による星形成、内部の構造変化など、さまざまな歴史が混在している。こうした出来事の一部は、恒星の動力学的な性質や化学組成といった情報を詳細に調べることで、その痕跡を読み解くことができる。特に、ストリームのように速度空間や運動積分空間において明確な構造をなす恒星集団は、外部天体との相互作用や構造の変化の履歴を示す化石的役割を果たすことが多い。

ESA の Gaia ミッションにより公開された Gaia DR3 は、恒星の位置、視差、固有運動、視線速度を高精度かつ広範に測定しており、恒星の運動を詳細に調べる際に大きな役割を果たす。さらに、恒星の年齢や金属量についてもその推定値を提供していることから、運動に加えて金属量による同定が可能になってきた。Gaia DR3 の提供以降、天の川銀河内の特徴的な集団が多数発見されつつある。

近年の代表例として、Ou et al.(2022) による研究を挙げる。この研究は、Gaia eDR3 をもとに太陽近傍の恒星に注目し、HDBSCAN(Hierarchical Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise) と呼ばれる手法を用い、測定誤差を考慮した上でクラスタリングした構造を同定すること

を目的としている。結果として得た cluster 0 から cluster 21 までの 22 個の構造は、一部は既知のストリームや星団と一致するが、多くは新規に同定された集団であり、その起源や性質については未解明な点が多い。

本研究では、このような安定で信頼性の高いクラスタリング結果を 1 つの比較対象として選択し、自身で抽出した位相空間上の集団について考察する。

2 Methods/Datasets

2.1 Data selection

本研究では、Gaia DR3 を用いて、天の川銀河内の恒星の運動を解析し、Ou et al.(2022) のような先行研究と比較しながら考察を行うことが目的である。そのため、データの選定に際しては、位置・速度の精度が高く、必要な情報が揃っているサンプルのみを取り扱うために、以下のような基準を設けた。

1. 視差の相対誤差が 10%以下
2. 視線速度情報を持つ

1 と 2 は、恒星の 6 次元情報を精度良く求めるための基準である。

上記の条件をどちらも満たす恒星のうち、比較的寿命の短い O,B 型と寿命の長い K,M 型を抽出した。O,B 型星は多くが銀河面の近傍で形成され、その寿命の短さから、面に垂直な方向 (z 方向) に運動を獲

得しづらい。対照的に、K,M 型は寿命が長く、ディスクやハローのように広範に分布する。したがって、O,B 型星と類似した v_z を持つ K,M 型星は比較的若いと考えられ、最近円盤内で形成された可能性が高いと推測できる。これを利用し、まず O,B 型星の運動と比較することによって K,M 型における年齢の若い星を取り除き、古い星のみを抽出した。以下に、O,B 型星と K,M 型星の $|v_z|$ の比較図を示す。

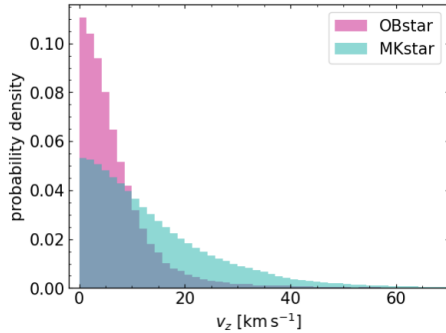


図 1: O,B 型星と K,M 型星の $|v_z|$ 分布

本研究では $|v_z| > 50 \text{ km/s}$ を示すような大きな速度を獲得している K,M 型星を選択し、位相空間での特徴を調べた。

2.2 恒星の金属量と年齢の推測

2.2.1 GSPPhot

GaiaDR3 において導入された GSPPhot (General Stellar Parametrizer from Photometry) は、低分解能分光データである BP/RP スペクトルを用いて恒星の基本的な物理量を推定するモジュールである。このモジュールでは、理論的な恒星の進化モデルと観測された BP/RP スペクトルとを比較することによって、恒星の金属量や年齢、有効温度といった各パラメータを推定している。金属量の推定は、主に BP スペクトルの青色領域に現れる吸収線に依存する。しかし、BP/RP スペクトルはその分解能の低さから、個々の吸収線を明確に識別することは難しい。そのため、推定を行う際には、金属量を含むパラメータに基づいて合成したスペクトルのモデルと、観測された実際のスペクトルとの比較がなされている。ただし、実際のスペクトルのモデルと観測のスペクトルとの間には系統的な不一致が存在し (Creevey

et al.2022)、金属量の推定に大きな影響を及ぼしている。

2.2.2 GSPSpec

より正確な金属量の推定のためには、同じく GaiaDR3 に導入された GSPSpec が有効である。GSPSpec は、Gaia の分光観測を用いて Ca II triplet や Fe といったスペクトル線を観測している。GSPPhot と対照的に高分解能な分光データであり、対象となるスペクトル線の特徴から、主に化学的なパラメータの推定に長けている。一方で、進化段階を識別するためのデータを持っていないことから、年齢の推定には用いることができない。

3 Results

以下に $|v_z| > 50 \text{ km/s}$ でフィルタリングした後の K 型星の空間分布を示す。 r_{gal} は銀河中心からの距離、 z は銀河面（ただし太陽系の存在する 20.8 pc を $z = 0$ としている）からの距離である。

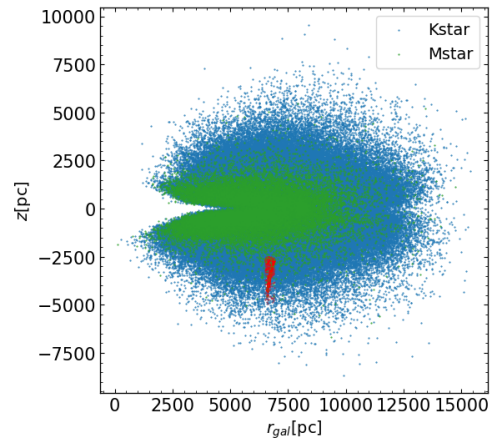


図 2: K,M 型星の空間分布

赤くマークした集団は、図 2 の中でも空間分布に特徴があると判断した部分である。この集団を抜き出したうえで、運動的な特徴を調べるため、図 3 のような $L_z - E$ 空間にその分布を示した。図 2 のような位置空間上で認識された構造が、図 3 のような積分不変量空間においても特徴的な分布をもつことから、この集団は共通の起源を持つ可能性が示唆される。図 2, 図 3, 図 4 を比較すると、今回着目したのは Ou らが同定した濃紫色のクラスター (Cluster

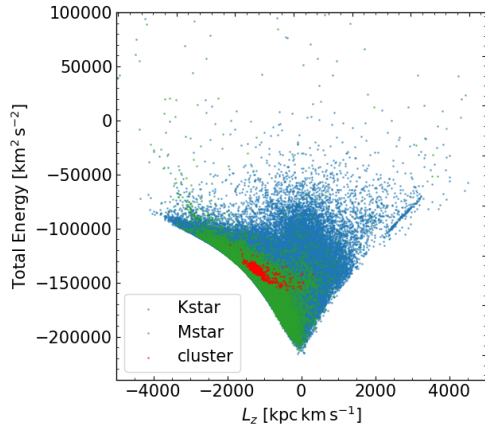


図 3: K 型星の $L_z - E$ 分布

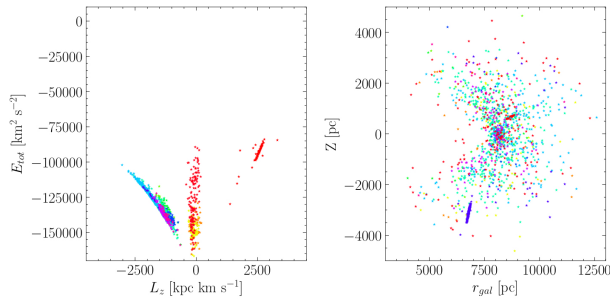


図 4: 速度空間上で HDBSCAN を行った際のクラスターの分布 (Ou et al.(2022))

IX) に対応していると考えられる。

Ou et al.(2022) では、天の川銀河の球状星団のカタログ (Harris, W.E.1996,2010) を参照し、精度良くその位置に対応していることから、ClusterIX は NGC104(47 Tucanae) であると結論づけている。しかしながら、金属量や恒星の進化段階といった他の観点では同定を行っていない。

そこで、本研究でもこのクラスターが NGC104 に対応しているかを検証するため、位置とは異なる物理量として年齢と金属量に着目し、その分布を確認した。図 5, 図 6 に、空間上での分布に対する年齢と金属量のヒートマップを示す。

図 5, 図 6 より、この集団は金属量と年齢においても一貫した傾向を示していることから、集団が同一の起源を持つことを支持する結果となっている。しかしながら、この結果の定量的な評価には注意が必要である。これらのヒートマップをもとにクラスターの年齢と金属量を推測すると、それぞれ $\text{Age} \sim 2.0 \pm 0.8 \text{ Gyr}$, $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.2 \pm 0.1$ となった。

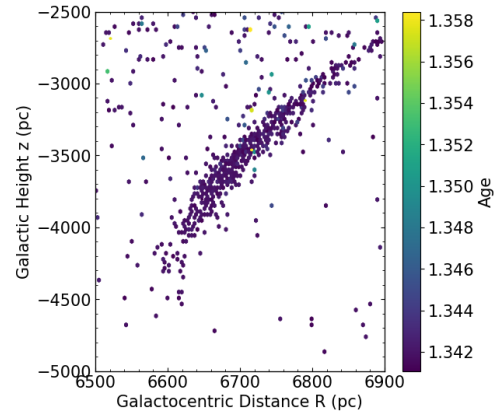


図 5: GSP-Phot を用いたクラスターの年齢分布

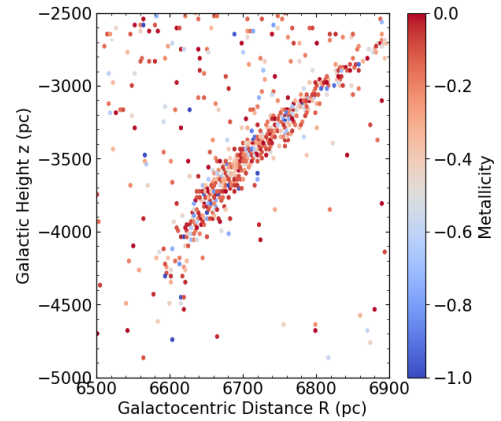


図 6: GSP-Phot を用いたクラスターの金属量分布

球状星団カタログ (Harris, W.E.1996,2010) における NGC104 の推定される金属量は $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.72 \pm 0.05 \text{ dex}$ (McWilliam, Bernstein 2007)、年齢はおよそ $12.5 \pm 0.5 \text{ Gyr}$ (Thompson et al. 2020) とされており、これは典型的な銀河系球状星団の中でも比較的金属豊富な部類に属する (VandenBerg et al. 2013)。また、銀河系の球状星団は、宇宙の誕生からわずか $1 - 2 \text{ Gyr}$ の間に形成されたと考えられており、その年齢はどれも概ね $11 - 13.5 \text{ Gyr}$ の範囲に収まる。今回の結果は、推定値と比較して明らかに若く、かつ金属が高い傾向を示している。以下の Discussion では、年齢と金属量の不一致を踏まえた考察を行う。

4 Discussion

Result で述べたように、本研究では位相空間上の恒星の構造に注目し、選択した K, M 型星の中に明確な運動的特徴を示す集団が存在することを確認し

た。この集団は、Ou らの研究において同定された Cluster IX と定性的に対応していると考えられる一方で、金属量と年齢の観点では整合性の取れない結果となっている。

この要因としてまず考えられるのは、2.2 で説明したような GSPPhot モジュールの推定精度の限界である。GSPPhot における推定では、BP/RP スペクトルに影響する要因として、特に星間減光に注意が必要である。具体的には、減光が大きく見積もられると、本来の BP-RP が BP 側にシフトしてしまうことから、より若く明るく見積もられる。したがって、今回着目した集団が NGC104 のような球状星団である場合には、星間減光の影響を大きく見積もりすぎている可能性がある。

これを踏まえ、本研究では GSPPhot の代わりに 2.2.2 に述べたような GSPSpec を用い、再度金属量を確認した。

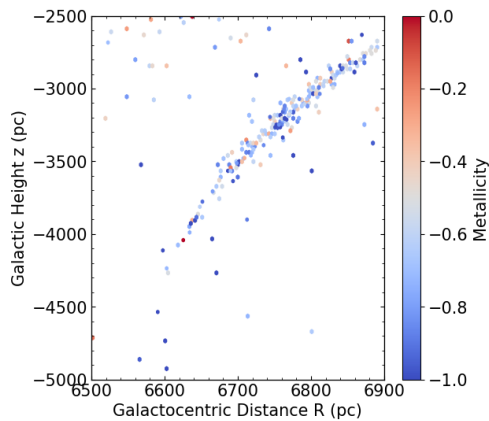


図 7: GSPSpec を用いたクラスターの金属量の推定

実際に、GSPSpec のデータを用いて再度計算した $[\text{Fe}/\text{H}]$ の値は -0.650 ± 0.240 と、より金属に乏しい値を取った。GSPSpec の結果を合わせると、今回着目した集団は、金属量の観点では NGC104 に由来すると考えて矛盾しない結果が得られた。

GSPSpec を用いてより正確な金属量を求めることができた一方で、年齢推定における星間減光の影響を知るためには、別のアプローチが必要となる。今回は、Bayestar 3D Dust Maps (Green et al. 2019) を用いて集団の存在する位置における星間減光 A_G を計算し、結果を Gaia の GSPPhot が仮定している A_G と比較した。

図 8 より、Gaia が仮定していた A_G は、星間ダスト

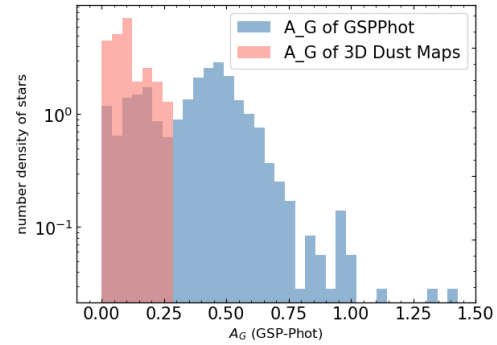


図 8: クラスター位置での減光 A_G の比較

の分布を考慮した上で出された A_G よりも大きく見積もられていたことが分かる。3D Dust Maps の計算による減光量は $A_G \sim 0.106 \pm 0.005$ であったのに対し、GSPPhot で計算された減光量は $A_G \sim 0.38 \pm 0.05$ となった。 A_G の過補正の影響で、GSPPhot は本来よりも若い星の集団と認識し、より若い年齢を返したのだと考えられる。 A_G の誤差が恒星の金属量や年齢の推測に与える影響の定量的な議論に関しては、今後の研究で行う予定である。

5 Conclusion

本研究では、Gaia DR3 のデータを用いて K, M 型星から運動的に特徴的な集団を抽出し、Ou らの Cluster IX と対応する構造を確認した。年齢・金属量の観点からこの集団の起源を検証した結果、GSPSpec による金属量の観点では NGC104 と整合的であると捉えられる一方、年齢推定においては星間減光の評価に課題が残った。

今後は減光補正を含めた年齢推定の改善を行いながら、解析中に得られた別の特徴的な集団についてもその同定を行うことが目標である。

Reference

- Ou, X. et al. 2023, MNRAS, 521, 2623
- Creedy, L., et al. 2023, A&A, 674, A39
- William, E. H. 1996, 2010, arXiv:1012.3324
- Kordopatis, G., et al. 2021, A&A, 654, A116
- Andrae, R., et al. 2023, A&A, 674, A27
- Helmi, A., et al. 2018, A&A, 616, A12
- Kordopatis, G., et al. 2022, A&A, 635, C2
- Gregory, M. G. et al. 2019 ApJ 887 93

[—index へ戻る](#)

GP-10

X線と赤外線の強度相関を使う新手法で解き明かす AGN トーラス構造

東北大学
坂本 雄哉

X 線と赤外線強度相関を使う新手法で解き明かす AGN トーラス構造

坂本 雄哉 (東北大学大学院 理学研究科)

野田 博文、山田 智史 (東北大)、川室 太希 (大阪大)、小久保 充 (NAOJ)、峰崎 岳夫 (東京大)

概要

銀河の中心に存在する超巨大ブラックホール (SMBH) への激しい質量降着により発現する活動銀河核 (AGN) では、一般にダストトーラスが形成される。AGN は広輝線が見えるか否かで 1 型と 2 型に分類される。統一描像に基づくと、全ての AGN が同一の構造を持ち、異なる視線方向から観測することでその違いが生まれると解釈される。近年、赤外線干渉計で近傍の AGN でトーラス内縁部の空間分解が進みつつあるが、1 型と 2 型で同一の構造を持つかどうかは未だによく分かっておらず、近傍の AGN に限定されない手法が求められている。本研究では、中心部からの放射とダストトーラス内縁からの赤外線の相関を利用してトーラスの構造を制限するダスト反響マッピングに着目する。1 型にも 2 型にも適用可能な手法として、Noda et al. (2020) で開発された X 線と近赤外線のモニタの組み合わせる新たな手法を用いた。14–195 keV で明るい、20 個のセイファート銀河に対して X 線と近赤外線のダスト反響マッピングを適用した結果、1 型 4 天体、2 型 7 天体で時間遅延の測定に成功した。これにより、X 線と近赤外線のモニタを組み合わせる新たな手法がトーラス内縁の半径の測定に有効であることが確認できた。さらに、赤外線の時間遅延と AGN 光度の関係には 1 型と 2 型で有意な差はないことが分かった。これは、1 型と 2 型のトーラス内縁半径に大きな違いがないことを示唆する。

1 研究背景

銀河の一部は活動銀河核 (AGN) を持つと知られている。AGN とは、超巨大ブラックホール (SMBH) にガスが降着し、SMBH が成長する時に現れる、銀河の同等以上の明るさを持つ 1 pc 未満の大きさで銀河中心に存在する天体である。AGN は、広輝線領域が見えるものを 1 型、トーラスによって広輝線領域が見えないものを 2 型と分類する。全ての AGN は、SMBH を中心に、コロナ、降着円盤、広輝線領域、ダストトーラスが順に囲む、同一の構造を持つとする、AGN の統一描像が提唱されている。本研究では銀河から SMBH への繋がり の鍵となる、ガスの貯蔵庫の役割をもつトーラス構造に注目し、特に、空間分解が難しい内縁部の構造に注目した。従来は観測における AGN のスケールが小さいことから、空間分解することは困難であった。近年、Very Large Telescope (VLT) の 4 つの望遠鏡を組み合わせた近赤外干渉系である GRAVITY や、VLT に設置されている赤外線干渉計装置 MATISSE を用いることで、ダストトーラス内縁程度の空間分解が可能にな

りつつある (GRAVITY Collaboration 2022, 2024; G'amez Rosas et al. 2022)。しかし、赤外線干渉装置によるトーラス構造の研究は近傍 AGN のみに制限され、AGN が、1 型と 2 型で同一の構造を持つかどうかは未だによく分かっていない。そこで、近傍の AGN に限定されずにトーラス構造を探ることができる手法が求められている。

本研究では、トーラス構造の決定に有力な手法として、反響マッピングに注目した。反響マッピングは、AGN の中心部からの変動が激しい放射と、それに追従する周辺部からの放射に現れる相関した変動との時間差を用いて構造決定を行う手法である。ダスト反響マッピングとは、降着円盤からの可視光と、それによってトーラス内縁部が照射され放射される近赤外線との間の時間差を測定する手法である。降着円盤からの可視光、紫外線放射がトーラス内縁までのダストを昇華させることから、トーラス内縁からの近赤外線の放射に、降着円盤からの放射との相関が現れる。近赤外線の時間遅延は円盤からトーラスまでの光の伝播時間に相当するため、トーラス内縁の半径を制限できる。従来のダスト反響マッピ

グは、主に、広輝線領域や降着円盤が見え、可視光や紫外線がトーラスによって吸収されない 1 型の AGN に用いられていた。しかし、広輝線領域や降着円盤がダストトーラスによって隠されて見えない 2 型には、従来のダスト反響マッピングを適用することができない。そこで、本研究では、中心のコロナから放射される X 線と、トーラスの内縁から放射されるを組み合わせてダスト反響マッピングを行った。降着円盤からの可視光放射は X 線放射と相関することが複数天体で報告されており (e.g. McHardy et al. 2014; Shappee et al. 2014)、X 線は 2 型においても完全に吸収されないため、X 線と赤外線を用いたダスト反響マッピングを行うことを着想した。実際に、Noda et al. (2020) にて、2 型セイファートである NGC 2110 を用いて X 線と赤外線の組み合わせによるダスト反響マッピングが行われ、~ 130 日の時間差が得られている。X 線と赤外線を用いる新たなダスト反響マッピングで 1 型、2 型に関わらずトーラス内縁構造に切り込んでいく。

2 天体選定と X 線&赤外線の光度曲線

BAT AGN Spectroscopic Survey (BASS) catalog から、14–195 keV の硬 X 線で明るい上位 20 個のセイファート銀河をサンプルとして選んだ。表 1 に、選定した AGN とその基本特性を示す。選定した天体のうち、6 つは 1 型 AGN、5 つは 1.9 型 AGN、その他の 9 天体は 2 型 AGN である。

X 線および赤外線放射の長期変動を研究するためには、連続的な観測が重要となる。また、X 線変動は X 線フラックスの変化だけでなく、X 線を吸収する物質の量を反映する水素柱密度の変化によっても生じる。これらの効果を考慮して、異なるエネルギー帯域をカバーする 2 つの X 線全天観測装置、Swift/Burst Alert Telescope (BAT; 15–50 keV) と MAXI/Gas Slit Camera (GSC; 2–20 keV) を用いて X 線光度曲線を作成した。赤外線光度曲線の作成には、赤外線全天観測装置 Wide-field Infrared Survey Explorer (W1; 3.4 μm , W2; 4.6 μm) を使用した。Swift/BAT は毎日全天の 80–90% を繰り返し観測しており、53414–60646 MJD の期間のデータに対して 60 日のビニングを適用することで光度曲線を作成した。MAXI は約

92 分ごとに全天の 90% 以上を観測しており、55056–60590 MJD の期間で 60 日のビニングを適用して光度曲線を作成した。WISE は、3.4 μm の W1、4.6 μm の W2、12 μm の W3、22 μm の W4 の近赤外線から中間赤外線までの 4 つのバンドを半年に一回モニタしており、56700–60200 MJD の期間において、W1 バンドと W2 バンドで光度曲線を作成した。

表 1: 選定された天体のデータ。左から天体名、AGN のタイプ、赤方偏移、水素の柱密度、14–195 keV のフラックス。(1)(2) Koss et al. (2022)、(3)(4) Ricci et al. (2017) より引用。

天体名	タイプ	z	$\log N_H$ (cm^{-2})	F_X ($10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
	(1)	(2)	(3)	(4)
Cen A	2	0.00188	23.02	13.89
NGC 4151	1	0.00315	22.71	5.389
NGC 2110	2	0.00750	22.94	3.191
IC 4329 A	1	0.0160	21.52	2.905
NGC 4945	2	0.00226	24.8	2.849
NGC 4388	2	0.00834	23.52	2.774
Circinus Galaxy	2	0.00149	24.4	2.721
NGC5506	1.9	0.00598	22.44	2.410
MCG -5-23-016	1.9	0.00841	22.18	2.013
NGC4507	2	0.01169	23.95	1.881
NGC 3783	1	0.00896	20.49	1.811
NGC 7172	2	0.00851	22.91	1.709
NGC 262	2	0.01467	23.12	1.560
Mrk 3	1.9	0.01382	24.07	1.410
MCG +08-11-011	1	0.02015	20.46	1.334
NGC 3516	1	0.00872	20	1.183
GRS 1734-292	1.9	0.02176	21.92	1.159
NGC 5252	2	0.02297	22.43	1.155
Mrk 926	1	0.04774	20	1.139
ESO 103-035	1.9	0.01347	23.28	1.137

図 1 は、14–50 keV、2–20 keV、W1 および W2 バンドにおける、1 型の NGC 4151 と 2 型の NGC 2110 の光度曲線を示している。これらの観測データは、X 線において複数のフレアを含む 2 倍以上の顕著な変動を示しており、赤外線も大きな変動を示し、X 線の変動との相関が確認できる。X 線と赤外線の相関から時

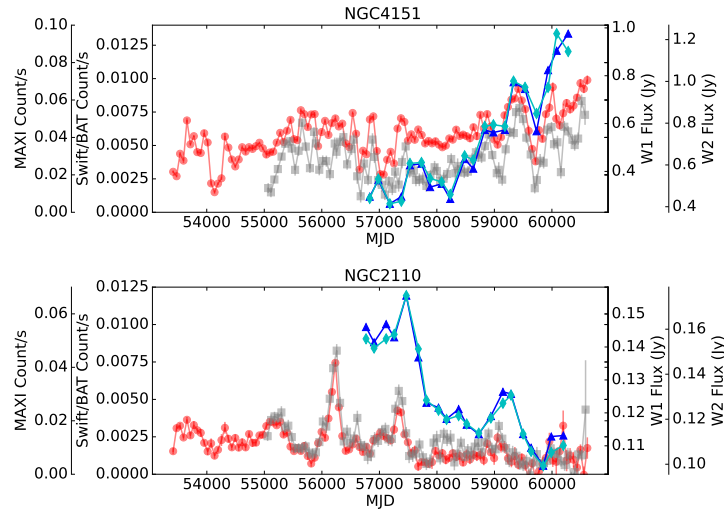


図 1: NGC 4151 (1 型) と NGC 2110 (2 型) の光度曲線 赤色は Swift/BAT (14–50 keV)、灰色は MAXI (2–20 keV)、青色は W1 (3.4 μm)、シアンは W2 (4.6 μm) を示す。

間差を求めるために、interpolated cross-correlation function (ICCF; Peterson et al. 1998) を用いた相互相関解析を行った。ICCF は、間隔の違うデータの比較のため、光度曲線を内挿し X 線光度曲線を時間差 τ ずらしながら、赤外線光度曲線との相互相関係数 -300 から 300 日の範囲で計算し、相関係数が最大となる時間差を決定する手法である。BAT-W1、BAT-W2、MAXI-W1、MAXI-W2 の 4 つの組み合わせで解析を行い、赤外線の時間遅延を求めた。赤外線の時間遅延の誤差の推定には、flux randomization (FR; Peterson et al. 1998) を用いた。X 線および赤外線光度曲線の各点を、中央値と標準偏差を仮定したガウス分布に従ってランダムにサンプルを採取して新たな光度曲線を抽出し、相互相関解析を行う。この操作を複数回繰り返し、時間差の分布である Cross-correlation centroid distribution (CCCD) を取得し、重み付き平均を取ることで時間差を推定した。

スト反響マッピングを適用し、1 型 4 天体、2 型 7 天体の時間差の測定に成功した。

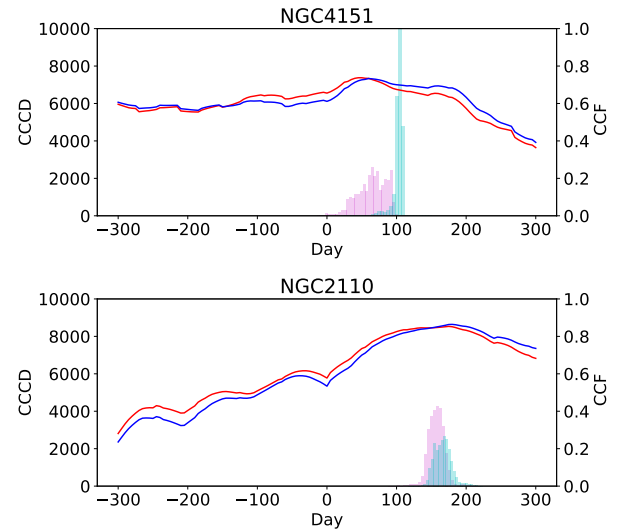


図 2: NGC 4151 と NGC 2110 の ICCF (曲線) と時間差の分布を表す CCCD のヒストグラム 赤色は BAT-W1、青色は BAT-W2 を表す。

3 結果と考察

図 2 に、NGC 4151 と NGC 2110 の ICCF の結果と CCCD のヒストグラムを示す。2 天体において、X 線と赤外線バンドの間に有意な相関関係が得られ、赤外線の時間遅延は $50\text{--}200$ 日の範囲に分布している。NGC 4151 と NGC 2110 の両天体の W1 と W2 の時間差について、 3σ の範囲で無矛盾であることが確認できた。本研究では、表 1 の 20 天体を対象にダ

図 3 は、横軸に bolometric luminosity L_{bol} 、縦軸に相互相関解析において得られた赤外線の時間遅延 τ を取った図である。赤色は 1 型、青色は 2 型を示しており、赤外線の時間遅延は L_{bol} に対して正の相関を持っている。灰色の点は、Lyu et al. (2019) より、1 型の PG quasar を対象にした、可視光と WISE で観測した近赤外線でのダスト反響マッピングによる解析の結果であり、より大きな L_{bol} にて時間差と

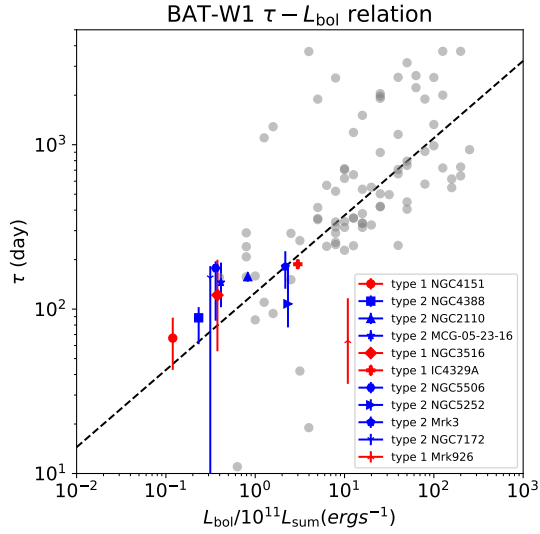


図 3: Swift/BAT – WISE1 の組み合わせで得られた τ – L_{bol} 関係 赤色は 1 型、青色は 2 型を表す。図中の直線は Lyu et al.(2019) で得られた τ – L_{bol} 関係、灰色の点は Lyu et al.(2019) で得られた時間差

正の相関をもつ。本研究の結果が Lyu et al. (2019) が得た高光度側の関係と連続的につながることが確認できた。ダスト昇華温度は ~ 1500 K と考えられており、その温度に達する半径がトーラスの内縁半径に対応すると期待される。従って、赤外線的时间遅延 τ は AGN の L_{bol} の 0.5 乗に相関すると予想される。Lyu et al. (2019) による解析の結果において、 τ は L_{bol} の 0.5 乗に相関すると示されており、図 3 より本研究で得られた時間差は 1 型も 2 型も含んでいるが、この関係と無矛盾であることが確認できた。

赤外線的时间遅延と AGN の光度関係 (図 3) より、X 線と赤外線の組み合わせによるダスト反響マッピングによって推定されたトーラス内縁半径が、従来の結果と矛盾しない結果になっていることが確認され、この新手法がトーラス内縁の半径の推定に有効であることが示された。また、1 型と 2 型とでそれぞれの赤外線的时间遅延には明確な違いは見られず、AGN のタイプによってトーラスの内縁構造に大きな違いがないと示唆される。

4 結論&将来展望

本研究では、近傍の AGN に制限されずにトーラスの内縁構造を調べるために、X 線と赤外線の組み合わせでダスト反響マッピングを行なった。ICCF に

よる相互相関の解析の結果、1 型 AGN と 2 型 AGN の両タイプの計 11 天体にて赤外線的时间遅延が得られ、X 線と赤外線の組み合わせのダスト反響マッピングが確かにトーラスの内縁半径の推定に用いることができ、タイプ間でトーラスの内縁構造に大きな違いが見られないと分かった。

今後は、2023 年 9 月に打上げに成功した X 線天文衛星 XRISM による精密 X 線分光も組み合わせる。XRISM に搭載された X 線マイクロカロリメータは、これまで単一成分に見えていた AGN からの 6.4 keV の Fe-K α 輝線を、複数の速度成分に分解することが可能である。実際に、本研究で結果が得られた、NGC 4151 において検出された Fe-K α 輝線の分解から、SMBH 周辺の構造が推定されており、最も狭い速度幅の成分は、トーラスの位置に対応している (XRISM Collaboration 2024)。本研究で得られた時間差と Fe 輝線のプロファイルを組み合わせて、トーラス内縁部の構造に強い制限を与えることを狙う。

参考文献

- [1] Antonucci R., 1993, ARA&A, 31, 473
- [2] GRAVITY Collaboration 2022, The Messenger, vol. 188, p. 20-25
- [3] GRAVITY Collaboration 2024, A&A Volume 690
- [4] G'amez Rosas et al. 2022, Nature 602, 403 – 407
- [5] McHardy, I. M., Cameron, D. T., Dwelly, T., et al. 2014, MNRAS, 444, 1469
- [6] Shappee B. J. et al., 2014, ApJ, 788, 48
- [7] Noda, H., Kawamuro, T., Kokubo, M. & Minezaki, T. 2020, MNRAS, 495, 2921
- [8] C. Ricci et al. 2017 ApJS 233 17
- [9] Koss, M. J., Ricci, C., Trakhtenbrot, B., et al. 2022, ApJS, 261, 2
- [10] Peterson B. M., Wanders I., Horne K., Collier S., Alexander T., Kaspi S., Maoz D., 1998, PASP, 110, 660
- [11] Lyu J., Rieke G. H., Smith P. S., 2019, ApJ, 886, 33
- [12] XRISM Collaboration et al 2024 ApJL 973 L25

[—index へ戻る](#)

GP-11

Changing-look AGN 1ES 1927+654 の多波長キャンペーン観測から探る X 線コロナの再形成と AGN ジェットの起源

東北大学
戸田 周佑

Changing-look AGN 1ES 1927+654 の多波長キャンペーン観測から 探る X 線コロナの再形成と AGN ジェットの起源

戸田 周佑 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

活動銀河核 (AGN) は中心の超大質量ブラックホール (SMBH) への降着によって駆動される。AGN における中心エンジン (降着円盤+コロナ+ジェット) の詳細な物理と構造は未解明となっている。中でも、降着流における角運動量輸送の仕組みや、降着モードとジェット生成の関係は依然として大きな課題である。AGN のうち、数日から数年の範囲で急激なフラックスやスペクトルの変化を起こすものを Changing-look AGN (CL-AGN) という。このような天体は AGN の中心領域における課題を理解するプローブになる。本講演は、CL-AGN 1ES 1927+654 に対する多波長キャンペーン観測についての論文 (Laha et al. 2022; Laha et al. 2025) をはじめとしたレビュー講演となっている。同天体の CL 現象は 2017 年 12 月から 2021 年 3 月にわたっており、中でも 2018 年 8 月に X 線コロナが完全に消失したのち 2018 年 11 月には再形成されている。もともと 1ES 1927+654 は type 2 の AGN であったが、CL 現象中の ~ 300 日間で幅の広い輝線が見られている。CL 現象の主要因として潮汐破壊現象による質量降着の変化や降着円盤の極端な磁場の変化が挙げられる。CL 段階の終了後、準周期的振動 (QPO) が検出され、電波フレアに伴いジェットが出現している。本論文では磁場構造の再形成が X 線コロナの性質の変化、さらに磁気流が内側の降着円盤から事象の地平面に移流されたことで Blandford-Znajek 機構によるジェットが形成されると示唆している。CL-AGN は観測技術の向上によりサンプルが増加している。今後の観測で同様な現象がより観測され、AGN 中心領域における物理過程の本質的理解が深まることを期待する。

1 Introduction

活動銀河核 (AGN) の中心エンジンの詳細な幾何学的構造や物理プロセスは現在も激しい議論的である。AGN の進化の時間スケールとして通常 $\sim 10^7\text{--}10^9$ yr となっており、非常に長い。しかし近年、Changing-Look (CL-AGN) という光度やスペクトル状態が数日から数年程度で極端に変化する AGN が観測されている。AGN は通常、幅の広い輝線と狭い輝線を持つ Type1 と幅の狭い輝線のみを持つ Type2 に大別されるが、CL-AGN では Type1 が Type2 に変化する、あるいはその反対の現象が起こる。これらは従来の統一モデルだけでは説明ができない。これらの AGN を観測することはその中心機構を明らかにする上で重要である。

本講演では CL-AGN である 1ES 1927+654 に対する多波長キャンペーン観測についての論文 Laha et al. 2022; Laha et al. 2025 をはじめとしたレビュー講演となっている。この天体は Type2 の AGN として分類されていた。Type2 の AGN の中でも視線方

向の吸収体が少なく ($\log[N_H/\text{cm}^{-2}] \lesssim 21.1$)、偏光観測においても広輝線が見つかっていなかった。この結果からもともと広輝線領域 (BLR) を生み出すための高密度ガスが存在しない、または広輝線領域を照射する連続光が不足している AGN と考えられており、従来の統一モデルの考え方にそぐわない天体として観測されていた。今回のレビューでは CL 現象の過程を追い、この天体における X 線コロナやジェットの生成についてのシナリオを議論する。

2 Observations and Results

1ES 1927+654 の CL 現象は UV、可視光の突発的な増光を発端としている。続いて X 線が ~ 3 ヶ月間消失しその後増光が見られた。CL 現象は ~ 1400 日間に渡った。その後、準周期的振動 (QPO) が検出され、双極的なジェットの構造が VLBI の観測によって検出されている。一連の観測の重要なイベントを図 1 に示す。

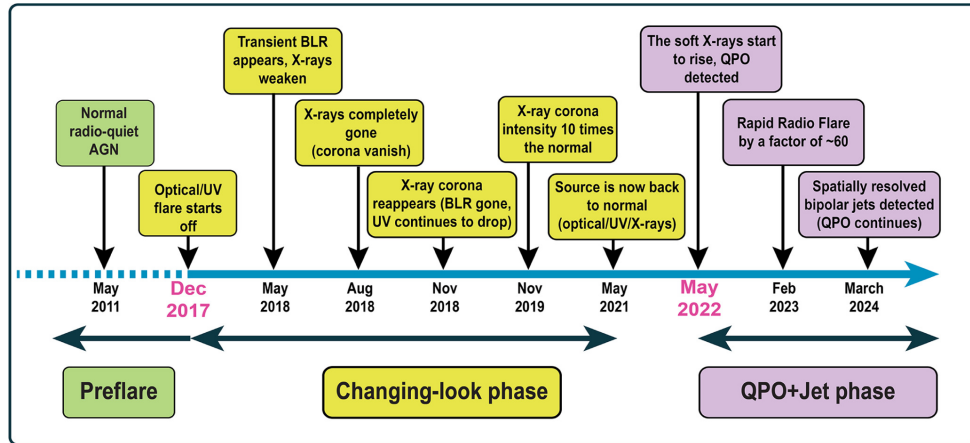


図 1: 1ES 1927+654 の主なイベント (Laha et al. 2025)

2.1 CL 現象における突発的な増光

1ES 1927+654 は 2017 年 12 月に可視光、UV で突発的な光度の増光 (flare) が起こった。UV の光度が 2011 年の観測に基づく flare 前の値に戻ったのは 2021 年の 3 月であり、これを CL の終了としている。UV の光度曲線について fitting すると $y \propto t^{-0.90 \pm 0.04}$ という関係を持つことが明らかになった。一方、2-10 keV の硬 X 線は 2018 年 8 月には検出されなくなっている。その後、硬 X 線は数ヶ月後に flare 前の値まで増加し、最終的に flare 前の 10 倍の値まで増加している。2021 年 2 月には再び flare 前と同程度の値が示されている。その後は ~ 2 倍以下で変動を示している。0.3-2 keV の軟 X 線は硬 X 線と同様に 2018 年 8 月には検出されなくなっており、2018 年 10 月には再び増光し始め、2019 年 11 月頃には CL 現象前の ~ 9 倍にまで達した。その後減少し、2021 年 10 月に flare 前と同程度の値に戻っている。硬 X 線と異なり軟 X 線では 2022 年 3 月以降増光を始め ~ 8 倍にまで達している。また、2023 年において 5 GHz 電波で flare 前の 40 倍ほどの増光が観測されている。最初に CL 現象が観測された 2017 年 12 月から 2024 年 4 月までの一連の観測で得られた多波長の光度曲線を図 2 に示す。

2.2 CL 現象における広輝線の検出

1ES 1927+654 は広輝線を持たない AGN として分類されていた。しかし、flare 後の

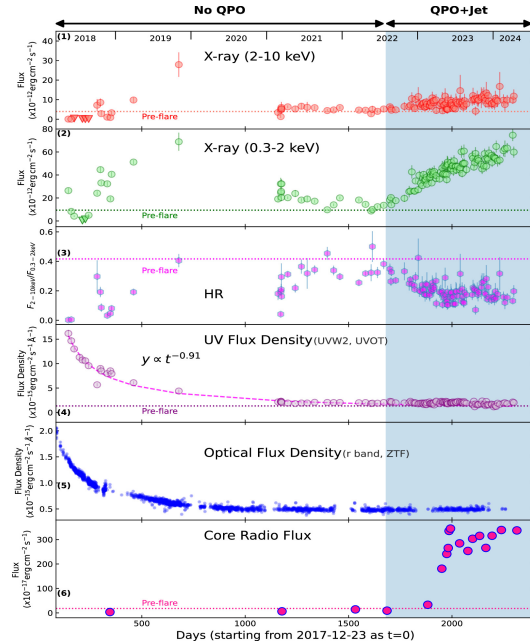


図 2: 硬 X 線 (2-10 keV; Swift XRT)、軟 X 線 (0.3-2 keV; Swift XRT)、hardness ratio ($F_{2-10 \text{ keV}}/F_{0.3-2 \text{ keV}}$)、UV (Swift UVOT)、可視光 (ZTF)、コア ($< 1 \text{ pc}$) の電波 (5 GHz; VLBA) の光度曲線 (Laha et al. 2025)

~ 100 日後 (2018 年 3 月) には $H\alpha$ 、 $H\beta$ 輝線は半値幅 $\text{FWHM}(H\alpha) \approx 18000 \text{ km s}^{-1}$ 、 $\text{FWHM}(H\beta) \approx 3100^{+70}_{-80} \text{ km s}^{-1}$ の強い広輝線が報告され、 ~ 300 日間に渡った。(Trakhtenbrot et al. 2019) このことから 1ES 1927+654 に BLR は

存在していたが、BLR が観測されるほどの光度を照射していなかったことが示唆される。

2.3 CL 現象後のジェットの検出

CL 現象中を含めた 2023 年以前では電波光度は微弱であり、典型的な RQ-AGN の特徴を示していた。しかし、突発的な電波増光が 2023 年 2 月からみられ 5 GHz、8.4 GHz においてコアの電波光度は flare 前の 40 倍、60 倍に達した。2024 年 3 月には双極的なジェットの構造が VLBI の観測によって検出され、それぞれの成分は 0.15 pc 離れており、分離速度は $\sim 0.36c$ である。(図 3)

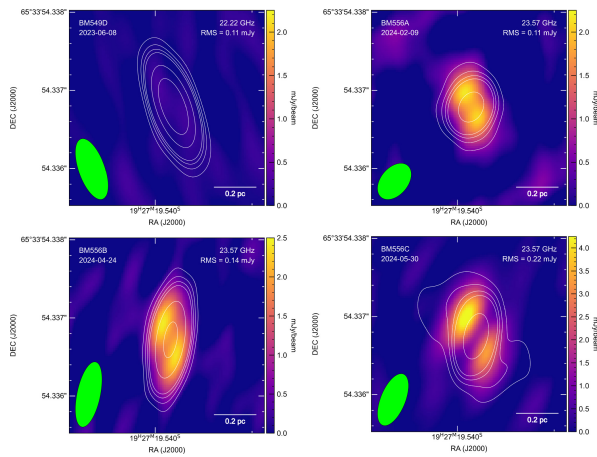


図 3: VLBI による K バンドの core-subtracted の 1ES 1927+654 の画像 (Meyer et al. 2025)、2023 年 6 月 8 日 (左上)、2024 年 2 月 9 日 (右上)、2024 年 4 月 24 日 (左下)、および 2024 年 5 月 30 日 (右下)

3 Discussion

ここでは CL 現象、ジェットの発生 of 要因について考えられうるシナリオについて議論する。

3.1 CL 現象の要因

CL 現象では flare に対して ~ 150 日遅れで CL 現象中の X 線の消失が見られた。硬 X 線の消失は X 線コロナが破壊されたことに対応する。一連の現象の要因として潮汐破壊現象 (TDE) または、磁気反転現象が挙げられる。

TDE は最も内側の領域の降着円盤が潮汐破壊された星の破片との相互作用によって影響を受けることに起因する。破片によって引き起こされる円盤の衝撃波による角運動量の引き抜きにより降着円盤内側の降着率は増加し、外側の領域よりも速く降着する。これにより降着円盤の内側は消失し、同時に磁場も破壊される。このため X 線コロナは消失すると考えられている。このシナリオは X 線と UV、可視光の光度減少が同時に見られるような典型的な CL-AGN で適用される。(図 4)

しかし観測された UV 光度の減光は、TDE の場

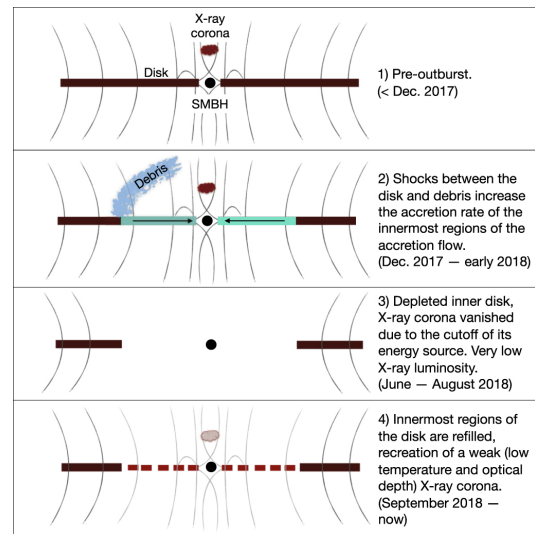


図 4: TDE による CL 現象のメカニズム (Ricci et al. 2020)

合に理論から予想される $t^{-5/3}$ よりも緩やかである。また、flare に比べ X 線は ~ 150 日遅れで消失することから TDE のみでは説明がつかず、TDE と元々存在していた降着円盤の関係性を考える必要がある。

もう一つのシナリオとして磁気反転現象が挙げられる。CL 現象前では降着円盤が強磁場状態である Magnetically Arrested Disk (MAD) であり、BH 周辺の強い磁気流が Blandford-Znajek (BZ) 機構を介して X 線放射を駆動している。MAD 円盤では降着円盤の角運動量やエネルギーは効率よく引き抜かれるので幾何学的に厚い RIAF 状態であり、UV の放射は非効率となる。そこで反対の極性を持つ十分な磁束を移流させることにより MAD 状態を破壊する。移流された磁束は円盤の外側から再接続され放射効率の良い幾何学的に薄い円盤となる。これによって UV、

可視光光度が最初に増加する。磁束の移流が BH まで到達すると BZ コロナを破壊し、X 線の減少が引き起こされる。その後 BH 上の磁気流が十分な値に達すると円盤は磁気流の蓄積を維持し、MAD を再形成する。再形成せれた MAD は円盤の放射効率を低下させる場合と一定のまま質量降着率が減少する場合が存在する。(図 5)

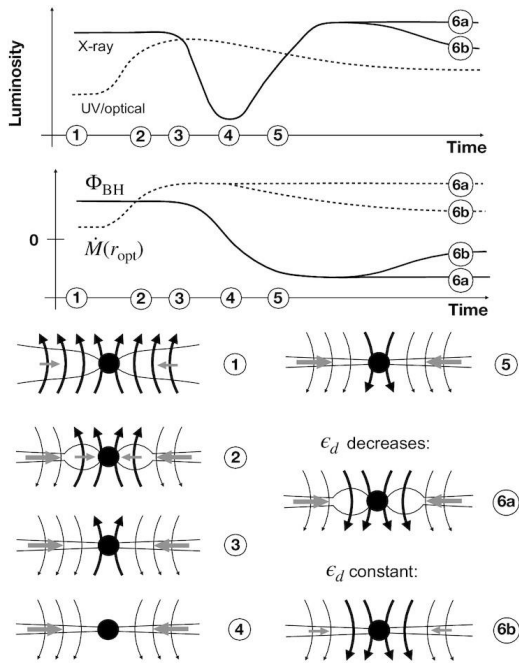


図 5: 磁気反転現象による CL 現象のメカニズム (Scepi et al. 2021)

3.2 ジェットの発生要因

ジェットの生成機構として Blandford Znajek (BZ) 機構と Blandford Payne (BP) 機構が考えられる。BZ 機構はブラックホール自体の回転エネルギーを磁場を介して引き抜くことでジェットを発生させる機構であり、BP 機構は降着円盤自体の回転を介して運動エネルギーおよび角運動量が外部に輸送されアウトフローを発生させる機構である。

1ES 1927+654 は以下に挙げる事実から BZ 由来のジェットであることが示唆される。BP 機構のアウトフローの場合、広い開口角を持ち、より等方的な構造を持つと考えられるが、1ES 1927+654 で観測された電波構造では collimation が狭く開口角が小さ

い特徴が見られる。また、BP 機構の場合円盤からの角運動量が失われ UV 光度を減少させるはずであるが、フレアが終息した後に観測された UV 度はほぼ一定であり、BP 機構の予想とは合致しない。電波観測から見積もられるアウトフローの速度は $\sim 0.2c$ である。BP 機構の場合にこの速度を達成するためには、BH から $\lesssim 10r_g$ の領域で放出されている必要がある。一方で、見積もられたアウトフロー速度は BZ 機構によるものにしては低い、傾斜角の効果でより遅く見えている可能性が考えられる。ジェットの進化に関する今後の観測は、その速度をより正確に制限しジェット機構の解明の手掛かりになる。

4 Conclusion

本講演の一連の研究では Changing-Look AGN である 1ES 1927+654 に対して行われた多波長キャンペーン観測の成果を紹介した。本天体では、2017 年の UV・可視光の突発的増光に始まり、2018 年には広輝線が消失したことが確認された。また、X 線コロナの消失とその後の再形成が観測され、2023 年には双極的な電波ジェットが VLBI によって初めて検出された。この CL 現象の観測は BLR の起源に迫り、従来の AGN 統一モデルの考え方に一石を投じるだけでなく、X 線コロナやジェットの起源のモデルに制限をつけている。

私は現在、CL-AGN の観測を通した広輝線の変化という点に興味を持っている。CL-AGN は BLR の幾何学的性質やその起源に迫ることができると考えられる。今後はこのような天体でのスペクトル変化を調べることで BLR の理解に努めたい。

Reference

- Laha et al. 2022, ApJ, 981, 125
- Laha et al. 2025, ApJ, 931, 5
- Meyer et al. 2025, ApJ, 979, 2
- Scepi et al. 2021, MNRAS, 502, 50S
- Ricci et al. 2020, ApJ, 898, 1

[index](#) へ戻る

GP-12

銀河進化段階における AGN の活動の影響について

東京大学
丸山 満ちる

銀河進化段階における AGN の活動の影響について

丸山 満ちる（東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻）

Abstract

活動銀河核（active galactic nucleus; AGN）を有する銀河が、星形成銀河（Star-forming 銀河）と星形成が活発でない Quiescent 銀河の間の移行段階にあるという仮説に基づき、AGN を持つ銀河の質量-サイズ関係を調べた。質量-サイズ関係は銀河の進化状態を捉える上で有力な指標であり、特にクエンチング（星形成が活発でなくなる現象）が進行していると考えられる銀河において、その構造的特徴を明らかにすることは、銀河の形成進化過程の理解に貢献するものである。ジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡（JWST）は $z=1\sim3$ の高赤方偏移銀河に対して、 $\sim 0.1\text{arcsec}$ の高い空間分解能での近赤外観測を行い、銀河構造の詳細な解析を可能にした。本研究では JWST/NIRCam の撮像データを用い、AGN を持つ銀河の有効半径（ R_e ）を 'galight' により測定した。解析の結果、AGN ホスト銀河の質量-サイズ関係は、Star-forming 銀河と Quiescent 銀河の中間に分布することが確認された。この結果は、AGN が銀河のクエンチングに関与しており、AGN を持つ銀河が進化の転換点にある可能性を支持している。

1 Introduction

銀河とは中心に位置する超大質量ブラックホール（SMBH）と、その周囲に重力で束縛されたガスや星々から構成される構造体である。銀河は、ガスを星へと変換する「星形成活動」において、重要な役割を果たしている。また銀河と SMBH の間には、進化段階に関係があることが知られている。

銀河は活発な星形成の時期（Star-Forming 銀河）を経て、やがて新たな星をほとんど形成しなくなり Quiescent 銀河へと移行する。近年のシミュレーションでは、銀河中心でガスが SMBH に流れ込むことで活動的になる活動銀河核（AGN）が、放射やジェットを通じて星形成に必要なガスを排除し星形成を制御していると広く考えられている（Cano-Díaz et al. 2012）。また、AGN の活動の強さと星形成の抑制、さらには停止との間に関係があることも観測的に示唆されている（Kauffmann et al. 2003）。このようなクエンチングのメカニズムを明らかにすることは、現在観測されている多様な銀河の姿を理解する上で極めて重要であり、銀河進化の研究における中心的な課題の一つとなっている。

さらに、銀河同士の衝突や重力的相互作用も、銀河の進化に大きな影響を与える現象である。2つ以上の銀河が近接または合体することで、内部のガスが乱され、中心部へと流入することがある。このようなガス流入は、急激な星形成（スターバースト）や

SMBH への急速な質量降着を引き起こし、AGN 活動の活性化につながると考えられている。このように、銀河の衝突や相互作用は星形成や AGN 活動を駆動する外的要因として働き、銀河のクエンチング過程とも密接に関係している可能性がある。したがって、銀河の環境や過去の相互作用を考慮することも、銀河進化の全体像を理解する上で重要である。

2 Instruments

2.1 Prime-Focus Spectrograph(PFS)

すばる望遠鏡に新たに搭載された分光装置「Prime Focus Spectrograph (PFS)」を用いて、銀河の衝突が AGN の活動および星形成活動に与える影響を明らかにすることを目標としている。PFS の初めての観測は 2025 年 3 月に実施され、赤方偏移 $z\sim 1.5$ の ELAIS-N1 領域に位置する約 100 個の AGN を対象とした。Greene et al. (2022) によると、PFS Galaxy Evolution Survey では、 $z\sim 0.7$ から 7 にかけて約 35 万個の銀河を観測する予定である。銀河が AGN を持つ割合を 10%、銀河がペアになっている割合を 5% と仮定すると、約 1100 個の AGN がペアを持つと推定される。この大規模なサンプルは、VLT/VIMOS による zCOSMOS 観測の約 20 倍に相当する 12deg^2 という大きな観測領域および、約 4 倍に相当する 2394

本の高密度なファイバーによる多天体分光によって実現される。さらに、[O III] 輝線の強度や Dn4000 指数といった観測指標を分析することで、星形成活動の活発度合いを評価することができる。これらのデータセットにより、銀河衝突と AGN の活動、さらには星形成活動との関係を探ることが可能となる。また、high z における Proto-cluster などの環境が銀河に与える影響についても考察を行う予定である。

観測開始からの半年間は、スペクトルの同定や Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI) による分光観測との比較を行った。

2.2 James Webb Space Telescope (JWST)

AGN を持つ銀河が Star-forming 銀河と Quiescent 銀河の間の移行段階にあるのではないかという仮説のもと解析を行う。今回は、AGN を持つ銀河における質量とサイズの関係性を調査した。質量とサイズの関係は、銀河の進化状態を捉える上で基本的かつ有力な指標のひとつであり、特にクエンチングが進行中の銀河において、その構造的な特徴を明らかにすることは重要である。

JWST 以前は、地上望遠鏡による観測では、大気のシーイングの影響により分解能は約 1.0arcsec にとどまっていた（例：Förster Schreiber et al. (2009) による SINFONI/VLT を用いた観測）。また、宇宙望遠鏡である HST/WFC3 を用いた場合でも、分解能はおよそ 0.14arcsec が限界であった（Nelson et al. 2016）。これに対して JWST は、 $z = 1\sim 3$ の銀河において、最大約 0.1arcsec という高い空間分解能で、Rest-近赤外の撮像を可能にした。

本研究では、NIRCam の観測データを用いて AGN を持つ銀河のサイズを測定し、その質量との関係を、Star-forming 銀河や Quiescent 銀河と比較することで、AGN の関与する構造的進化を探っていく。

3 Sample Selection

ここからは JWST を用いた解析についてのみ紹介する。まず、JWST で観測が行われた天体のうちすばる望遠鏡のファイバー多天体分光器 (FMOS) と X 線観測衛星 Chandra の両方で観測された天体を抽出する。AGN では SMBH に降着する高温ガスが強い X 線を放射する。これにより、星形成銀河では見られないような X 線の強度やスペクトル形状が得られる。

また AGN の状態は $H\alpha$, や $H\beta$ などのバルマー線の半値全幅 (FWHM) によって 2 つに分類されている。Type 1 は FWHM が 1000 km/s を超える場合で、これは SMBH 近傍の高速ガスによるもので、AGN フィードバックにより周囲のダストが除去されたために中心の SMBH が直接観測可能となっている。一方、Type 2 は FWHM が 1000 km/s 未満で、これは SMBH の降着初期段階にあたり、厚いダストトールスによって中心領域が隠されているため AGN が直接観測されない。重要な点として Type 2 で N は強い AGN の輝きがダストにより遮られているため、銀河本体の星形成領域などの構造を観測することができる。

今回は Chandra で得られた X 線強度から AGN の選定を行い、FMOS で得られたスペクトル強度を用いて BPT ダイアグラムを用いて AGN であることの確認が行われた図 1 に示される type 2 AGN をもつ銀河 15 天体について解析を行った。

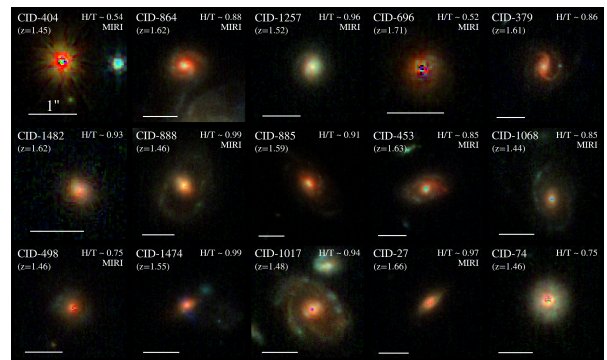


図 1: 今回解析の対象とする type2 AGN を持つ銀河

4 Method

本研究では、AGN を持つ銀河の構造パラメータおよび物理量を定量的に評価するために、銀河の有効半径 (effective radius; R_e) と星質量をそれぞれ測定した。

R_e は、画像フィッティングツール 'galight' (Ding et al. 2021) を用いて測定した。'galight' は、Point Spread Function (PSF) を考慮した 2 次元画像フィッティングを通じて、Sérsic プロファイルに加えて点源をフィッティングできるため、AGN を持つ銀河に対しても安定したフィッティングが可能である。銀河と AGN 成分を分離できる点で本研究に適している。

一方、星質量は多波長の広帯域データを用いたスペクトルエネルギー分布 (SED) フィッティングにより推定された値を使用した。得られた星質量と R_e を用いて、AGN を持つ銀河の質量-サイズ関係を調べた。

得られた結果は Martorano et al. (2024) による以下の式から得られた Star-forming 銀河および Quiescent 銀河の質量-サイズ関係と比較した。ただし、それぞれの場合に適応される α 、 β は表 1 の通りである。

$$\log_{10}(R_e) = \alpha_1 + \beta_1 \log_{10}(1+z), \quad (1)$$

表 1: 式 (1) でのパラメータ

Mass Bins	α_1 (SF)	β_1 (SF)
[9.0, 9.5)	$0.53^{+0.01}_{-0.01}$	$-0.74^{+0.02}_{-0.02}$
[9.5, 10.0)	$0.67^{+0.01}_{-0.01}$	$-0.87^{+0.03}_{-0.03}$
[10.0, 10.5)	$0.64^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.62^{+0.05}_{-0.05}$
[10.5, 11.0)	$0.69^{+0.03}_{-0.03}$	$-0.69^{+0.10}_{-0.09}$
[11.0, 11.5)	$0.93^{+0.10}_{-0.11}$	$-1.16^{+0.31}_{-0.31}$
Mass Bins	α_1 (Q)	β_1 (Q)
[9.0, 9.5)	...	...
[9.5, 10.0)	$0.17^{+0.12}_{-0.11}$	$-0.40^{+0.35}_{-0.37}$
[10.0, 10.5)	$0.40^{+0.04}_{-0.04}$	$-1.26^{+0.13}_{-0.13}$
[10.5, 11.0)	$0.61^{+0.03}_{-0.03}$	$-1.29^{+0.10}_{-0.10}$
[11.0, 11.5)	$0.95^{+0.06}_{-0.06}$	$-1.64^{+0.19}_{-0.19}$

5 Results

'galight' でフィッティングを行った結果を図 2 および図 3 に示す。

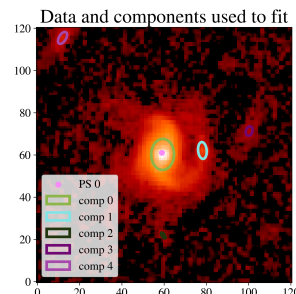


図 2: cid_379 をフィッティングする際の初期設定

同様に 15 天体のフィッティングを行った結果、図 4 の結果を得た。ただし、エラーは様々な PSF を適応して 10 回ずつフィッティングを行った場合のパラメータの差異から計算した。

6 Discussion

図 4 より、AGN を持つ銀河の質量-サイズ関係はおおむね、Star-forming 銀河と Quiescent 銀河の間に位置することがわかった。これは、AGN を持つ銀河が Star-forming 銀河と Quiescent 銀河の間の移行段階にあるのではないかとという仮説と一致する結果である。ただし、天体によって z が 1.4~1.7 と幅があるため考慮していく必要がある。また今後は、星形成率や形状とも合わせて考察を行なっていく。

外れ値となった 255 (cid_404) と 4470 (cid_74) については、観測データを見ると点源の特徴が強く、これによって Sérsic インデックスが大きく半径が小さく見積もられている可能性がある。そこで点源のみでフィッティングしたところ、妥当な結果が得られた。これは通常 Type2 に分類される AGN はダストに覆われていて AGN の寄与がそこまで大きくないが、cid_404 と cid_74 は点源が強かったために、銀河の構造が捉えられていないと考えられる。ここから他の銀河と同様に評価するのではなく、外れ値になるのは妥当だと考える。0

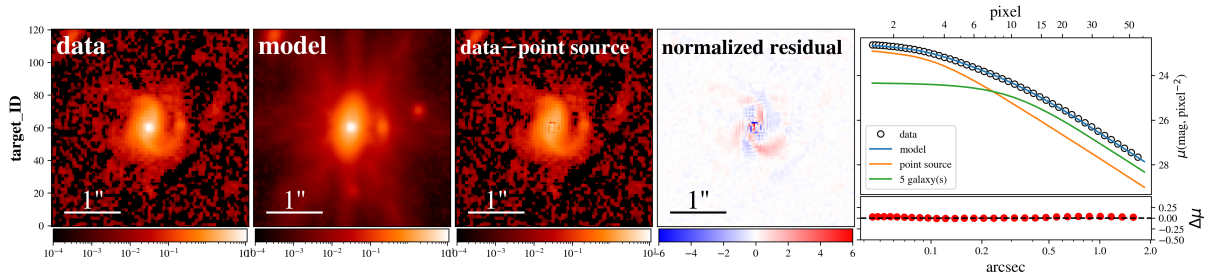


図 3: cid_379 のフィッティング結果。左から観測データ、フィッティングされたモデル、点源のみ引いた観測データ、点源およびモデルを引いた観測データ、光度プロファイル。フィッティングの結果。モデルの値は $R_e \sim 0.26 \text{ arcsec}$ (1.26 kpc)、Sérsic インデックス ~ 0.40 であった。

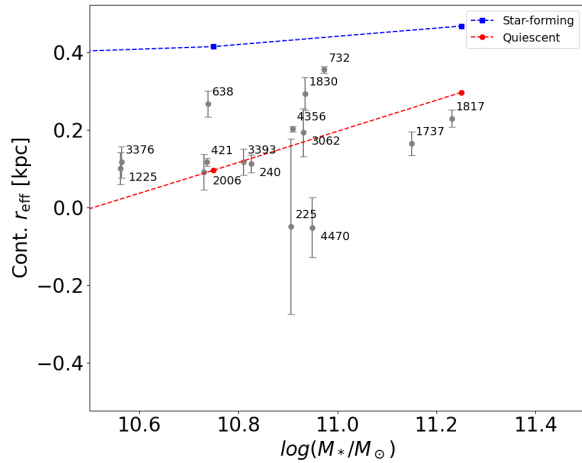


図 4: galight および SED で得られたの type2 AGN の質量-サイズ関係。Star-forming 銀河と Quiescent 銀河の質量-サイズ関係については $z=1.5$ の場合の (Martorano et al. 2024) による

7 Conclusion

本研究では JWST/NIRCam による高解像度の近赤外画像を用いて、AGN を持つ銀河の構造的特徴を明らかにすることを目的とし、質量-サイズ関係に着目した解析を行った。'galight' による画像フィッティングと SED フィッティングにより得られた物理量をもとに、銀河のサイズと質量の関係を、Star-forming 銀河と Quiescent 銀河と比較した結果、AGN を持つ銀河はおおむね中間的な位置に分布することがわかった。この傾向は、AGN が銀河のクエンチング過程に関与し、Star-forming 銀河から Quiescent 銀河への移行段階にあるという仮説と合致する。

また、サンプル中の外れ値として確認された天体

については、観測画像において顕著な点源成分が確認され、通常の Sérsic+AGN フィッティングでは有効半径が過小評価されている可能性が示唆された。実際に、点源成分のみでフィッティングを行ったところ、より妥当な構造パラメータが得られた。このことは、一般的に Type 2 AGN ではダストによる遮蔽のため AGN 成分が抑えられ、銀河構造の解析に適している一方で、cid_74 のように AGN の寄与が強い場合には、銀河の光分布が正確に捉えられないことを意味する。したがって、本天体を他のサンプルと同列に扱うのではなく、構造的に外れ値となるのは自然な結果と解釈できる。今後は天体ごとの赤方偏移の違いを考慮し、また星形成率や形状と合わせて考察を行っていく。

Reference

- Madau & Dickinson 2014, ARAA, 52, 415-486
- Cano-Díaz et al. 2012, Astronomy & Astrophysics, 537, L8
- Kauffmann et.al, 2003, MNRAS, 346 , 4, 1055-1077
- Greene, Bezanson, Ouchi, Silverman & the PFS Galaxy Evolution Working Group 2022, arXiv e-prints, arXiv:2206.14908
- Förster Schreiber et.al 2009, ApJ, 706, 2
- Nelson et al. 2016, ApJ, 828, 1
- Kashino, Silverman et al. 2019, ApJ Supplement Series, 241, 1, 10
- Ding, Silverman et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2111.08721
- Martorano et al. 2024, ApJ, 972, 2, 134

[—index へ戻る](#)

GP-13

空間分解した銀河における星間物質と星形成率の関係

名古屋大学
小柴 啓太

空間分解した銀河における星間物質と星形成率の関係

小柴 啓太 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河は時間とともに形状や元素組成などの物理的性質を変化させながら進化する。この進化を解明するためには、星が 1 年あたりにどれだけ誕生するかを示す星形成率 (SFR) の理解が不可欠である。恒星は星間物質 (ガスなど) から形成されるため、ガスと星形成率の関係を調べることは銀河進化を考える上での基本的なアプローチである。

先行研究では、星形成率がガス密度の N 乗に比例することが分かっている。近年、 N の特定に向けて、分子ガスの大規模マッピング観測による統計的研究が進められているが、 N の値は幅広い値が報告されている。

本研究では 1 kpc に空間分解した銀河の星形成率面密度と分子ガス面密度の関係を、およそ 100 の近傍銀河に対して調べた。ガウス混合モデルを採用することで、ノイズを効果的に除去した結果、 $N = 1.13$ となった。星形成率面密度と分子ガス面密度の対数線形関係が成り立ち、ガスの消費時間が $\sim 10^{10}$ 年であることが確認できた。

1 Introduction

星は銀河内の分子ガスが重力的に不安定になり、収縮することで形成される。星の材料であるガスと、1 年間で形成された星の総質量を示す星形成率の間には、対数線形の関係があることが知られており、Kennicutt-Schmidt 則 (K-S 則) と呼ばれている。K-S 則は Schmidt (1959) によって、銀河円盤スケールにおける星形成率とガスの体積密度との関係として提唱された。現在では観測できる物理量が、視線方向に積分した面密度であるため、以下のような星形成率面密度とガス面密度との関係を K-S 則と呼ぶことが一般的である。

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^N \quad (1)$$

これまで、K-S 則は観測、理論の両面から研究がおこなわれてきたが、未だ経験則に過ぎない。Wong & Blitz (2002) は、7 つの分子ガスが豊富な銀河において、原子ガス、分子ガス、と星形成率の関係を調べた。原子ガスに比べ、分子ガスの方が強く星形成率に対する相関があり、原子ガス面密度には $10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ という閾値が存在することが報告された。

近年では、観測技術の向上により銀河を空間分解した、より詳細な解析が可能となった。Bigiel et al. (2008) では、18 の近傍銀河における 750-pc に空間分解した K-S 則の検証を行った。 $N = 1.0 \pm 0.2$ と

いう、分子ガス面密度と星形成率の間の比例関係が報告された。一方で、研究によって N として様々な値が報告されているのも事実である。その理由として、分子ガス観測が困難であり、統計的解析に制約があったことが考えられる。加えて、ノイズが支配的となった暗い銀河を含む画像に対する解析手法が確立されていないことが考えられる。

本研究では、約 100 個の近傍銀河を 1kpc に空間分解した K-S 則について検証した。ガウス混合モデルを採用することにより、ノイズを取り除いたデータにおける解析について報告する。加えて、得られた N から考えられる星形成の背後にある物理過程について議論する。

2 Data

水素分子ガス密度は、COMING (CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies: Sorai et al. 2019) プロジェクトによって得られた $^{12}\text{CO}(1-0)$ 輝線を用いて見積もった。野辺山 45 m 電波望遠鏡によって観測され、水素分子ガス観測において世界最大の 147 天体の観測に成功している (Sorai et al. 2019)。星形成率は *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX: (Martin et al. 2005)) によって観測された紫外線データと *Wide-field Infrared Survey Explorer* (WISE: (Wright et al.

2010)) によって観測された赤外線データを用いて見積もった。GALEX データとして、有効波長 1538.6 Å における遠紫外全天撮像データを用いた。WISE データとして、22 μ 赤外線撮像データを用いた。本研究では、COMING によって観測されたデータのうち、相互作用しておらず、GALEX、WISE でも観測が行われている約 100 個の銀河を対象とした。

3 Methods

3.1 水素分子ガス面密度の推定

水素分子は極性を持たないため、直接観測することが困難である。そこで、CO をトレーサーとして水素分子ガスの観測を行った。本研究では γ 線と赤外線によって推定された銀河系のコンバージョンファクター X_{CO} を採用した (Strong & Mattox 1996; Dame, Hartmann, & Thaddeus 2001)。

$$X_{\text{CO}} = 2.0 \times 10^{20} [\text{cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}] \quad (2)$$

水素分子質量面密度は次のように求めた。

$$\Sigma_{\text{H}_2} [M_{\odot} \text{ pc}^{-2}] = 3.21 \left(\frac{X_{\text{CO}}}{2.0 \times 10^{20} [\text{cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}]} \right) \times I_{\text{CO}} [\text{K km s}^{-1}] \cos i, \quad (3)$$

ここで i は銀河傾斜角で、Sorai et al. (2019) の値を用いた。

3.2 星形成率面密度の推定

星形成率面密度は、GALEX FUV と WISE 22 μm の強度を用いて、Salpeter 初期質量関数 (IMF) (Salpeter 1955) を仮定して以下のように計算した (Casasola et al. 2017)。

$$\Sigma_{\text{SFR}} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}] = 1.59 (8.1 \times 10^{-2} I_{\text{FUV}} + 3.2 \times 10^{-3} I_{22}) \times \cos i, \quad (4)$$

係数の 1.59 は Calzetti IMF (Calzetti et al. 2007) を Salpeter IMF に変換するために乗じた。

3.3 ガウス混合モデル

星形成率面密度と水素分子ガス面密度に対数線形関係があることを、次の関係式で考える。

$$\log (\Sigma_{\text{SFR}}) = N \log (\Sigma_{\text{gas}}) + A \quad (5)$$

ここで、 N 、 A はそれぞれ K-S 則の傾きと切片を表す。しかし、従来の最小二乗法などによる傾きの推定では、ノイズ成分が支配的である暗い銀河の傾きを正しく推定することが困難であった。本研究では、こうした課題を克服するためにガウス混合モデル (GMM) を採用した。

GMM はデータ群が、複数のガウシアン分布の重ね合わせであると仮定し、それぞれのデータ点がどのガウシアン分布に属するかを決める機械学習手法である。本研究では、データ群が Σ_{gas} 軸と Σ_{SFR} 軸との間に相関を持たない (共分散がゼロ) ノイズ成分と、相関を持つ (共分散がノンゼロ) シグナル成分の重ね合わせであり、さらに両成分ともに 2 次元ガウシアン分布に従うと仮定して解析を行った。

シグナル成分の傾き N は $X \equiv \log \Sigma_{\text{H}_2}$, $Y \equiv \log \Sigma_{\text{SFR}}$ として、次のように求めた。

$$Y = NX + A = \tan \theta (X - \hat{\mu}_X) + \hat{\mu}_Y, \quad (6)$$

θ は次のように表される。

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\hat{\sigma}_{XY}}{\hat{\sigma}_X^2 - \hat{\sigma}_Y^2} \right) \quad (7)$$

また、 $\hat{\mu}_X$ 、 $\hat{\mu}_Y$ 、 $\hat{\sigma}_{XY}$ 、 $\hat{\sigma}_X^2$ 、 $\hat{\sigma}_Y^2$ はそれぞれ X 、 Y の平均値、共分散、分散である。

4 Results

4.1 個別銀河の空間分解した K-S 則

GMM を用いて、98 銀河に対してノイズ成分とシグナル成分の分離を行った。そのうち、4 つの銀河の結果を図 1 に示す。

さらに、傾き N の頻度分布図を図 2 に示す。 N の値は 1.0 付近でピークを迎える分布を示した。また、 $N < 0$ の銀河が 8 個、 $N > 2$ の銀河が 16 個という結果が得られた。

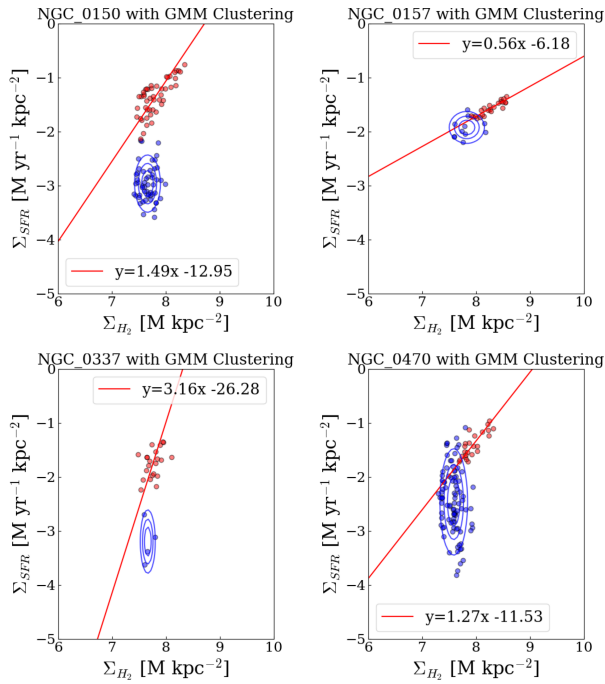


図 1: 1 kpc スケールに空間分解した 4 つの銀河の K-S 則
赤色のデータ点は、シグナル成分を示し、青色のデータ点は、ノイズ成分を示す。また赤い直線はシグナル成分に対して 2 次元ガウシアンフィットを行った結果、青い曲線はノイズ成分の等高線を示す。

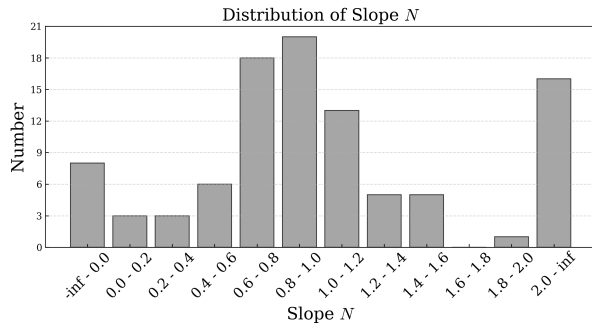


図 2: 98 銀河の N に関する頻度分布図

4.2 全銀河の空間分解した K-S 則

74 銀河のシグナル成分を重ね合わせた結果を図 3 に示す。 $N < 0$ 、 $N > 2$ の銀河は、銀河の画像サイズが極端に小さくデータ点が不足していたり、ほとんどのデータ点がノイズであったため、全 98 サンプルから除外した。傾き $N = 1.13$ 、ガスの消費時間 $\Sigma_{H_2}/\Sigma_{SFR} \sim 10^{10} \text{ yr}$ という結果が得られた。

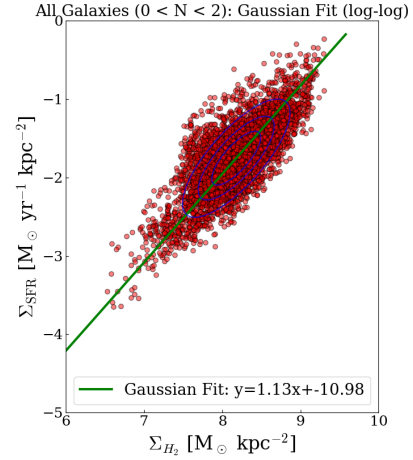


図 3: 1 kpc スケールに空間分解した 74 銀河を重ね合わせた K-S 則
緑線は 2 次元ガウシアンフィットを行った結果を示す。

5 Discussion

5.1 星形成の物理過程

理論的研究により、 N の値から星形成の背後にある物理過程は次のように予想される。

1. $N \simeq 1$: 星形成は巨大分子雲の質量にのみ依存する (Dobbs & Pringle 2009)。
2. $N \simeq 1.5$: 分子ガスの自由落下時間で星が形成される (Kennicutt 1998)。
3. $N \simeq 2$: 星形成は分子雲の衝突によって引き起こされる (Tan 2000)。

$N = 1.13$ は Bigiel et al. (2008) の $N = 1.0 \pm 0.2$ と一致し、分子ガス面密度と星形成率の間の比例関係が確認できた。したがって、本研究のサンプルにおいて星形成は巨大分子雲の質量に強く依存して行われることが予想される。

5.2 星形成率ごとの K-S 則

Daddi et al. (2010) では爆発的な星形成の銀河が典型的な星形成の銀河の K-S 則に従わないことを報告した。星形成率が異なる銀河では、異なる星形成の物理過程が存在する可能性が議論されている。

図 4 に、74 銀河を銀河円盤の星形成率ごとに分類した 1 kpc スケールの K-S 則の結果を示す。銀河円盤の星形成率は、空間分解した星形成率を積分し、 $\cos i$

で割ることで計算した。サンプル数が同程度となるように、 $0 < \text{SFR} < 2$, $2 \leq \text{SFR} < 4$, $4 \leq \text{SFR} < 6$, $\text{SFR} \geq 6 [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}]$ の 4 つのグループ分けを行った。

どのグループにおいても、 N は 1 に近い結果が得られ、銀河円盤の星形成率によらず、星形成率面密度と分子ガス面密度の間には、線形関係があることが確認された。また、本研究のサンプルにおいては、爆発的な星形成の銀河における K-S 則からの著しいずれを確認することはできなかった。これらの結果は、星形成の背後にある物理過程が銀河の星形成率とは無関係であることを示唆している。

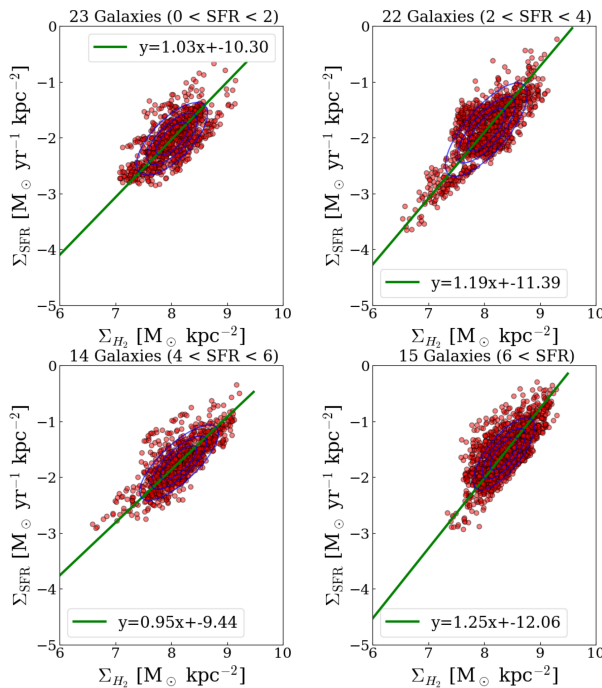


図 4: 星形成率で分類した K-S 則
左上から右下にかけて、 $0 < \text{SFR} < 2$, $2 \leq \text{SFR} < 4$, $4 \leq \text{SFR} < 6$, $\text{SFR} \geq 6 [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}]$ のように分類した。

6 Conclusion

本研究では、COMING データを元にした 98 の銀河サンプルにおける、水素分子ガス面密度と星形成率面密度の関係を、ガウス混合モデルを用いることで調べた。先行研究において課題であったデータサンプルの不足およびノイズデータの適切な処理に関する問題の解決を試みた。

K-S 則の傾きは $N = 1.13$ ということが示され、星形成はガスの密度に比例して行われるという単純な

描像が予想された。また、 N は銀河円盤の星形成率に依存することなく、ほぼ一定であることが確認された。私たちは、星形成が銀河円盤の星形成率に関わらず、巨大分子雲の質量にのみ依存していると結論づけた。

Reference

- Schmidt M., 1959, ApJ, 129, 243.
- Bigiel F., Leroy A., Walter F., Brinks E., de Blok W. J. G., Madore B., Thornley M. D., 2008, AJ, 136, 2846. doi:10.1088/0004-6256/136/6/2846
- Wong T., Blitz L., 2002, ApJ, 569, 157.
- Sorai K., Kuno N., Muraoka K., Miyamoto Y., Kaneko H., Nakanishi H., Nakai N., et al., 2019, PASJ, 71, S14.
- Martin D. C., Fanson J., Schiminovich D., Morrissey P., Friedman P. G., Barlow T. A., Conrow T., et al., 2005, ApJL, 619, L1.
- 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.
- Strong A. W., Mattox J. R., 1996, A&A, 308, L21
- Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P., 2001, ApJ, 547, 792.
- Salpeter E. E., 1955, ApJ, 121, 161.
- Casasola V., Cassarà L. P., Bianchi S., Verstocken S., Xilouris E., Magrini L., Smith M. W. L., et al., 2017, A&A, 605, A18.
- Calzetti D., Kennicutt R. C., Engelbracht C. W., Leitherer C., Draine B. T., Kewley L., Moustakas J., et al., 2007, ApJ, 666, 870.
- Dobbs C. L., Pringle J. E., 2009, MNRAS, 396, 1579.
- Kennicutt R. C., 1998, ApJ, 498, 541.
- Tan J. C., 2000, ApJ, 536, 173.
- Daddi E., Elbaz D., Walter F., Bournaud F., Salmi F., Carilli C., Dannerbauer H., et al., 2010, ApJL, 714, L118.

[—index へ戻る](#)

GP-14

z 2-4 における Quiescent Galaxy のブラックホール質量 と速度分散の関係

東京大学
柴沼 優葵

z 2-4 における Quiescent Galaxy のブラックホール質量と速度分散の関係

柴沼 優葵 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

伊藤 慧 (Cosmic Dawn Center), 嶋作 一大 (東京大学), 安藤誠 (国立天文台),
田中匠 (東京大学), 松井思引 (東京大学)

Abstract

近傍宇宙で見られるブラックホール質量と母銀河のバルジ質量の間の強い相関 ($(M_{\text{BH}}) - \text{Mbulge}$ 関係) は、ブラックホールの成長と銀河の進化が密接に関係していること (共進化) を示唆する。共進化の過程を明らかにするには遠方宇宙での観測が必要だが、遠方宇宙では Mbulge の測定が困難なため、代わりに母銀河全体の星質量 (M_*) を用いた $(M_{\text{BH}}) - (M_*)$ 関係が用いられているのが現状である。一方、 $(M_{\text{BH}}) - \text{Mbulge}$ 関係と同等に強い相関として、ブラックホール質量と銀河中心部の速度分散 (σ) との関係 ($(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係) も知られている。しかし、遠方において (M_{BH}) と σ の両方を同時に測定できる天体は非常に少なく、これまでに観測されたのはわずか 2 天体にとどまっていた。遠方では、 (M_{BH}) は AGN を持つ銀河でのみ推定可能であり、 σ は quiescent galaxy (QG) でしか測定できない。そこで本研究では、z 2 に位置する AGN を持つ QG に注目し、そのような天体の探索と解析を行った。具体的には、同定した複数個の天体に対して、JWST の近赤外分光器 (NIRSpec) を用いて得られたスペクトルに見られるブロードな H α 輝線の幅 (FWHM) からブラックホール質量を推定し、これと速度分散 σ との関係を近傍宇宙の $(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係と比較した。結果として昔の宇宙では $(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係にばらつきがあったことが示唆された。

1 Introduction

銀河中心に存在する超大質量ブラックホール (SMBH: Super Massive Black Hole) は、その質量と宿主銀河の物理量 (星の速度分散 σ や星質量 M_{star}) との間に強い相関を示すことが現在の宇宙で明らかになっている (Ferrarese & Merritt 2000; Gebhardt et al. 2000)。これらの関係は SMBH と銀河が互いに影響を及ぼしあって進化してきた (共進化と呼ぶ) を示唆している (Kormendy & Ho 2013)。特に、ブラックホール質量と星の速度分散の関係 ($(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係) はブラックホール質量と星質量の関係 ($(M_{\text{BH}}) - M_{\text{star}}$ 関係) などより本質的だとされている (Marsden et al. 2020 など)。しかし、この $(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係が過去の宇宙でも成立していたのか、あるいは時間とともに進化してきたのかはまだわかっていない。その大きな理由は、 $(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係が星形成を止めた銀河 (および星形成銀河の中心部にある古い星でできたバルジ成分) に見られる関係であるのに対し、従来の過去の宇宙の観測は星形成銀河にほぼ限定されていたことにある。最近、

James Webb Space Telescope (JWST) の活躍により、星形成を止めた銀河が過去の宇宙で多数見つかり始めている。もしそれらが AGN 活動 (SMBH が周囲のガスを飲み込んで輻射を出しながら質量増加すること) をしていれば、JWST の高感度・高分解能の近赤外分光によって (M_{BH}) を測定できる。同じスペクトルから σ も測れるので、 $(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係を調べることができる。この視点に基づいて Ito et al. (2024) は z 2 の星形成を止めた銀河 1 天体の (M_{BH}) と σ を求め、それが現在の関係に矛盾しないことを見出した。しかし、過去の宇宙で (M_{BH}) と σ が測られた天体はこの天体と偶然発見された z 5 の天体の合計 2 天体しかなく、 $(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係の進化について強い結論を出すには至っていない。本研究は JWST で取られた多数の銀河の分光データを系統的に探査して z 2-4 での $(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係を明らかにするものである。z 2 (宇宙年齢 30 億歳) 付近は宇宙での星形成がピークを迎える重要な時代 (cosmic noon) であり (Madau & Dickinson 2014)、この時期の $(M_{\text{BH}}) - \sigma$ 関係を明らかにすることは共進化を理解する上で極めて重要である。本研究の意義は、

(1) 過去の宇宙における最初の (M_{BH}) - σ 関係の導出、(2) ブラックホール成長と星形成終了 (quenching) との関連性の解明、(3) 共進化モデルに対する観測的制約、にある。

2 Methods/Instruments and Observations

公開されている JWST/NIRSpec による多数の銀河のスペクトルから $z \sim 2$ にある AGN を持つ星形成を止めた銀河を同定し、(M_{BH}) と σ を測る。(M_{BH}) を測るには SMBH のすぐ近傍にあるガスから放射される速度幅の広い輝線 (ブロード成分) が存在している必要がある。そこで、全銀河の $\text{H}\alpha$ 輝線付近を目視で確認をし、ブロード成分を持っていると推測される天体を 3 つ選び、解析に用いた。(M_{BH}) はブロード成分の線幅と光度から経験則を用いて求める。速度分散 σ は、同じスペクトルに見られる星の吸収線に銀河の星成分のモデルスペクトルをフィットすることで得る。こうして 10 個前後の銀河について (M_{BH}) と σ を測り $z \sim 2$ における (M_{BH}) - σ 関係を得る。

3 Results

XG で検出されたクエンセント銀河に対して、Setton et al. (2024) に基づく UVJ diagram で左上に位置する天体や、Dn4000 未満の天体、low sSFR の天体をさらに絞り込み、これを用いて星形成を停止した天体を抽出した。その後 Ito et al. (2025) と同様の手法で輝線 (主に $\text{H}\alpha$ および $[\text{N II}]$) を MCMC (マルコフ連鎖モンテカルロ法) によりフィッティングした。得られた $\text{H}\alpha$ 輝線のブロード成分の FWHM と輝線強度を用いて、Reines, Greene & Geha (2013) に記載の virial 式によりブラックホール質量 (M_{BH}) を算出した。

ブラックホール質量は、以下の式に従って求めた：

$$\log \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \right) = 6.40 + 0.45 \log \left(\frac{L_{\text{H}\alpha}}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right) + 2.06 \log \left(\frac{\text{FWHM}_{\text{H}\alpha}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right) \quad (1)$$

本研究では、フィッティング結果と得られたブラックホール質量を表にまとめたうえで、各銀河の速度分散 (σ) とともに $M_{\text{BH}}-\sigma$ 図にプロットした。これにより、遠方宇宙における $M_{\text{BH}}-\sigma$ 関係の傾向を調べた。各銀河の速度分散 (σ) については、SED フィッティングの結果より導出している。

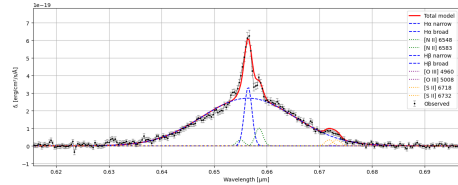


図 1: フィッティング例 ID859 $\text{H}\alpha$ 付近

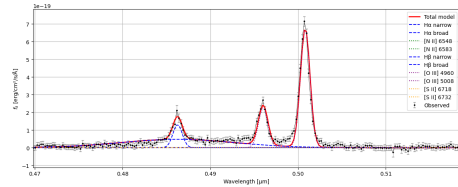


図 2: フィッティング例 ID859 $\text{H}\beta$ 付近

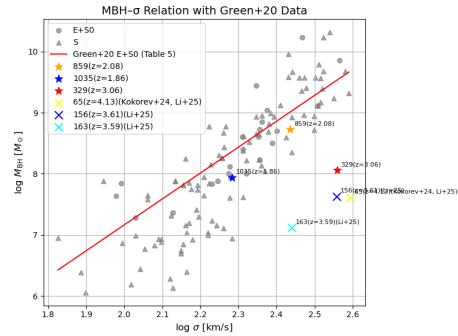


図 3: $M_{\text{BH}}-\sigma$ relation

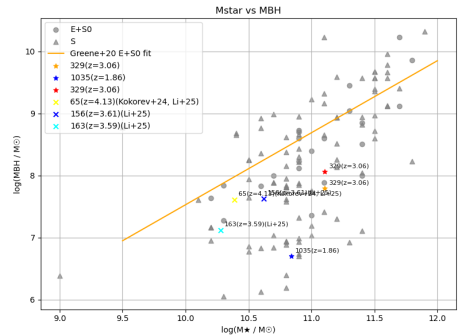


図 4: $M_{\text{BH}}-M_{\star}$ relation

4 Discussion

遠方銀河の銀河では $M_{\text{BH}}-\star$ の相関関係でローカルの関係式よりもやや下に位置しており、遠方宇宙ではばらつきが大きかったことを示唆している。これによって $M_{\text{BH}}-\sigma$ 関係が時間によって変化していることが考えられる。

Reference

- Ito, K., et al. 2025, MNRAS, 538, 1501–1516.
- Li, J., et al. 2025, arXiv:2502.05048 [astro-ph.GA].
- Greene, J. E., Strader, J., & Ho, L. C. 2020, ARA&A, 58, 257–312.
- Kokorev, V. et al., 2024, ApJ, 975, 178, The Astrophysical Journal, 975, 2, 178, 15 pp.

[—index へ戻る](#)

GP-15

JWST 面分光観測データで探る超巨大ブラックホールの形成

総合研究大学院大学
武田 唯

JWST 面分光観測データで探る超巨大ブラックホールの形成

武田 唯 (総合研究大学院大学 天文科学コース / 国立天文台)

大内 正己 (国立天文台 / 東京大学), 清田 朋和 (総研大 / 国立天文台), Yi Xu (東京大学)

Abstract

本発表では、赤方偏移 $z = 8.7$ の天体 EGSY8p7 の、ジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST) の面分光装置 NIRSpec Integral Field Unit (IFU) による観測データの解析結果を報告する。この天体は 3 つのクランプによって構成されている。今回解析に使用した IFU データから空間および波長の 3 次元データを取得し、EGSY8p7 の広輝線成分を 5σ 以上の精度で検出することに成功した他、広輝線成分が見られる領域とクランプ構造を対応づけることができた。また、以上の結果から、SMBH の形成における重い種ブラックホールの可能性や銀河合体による成長のシナリオについて、先行研究と比較しながら考察する。

1 Introduction

銀河中心には質量 $10^6 M_\odot$ 以上の超巨大ブラックホール (SMBH) が存在しており、質量の小さいブラックホールを種として、降着によって成長したと考えられているが、その詳細については未解明である。特に、従来のシナリオでは説明できない、宇宙誕生から数億年後の時点で質量 $10^9\text{--}10^{10} M_\odot$ まで成長した SMBH が観測されている (e.g. Bañados et al. 2018; Figure 1)。これらの天体に対しては、直接崩壊型ブラックホール (DCBH) などより重い種ブラックホールの存在や銀河合体といった降着以外の成長過程を考慮する必要がある。そこで、より遠方の SMBH の M_{BH} 測定や、銀河衝突の痕跡を探ることが SMBH 形成における謎の解明の手掛かりとなる。

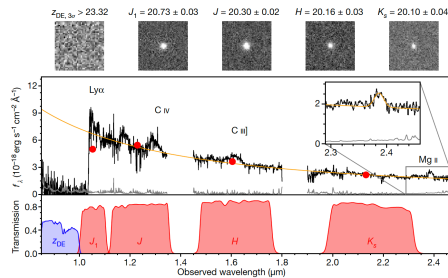


図 1: Bañados et al. 2018 で報告された赤方偏移 $z = 7.5$ の SMBH。ブラックホール質量 M_{BH} は、 $\sim 8 \times 10^8 M_\odot$ と推定されている。

2 Instruments and Observations

本研究では、遠方の明るい銀河である EGSY8p7 を解析した。この天体は、赤方偏移 $z = 8.7$ の星形成銀河として報告されていた (e.g. Whitler et al. 2024)。

解析には、EGSY8p7 の JWST/NIRSpec IFU データと NIRCам データを使った。IFU データは、Guaranteed Time Observations (GTO) プログラム Galaxy Assembly with NIRSpec Integral Field Spectroscopy (GA-NIFS; Perna 2023) で 2023 年 6 月に撮影された (ID: 1262; PI: Nora Luetzgendorf)。NIRCам データは、2022 年 6 月と 12 月に行われた Early Release Science (ERS) プログラムの Cosmic Evolution Early Release Science (CEERS) で観測された。これらのデータは、それぞれ Mikulski Archive for Space Telescope (MAST) と CEERS Web サイトで公開されているものを取得した。

3 Analysis and Results

Figure 2 は、IFU データから作成した EGSY8p7 の二次元画像である。この二次元画像から一次元のスペクトルを作成するにあたって、Figure 2 上に黒丸で示した領域のフラックスを足し合わせた。これは、もっとも明るいピクセルを中心にして半径 $0.15''$ の circular aperture をとっている。また、天体が全て収まっている領域を白四角で示した。Type 1 AGN

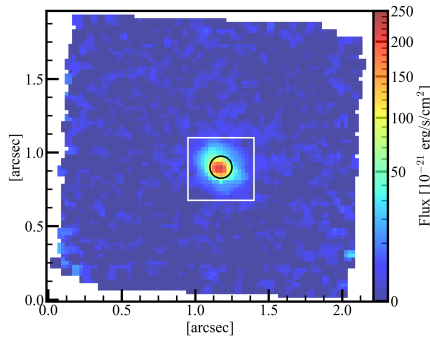


図 2: EGSY8p7 の 2 次元画像。NIRSpec IFU データから作成した。黒丸は 1 次元スペクトルを作成する際に使用した領域を、白四角は天体が広がっている領域を示している。

の広輝線領域 (Broad line region; BLR) には高密度のガスがあり、高速度で運動しているため、許容線に $\gtrsim 1000 \text{ km s}^{-1}$ の広輝線成分が観測される。つまり、許容線の広輝線成分を調べることで Type 1 AGN の存在を調べることができる。しかし、銀河のアウトフローによっても広輝線成分は見られる。アウトフロー由来の広輝線成分は密度の低いガスから放射されるので、[OIII] $\lambda 5007$ 輝線などの禁制線でも見られる。そこで、まず禁制線の広輝線成分からアウトフローの寄与を調べ、次に許容線の広輝線成分を調べることでアウトフロー由来の広輝線成分と BLR 由来の広輝線成分を分けて調べる。

輝線の広輝線成分を調べるために、[OIII] $\lambda 5007$ 輝線と $\text{H}\beta$ 輝線に対してモデルスペクトルを仮定し、Markov Chain Monte Carlo (MCMC) 法を使ってフィッティングを行った。モデルスペクトルは、一つの輝線に対応する Gaussian profile と連続光に対応する linear function に NIRSpec の line spread function (LSF; Isobe et al. 2023) を畳み込んだものを用いた。輝線が複数成分で説明される場合には、成分の数に応じてモデルスペクトルに含まれる Gaussian profile の数を増やした。例えば、1 component モデルの場合は 1 つの輝線と連続光成分を、2 component モデルの場合は 2 つの輝線と連続光成分を、3 component モデルの場合は 3 つの輝線と連続光成分を仮定した。

最初に、[OIII] $\lambda 5007$ 輝線を 1 component モデルを仮定してフィッティングを行った。その結果、モデル輝線の裾野の部分がフィッティング結果よりも観測値の方が高くなった (Figure 3)。そのため、[OIII] $\lambda 5007$

輝線には 2 component のモデルが必要であると考えられる。2 component モデルを仮定してフィッティングを行ったところ、モデル輝線は観測値を説明し (Figure 4)、アウトフロー成分を検出した。

同様に、 $\text{H}\beta$ 輝線に対してもフィッティングを行った。[OIII] $\lambda 5007$ 輝線で観測されたアウトフロー成分を加えた 2 component モデルを仮定してフィッティングを行ったところ、(Figure 5)。そのため、 $\text{H}\beta$ 輝線には 3 component のモデルが必要であると考えられる。3 component モデルを仮定してフィッティングを行ったところ、モデル輝線は観測値を説明し (Figure 4)、BLR 由来の広輝線成分を検出した。以上の結果から、EGSY8p7 は Type 1 AGN であることがわかった。さらに、IFU データの各ピクセルに対して 3

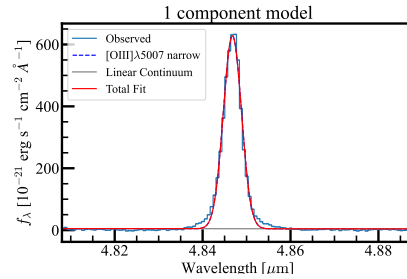


図 3: [OIII] $\lambda 5007$ 輝線に対して 1 component モデルでフィッティングを行った結果。赤線がフィッティング結果を、青線が観測値を示している。

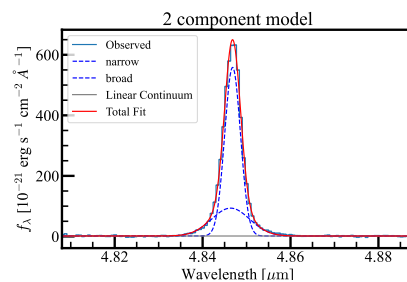


図 4: [OIII] $\lambda 5007$ 輝線に対して 2 component モデルでフィッティングを行った結果。赤線がフィッティング結果を、青線が観測値を示している。青点線で各成分のフィットの様子を示した。

component モデルを MCMC 法を用いてフィッティングし、NIRCam データと重ね合わせることで星成分の分布と広輝線成分が見つかった領域の対応を確認した (Figure 7)。ここで、広輝線成分が検出され

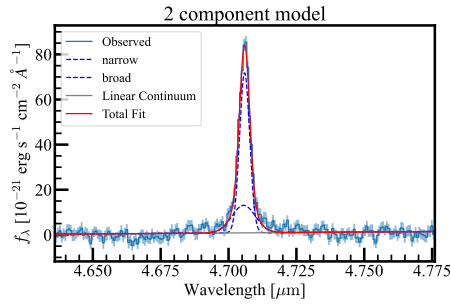


図 5: H β 輝線に対して 2 component モデルでフィッティングを行った結果。赤線がフィッティング結果を、青線が観測値を示している。青点線で各成分のフィットの様子を示した。

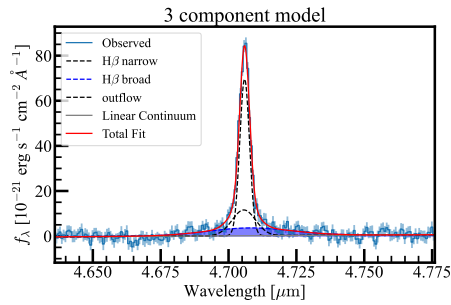


図 6: H β 輝線に対して 3 component モデルでフィッティングを行った結果。赤線がフィッティング結果を、青線が観測値を示している。黒点線で各成分のフィットの様子を示した。また、AGN の BLR 由来の広輝線成分は青く塗りつぶした領域で示した。

た分布の中心が AGN の中心であると考えられる。星成分の中心と広輝線成分が検出された位置は一致していることから、銀河衝突や銀河合体は起こっていないと考えられる。

4 Discussion

EGSY8p7 で検出された H β 輝線の広輝線成分から、ブラックホール質量を以下のように求めた (Greene & Ho 2005)。

$$M_{\text{BH}} = (3.6 \pm 0.2) \times \left(\frac{L_{\text{H}\beta}}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{0.56 \pm 0.02} \times \left(\frac{\text{FWHM}_{\text{H}\beta}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \times 10^6 \quad (1)$$

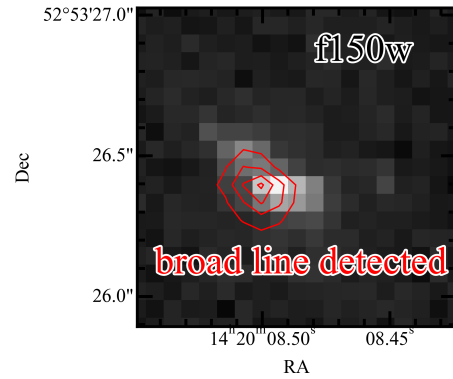


図 7: 星成分の分布と広輝線成分が見つかった領域の比較。広輝線成分が検出された分布の中心が AGN の中心であると考えられる。

ここで、 $L_{\text{H}\beta}$ は H β 輝線の luminosity、 $\text{FWHM}_{\text{H}\beta}$ は H β 輝線の広輝線成分の FWHM である。この結果、EGSY8p7 のブラックホール質量は $M_{\text{BH}} = (3 \pm 7) \times 10^7 M_{\odot}$ と求められた。Figure 8 は、 $M_{\text{BH}} - M_*$ 関係を示している。ただし、EGSY8p7 の星質量 M_* は、先行研究 (Larson et al. 2023) で求められた値を使用している。また、黒点は近傍銀河での $M_{\text{BH}} - M_*$ 関係を示している。この結果、EGSY8p7 は近傍銀河に比べて、銀河におけるブラックホール質量の割合が大きい overmassive な傾向を示していることがわかった。この傾向は、Harikane et al. 2023 などで報告されていた $z \sim 4 - 7$ の Type 1 AGN でも見られている。

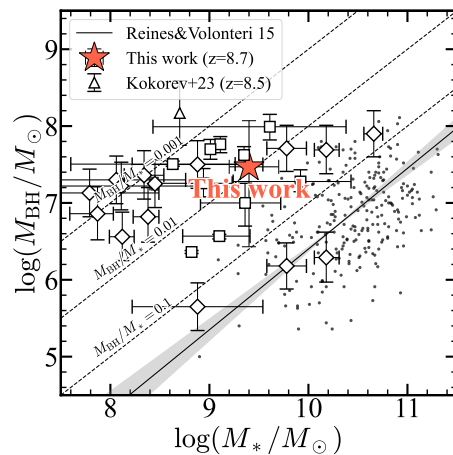


図 8: $M_{\text{BH}} - M_*$ 関係。黒点は近傍銀河 (Reines & Volonteri 2015) を、白抜きのプロットは $z \sim 4 - 7$ の Type 1 AGN (Harikane et al. 2023) を示している。

さらに、EGSY8p7 の現在の降着率を調べるため、Eddington ratio λ_{Edd} を求めた。Eddington ratio は天体の bolometric luminosity とブラックホールが球対称である場合の限界の降着である Eddington accretion が起こっている時の光度 Eddington luminosity の比で、 $\lambda_{\text{Edd}} = L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ 現在起こっている降着の激しさを示す指標として使われる。特に、Eddington accretion よりも激しい降着が起こっている場合は $\lambda_{\text{Edd}} > 1$ となり、super Eddington accretion と呼ばれている。bolometric luminosity L_{bol} は Kokorev et al. 2023 に従って求め、ブラックホール質量から Eddington luminosity を計算して EGSY8p7 の Eddington ratio を求めた。その結果、 $\lambda_{\text{Edd}} = 0.14$ と求められ、super Eddington accretion は起こっていないことがわかった。以上の結果を元に、 M_{BH} と

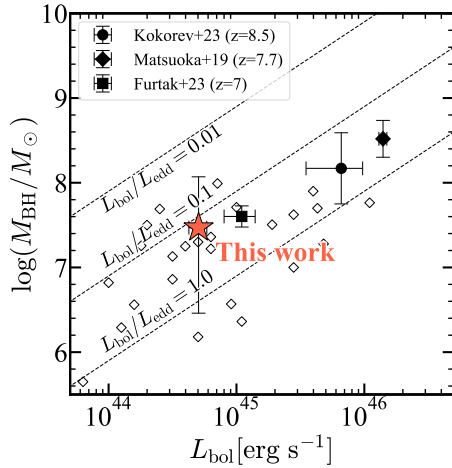


図 9: $M_{\text{BH}} - L_{\text{bol}}$ 関係。

赤方偏移の関係から EGSY8p7 の SMBH の成長過程について考察する (Figure 10)。まず、EGSY8p7 の Eddington ratio が誕生してから $\lambda_{\text{Edd}} = 0.14$ で一定であった場合、宇宙誕生時点ですでに $M_{\text{BH}} > 10^6 M_{\odot}$ が必要になるため、Eddington ratio が一定であったとは考えにくい。次に、過去により激しい降着が起きていた場合を考える。種ブラックホールが誕生してから Eddington accretion で成長し続けたと仮定した場合でも、種ブラックホールは従来考えられていた星質量ブラックホールより重い DCBH である必要がある。

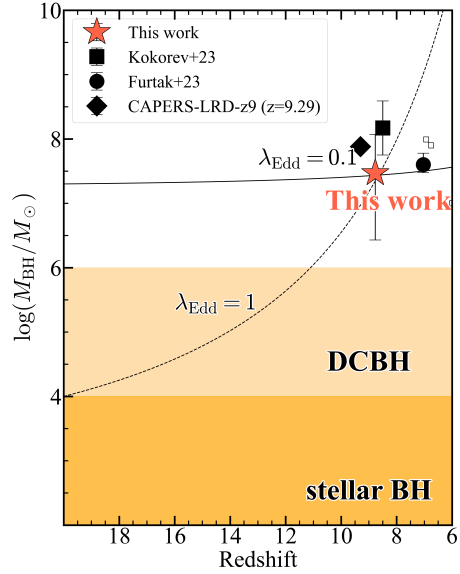


図 10: M_{BH} と赤方偏移の関係。

5 Conclusion

本研究では、赤方偏移 $z = 8.7$ の銀河 EGSY8p7 に対して [OIII] $\lambda 5007$ 輝線と $H\beta$ 輝線のモデルスペクトルフィッティングを行い、アウトフロー成分と AGN に由来する広輝線成分を検出した。この結果、EGSY8p7 には Type 1 AGN が存在しておりその質量は $M_{\text{BH}} = (3 \pm 7) \times 10^7 M_{\odot}$ であると求められた。また、天体内でのブラックホールの位置や Eddington ratio から、現在 EGSY8p7 において銀河合体や銀河衝突、super Eddington accretion は起こっていないことがわかった。そのため、宇宙が始まってから数億年という短期間でブラックホール質量を成長させるには DCBH など重い種ブラックホールが必要である。

Reference

- Bañados et al. 2018, Nature 553, 473
- Whitler et al. 2024, MNRAS 529, 855
- Isobe et al. 2023, ApJ 951, 201
- Greene & Ho 2005, ApJ 630, 122
- Kokorev et al. 2023, ApJL 657, L7
- Harikane et al. 2023, ApJ 959, 39
- Larson et al. 2023, ApJL 953, L29

[—index へ戻る](#)

GP-16

乱流磁場が与えるファラデー深度やファラデー分散関数 (FDF) への影響

熊本大学
菊池 翔太

乱流磁場が与えるファラデー深度やファラデー分散関数 (FDF) への影響

菊池 翔太 (熊本大学大学院自然科学教育部)

Abstract

磁場は宇宙のさまざまな天体に存在しているため、そこで起こる様々な現象に関わっている。そのため宇宙磁場の観測は、宇宙の歴史を理解するのに大いに役立つと考えられている。宇宙磁場の観測において、シンクロトロン放射とファラデー回転という2つの現象が我々に様々な情報を与えてくれる。シンクロトロン放射は視線方向に対して垂直な磁場成分に関する情報を、ファラデー回転は視線方向に対して平行な磁場成分に関する情報を与えてくれる。しかしこれらによって磁場成分を視線方向に積分した量はわかるが、これらが3次的にどのように分布しているのかまではわからなかった。そこでこれらの分布を理解するために生まれたのがファラデートモグラフィである。これによって得られるファラデー分散関数 (FDF) はファラデー深度を変数にもつ関数であり、三次元的な物理的情報を含んでいる。本研究では乱流磁場を対象にしている。乱流磁場とは宇宙の様々な場所でランダムな大きさや向きを持つ磁場のことであり、これにより同じ物理的条件を持っていたとしてもファラデー分散関数は全く異なる形になってしまう。そこで乱流磁場が存在している時の波数空間におけるパワースペクトルを仮定し、ファラデー深度やファラデー分散関数の分散や自己相関関数、自己相関係数を図示することで乱流磁場がファラデー深度やファラデー分散関数に与える影響を調べる。

1 Introduction

宇宙磁場は、宇宙で起こる様々な現象に関わっている。宇宙磁場の観測においては偏波の観測が有効である。電子が磁力線に巻き付くことで起こるシンクロトロン放射と電磁波が磁化したプラズマ中を通過する際に偏波面が回転するファラデー回転という二つの現象が我々に様々な情報を与えてくれる。しかしこれらによって磁場成分を視線方向に積分した量はわかるが、これらが3次的にどのように分布しているのかまではわからなかった。そこでこれらの3次的な分布を理解するために生まれたのがファラデートモグラフィである。いかにその式を示す。

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi \quad (1)$$

$$F(\phi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2 \quad (2)$$

$F(\phi)$ は、ファラデー分散関数 (FDF) と呼ばれるもので、観測量 $P(\lambda^2)$ (偏波強度) とフーリエ変換の関係にある。また ϕ は、ファラデー深度といい、プラズマによってどれだけ偏波角が回転したかを表す。 $\chi(\text{rad})$ は、偏波角を表す。

$$\chi(\lambda^2) = \chi_0 + \phi\lambda^2 \quad (3)$$

$$\phi = K \int_0^x n_e B_{\parallel} dx \quad (4)$$

$$K \equiv \frac{e^3}{8\pi^2 \epsilon_0 m^2 c^3} \quad (5)$$

ここで n_e は熱的な電子密度、 $B_{\parallel}$ は視線に平行な磁場成分を表す。これより、ファラデー分散関数は ϕ 空間上での偏波強度分布を表しているため、視線方向における偏波源の分布の情報を含んでいるといえる。

本研究では乱流磁場を対象にしている。乱流磁場とは宇宙の様々な場所でランダムな大きさや向きを持つ磁場のことであり、これにより同じ物理的条件を持っていたとしてもファラデー分散関数は全く異なる形になってしまう。そこで乱流磁場が存在している時の波数空間におけるパワースペクトルを仮定し、ファラデー深度やファラデー分散関数の分散や自己相関関数、自己相関係数を図示することで乱流磁場がファラデー深度やファラデー分散関数に与える影響を調べる。

2 Methods

2.1 Derivation 今回の計算では、 $B_{\parallel}$ を B_{rand} (乱流磁場) として計算していく。さらに、熱的電

子密度 n_e は視線方向において一定とする ($n_e = 0.02 \text{ cm}^{-3}$)。このとき、ファラデー深度 ϕ は次のようになる。

$$\phi(x) = K' \int_0^x B_{\text{rand}}(x') dx' \quad (6)$$

ここで K' は Kn_e としている。さらに磁場のフーリエ変換は以下のようになる。

$$B(z) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{ikz} B(k) dk \quad (7)$$

さらに確率変数 x に対する n 次の期待値は、一般に次のように記述できる。

$$\langle x^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x^n P(x) dx \quad (8)$$

ここで、 $P(x)$ 確率変数 x の確率密度関数を表す。また分散は、 $\langle x^2 \rangle$ と表せる。よって ϕ の分散は、以下のようになる。

$$\langle \phi^2(x) \rangle = K^2 \int_0^x \int_0^x \langle B(x') B(x'') \rangle dx' dx'' \quad (9)$$

$$= K^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{4P(k)}{k^2} \sin^2\left(\frac{kx}{2}\right) dk \quad (10)$$

ここで物理的意味を持つ波数 k の最小単位 dk は 0.001 pc^{-1} である。また、 $P(k)$ は、ウィーナ=ヒンチンの定理に基づいて得られる、乱流磁場のパワースペクトルを表す。

$$\langle B_{\text{rand}}(k) B_{\text{rand}}(k') \rangle = P(k) \delta(k - k') \quad (11)$$

ここで、波数 k の最大値はコヒーレンス長によって決まり、最大値は銀河のスケールによって制限される。したがって、物理的には $-\infty < k < \infty$ のような範囲は取れないことがわかる。そこで、本研究では k の範囲を $0.001 < k < 0.1 (\text{pc}^{-1})$ として考える。さらに、 $\phi(x)$ の自己相関関数は、

$$\langle \phi(x) \phi(x') \rangle = K'^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2P(k)}{k^2} \cos\left(\frac{k(x-x')}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{k(x-x')}{2}\right) - \cos\left(\frac{k(x+x')}{2}\right) \right] dk \quad (12)$$

位置 x における偏波強度 $F(x)$ を考慮したファラデー分散関数は、次のように定義される。

$$F(\Phi) = \int_0^{L_{\text{SH}}} F(x) \delta(\Phi - \phi(x)) dx \quad (13)$$

これより、ファラデー分散関数の平均は以下のようになる。

$$\langle F(\Phi) \rangle = \int_0^{L_{\text{SH}}} F(x) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle \phi(x)^2 \rangle}} \times \exp\left(-\frac{\Phi^2}{2\langle \phi(x)^2 \rangle}\right) dx \quad (14)$$

さらにファラデー分散関数の自己相関関数は以下のよう表せる。

$$\langle F(\Phi) F(\Phi') \rangle = \int_0^{L_{\text{SH}}} \int_0^{L_{\text{SH}}} dx dx' F(x) F(x') \times \exp\left(-\frac{D'\Phi^2 + D\Phi'^2 - 2C\Phi\Phi'}{2(DD' - C^2)}\right) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi(DD' - C^2)}} \quad (15)$$

ここで、 D 、 D' 、および C は、それぞれ $\phi(x)$ および $\phi(x')$ の分散、ならびにそれらの間の自己相関に対応する量である。また L_{SH} は 1000 pc とする。

2.2 parameters

本研究では、Han, Ferrière, および Manchester (2004) が導出した星間磁場のエネルギースペクトルを用いる。以下がその式である。

$$P(k) = C \left(\frac{k}{k_0}\right)^\alpha \quad (16)$$

次のようなパラメータを採用し、全体の乱流エネルギーによる影響を探索する。

$$\begin{aligned} \alpha &= -1.37, -2.37, -3.37 \\ C &= 6.8 \times 10^2 (\mu\text{G}^2 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}) \\ k_0 &= 0.001 (\text{pc}^{-1}) \end{aligned}$$

記号	物理量	値
k_{min}	乱流の最大スケール	$0.001 (\text{pc}^{-1})$
k_{max}	乱流の最小スケール	$0.1 (\text{pc}^{-1})$
n_e	熱的電子密度	$0.02 (\text{cm}^{-3})$
L_{sh}	銀河のスケール長	$1000 (\text{pc})$

表 1: 各物理パラメータの定義と値

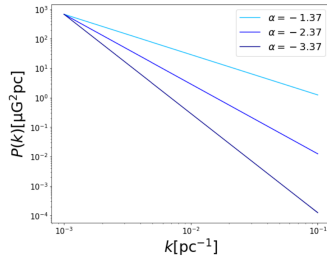


図 1: 今回用いるエネルギースペクトル

3 Results

まず初めに ϕ の分散を図示する。

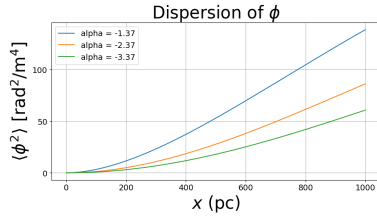


図 2: ϕ の分散 ((10 式) を利用)

次に ϕ の自己相関関数 ((12) 式) を横軸 x 、縦軸 x' として図示していく。また 2 章でも書いたように、 k の積分範囲は 0.001 から 0.1 としている。

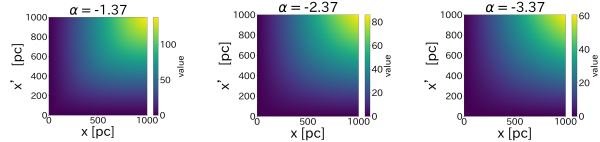


図 3: 異なる α に対する ϕ の自己相関関数 ((12) 式)

次に ϕ の自己相関係数を求めていく。

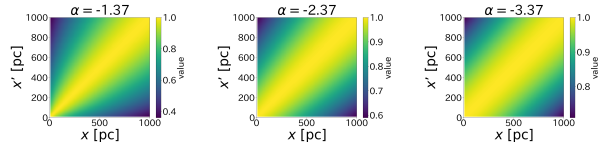


図 4: 異なる α に対する ϕ の自己相関係数 ((12),(10) 式を利用)

次に $F(\phi)$ の平均 (14 式) を横軸 ϕ として図示していく。この時 ϕ の分散 (10 式) が 0 にならないように、非常に小さい分散は、 10^{-5} となるようにしている。



図 5: $F(\phi)$ の平均 ((14) 式 右側は規格化したもの)

次に $F(\phi)$ の自己相関関数 ((15) 式) を、横軸 ϕ 、縦軸を ϕ' として図示していく。 $DD' - C^2$ が 0 または負の値にならないように、これらの範囲を以下のように制限した。

$$-0.999\sqrt{DD'} \leq C \leq 0.999\sqrt{DD'}$$

$$DD' - C^2 \geq 1$$

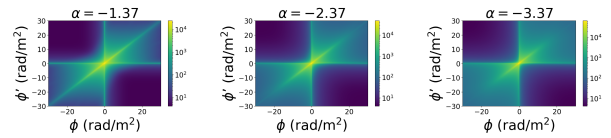


図 6: 異なる α に対する $F(\phi)$ の自己相関関数 ((15) 式)

次に $F(\phi)$ の自己相関係数を求めていく。

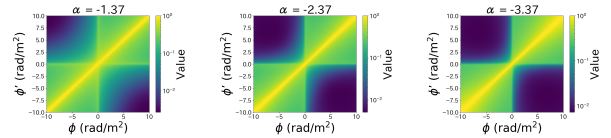


図 7: 異なる α に対する $F(\phi)$ の自己相関係数 ((15) 式を利用)

4 Discussion

4.1 Figure2 パワースペクトルの指数 (α) に関わらず、 x が大きくなるにつれて ϕ の分散は大きくなる。また α が小さくなるほど、全体の分散は小さくなる。

4.2 Figure3,4 図 2 より、 α が小さくなるほど、 ϕ の自己相関関数の値が小さくなるのがわかる。また、図 3 より、 α が小さくなるほど、強い相関の範囲が広がることがわかる。この傾向は特に (x, x') が小さい領域で顕著で、より大きな領域では、 $(x$ と x' が離れている部分では) あまり見られない。この結果から各スケール (x と x' がどれだけ離れているか) の乱

流がどの程度寄与しているかということが、図 3 に現れていることがわかる。(例：図 1 でスケールが小さい (k が大きい) 時の乱流磁場のエネルギースペクトルは、 α が大きいと小さい時で差が激しいことがわかる。よって、 α により広がり差が生まれる。)

4.3 Figure5 α が小さくなるほど、ピークが高くなり、幅が小さくなることがわかる。これは α の値が小さくなるほど乱流全体のエネルギーが小さくなり、 ϕ の値があまり変化しなくなるために起こる。(図 1 からわかる。) そして ϕ の変動 (分散) が小さいと、 ϕ が広い範囲を取らず、狭い範囲に集中するようになり、ファラデー分散関数の幅が狭くなる。

4.4 Figure6,7 α が小さくなるほど、各図における強い相関の領域は狭くなる。この傾向は、全体の乱流エネルギーが減少することに伴う ϕ の分散の低下によって引き起こされる。(図 1 からわかる。) 乱流エネルギーが大きいほど相関が広がり、小さいほど相関は狭くなる。

5 Conclusion

本研究では、乱流磁場がファラデー深度やファラデー分散関数に及ぼす影響について調べた。今回は乱流磁場のみが存在する場合を考えたが、一様な磁場も考慮した場合も考えていきたい。また k_0 と C を一定として全体の乱流エネルギーが変化する場合を考えてきたが、それを一定として k_0 と C を変化させ、スケールごとの乱流エネルギーによる影響も探していきたい。

Reference

Yohei Mishiro, 2024

Keitaro TAKAHASHI, 2023

GP-17

赤方偏移1.6前後の星形成銀河を対象とした
FMOS-COSMOSサーベイの科学的成果とすばるPFS
への展望

広島大学
美濃 宏太

赤方偏移 1.6 前後の星形成銀河を対象とした FMOS-COSMOS サーベイの科学的成果とすばる PFS への展望

美濃 宏太 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

Abstract

本講演では、すばる PFS-SSP の本格始動に際し、その前駆サーベイである FMOS-COSMOS が明らかにした $z \sim 1.6$ の宇宙における星形成銀河の物理・化学的性質について、特に Kashino et al. (2013, 2017b, 2019) および Zahid et al. (2014b) の一連の研究成果を中心にレビューする。FMOS-COSMOS サーベイは、 $H\alpha$ 輝線に基づき $z \sim 1.6$ の星形成銀河の星形成率やダスト減光を系統的に調査した (Kashino et al. 2013)。これにより、同時代の銀河の星間物質 (ISM) の物理状態と化学組成に関する詳細な研究が可能となった。Zahid et al. (2014b) では、質量-金属量関係 (MZR) が $z \sim 1.6$ で近傍宇宙とは異なる傾きを持つことが発見されたが、大質量側では近傍宇宙と同程度の金属量に達していることが示された。さらに Kashino et al. (2017b) は、輝線比診断図 (BPT 図) における高赤方偏移銀河のオフセットが、より高い電離パラメータやガス密度に起因することを示唆したことに加え、MZR・質量-金属量-SFR 関係 (FMR) の再検証を行った。最終的な FMOS-COSMOS カタログ (Kashino et al. 2019) は、これらの成果を統計的に確固たるものとした。本講演ではこれらの論文の主要な成果をまとめ、観測的課題や PFS-SSP への展望についても議論する。

1 はじめに

宇宙の星形成史がピークを迎える赤方偏移 $z \sim 1-3$ は、銀河の物理・化学的性質を理解する上で極めて重要な時代である。しかし、この赤方偏移においては銀河の性質を調べる鍵となる $H\alpha$ 等の可視光輝線は、 $z > 1$ では近赤外線へとシフトし、地球大気の OH 輝線に阻まれ観測が困難である。

この赤方偏移にある銀河を系統的に探査するため、すばる望遠鏡のファイバー多天体分光器 FMOS を用いて COSMOS 領域で、すばる望遠鏡による大規模サーベイ「FMOS-COSMOS」が実施された。FMOS (Fiber Multi-Object Spectrograph) は、強輝度の OH 輝線を物理的に遮蔽するマスクミラーを搭載することで近赤外域のノイズを低減し、 $H\alpha$ 輝線の検出を可能にするという特徴を持つ。

本サーベイは $z \sim 1.6$ の典型的な星形成銀河の物理・化学的性質を統計的に解き明かし、高赤方偏移宇宙における銀河物理の理解に大きな進展をもたらした。本稿では、このサーベイの一連の成果、特に Kashino et al. (2013, 2017b, 2019); Zahid et al. (2014b) の研究を中心にレビューする。具体的には、星形成主系列、質量-金属量関係 (MZR: Mass-Metallicity Relation)、そして輝線比診断図 (BPT 図: Baldwin et al. (1981))

におけるオフセットといった重要な発見を概観する。

2 サーベイデザインと解析手法

2.1 観測戦略とターゲット選定

FMOS-COSMOS サーベイの主な科学的目的は、 $z \sim 1.6$ という銀河進化の重要期において、星形成活動が銀河の恒星質量と周囲の環境にどのように依存するかを明らかにすることであった (Silverman et al. 2015)。

観測効率を最大化するため、ターゲット選定は Herschel/PACS で検出された遠赤外線銀河や Chandra で検出された X 線源 (AGN: Active Galactic Nucleus) を優先しつつ、残りのファイバーは、以下の基準を満たす星形成銀河に割り当てられた (Silverman et al. 2015)。

1. $K_s < 23.5$
2. 測光赤方偏移が $1.4 < z_{\text{phot}} < 1.7$
3. 恒星質量が $M_* \geq 10^{10} M_\odot$
4. SED から予測される $H\alpha$ 輝線フラックスが $f_{H\alpha}^{\text{pred}} > 4 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$

特に、予測 $H\alpha$ フラックスが高い天体に高い優先度を与えることで、 $H\alpha$ 輝線の検出率を高める戦略が取られた。

2.2 物理量の導出手法

観測されたスペクトルから、銀河の主要な物理量を以下のように導出した。

星形成率 (SFR: Star Formation Rate): SFR は、個々の銀河で検出された $H\alpha$ 輝線光度から算出された。FMOS のようなファイバー分光器の場合、まずファイバースペクトルを補正する必要がある。この補正は、HST/ACS の高解像度画像を用いて、ファイバー外に漏れた光の割合を見積もることで行われた (Kashino et al. 2013; Silverman et al. 2015)。その後、次項で述べるダスト減光の補正を行い、真の SFR を算出した。

ダスト減光と金属量 (スタッキング解析): 個別の検出が困難な微弱な輝線 ($H\beta$, [NII]) を測定するため、スペクトルのスタッキング (重ね合わせ) 手法が中心的な役割を果たした。星質量などの物理量でスタックされたスペクトルの $H\alpha/H\beta$ 比からダスト減光則が、[NII]/ $H\alpha$ 比から質量-金属量関係が、それぞれ輝線が検出されないような銀河の情報も含んで精度良く導出された (Kashino et al. 2013; Zahid et al. 2014b)。

3 主な科学的成果

3.1 星形成主系列とその構造

初期の研究 (Kashino et al. 2013) を経て、最終カタログ (Kashino et al. 2019) では 907 天体という大規模なサンプルに基づき、銀河の恒星質量 (M_*) と星形成率 (SFR) の間に見られる相関関係である星形成主系列 (SFMS: Star Formation Main Sequence) の形状が精密に決定された (図 1)。その結果、SFMS は単純なべき乗則ではなく、 $M_* \approx 10^{10.2} M_\odot$ を境に高質量側で傾きが緩やかになる「ベンディング (bending)」構造を持つことが示された。このベンディングは、大質量銀河において星形成活動を抑制する何らかの物理メカニズム (例: AGN フィードバック、力学的安定化) が働き始めていることを示唆する重要な発見である。

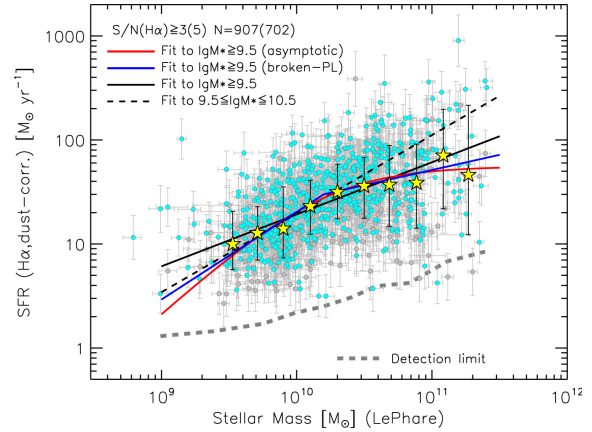


図 1: $z \sim 1.6$ における SFMS。FMOS-COSMOS サーベイで $H\alpha$ 輝線を検出した 907 天体のデータ点 (シアン) と、星質量ごとの SFR 中央値 (黄色の星) を示す。青と赤の実線は、高質量側で折れ曲がる (bending) モデルでのフィット結果。 (Kashino et al. 2019, Figure 31 より引用)

3.2 星雲ガスのダスト減光則

星形成率を正確に求めるには、銀河内のダストによる光の減衰を正しく補正する必要がある。特に、恒星光の減光量 $E_{\text{star}}(B-V)$ と星雲ガスの減光量 $E_{\text{neb}}(B-V)$ の比率 $f_{\text{neb}} = E_{\text{star}}(B-V)/E_{\text{neb}}(B-V)$ は重要なパラメータである。

初期の研究 (Kashino et al. 2013) では、スタッキングで測定されたバルマー減衰から、この比が近傍宇宙の標準値 (≈ 0.44) とは大きく異なり、 $f_{\text{neb}} \approx 0.83$ と、より 1 に近い値であることが示された。

最終カタログ論文である Kashino et al. (2019) では、より大規模な個別銀河サンプルから、恒星光と星雲ガスで異なる減光則を仮定する手法でこの関係が再評価され、 $f_{\text{neb}} = 0.53 \pm 0.01$ という値が最終的な結論として導出された。この値は手法の違いを考慮すると初期の研究と整合的であり、高赤方偏移銀河ではダストと星の幾何学的配置が近傍宇宙とは異なることを示唆している。

3.3 質量-金属量関係とその進化

[NII]/ $H\alpha$ 輝線比を用いた金属量の研究から、 $z \sim 1.6$ の質量-金属量関係 (MZR) が近傍宇宙のものとは異なる振る舞いをする事が明らかになった (図 2)。

Zahid et al. (2014b) によって示された MZR は、近傍宇宙とは大きく異なる二つの特徴を持っていた (図 2)。第一に、 $M_* < 10^{11} M_\odot$ の領域では、近傍の MZR よりも傾きが急であり、同質量の銀河と比較して金属量が低い。これは、この時代の低質量側の銀河がまだ化学的に進化の途上にあることを示している。第二に、 $M_* \gtrsim 10^{11} M_\odot$ という最も質量の大きな領域では、金属量が近傍宇宙の同質量の銀河と同レベルに達している。この化学的に成熟した大質量銀河の存在は、大質量銀河ほど宇宙の早い時代に星形成と化学進化の大部分を終えるというダウンサイジングシナリオを強く支持する結果である。この傾向は、後の Kashino et al. (2017b) や Kashino et al. (2019) のより大規模なサンプルでも確認された。

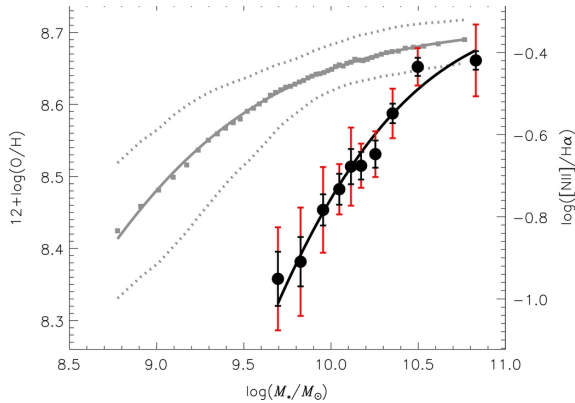


図 2: $z \sim 1.6$ (黒丸と黒線) と近傍宇宙 (灰色) の質量-金属量関係の比較。縦軸は金属量、横軸は星質量。 $z \sim 1.6$ の MZR は傾きが急であるが、高質量側では近傍宇宙の関係に収束している。(Zahid et al. 2014b, Figure 8 より引用)

3.4 質量-金属量-SFR 関係 (FMR) の検証

銀河の金属量は、星質量と星形成率の 3 つの量の間で普遍的な平面 (FMR: Fundamental Metallicity Relation) を形成するという仮説が提唱されている (e.g., Mannucci et al. 2010)。この仮説が正しければ、 $z \sim 1.6$ の銀河が MZR 上で低金属量に見えるのは、単に SFR が高いためと解釈できる。

しかし、Zahid et al. (2014b) は、近傍銀河と $z \sim 1.6$ の銀河で SFR (銀河全体の光を考慮し補正) を比較

した場合、この単純な FMR は普遍的ではないことを示した。

一方で、Kashino et al. (2017b) は、ガスの流入・流出と消費を考慮した、より物理的な「ガス調整モデル」(e.g., Lilly et al. 2013) と比較した。その結果、FMOS-COSMOS のデータは、この物理モデルが予測する M_* -Z-SFR 関係とよく一致することが示された。これは、単純な経験則としての FMR は普遍的ではないものの、ガスの収支を考慮したより根源的な物理法則が、赤方偏移を超えて銀河の化学進化を支配していることを示唆するものである。

3.5 星間物質の物理状態: BPT 図のオフセット

銀河の星間物質 (ISM: InterStellar Medium) の物理状態、特に電離状態を探る上で、輝線比診断図は強力なツールである。 $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ と $[\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$ の輝線比をプロットする BPT 図 (Baldwin et al. 1981) は、その代表例である。

FMOS-COSMOS サーベイは、 $z \sim 1.6$ の銀河が BPT 図上で近傍銀河の分布から系統的にオフセットしていることを統計的に確固たるものにした (Kashino et al. 2017b)。このオフセットは、 $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ 比が高くなる方向に生じている (図 3)。

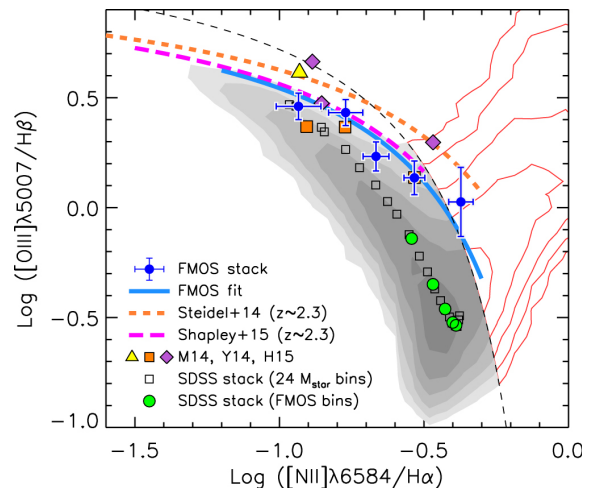


図 3: BPT 診断図。FMOS-COSMOS サーベイによる $z \sim 1.6$ の銀河 (青丸) は、近傍銀河の分布 (灰色領域) から右上にオフセットしている。(Kashino et al. 2017b, Figure 5 より引用)

Kashino et al. (2017b) では、このオフセットの物理的起源が詳細に探求された。AGN の寄与は X 線データや輝線幅によって慎重に除外されており、オフセットは星形成活動に内在する物理状態の違いを反映していると考えられる。解析の結果、このオフセットは主に以下の二つの要因によって引き起こされていると結論付けられた。

1. **高い電離パラメータ (q_{ion}):** 高赤方偏移銀河の HII 領域は、近傍銀河の同質量のものと比較して、より強い電離光子場に晒されている。これが $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ 比を増大させる最も主要な原因と考えられる。
2. **高い電子密度 (n_e):** $[\text{SII}]\lambda 6717/\lambda 6731$ の輝線比から、平均的な電子密度が $n_e \approx 222^{+172}_{-128} \text{ cm}^{-3}$ と求められた (Kashino et al. 2017b)。これは近傍銀河の平均値 ($\sim 10 - 100 \text{ cm}^{-3}$) よりも有意に高い。

これらの結果は、 $z \sim 1.6$ の銀河における星形成が、近傍宇宙とは異なる、より高密度で高効率な環境で起こっていることを示唆している。

4 まとめとすばる PFS への展望

本稿では、すばる望遠鏡 FMOS を用いた FMOS-COSMOS サーベイが明らかにした、 $z \sim 1.6$ の星形成銀河に関する主要な科学的成果をレビューした。その要点は以下の通りである。

- **星形成主系列 (SFMS):** $\text{H}\alpha$ 輝線に基づき $z \sim 1.6$ の SFMS を確立し、その形状が高質量側で折れ曲がる「ベンディング」構造を持つことを明らかにした (Kashino et al. 2019)。
- **質量-金属量関係 (MZR):** 近傍宇宙の MZR と比較して傾きが急である一方、大質量銀河 ($M_* \gtrsim 10^{11} M_\odot$) は既に化学的に成熟しているダウンスライジングシナリオを実証した (Zahid et al. 2014b; Kashino et al. 2017b)。
- **FMR の検証:** 単純な経験則としての FMR は普遍的ではないが、ガスの収支を考慮した物理的な「ガス調整モデル」が赤方偏移を超えて銀河の化学進化を記述できる可能性を示した (Zahid et al. 2014b; Kashino et al. 2017b)。

- **ISM の物理状態:** BPT 図における高赤方偏移銀河のオフセットが、主に高い電離パラメータと高いガス密度に起因することを示し、この時代の銀河が極端な物理環境にあることを明らかにした (Kashino et al. 2017b)。

一方で、統計量の限界から、銀河の性質とそれらが存在するダークマターハロー環境との関係や、MZR のばらつきの起源といった、より詳細な議論には至っていない。

今年三月より本格的な科学観測が開始された、すばる主焦点多天体分光器 (PFS) は、これらの問いに答えるための強力なツールである。PFS は、FMOS の 6 倍程度の視野 (視野直径 1.3 度) とファイバー数 (約 2400 本) を持つ。PFS-SSP では、 $z > 1$ の宇宙で数十万個という桁違いの銀河サンプルを構築することが計画されており、これにより FMOS-COSMOS が切り拓いた科学を飛躍的に進展させることが期待される。

こうした背景のもと、我々は PFS を用いて銀河の化学進化の統一的な描像を得ることを目指している。他にも、MZR から外れる希少な天体 (例えば、極端な低金属量銀河など) を発見し、その特異性の原因を解明することも可能である。解析には、即時公開され観測バイアスが少ない利点を持つ Observatory Filler データを利用し、それに SSP (Subaru Strategic Program) のデータを組み合わせる。FMOS で確立されたスタッキング手法と個別測定を組み合わせることで、銀河進化の平均的な描像と、個々の天体の多様性の両面からアプローチしていく。FMOS の遺産の上に、PFS が銀河形成進化の新たな地平を切り拓くことが期待される。

Reference

- Baldwin, J., A., et al. 1981, PASP, 93, 5
 Kashino, D., et al. 2013, ApJL, 777, L8
 Kashino, D., et al. 2017b, ApJ, 835, 88
 Kashino, D., et al. 2019, ApJS, 241, 10
 Lilly, S. J., et al. 2013, ApJ, 772, 119
 Mannucci, F., et al. 2010, MNRAS, 408, 2115
 Silverman, J. D., et al. 2015 ApJS, 220, 12
 Zahid, H. J., et al. 2014b, ApJ, 792, 75

[—index へ戻る](#)

GP-18

次元削減手法を用いた銀河多様体の解析

名古屋大学
田口 湧大

次元削減手法を用いた銀河多様体の解析

田口 湧大 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河は星とガス、ダスト、暗黒物質からなる巨大な天体であり、多くの複雑なプロセスを経て進化している。天文学では、多波長観測によって物理的性質を得ることで研究されてきた。これらの物理的性質の多くは相互に明確な相関を示し、多くの経験的関係、いわゆるスケーリング則として議論されてきた。スケーリング則の一つに、色-等級関係というものがある。これは、銀河が色-等級図上で、レッドシークエンスとブルークラウドという2つの系列に分類できるというものである。レッドシークエンスの銀河は星形成が乏しく、一方ブルークラウドの銀河は星形成が盛んであることがわかっている。このように、色-等級関係は、銀河を物理的性質によって分類することができるということを示唆する重要な関係である。また、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に対して、次元削減を行うことで高次元光度空間中で銀河が2次元平面上に分布することが発見された。本研究では、同様の11バンドの測光データに対して、PaCMAPという新しい次元削減手法を取り入れることで2次元銀河多様体を新たに定義した。さらに、銀河多様体上におけるレッドシークエンス銀河の偏った分布を発見した。

1 Introduction

1.1 色-等級図

従来の天文学では、さまざまな波長での光度比(色)によって、多波長光度空間における銀河進化が特徴づけられてきた(たとえば Blanton 2006)。 $\lambda_1 < \lambda_2$ のような2つの異なる波長における天体の単色光度のペア L_{λ_1} と L_{λ_2} を考える。もし $L_{\lambda_1} < L_{\lambda_2}$ であれば赤い、逆に $L_{\lambda_1} > L_{\lambda_2}$ であれば青いと表現される。銀河の絶対等級と色の関係をプロットすると(色-等級図)、明らかな2つの系統が現れる。具体的には、赤い銀河のタイトな系列(レッドシークエンス)と、より広がった青い銀河の系列(ブルークラウド)の存在である。ブルークラウドの銀河は星形成が活発で、短寿命かつ高温の大質量星が存在しているが、レッドシークエンスの銀河は星形成が停止し、小質量で低温の小質量星が多く存在することが知られている。銀河の進化はブルークラウドからレッドシークエンスに移行すると考えられているが、この遷移がどのように起きるかは長らく未解決問題として残っていた。銀河多様体を導入することで、Cooray et al. (2023) によって、多様体上での進化トラックから銀河進化の遷移を議論することが可能となった。

1.2 銀河多様体

銀河は内部で生じる星形成、超新星爆発、重元素合成、ガスの冷却・加熱、ダストの形成といった物

理過程だけでなく、他の銀河との衝突や合体、ガスの流入といった外部的な物理過程が複雑に絡み合っており進化をする。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) は、多数の物理量をパラメーターとする高次元空間において、銀河は銀河多様体と呼ばれる、より低次元の構造をもつことを議論している。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ーの解析は、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. (in press) 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) は特異値分解を用いた線形次元削減、Takeuchi et al. (in press) 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を行っているが、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。本研究では、上記2つの先行研究と同様の11バンドの測光データを用い、PaCMAPという新しい次元削減手法を取り入れ、新しく銀河多様体を定義した。また、色-等級図上に見られる銀河の二峰性について、銀河多様体上でどのように表れるかについての解析を行った。

2 Data and Methods

2.1 データ

本研究で用いたデータは、Reference Catalog of Spectral Energy Distributions (RCSED: Chilingarian et al. 2017) と GALEX–SDSS–WISE Legacy Catalog-X2 (GSWLC-X2: Salim, Boquien, & Lee 2018) である。RCSED は、紫外線天文衛星 GALEX の全天探査カタログ (FUV, NUV)、可視光大規模分光測光探査プロジェクト SDSS のカタログ (u, g, r, i, z)、および近赤外線広域探査 UKIDSS カタログ (Y, J, H, K) から構築される計11バンドの k 補正された測光データ及び、速度分散、銀河年齢、金属量などの物理量の情報が記載されている。本研究では11バンドの測光値から算出される各絶対等級、及び上記の物理量を解析に利用した。GSWLC は、SDSS において赤方偏移が0.3未満 ($0.01 < z < 0.30$) かつ、見かけの等級が18より明るい ($m < 18$) 約70万個の銀河に関する物理量の情報が記載されている。本研究では特に、星質量と星形成率のデータを用いた。

2.2 データサンプリング

RCSED のデータには、800,299 個の銀河が含まれているが、11 バンドすべてで測光値を持つデータを抽出すると、90,567 個の銀河が得られる。そして赤方偏移の信頼度が0.5より大きい銀河のみを抽出すると銀河数は90,462個となる。さらに、クロスマッチをする際に GSWLC でもデータを持つ銀河は83,359個であった。本研究の目的は観測限界によらない普遍的な関係の発見であるため、 g バンドにおける限界等級 $m_{AB,g} = 18.3$ を用いて volume limit を行くと、解析に利用可能な銀河の数は25,767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 $z < 0.0990$ 、 $M_g < -20.07$ であった。以降の解析は、全てこの25,767個の volume-limited サンプルに基づく。

2.3 手法

本研究では、高次元光度空間における銀河多様体の発見のための次元削減手法として、Pair-wise Controlled Manifold Approximation Projection (PaCMAP: Wang et al. 2020) を採用した。PaCMAP は、比較的新しい次元削減手法であり、ペアワイズ制約に基づいてデータの局所構造とグローバル構造を同時に保持することを目指したアルゴリズムである。データ点 i と j の間のスケーリングされた距離は以下のように定義される：

$$d_{ij}^{2,\text{select}} = \frac{\|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\|^2}{\sigma_{ij}}$$

ここで、 $\sigma_{ij} = \sigma_i \sigma_j$ であり、 σ_i は i 番目の点とそのユークリッド距離に近い第4から第6近傍との平均距離である。 $d_{ij}^{2,\text{select}}$ に基づいて、下記の3つのペアワイズ関係が定義される：

1. **近傍ペア (Near pairs):** データ点 i から最も近い n_{NB} 個のデータ点とのペアを近傍ペアとする。
2. **中距離ペア (Mid-near pairs):** 上記で定義された近傍の点を除き、ランダムな点から近い順に n_{MN} 個のデータ点とデータ点 i とのペアを中距離ペアとする。
3. **遠距離ペア (Further pairs):** 完全にランダムに n_{FP} 個のデータ点とデータ点 i とのペアを遠距離ペアとする。

上記のペアワイズ関係に基づいて、損失関数は次のように定義される：

$$\begin{aligned} \text{Loss}^{\text{PaCMAP}} = & w_{\text{NB}} \cdot \sum_{i,j \text{ are neighbors}} \frac{\tilde{d}_{ij}}{10 + \tilde{d}_{ij}} \\ & + w_{\text{MN}} \cdot \sum_{i,k \text{ are mid-near pairs}} \frac{\tilde{d}_{ik}}{10000 + \tilde{d}_{ik}} \\ & + w_{\text{FP}} \cdot \sum_{i,l \text{ are further points}} \frac{1}{1 + \tilde{d}_{il}} \end{aligned}$$

ここで、 $\tilde{d}$ は埋め込み後の距離、 w_{NB} 、 w_{MN} 、 w_{FP} は各項の重み付け係数として、PaCMAP の内部設計に基づき、試行回数ごとに変化するように与えられる。

この損失関数は、データの近傍の距離関係を保持しつつ、大規模な距離関係も損なわないように最適化される。これにより PaCMAP は、高次元データの局所的な構造と全体的な構造の両方を保持しつつ、任意の次元に対しデータ情報を埋め込むことを可能とする。その結果、従来の次元削減手法と比較して、

非常に高いスケーラビリティを持つ。本研究では、 $n_{\text{components}}$ 以外のパラメータは全てデフォルト値のまま使用した。

3 Results

3.1 銀河多様体の発見

volume-limited サンプルの 11 次元の等級データに対して、PaCMAP を適用した。PaCMAP を用いた多様体の次元推定にあたって、本研究では次元削減前後でのデータ点間の距離の相関を指標とした。11 次元でのデータ点同士の距離行列と次元削減後のデータ点同士の距離行列から、それらの相関を計算した。次元削減後の次元数を変更しながら距離の相関を評価した結果を図 1 に示す。どのコンポーネントにおいても、相関係数が 0.87 以上を示し、高い相関を持つという結果が得られた。

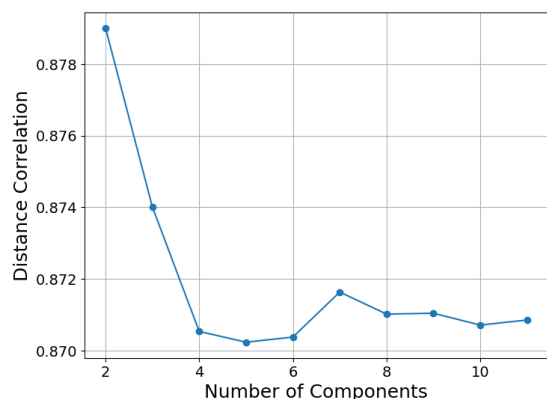


図 1: PaCMAP を用いた次元削減における、次元削減後の空間の次元数 (コンポーネント) に対する次元削減前後での距離の相関の変化を示す。

3.2 物理量との関係

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。銀河多様体上の星形成率、星質量の分布をカラーマップで表現したものを図 2 に示す。銀河多様体上で、星形成率は上から下、右から左にかけて減少していく傾向が見られた。また、星質量は右から左にかけて増加していく傾向が見られた。[trim=10mm 5mm 15mm 0mm, clip]

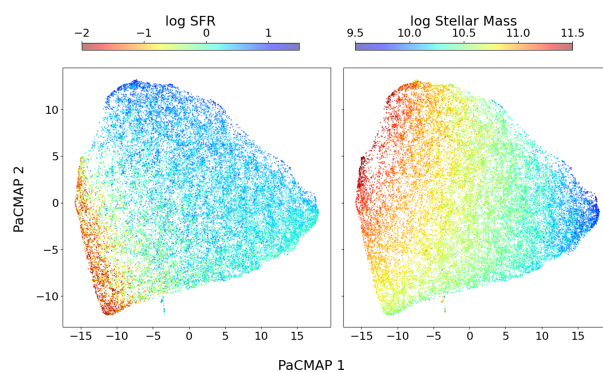


図 2: PaCMAP によって取得された銀河多様体。左は星形成率 (SFR)、右は星質量 (M_*) の分布をカラーマップで示す。横軸は PaCMAP で取得された第一成分、縦軸は第二成分を示す。

3.3 銀河多様体上での二峰性

図 3 で、従来の色-等級図上においてレッドシーケンズと呼ばれる銀河が銀河多様体上でどこに分布するのかを可視化し、銀河多様体上の銀河の密度分布も示した。銀河多様体上において、レッドシーケンズ銀河は左側に偏った分布をしていることがわかった。また図 3 右図の銀河多様体上の密度分布から、明確な二峰性を確認することはできなかった。

4 Discussion

4.1 銀河多様体の次元数

図 1 の結果より、全てのコンポーネントにおいて次元削減前後での距離の相関が高いことがわかったが、次元削減後の次元数が 2 次元のときにすでに高い相関をもつため、11 次元の測光データを、2 次元で十分表現できることがわかる。また、コンポーネントを元データの次元数に近づけるとより高い相関を持つと予想できるが、3 次元以上において、距離の相関が下がってしまったのは、銀河多様体が 2 次元構造を持ち、3 次元以上の空間で表現しようとする中で、PaCMAP が距離を引き延ばしてしまっているためであると考えられる。

4.2 銀河多様体の物理的解釈

図 2 の右図より、PaCMAP の第一成分と星質量は明らかに対応していることがわかる。また、図 2 の左図より、星形成率に関しては、銀河多様体上で連続的な変化は見られるが第一成分と第二成分のどちらの軸にもそれぞれ関係していることがわかる。以

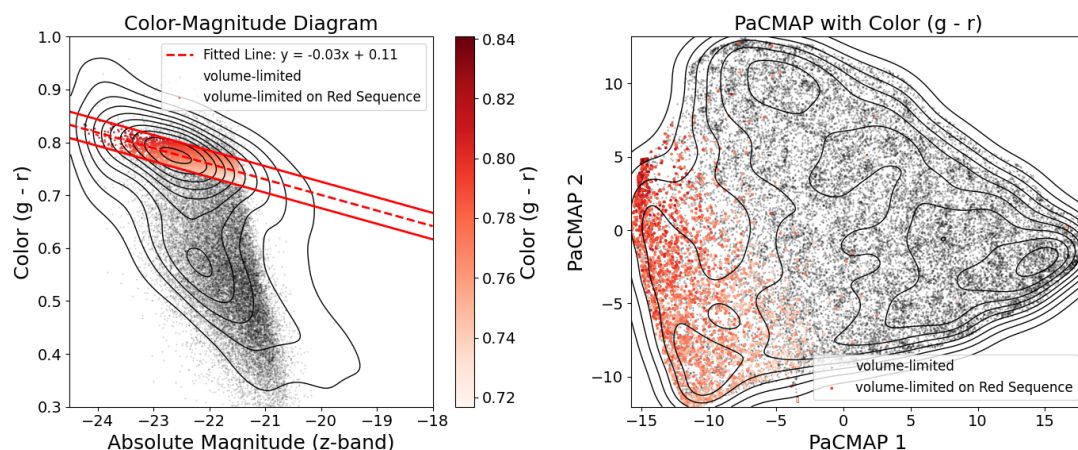


図 3: 左図では、RCSED の全データからランダムに 5,000 点抽出し、その密度を等高線で示した。その上に、色-等級図上におけるレッドシークエンス銀河が多く存在する範囲を赤線で示した。また、近似直線から ± 0.025 の範囲に存在している volume-limited サンプルの銀河を g バンドと r バンドの光度比で色付けした。右図では、銀河多様体上での銀河の密度を等高線で示し、左図で色付けされた銀河を銀河多様体上でも同じ色で表示した。等高線の作成には正規分布のカーネル密度推定を用いた。

上から、PaCMAP で表現された銀河多様体が、星質量と星形成率の 2 つのパラメーターによって記述できることが示唆される。

4.3 銀河の二峰性

図 3 の結果から、明らかにレッドシークエンス銀河が、銀河多様体上でも偏った分布をしていることがわかる。これは、レッドシークエンスとブルークラウドの二峰性は高次元光度空間においても議論可能であるということを示唆する。また、銀河多様体上の銀河の密度分布は明確な二峰性を示すことはなかった。PaCMAP は、銀河を高次元光度空間から 2 次元に埋め込む際に、データ点が均一に分布するように多様体を定義する。このため、データ点の密度が保存されず、銀河多様体上では二峰性を示さないと考えられる。したがって、元の高次元光度空間上での銀河の密度を考えることで、より詳細な二峰性についての議論が期待できる。

5 Conclusion

本研究では、遠紫外から近赤外にわたる 11 バンドの測光データに対して、PaCMAP を利用することで、先行研究で示された銀河多様体とよばれる多波長光度空間内のデータ点に埋め込まれた低次元非線形構造の解析を行った。PaCMAP によって新たに定義された銀河多様体も、星質量と星形成率という 2 つのパラメーターによってよく記述されることを

確認した。さらに、色-等級図上に見られる、レッドシークエンスとブルークラウドの二峰性について、銀河多様体上でもレッドシークエンス銀河が偏った分布をもつことが判明した。銀河の二峰性について、元の高次元光度空間上での密度を使った二峰性の解析について、現在行っているところである。今後、さらに観測可能な銀河が増え、volume-limited の銀河数が増えることで、銀河多様体上での銀河進化の推移について、より詳細な解析が期待される。

References

- Blanton M. R., 2006, *ApJ*, 648, 268. doi:10.1086/505628
- Chilingarian I. V., Zolotukhin I. Y., Katkov I. Y., Melchior A.-L., Rubtsov E. V., Grishin K. A., 2017, *ApJS*, 228, 14. doi:10.3847/1538-4365/228/2/14
- Cooray S., Takeuchi T. T., Kashino D., Yoshida S. A., Ma H.-X., & Kono K. T., 2023, *MNRAS*, 524, 4976.
- Djorgovski G. S., 1992, *ASSL*, 178, 337. doi:10.1007/978-94-011-2522-2_27
- Salim S., Boquien M., Lee J. C., 2018, *ApJ*, 859, 11. doi:10.3847/1538-4357/aabf3c
- Takeuchi et al., 2025, 統計数理 (TOUKEI-D-24-00007 in press)
- Wang Y., Huang H., Rudin C., Shaposhnik Y., 2020, *arXiv*, arXiv:2012.04456. doi:10.48550/arXiv.2012.04456

[index](#) へ戻る

GP-19

非負値行列因子分解 (NMF) による NGC253 の星形成由来の構造・輝線の抽出

東京大学
岸川 涼

非負値行列因子分解 (NMF) による NGC253 の星形成由来の構造・輝線の抽出

岸川 涼 (東京大学大学院 理学系研究科)
原田ななせ (国立天文台), 齊藤俊貴 (静岡大学),
Susanne Aalto (Chalmers University of Technology),
Laura Colzi (Centro de Astrobiología), Mark Gorski (Northwestern University),
Christian Henkel (MPIfR / Xinjiang Astronomical Observatory),
Jeffrey G. Mangum (NRAO), Sergio Martín (ESO / JAO),
Sebastien Muller (Chalmers University of Technology),
西村優里 (東京大学), Víctor M. Rivilla (Centro de Astrobiología),
坂本和 (ASIAA), Paul van der Werf (Leiden Observatory),
and Serena Viti (Leiden Observatory)

Abstract

100 億年前の宇宙の銀河では、星形成が現在の 100 倍ほど活発に行われていたと考えられている。現在の宇宙においても、通常の銀河に比べて非常に大量の星を形成しているスターバースト銀河が存在しており、「大量に星形成を行っている」という 100 億年前の銀河との共通点から、銀河進化の鍵を握っていると考えられている。銀河内部で起きている星形成の物理的・化学的プロセスを詳しく調べることは、銀河進化の解明において極めて重要である。NGC 253 は、中心部に活発な星形成領域を持つ近傍スターバースト銀河として広く知られており、銀河中心に存在する分子ガスの運動や化学的性質を通じて、スターバースト現象を理解するための重要な観測対象である。本研究では、アタカマ大型ミリ波・サブミリ波干渉計 (ALMA) によって空間分解能 $27\text{ pc } (= 1.6'')$ で取得された 44 種・148 本の分子輝線の積分強度図、および Band 3 と 7 の連続波の画像データを使用し、非負値行列因子分解 (Non-negative Matrix Factorization: NMF) という次元削減手法を用いて、星形成に関連する分子や物理成分を分離・抽出した。NMF により抽出された 5 つの成分のうち 4 つの成分は、それぞれ (i) 銀河中心に広がる低密度ガス、(ii) 分子雲同士の衝突領域、(iii) 中励起の衝突領域、(iv) 若い星形成領域、(v) スターバースト領域に対応していると考えた。また、抽出された 5 つの成分のうち (ii)、(iii)、(iv) 成分は、励起エネルギーに強く依存しており、それぞれ分子輝線の低・中・高励起状態を示すと解釈することができた。さらに、同じデータセットに適用された別の次元削減手法の一つである主成分分析 (Principal Component Analysis: PCA) と比較したところ、NMF は一つの成分が一つの物理現象に対応しやすく、特にアウトフローのような強度の弱い成分の抽出に優れていることが分かった。これらの結果から、NMF は今後計画されている ALMA のアップグレードにおける分子輝線のデータ解析においての有力な手法として期待される。

1 Introduction

銀河進化を考える上で、銀河での星形成が重要な役割を果たしている。現在から約 100 億年程度昔の宇宙 ($z \sim 2-3$) では、ある期間に形成される星の質量である星形成率 (star formation rate: SFR) が現在と比較して約 100 倍ほど高かったことが示唆さ

れている (Madau & Dickinson 2014)。現在の宇宙においても、通常の銀河 (Main Sequence (MS) of star-forming galaxies (SFGs)) と比較して特に星を多く形成する銀河が存在し、そのような銀河をスターバースト (爆発的星形成) 銀河と呼ぶ。スターバースト銀河の星形成の仕組みを知ることによって、宇宙における銀河進化の謎を解き明かすことができる

と考えられている。

星は星間空間に存在する分子ガスから形成される。分子ガスを観測するためには、ミリ波・サブミリ波帯で観測される分子の回転・振動準位の遷移による輝線を観測する必要がある、そのような輝線を用いて、系外銀河の星形成領域の物理的・化学的性質が調べられてきた (Caselli et al. 2012)。2010 年代から観測が開始された アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array: ALMA) はこの波長帯で世界最高の感度と空間分解能を達成している。ALMA の登場によって、これまでは検出することができなかった系外銀河の分子輝線が多く検出されるようになった。それぞれの分子は、物理的な特性の違いにより、検出される場所が異なる。たとえば、シアン化水素 (HCN) は臨界密度が高く、高密度状態において上の準位に滞在している分子が多くなるため、高密度領域のトレーサーとして使われる。ALMA の大型プログラムである ALMA Comprehensive High-resolution Extragalactic Molecular Inventory (ALCHEMI) では、近傍スターバースト銀河 NGC 253 の中心部を観測し、1500 種類を超える分子輝線を検出することに成功した (Martín et al. 2021)。

このような大規模なサーベイでは莫大なデータを扱う必要がある。その大量のデータの中から私たちに必要な情報を効率的に抜き出す必要があるため、機械学習が有効な手段として用いられる。そのうちのひとつとして「次元削減」と呼ばれる手法が挙げられる。これは教師なし機械学習であり、多数の特徴量から重要な特徴量を抜き出す手法である。Harada et al. (2024) では ALCHEMI で取得された 150 種類の輝線・連続波に対して主成分分析 (PCA) という次元削減手法を適用したところ、星形成に由来する複数の成分を抽出することができた。しかし、複数種類の成分が混在してしまったため、解釈が難しい部分が存在した。

したがって本研究では、PCA よりも解釈が容易かつ、精度よく星形成に関わる構造を抽出することを目指した。

2 Methods

本研究では、非負値行列因子分解 (non-negative matrix factorization: NMF) と呼ばれる次元削減手法に着目した。NMF は負の値を含まないデータから、負の値を含まない基底成分 (特徴量) を抽出するアルゴリズムであり、負の値を含まない天体の画像データを扱う際に有効であると考えられる (Lee and Seung 1999)。次の数式のように、NMF は元の行列 E を基底行列 B と、係数行列 C で近似する。

$$E \approx BC \quad (1)$$

図 1 は NMF を用いて複数の顔写真から基底成分を抽出し、その基底成分に解釈を加えた図である。

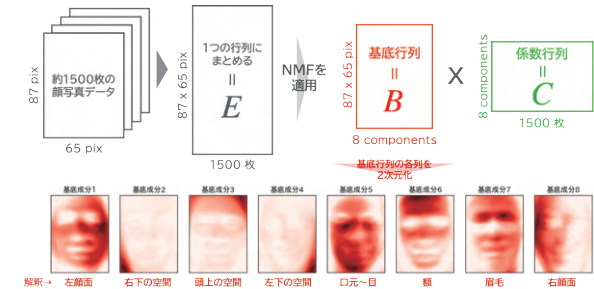


図 1: Gary et al. (2007) の顔画像のデータセットに NMF を適用し 10 個の基底成分を抽出したもの。顔のパーツと解釈できる基底成分を抽出できている。

本研究では、先行研究 (Harada et al. 2024) で用いられたデータと同じ ALCHEMI で取得された近傍スターバースト銀河 NGC 253 の中心部を 148 輝線の積分強度図と 2 種類の連続波の画像を用いた。図 2 にあるように、それぞれの画像データは横 640 ピクセル、縦 512 ピクセルの画像になっている。これらを 1 次元化し、150 種類の画像を並べて 1 つの行列 E とする。この行列 E に NMF を作用させ、基底行列 B と係数行列 C を求めた。基底行列 B の各列を 2 次元化すると星形成の基底となる成分を得ることができる。係数行列 C は、各輝線・連続波が、NMF によって得られた各基底成分をどの程度持っているのかを表している。

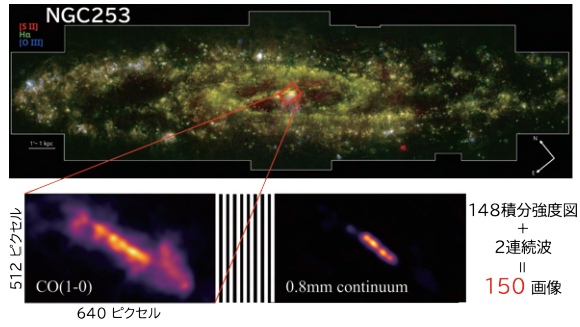


図 2: 本研究で使った NGC 253 の領域。上部のパネルは Congiu et al. (2025) で取得された NGC 253 の全体の画像。下部のパネルは ALCHEMI で取得された CO(2-1) 輝線と連続波の画像。

3 Results

NMF によって広がった構造の成分を 1 種類 (基底成分 1)、コンパクトな構造の成分を 4 種類抽出することができた (基底成分 2-5; 図 3)。基底成分 1 は巨大分子雲の場所が穴あきになったような形状をしているが、それ以外の基底成分の分布は巨大分子雲の位置にピークを示したような分布をしている。

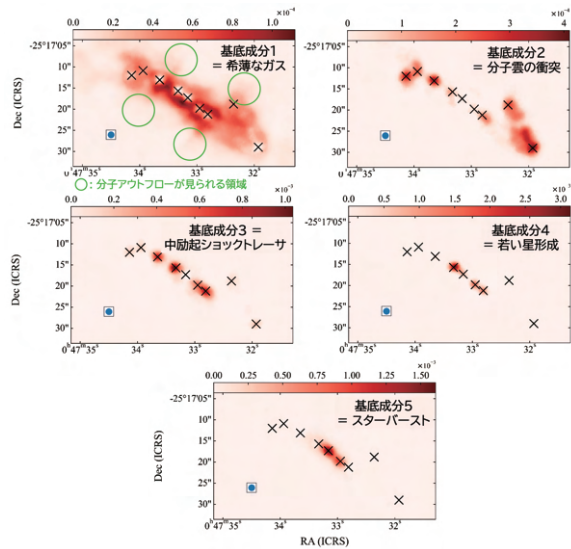


図 3: ALCHEMI で取得された 150 種類の分子輝線の積分強度図・連続波の画像に対し、NMF を適用し抽出した基底成分。左下の青色の円はビームサイズ、クロスマークは巨大分子雲の存在場所を表している。

また、図に各基底成分の割合の高い上位 5 輝線を

示した (図 4)。基底成分 1 の割合が高い分子は分子全体の分布を示しているような CO や HOC⁺ とその同位体が挙げられる。基底成分 2 はショックレーサと呼ばれる HOCO⁺、HNCO、CH₃OH の低励起輝線、基底成分 3 ではショックレーサの中励起輝線が割合の高い分子輝線として挙げられる。基底成分 4 では高励起の分子輝線や振動励起線、基底成分 5 では星形成をトレースする電波再結合線や連続波が割合の高い輝線・連続波として挙げられる。

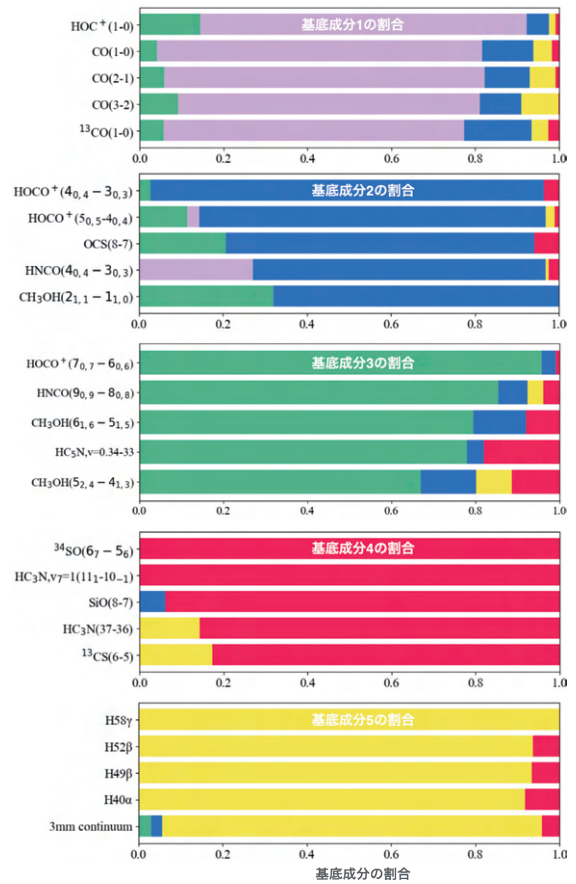


図 4: 各係数行列の成分の割合を示した図。ここでは各基底成分の割合が上位 5 つの輝線または連続波を記載している。

4 Discussion

4.1 各基底成分の解釈

抽出された輝線の成分は各基底成分に特徴的な分子輝線・連続波や、NGC 253 に関する先行研究から、

以下のように考察を行った。

- (基底成分 1) 空間的に広がった成分であり、Bolatto et al. (2013) における CO 輝線の分布と一致していることから、低密度のガスの分布であると解釈することができる。
- (基底成分 2) メタノール分子を用いた分子雲の研究 (Humire et al. 2022) による分布と一致していることから、分子雲同士の衝突領域だと解釈することができる。
- (基底成分 3) 中程度の励起温度をもつ分子雲衝突をトレースする分子 (HOCO^+ 、 HNCO 、 CH_3OH など) の分布であると解釈することができる。
- (基底成分 4) Rico-Villas et al. (2020) では、NGC 253 の中心部分に存在する星団 (super star cluster: SSC) の年齢について調べている。この星団のうち、比較的若いと考えられる部分の分布と基底成分 4 の分布が一致している。
- (基底成分 5) Bendo et al. (2015) において、星形成をトレースする 98.54 GHz の連続波と、電波再結合線 $\text{H40}\alpha$ による観測によって爆発的星形成をしている領域が調べられている。この分布と基底成分 5 の分布が一致している。

4.2 先行研究との比較

Harada et al. (2024) では、別の次元削減手法である PCA を本研究と同じデータに対して適用した。結果と解釈は図 5 にまとめている。図 3 と図 5 を比較すると、PCA では 1 つの基底成分に対して、複数の特徴が混在しているが、NMF では 1 つの基底成分に対して、1 つの独立した特徴量を抽出することができている。NMF は分子全体の分布に影響されることなく、基底成分を抽出できる可能性がある。

5 Conclusion

本研究では、教師なし機械学習・次元削減手法の一つである非負値行列因子分解 (NMF) によって、星形成に関わる 5 つの成分とその割合が高い輝線・連続波を抽出した。それぞれ (i) 銀河中心に広がる低密度

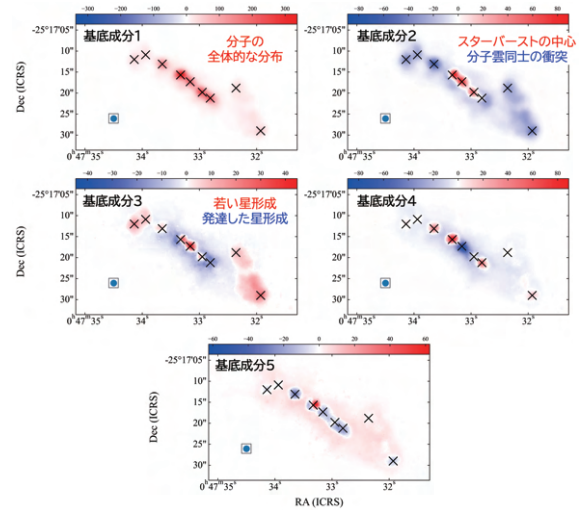


図 5: 同じデータに PCA を適用し抽出した基底成分。

ガス (CO やその同位体)、(ii) 分子雲同士の衝突領域 (低励起の HOCO^+ 、 HNCO 、 CH_3OH)、(iii) 中励起の衝突領域 (中励起の HOCO^+ 、 HNCO 、 CH_3OH)、(iv) 若い星形成領域 (HC_3N 、 CCS 、 SO_2 など)、(v) スターバースト領域 (電波再結合線、 CN 、 CCH) であると結論づけた。先行研究と比較しても、他の物理量と混在せず、独立した特徴量を抽出することができた。

Reference

- Bendo, G. J., et al. 2015, MNRAS, 450, L80
- Bolatto, A. D., et al. 2013, Nature, 499, 450
- Caselli, P., & Ceccarelli, C. 2012, A&ARv, 20, 56
- Congiu, E., et al. 2025, arxiv.2506.14921
- Gary B. H., et al. 2007, University of Massachusetts, Amherst, Technical Report 07-49
- Harada, N., et al. 2024, ApJS, 271, 38
- Humire, P. K., et al. 2022, A&A, 663, A33
- Lee, D. D., & Seung, H. S. 1999, Nature, 401, 788
- Madau, P., & Dickinson, M. 2014, ARA&A, 52, 415
- Martín, S., et al. 2021, A&A, 656, A46
- Rico-Villas, F., et al. 2020, MNRAS, 491, 4573

[—index へ戻る](#)

GP-20

近傍棒渦巻銀河 NGC2903 における GMC 進化

大阪公立大学
山本 美咲

近傍棒渦巻銀河 NGC2903 における GMC 進化

山本 美咲 (大阪公立大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河進化の解明に向けて銀河に大きな影響を及ぼす大質量星の形成過程を知ることが重要となる。大質量星は星の母体となる分子雲のなかでも質量が $10^4 M_{\odot}$ 以上の巨大分子雲 (Giant Molecular Cloud: GMC) の内部で星団の一部として形成される。よって GMC 進化を理解することは大質量星形成過程の解明につながる。GMC の進化を研究する上で用いられる手法に GMC をその星形成段階に応じて 3 つの Type に分類する GMC の Type 分類がある。具体的には GMC に付随する H_{II} 領域の $H\alpha$ 光度のみを用いて分類する方法 (Type I: H_{II} 領域の付随なし、Type II: $L(H\alpha) < 10^{37.5} \text{erg s}^{-1}$ の H_{II} 領域が付随、Type III: $L(H\alpha) \geq 10^{37.5} \text{erg s}^{-1}$ の特に明るい H_{II} 領域が付随) である。こちらの方法はすでに Konishi et al. (2024), Demachi et al. (2024) にて M33, M74 に適用され、その結果が報告されている。本研究では、この $H\alpha$ 光度に基づく GMC の Type 分類を棒渦巻銀河に適用し、大質量星形成の活発さに応じた GMC の物理的性質について解析を行った。今回研究に用いた天体は NGC2903 と呼ばれる近傍棒渦巻銀河である。ALMA 12m array + ACA を用いて観測された $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ データから 1108 個の GMC を同定し、この結果と $H\alpha$ 輝線データを用いて GMC の Type 分類を行った。その結果、各 Type が進むにつれて、すなわち GMC が進化するにつれて GMC の質量・半径が大きくなるが、速度分散があまり大きな違いがないことがわかった。さらに棒構造や渦巻腕など異なる銀河環境ごとに GMC Type の割合を調べると領域ごとで GMC Type の分布の傾向に違いがみられた。

1 Introduction

銀河進化の解明に向けて銀河に大きな影響を及ぼす大質量星の形成過程を知ることが重要となる。大質量星は巨大分子雲 (Giant Molecular Cloud: GMC) の内部で星団の一部として形成される。よって GMC 進化について知ることが大質量星形成過程やそれを素過程とする銀河進化の解明につながる。GMC 進化に関する研究で用いられる手法に、GMC をその星形成段階に応じた 3 つの Type に分類するという GMC の Type 分類が挙げられる。この分類は Kawamura et al. (2009) が LMC において GMC が大質量星形成の活発さに応じて 3 つの Type に分類できることを発見したことから提案されたもので、各 Type が GMC の進化の系列を表すことが示唆された。LMC における GMC の Type 分類は星団情報と H_{II} 領域の両方を用いて行われていたが、この分類をより多くの銀河に適用できるようにするために Konishi et al. (2024), Demachi et al. (2024) にて新たに提案されたのが $H\alpha$ 光度に基づく Type 分類である。こちらの方法では H_{II} 領域の付随の有無および H_{II} 領域から放射される主要な輝線である $H\alpha$ 輝

線の光度を用いて分類を行う。具体的には、

- Type I: H_{II} 領域の付随のない GMC (大質量星形成が行われていない)。
- Type II: 付随する H_{II} の $H\alpha$ 光度が $10^{37.5} \text{erg s}^{-1}$ 未満である GMC。
- Type III: 付随する H_{II} の $H\alpha$ 光度が $10^{37.5} \text{erg s}^{-1}$ 以上である GMC。

というように分類する。この分類方法は Konishi et al. (2024) では M33, Demachi et al. (2024) では M74 という 2 つの渦巻銀河に適用され、その妥当性が主張されている。本研究では $H\alpha$ 光度に基づく GMC の Type 分類を棒渦巻銀河に適用し、GMC 進化とその物理的性質の特徴を明らかにすることを研究目的とした。今回の研究対象である近傍棒渦巻銀河 NGC2903 は距離 9.33 Mpc (Tully et al. 2016) に位置しており、顕著な棒構造を持ち、ガスの量が多く星形成が活発であるという特徴を持つ。

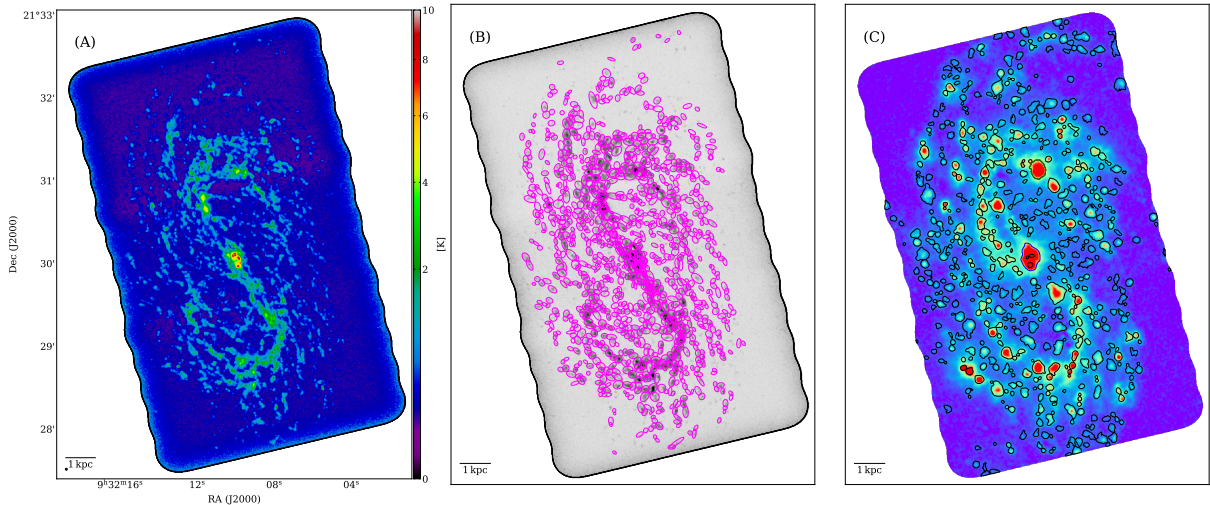


図 1: (A): ALMA で得られた $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ のピーク強度図、(B): PYCPROPS により同定された GMC の空間分布。マゼンタの楕円が同定された GMC を示す。背景は $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ のピーク強度図である。(C): 同定された H_{II} 領域の空間分布。黒が astrodenro の同定結果、緑が銀河中心の H_{II} 領域同定の際に参考にした H_{II} 領域、青が緑で示す H_{II} 領域のコントラレベルを参考に決定した銀河中心の H_{II} 領域を示す。

2 Data

分子雲データとして用いるのは ALMA 12m array と ACA(7m array+TP) で観測された $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ 輝線データ (project code: 2017.1.00886.L, PI: E.Schinnerer) であり、空間分解能は ~ 64 pc ($\sim 1.''4$) となっている。ALMA データの較正には CASA(Common Astronomy Software Application) を使用した。また、 $\text{H}\alpha$ データは KPNO 0.9m 望遠鏡を用いて得られた 2 次元の $\text{H}\alpha$ 輝線のアーカイブデータ (Hoopes et al. 2001) を用いた。本データの値はカウント値であったため、NGC2903 全体の全 $\text{H}\alpha$ 光度が $\sim 1.17 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ (Kennicutt et al. 2008) であることを用いて、カウント値から $\text{H}\alpha$ 光度 (erg s^{-1}) へと変換した。

3 Results & Discussion

3.1 GMC/HII 領域の同定

図 1(A) に ALMA で得られた NGC2903 の $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ のピーク強度図を示す。分子ガスが NGC2903 全体に広く分布していることがわかる。この CO 輝線データから PYCPROPS(Rosolowsky et al. 2021) というアルゴリズムを用いて銀河内に存在

する 1108 個の GMC を同定した。その結果を図 1(B) に示す。また、 H_{II} 領域を特定するために astrodenro アルゴリズムを用いて行い、565 個の H_{II} 領域を同定した。しかし銀河中心に関しては H_{II} 領域をうまく同定することができなかったため、今回は北側の arm 領域に存在する巨大な H_{II} 領域のコントラレベルを銀河中心にも適用し、銀河中心の H_{II} 領域を決定した。これにより最終的に 563 個の H_{II} 領域を同定した。同定結果を図 1(C) に示す。

3.2 $\text{H}\alpha$ 光度に基づく GMC の Type 分類

GMC、 H_{II} 領域の同定結果を用いて $\text{H}\alpha$ 光度に基づく Type 分類を適用した。GMC に付随する $\text{H}\alpha$ 光度は Konishi et al. (2024) と同様に、 H_{II} 領域が GMC に少しでも付随する場合に GMC 内の $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ の強度ピークから半径 100pc 以内の H_{II} 領域の $\text{H}\alpha$ 光度の合計値を計算している。Type 分類を 1108 個の GMC に適用した結果、各 Type の GMC の個数と割合はそれぞれ、Type I: 234 個 ($\sim 21\%$)、Type II: 469 個 ($\sim 42\%$)、Type III: 405 個 ($\sim 37\%$) となった。図 2 に各 Type の空間分布を示す。

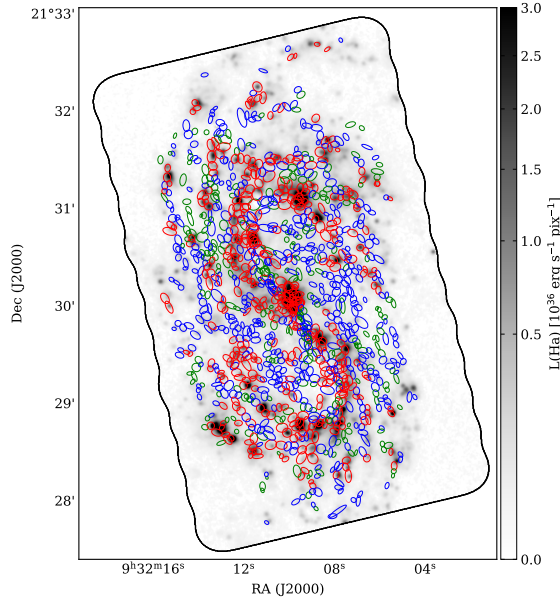


図 2: H α 光度に基づく GMC の Type 分類の同定結果。緑、青、赤の楕円がそれぞれ Type I、Type II、Type III の GMC を示す。背景は H α 光度マップである。

3.3 各 Type の GMC の物理的性質

Type 分類を適用した 1108 個の GMC について、各 Type の GMC の物理量 (質量・半径・速度分散) の導出・比較を行った。本研究では、質量導出の際に $^{12}\text{CO}(J=2-1)/^{12}\text{CO}(J=1-0)=0.7$ 、 $X_{\text{CO}}=2\times 10^{20}\text{cm}^{-2}(\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Bolatto et al. 2013) を用いている。また、半径・速度分散の導出時はそれぞれ beam size・速度分解能に対する deconvolution を行っている。表 1 に各 Type の物理量の範囲と中央値、図 3 に各 Type の物理量の頻度分布を表している。Type が進むにつれて、すなわち GMC が進化するとつれて GMC の質量や半径が大きくなっていることがわかる。この結果は M33 (Konishi et al. 2024) や M74 (Demachi et al. 2024) と似たような結果となっている。GMC の質量・半径が Type が進むごとに大きくなっているのは分子雲を取り囲むように存在している H I ガスが継続的に GMC に降り注いでいる可能性がある。LMC における観測的研究 (Fukui et al. 2009) では H I ガスと分子雲の 3 次元的な関係を考慮して、GMC が $0.05M_{\odot}/\text{yr}$ という質量降着率で H I 降着を介することで継続的に GMC の質量が増加している

ことが示唆されている。また、最近では大質量星形成を誘発するものとして分子雲衝突が挙げられており、これによる GMC の質量・半径の増加も考えられる。一方、速度分散は Type I と Type II ではあまり違いがみられない結果となった。質量・速度分散では Type III に比べて Type I と Type II の違いが小さいという結果が得られている。これは Type I に分類されている GMC の多くが Type II へと移行する直前の状態である可能性が高い。

表 1: 各 Type の物理量の範囲・中央値

	Type I	Type II	Type III
M_{CO} range ($M_{\odot}$)	$4.9\times 10^4 - 1.3\times 10^7$	$4.8\times 10^4 - 1.7\times 10^7$	$7.9\times 10^4 - 4.3\times 10^7$
M_{CO} median ($M_{\odot}$)	4.8×10^5	7.2×10^5	2.0×10^6
Radius range (pc)	12 – 158	32 – 179	27 – 189
Radius median (pc)	77	86	97
σ_v range (km s^{-1})	1.8 – 15	2.1 – 17	2.2 – 18
σ_v median (km s^{-1})	5.2	5.3	6.3

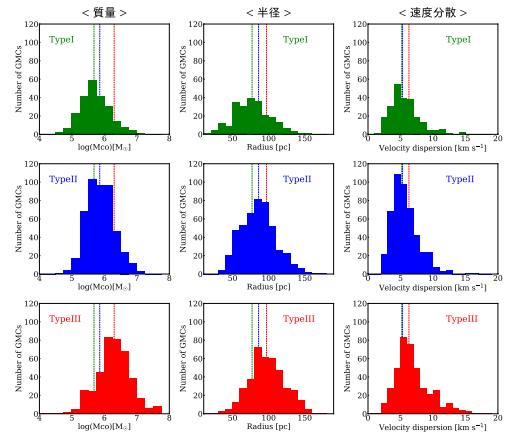


図 3: 各 Type の GMC の物理量 (左から質量、半径、速度分散) の頻度分布。緑で Type I、青で Type II、赤で Type III を示している。各色の点線は各 Type の中央値を表している。

3.4 異なる銀河環境における GMC の Type 分類

銀河をその構造に応じて 4 つの領域 (中心、Bar 領域、inter-arm、Arm 領域) に分け、領域ごとに各 Type の GMC の個数を調べた。4 つの領域の分け方

は PHANGS(Physics at High Angular resolution in Nearby GalaxieS)-ALMA が公開している、領域を分けたマスクデータを用いている。具体的な分け方を図 4 に示す。

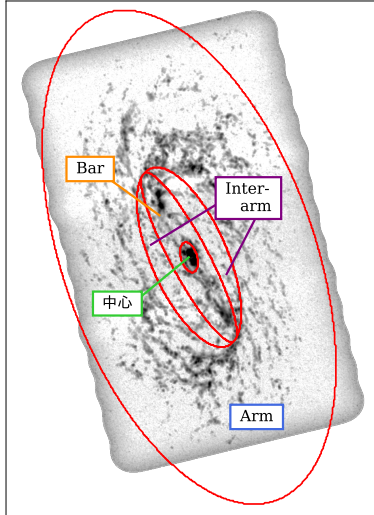


図 4: 分類した領域。PHANGS-ALMA が公開しているマスクデータを用いて分類した。背景は $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ のピーク強度図である。

4つの領域の各 Type の GMC の個数・割合を表 2 に示す。1108 個の GMC のうち 3 個が 4 つの領域のいずれにも含まれなかったため、それらを除く 1105 個の GMC を分類している。結果をみると、銀河環境ごとで GMC の各 Type の個数比に違いがみられ、GMC の大質量星形成の活発さに違いがあることがわかった。表 2 を見ると Arm 領域の GMC の個数が全体の 70%ほどを占めていることがわかる。また、中心領域はほぼ Type III の GMC しか存在しておらず、他の銀河環境よりも大質量星形成が活発であることがわかる。これは棒状構造があることにより銀河中心に多くのガスが集まり、星形成が活発になっていると考えることができる。Bar 領域でも、中心領域ほどではないが Type III の割合が多くなっており、大質量星形成が活発であるという結果が得られた。この結果は Bar 領域では大質量星形成が抑制されるという多くの観測結果からの報告 (e.g., Tubbs, A.D. 1982; Sheth et al. 1982; Maeda et al. 2023) と矛盾している。これは同じ Bar 領域の中でも場所により GMC における大質量星形成の活発さが異なっており、GMC の個数の偏りなどから先行研究と矛盾

した結果を得た可能性がある。

表 2: 領域ごとの Type 分類 結果

	Type I	Type II	Type III	Total
中心	1(3%)	1 (3%)	31(94%)	33
Bar 領域	37(24%)	51(33%)	66(43%)	154
Inter-arm	24(17%)	70(50%)	45(33%)	139
Arm 領域	172(22%)	346(44%)	261(34%)	779

4 Conclusion

近傍棒渦巻銀河 NGC2903 において、ALMA 望遠鏡で得られた $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ データと KPNO0.9m 望遠鏡で得られた $\text{H}\alpha$ 輝線データを用いて $\text{H}\alpha$ 光度に基づく GMC の Type 分類を適用し、大質量星形成の活発さに応じた GMC の物理的性質を調べた。その結果、GMC 進化と GMC の質量・半径は正の相関があることがわかった。これは GMC に質量・半径を増加させるプロセスが働いていることを示唆し、その要因として H_I ガスの継続的な降着や分子雲衝突などの可能性が考えられる。また、4つの異なる銀河環境において GMC Type の個数や割合も調べたところ、銀河環境ごとで各 Type の割合に違いがみられ、GMC の大質量星形成の活発さが異なっていることがわかった。

Reference

- Konishi, A., et al. 2024, PASJ, 76, 1098
 Demachi, F., et al. 2024, PASJ, 76, 1059
 Kawamura, A., et al. 2009, ApJS, 184, 1
 Tully, Courtois, & Sorce, 2016, AJ, 152, 50
 Hoopes, C. G., Walterbos, R. A. M., & Bothun, G. D., 2001, ApJ, 559, 878
 Kennicutt, R. C. J., et al., 2008, ApJS, 178, 247
 Bolatto, A. D., Wolfire, M. G., & Leroy, A. K. 2013, ARA&A, 51, 207
 Rosolowsky, E. W., et al. 2021, MNRAS, 502, 1218
 Fukui, Y., et al. 2009, ApJ, 705, 144
 Tubbs, A. D. 1982, ApJ, 255, 458
 Sheth, K., et al. 2000, ApJ, 532, 221
 Maeda, F., et al. 2023, ApJ, 943, 7

[—index へ戻る](#)

GP-22

低金属量の高赤方偏移銀河における水分子の放射機構 と Pop III 超新星由来の水分子形成過程

名古屋大学
佐藤 愛奈

低金属量の高赤方偏移銀河における水分子の放射機構と Pop III 超新星由来の水分子形成過程

佐藤 愛奈 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙における生命の起源を探る上で、「水」は最も基本的で重要な物質である。水は生命活動に不可欠であると同時に、生命が存在しうる環境を示す重要な指標として、第二の地球への探査などに利用されている。また、水分子は、広い金属量の範囲で比較的安定に存在すると予測されており、高赤方偏移銀河の分子ガストレーサーとして有用である可能性が示唆されている。なお、初代銀河は高赤方偏移の時代に形成されたと考えられており、高赤方偏移銀河の観測はその性質を探る上で極めて重要である。

本講演では、水分子線の放射機構について紹介と、ビッグバンから 1-2 億年後における水分子の生成過程をシミュレーションした論文 “Abundant Water from Early Supernovae at Cosmic Dawn” (D. J. Whalen et al. 2025) の結果をレビューする。この論文では、Pop III 星が重力崩壊型または対不安定型の超新星として爆発する場合を仮定し、その後形成された水の質量の推移について数値シミュレーションを実施している。結果として、ハロー内で星の元となるクラumpが形成される過程で水分子が生成されることが明らかになり、水分子が最初期の銀河のガスに含まれていた可能性を示す。現在、複数の高赤方偏移銀河にて水分子の輝線と吸収線が検出されており、今後の ALMA などによる観測に大きな期待が寄せられている。

1 Whalen et al. 2025 のレビュー

水分子は、水素と酸素という基本的な元素で構成しており、宇宙進化の初期から生成され始めたと考えられる。本章では、宇宙初期にどの程度水分子が存在していたかを定量的に調査した Whalen et al. 2025 についてレビューする。

1.1 概要

Pop III 超新星は、宇宙で最初に元素合成を行った天体であり、惑星や生命に必要な重元素を作り出した。特に水は、私たちが理解する生命の宇宙的起源において極めて重要だと考えられている。本講演では、宇宙で最初の水分子が赤方偏移 $z \approx 20$ において、Pop III の重力崩壊型超新星 (CC SN) および対不安定型超新星 (PI SN) の中で形成されたことを示す数値シミュレーション (Whalen et al. 2025) を紹介する。これらの超新星残骸における水分子生成の主要な場は、高密度コアであり、場合によって、コアは現在の太陽系における水分子の質量分率よりもわずかに低い程度まで豊かになっていた。このシミュレーションは、水分子がビッグバンからわずか 1-2

億年後の宇宙において、すでに存在していたことを示すだけでなく、最初期の銀河において重要な構成要素であった可能性を示す。

1.2 方法

Whalen et al. 2025 で用いられた数値シミュレーション (Enzo, Bryan et al. 2014) では、表 1 の初期条件のもと、2 つの超新星をモデル化している。

表 1: シミュレーションにて仮定した初期条件

超新星の種類	重力崩壊型	対不安定型
超新星の前駆体の質量	$13 M_{\odot}$	$200 M_{\odot}$
赤方偏移	$z = 22$	$z = 17.8$
爆発のエネルギー	10^{51} erg	2.8×10^{52} erg
放出する金属の総量	$0.784 M_{\odot}$	$113 M_{\odot}$
放出する酸素の総量	$0.051 M_{\odot}$	$55 M_{\odot}$

それぞれの星からの紫外線放射で形成された、半径 150/500 pc の H II 領域で爆発し、超新星残骸は H II 領域に留まると仮定する。その後、超新星残骸内の水分子を重力崩壊型は 90 Myr、対不安定型は 3 Myr 追跡し、水分子生成および高密度コアの成長を解析する。

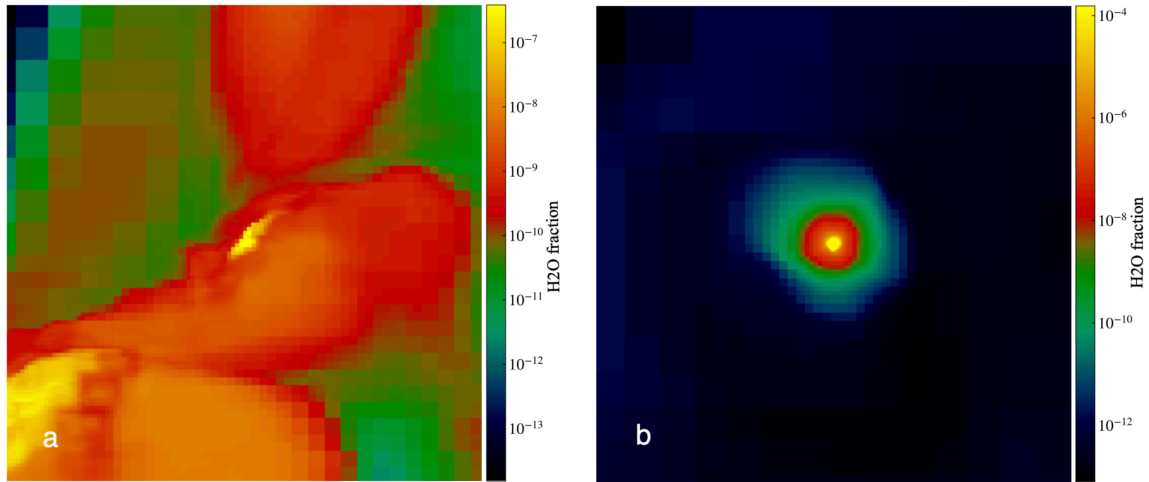


図 1: CC SN 後 (左) と PI SN 後 (右) の高密度コア中の水の質量分布の図 (Whalen et al. 2025 より引用)

1.3 結果

CC SN と PI SN の爆発により、重元素がハロー内に放出され、H や H_2 と反応して水蒸気として広がるが、その質量分率は低く、水分子の形成も緩やかである。しかし爆発後、両ハロー内に存在する高密度クラウドコアにおいて水の総質量は急増する。図 1 は、左図が CC SN から 90 Myr 経過した後、右図が PI SN から 3 Myr 経過した後の水分子の質量分率である。

CC SN では、爆発前に形成されたクランプが爆発噴出物と衝突して金属で富化され、最終的に 90 Myr かけて自己重力崩壊し、水分子の総質量は $10^{-5} M_{\odot}$ に達する。一方、PI SN では爆発そのものによってクランプが形成され、3 Myr 以内に高密度コアへと急速に崩壊し、水分子の総質量は $9 \times 10^{-3} M_{\odot}$ に到達する。水分子の主要な生成場所はハロー全体ではなく、超新星残骸で形成された高密度で金属に富む自己重力コアであることが明らかとなった。

1.4 議論と結論

Pop III 超新星によって金属が供給された高密度コアは、最も初期のハローの中で、水分子の主要な生成場所であった可能性が高く、このような高密度コアの形成は、超新星残骸が H II 領域内に閉じ込められた場合に促進された。今回仮定したようなコンパクトな H II 領域内での超新星爆発では、周囲の高密

度環境により衝撃波が止まるため、力学的不安定性が早く発生し、コアを形成する傾向が見られた。

このような銀河で形成された水分子の一部は、銀河進化の過程で、低金属量の大質量星の紫外線放射によって光解離や化学反応で破壊されることが考えられる。しかし、初期の銀河でダストの割合が高い場合を考えると、水分子は紫外線放射から遮断され、解離せずに残ることも予想される。

また、現在までに Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) で観測された、 $z = 6.9$ に位置する SPT0311–58、 $z = 5.7$ に位置する SPT0346–52 や、NOEMA で観測された $z = 6.34$ に位置する HFLS3 にて水分子の輝線や吸収線が検出されている。Whalen et al. 2025 のモデルにおいて、ガスの温度はこれらの遷移を活性化させる温度 (約 400 K) を超えており、低金属量の銀河を構成するダストにおいても、遠赤外線を放射し、水分子の遷移に影響を与えていた可能性がある。しかし、観測されている例はダストが豊富な銀河であり、低金属量銀河の系統的な研究は行われていない。

2 水分子の生成過程と放射機構

Whalen et al. 2025 にて、遠方銀河における水分子の検出例が挙げられているが、その放射機構は複雑である。そこで本章では、van Dishoeck et al. 2013 を参考とし、水分子の生成過程、回転準位と放射機構について説明する。

2.1 水の生成過程

水分子が生成される反応経路としては、主に、温度が比較的低い ($T_{\text{gas}} \leq 100 \text{ K}$) ガス中のイオン-分子反応、高温 ($T_{\text{gas}} \geq 250 \text{ K}$) のガス中での反応、固体微粒子の表面の 3 種類ある。

低温のガス相では、宇宙線電離によりイオン化する。水分子は、 H_3O^+ の解離と再結合により生成されるが、光解離やイオン化による破壊が強く、気相中の水分子の質量分率は、およそ 10^{-7} 程度である。

ガス温度が $\sim 300 \text{ K}$ を超えると、低温ガスの反応経路より高温の反応が卓越する。中性原子・分子による反応が 2 段階起こり、水分子が生成される。気相中の水分子の割合は、およそ 10^{-4} 程度である。

ダスト表面で合成された水分子は、低温 ($\leq 20 \text{ K}$) であるため、氷として存在する。しかし、ダストの温度が 90 K を超えると昇華し、高温ガスの反応経路とも共存する。この結果、気相中の水分子の存在量は、一時的に氷の存在量と同程度にまで増加し、水素分子に対しておよそ 10^{-4} 程度に達する可能性がある。

2.2 水分子の回転準位と放射機構

水分子の観測スペクトルは、回転・振動準位における相対的な占有数に依存する。占有数の準位分布は、衝突・振動過程が複雑に関係している。

通常の星間物質中では、放射場はガスと熱平衡にあるとは限らないため、熱力学平衡の条件は成立しない。ただし、ガスの密度が十分に高い場合は、衝突過程が放射過程より支配的になり、占有数の準位分布は局所熱力学平衡に達する場合がある。このとき、準位分布はボルツマン分布に従い、回転遷移の強度比から分子ガスの励起温度や柱密度の推定が可能となる。

また、水分子のエネルギー準位は量子数 J, K_a, K_c で記述される。 J は分子の回転量子数で、 K は J の慣性主軸への射影を表す。このとき、ある J に対して K_a が 0 または 1 の準位をバックボーン準位と呼ぶ。これらの準位には、自発放射による遷移経路が少ないため、占有数が多くなる傾向がある。

さらに、水のエネルギー準位は水素原子の各スピンによって、平行なオルソと反平行なパラの 2 つに

分類される。これらの準位間の放射遷移はほとんど起こらず、別々の分子として扱う。

星間空間における水の励起には、主に衝突による励起・脱励起、周囲の放射による吸収や誘導放射、自発放射の 3 つの過程が関与している。特に、波長が約 $100 \mu\text{m}$ にピークを持つような暖かいダストによって生じる、遠赤外線-pumping (FIR-pumping) という放射機構は、高温・高密度の水分子の化学反応や放射過程において重要な役割を果たす。

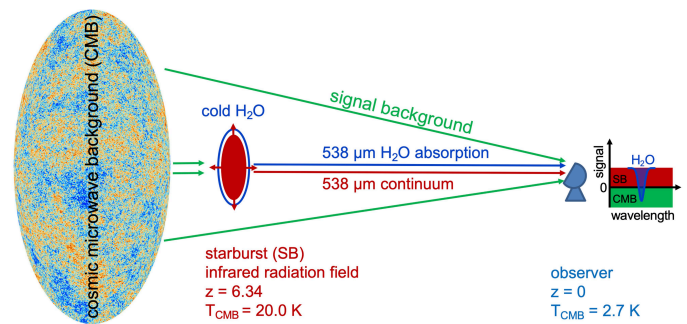


図 2: FIR-pumping が観測されるまでの過程 (Riechers et al. 2022 より引用)

ここでは、温度の高いダストが放射する FIR と宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) によって水分子が励起する 2 つの過程に着目する。図 2 は、観測者が FIR-pumping を観測するまでの経路を可視化したものである。ダスト由来の放射機構は、大質量星が放射する紫外線放射をダストが吸収し、ダストが再放射した遠赤外線 (FIR) を水分子が吸収し、放射励起する、というしくみである。つまり、水分子の放射に必要なものは、高密度の暖かいダストが存在する環境であることがわかる。CMB 由来の放射機構は、低い回転準位の水分子が CMB によって放出された光子を水分子が吸収して、放射励起するしくみである。

3 遠方銀河における水分子回転遷移の観測例

現在水分子が観測されている高赤方偏移銀河は、South Pole Telescope (SPT) で発見された、重力レンズ効果が観測されている $z = 5.7$ の SPT0346–52 (Jones et al. 2019) と現在水分子が検出された天体の中で最遠方の銀河である $z = 6.9$ の SPT0311–58 (Jarugula et al. 2021)、Herschel 宇宙望遠鏡で発見

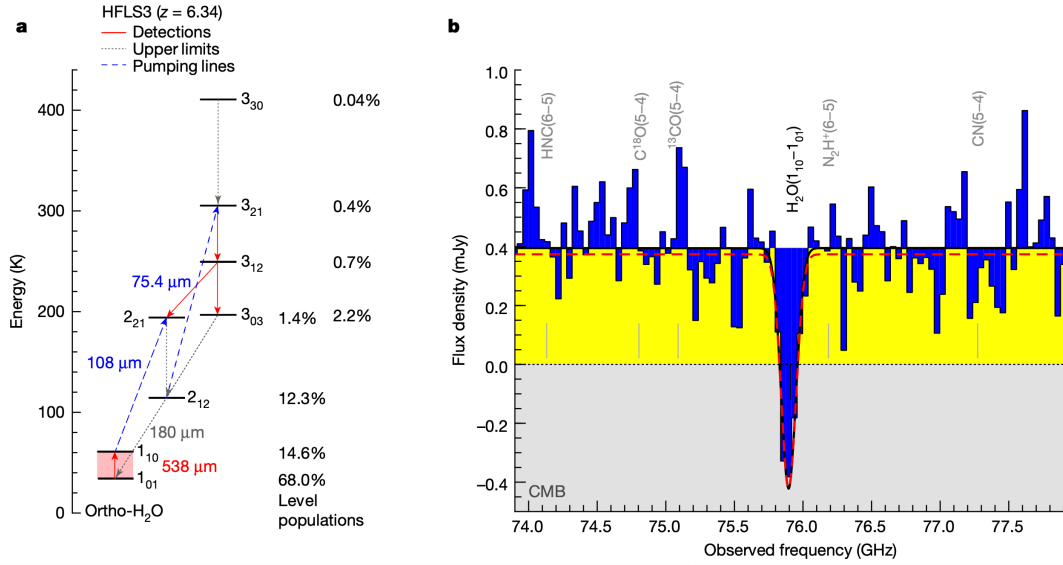


図 3: 水分子のエネルギー準位 (左) と検出された遷移 (右) (Riechers et al. 2022 より引用)

された $z = 6.34$ の HFLS3 (Riechers et al. 2022) が例に挙げられる。

3.1 CMB による FIR-pumping

HFLS3 は、Riechers et al. 2022 にて、CMB 由来の FIR-pumping によって励起された吸収線： $1_{1,0} \leftarrow 1_{0,1}$ が観測された天体である。

図 3 の左図は、オルソ水分子 (ortho- H_2O) のエネルギー準位構造を表し、赤い実線の矢印は観測された遷移、灰色の点線は未検出、青の破線の矢印は励起を示している。右のパーセンテージは、モデル内での準位占有率を意味する。右図は、水分子線の拡大図であり、スペクトルが CMB を吸収している様子を示す。黒い実線は観測スペクトルへのフィット結果、赤い破線は最も適した放射輸送モデルを表している。

Riechers et al. 2022 では、水分子の吸収線の観測により、初めて遠方宇宙における CMB 温度を定量的に測定することに成功した。また、ダストの少ない銀河でも CMB を背景光として吸収線で検出できる可能性が示されている。

4 今後の展望

高赤方偏移で水分子は、ダストと CMB からの遠赤外線により励起されるため、分子ガスのトレーサー

として有効である可能性がある。

さらに Whalen et al. 2025 にて、Pop III 超新星爆発後に水が形成される主な場所は高密度コアであること、水は初期の銀河において、重要な構成要素であった可能性が示された。このため、水分子線の観測は、Pop III 星を含む銀河の探査にも有用である可能性がある。

現段階で水分子輝線が検出されている高赤方偏移銀河は、いずれもダストが豊富な天体に限られている。今後は、より多様な環境、特に低金属量の高赤方偏移銀河に対して観測を行い、水分子の検出例を増やすことで、初期宇宙における分子ガスの分布や星形成活動について調査を進める。

Reference

- D. J. Whalen, M. A. Latif, & C. Jessop 2025, Nat. Astron., 9, 741
- G. C. Jones, R. Maiolino, & P. Caselli 2019, A&A., 632, 7
- S. Jarugula, J. D. Vieira, & A. Weiss 2021, The Astrophysical Journal., 921, 26
- D. A. Riechers, A. Weiss, & F. Walter 2022, Nat. Astron., 602, 58
- E. F. van Dishoeck, E. Herbst, & D. A. Neufeld 2013, Chemical Reviews., 113, 9043

[—index へ戻る](#)

GP-23

高次元統計解析による銀河分子ガスの物理的特徴抽出

名古屋大学
大金 有羽

高次元統計解析による銀河分子ガスの物理的特徴抽出

大金 有羽 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近傍銀河の観測では数千の周波数を使って一つの銀河を観測する。天文学では、このように次元 (ここでは周波数) が d 、標本数 (ここでは、銀河画像のピクセル数) が n であるデータにおいて、 $n \ll d$ となる場合がよく見られる。従来、このような状況はデータ解析に向かないため不適切とみなされ、情報を多く持っているのも関わらず $d < n$ となるようにデータの次元の情報を大幅に削減する必要があった。このような $n \ll d$ のデータは、「高次元小標本」と呼ばれる。近年では、このような高次元データの解析において、高次元統計解析と呼ばれる手法が発展してきた。その代表的な手法としては、高次元 PCA であるノイズ掃き出し主成分分析 (NRPCA) や自動スパース主成分分析 (A-SPCA) が挙げられる。

本研究では、ALCHEMI プロジェクトで得られた、より高い信号対雑音比を有するデータに高次元 PCA を適用する。これらの手法の、より精度の高いデータへの有効性を検証するとともに、分析の結果得られた主成分の物理的解釈を行う。

1 Introduction

近年のデータ解析において、次元数 d が標本数 n を大きく上回る「高次元小標本 (High-Dimensional Low Sample Size: HDLSS)」状況が多く分野で見られるようになってきている。このような状況では、共分散行列が特異となり、通常の主成分分析 (Principal Component Analysis: PCA) が数学的に適用できない、あるいはノイズに強く影響された主成分が抽出されるといった問題が生じる。その結果、低次元空間への射影が元の構造を適切に反映しない可能性がある。

このような課題に対して、Yata & Aoshima (2012) は、ノイズ掃き出し主成分分析 (Noise-Reduction PCA: NRPCA) などの手法を提案した。NRPCA では、ノイズ固有値と有効固有値のスケール差に基づき、ノイズ成分を分離することで、より安定な特徴抽出を可能にしている。

天文学においても、特にアタカマ大型ミリ波/サブミリ波干渉計 (ALMA) による分子分光観測データは、HDLSS の典型的な事例といえる。Takeuchi et al. (2024) は、近傍スターバースト銀河 NGC253 の ALMA 分光マップに対して NRPCA および自動スパース主成分分析 (Automatic Sparse PCA: A-SPCA) を適用し、ドップラー補正前後の主成分を比較することで、回転運動やアウトフローといった構

造的特徴の抽出を行った。

本研究では、ALMA による大規模観測プロジェクトである ALCHEMI (ALMA Comprehensive High-resolution Extragalactic Molecular Inventory) によって得られた分子分光マップに対し、NRPCA を適用する。ALCHEMI は多数の分子種を対象とし、高い空間分解能および信号対雑音比を有している。本研究では、NRPCA によって得られた主成分の空間構造を分析し、そこから読み取れる物理的特徴について検討する。

2 Methods

2.1 使用データ

本研究では、近傍スターバースト銀河 NGC253 に対して実施された ALCHEMI プロジェクトによる ALMA 観測データを用いた。ALCHEMI は、NGC253 の中心核領域における広範な分子スペクトルラインを対象とした大規模観測であり、空間・周波数ともに高分解能なデータを提供している (Harada et al. (2024))。今回用いるデータの次元数は 10599、ビンニング処理後のサンプル数は 3600 である。

2.2 解析手順

解析は以下の手順で行った。

1. **空間的ビニング処理**：オリジナルのデータは $1.6'' \times 1.6''$ の空間解像度で提供されていたが、空間的な独立性を高めることを目的として、 $0.7''$ ピクセルにビニングし直した。
2. **行列形式への変換**：各分子線スペクトル画像を一次元化し、各空間ピクセルのスペクトルを列ベクトルとする形でデータ行列 $X \in \mathbb{R}^{d \times n}$ を構築した (d ：周波数チャンネル数、 n ：空間ピクセル数)。
3. **高次元主成分分析の適用**：得られた行列に対して、高次元 PCA に基づく解析を行った (詳細は 2.3 にて述べる)。

この解析により、データ中の主成分を抽出した。

2.3 高次元主成分分析：ノイズ掃き出し法 (NRPCA)

本研究で用いた主成分分析手法は、次元数 d がサンプル数 n を大きく上回る場合 ($d \gg n$) にも適用可能な、双対共分散行列に基づく高次元 PCA の一種である。これは、Yata & Aoshima (2012) により提案されたノイズ掃き出し法 (Noise Reduction PCA, NRPCA) に基づいており、信号成分とノイズ成分を幾何学的に分離することを目的としている。

まず、データ行列 $X = [x_1, \dots, x_n] \in \mathbb{R}^{d \times n}$ に対して、各列ベクトルの標本平均 $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n x_j$ を算出し、全列から平均を引いた中心化行列 $X_c = X - \bar{X}$ (ただし $\bar{X} = [\bar{x}, \dots, \bar{x}]$) を構成する。

次に、双対共分散行列 $S_D \in \mathbb{R}^{n \times n}$ を

$$S_D = \frac{1}{n-1} X_c^T X_c \quad (1)$$

と定義し、これに対して固有値分解を行うことで、固有値 $\hat{\lambda}_1 \geq \dots \geq \hat{\lambda}_{n-1} \geq 0$ および対応する正規直交な固有ベクトル $\hat{u}_i$ を得る。

固有値は以下のように補正される：

$$\tilde{\lambda}_i = \hat{\lambda}_i - \frac{\text{tr}(S_D) - \sum_{j=1}^i \hat{\lambda}_j}{n-1-i} \quad (2)$$

続いて、主成分方向に対応するベクトル (空間方向のモード) $\tilde{h}_i \in \mathbb{R}^d$ を

$$\tilde{h}_i = \frac{X_c \hat{u}_i}{\sqrt{(n-1)\tilde{\lambda}_i}} \quad (3)$$

により推定する。これにより、各空間ピクセル (観測点) における第 i 主成分スコア $\tilde{s}_{ij}$ は次のように計算される：

$$\tilde{s}_{ij} = \hat{u}_{ij} \sqrt{(n-1)\tilde{\lambda}_i} \quad (4)$$

この一連の処理により、元データに含まれる構造的変動 (信号成分) をノイズ成分から統計的に分離する。

なお、手法の設計に際しては、筑波大学青嶋研究室が公開している R 言語実装のアルゴリズムを参考にしたが、実装はすべて Python にて構築している。

3 Results

3.1 主成分の寄与率分布

NRPCA により得られた主成分の寄与率を図 1 に示す。図には上位 20 主成分について、その寄与率をプロットしている。

第 1 主成分は全体の情報の約 55.9% を説明しており、非常に支配的であることがわかる。第 2 主成分も 27.5% の寄与を示し、この 2 成分で全体の約 83.4% を占める。

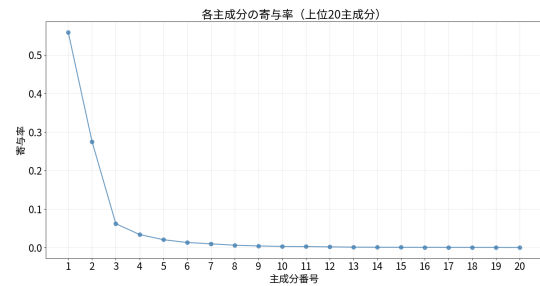


図 1: 各主成分の寄与率 (上位 20 主成分)

3.2 主成分の空間分布

図 2 は、NRPCA により得られた第 1 主成分 (PC1) および第 2 主成分 (PC2) に対応する空間

分布を示した二次元マップである。これは、各画素が主成分軸に沿ってどの程度の寄与を持つかを、空間情報に基づいて可視化したものである。

PC1 マップでは、銀河中心付近を通る構造が強く抽出されており、この成分が全体の構造において最も支配的であることが視覚的にも確認できる。一方、PC2 は中心構造に対して南北方向に符号が反転しており、PC1 とは異なる空間的模式を抽出していることが分かる。

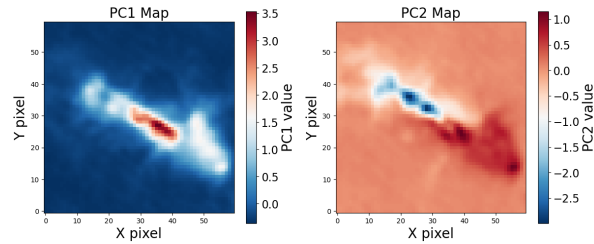


図 2: 第 1 主成分 (左) および第 2 主成分 (右) の空間分布

さらに、第 3 主成分 (PC3) から第 20 主成分 (PC20) までについても、NRPCA で得られた主成分を空間マップとして再構成した結果を図 3 に示す。これらの主成分は、第 1 および第 2 主成分に比べて分散の寄与は小さいが、いずれも固有の空間分布を持つ成分として抽出されているように見える。

4 Discussion

本研究では、NRPCA により得られた主成分の空間分布をもとに、銀河中心領域における支配的な構造の抽出を試みた。第 1 主成分 (PC1) は、図 2 に示すように、銀河中心を貫く細長い領域に沿って高い値を示しており、これは観測された分子線の輝度分布に対応していると考えられる。すなわち、PC1 は分子雲の空間的な密度分布や輝線強度の主成分を反映している可能性がある。

一方、第 2 主成分 (PC2) は、南北方向に符号が反転している特徴が見られる。このような構造は、銀河中心における速度勾配や運動学的成分に起因する可能性があり、PC2 が速度分布、すなわち分子ガスの動径方向のドップラーシフト成分に敏感なモードを表していることを示唆している。実際、Bao et al. (2024) による NGC 253 の CO(1-0) 輝線に基づく

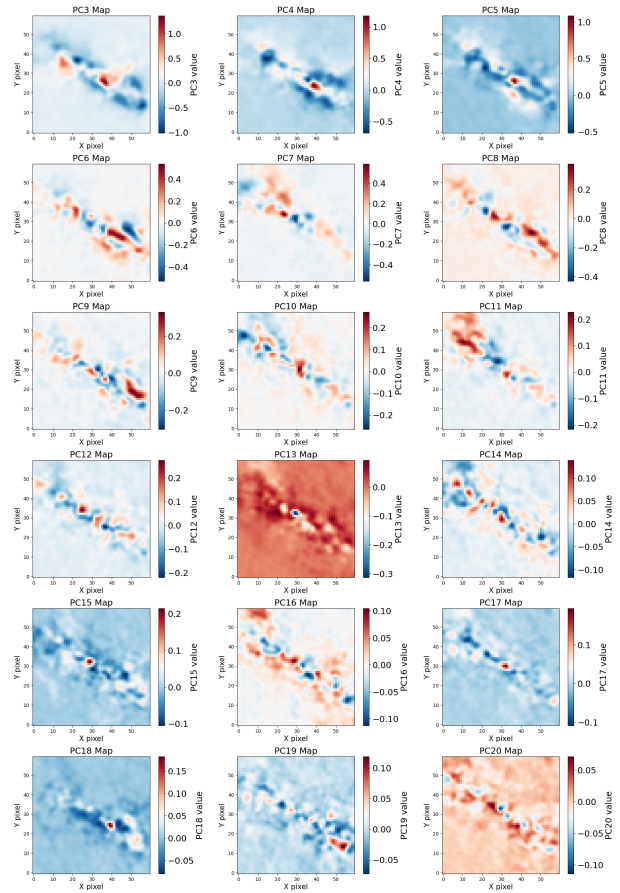


図 3: 第 3 主成分から第 20 主成分 (PC3~PC20) までの空間分布。

速度場 (図 4) と比較すると、PC2 の空間的模式と速度場の赤方偏移・青方偏移構造との間に視覚的な相関が見られる。

今後、PC2 と moment 1 マップのピクセルごとの定量的な相関評価や、空間的な相互補完性の解析を通じて、この対応関係をより明確に検証する必要がある。

さらに、第 3 主成分 (PC3) から第 20 主成分 (PC20) にかけては、寄与する分散は PC1 および PC2 に比べて小さいものの、それぞれに固有の空間的分布が見られ、一部には局所的または非対称な構造が示唆される成分も存在する。これらの成分が捉えている変動の起源については現時点では明らかでないが、銀河中心における高次の空間モードや複雑な運動構造を反映している可能性も考えられる。今後は、他の観測量や空間情報との相関解析を進めることで、これらの成分の物理的背景をより詳細に検

討していく。

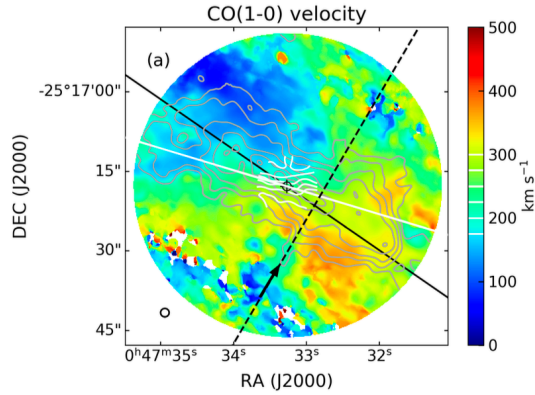


図 4: CO(1-0) 輝線に基づく速度場 (moment 1 マップ)。図は Bao et al. (2024) の Figure 4(a) に基づく。

Takeuchi, T. T., Yata, K., Egashira, K., et al. 2024, Proceedings of the Institute of Statistical Mathematics, 72, 273

Yata, K., & Aoshima, M. 2012, Journal of Multivariate Analysis, 105, 193, doi: 10.1016/j.jmva.2011.11.005

5 Conclusion

本研究では、近傍スターバースト銀河 NGC 253 に対して、ALCHEMI プロジェクトによって取得された高 S/N 比かつ多分子種の分子輝線データを用い、ノイズ掃き出し法 (NRPCA) による高次元主成分分析を実施した。第 1 主成分は、分子線の輝度分布を反映する空間構造を示し、第 2 主成分は銀河内の速度分布に起因する可能性のあるモードを抽出した。

また、第 3 主成分以降の高次元成分においても、局所的または非対称な空間構造が示唆される成分が存在しており、NRPCA によって分子ガスの多様な空間変動が抽出される可能性があることが示された。

高 S/N 比の ALCHEMI データを活用することで、主成分ごとの空間分布と実際の物理場との関係性を検討するための基盤が整い、今後の定量的な評価や物理的な解釈に向けた分析が可能な状態となった。

Reference

Bao, M., Harada, N., Kohno, K., & et al. 2024, Astronomy Astrophysics, 687, A43, doi: 10.1051/0004-6361/202349050

Harada, N., Meier, D. S., Martín, S., & et al. 2024, Astronomy and Astrophysics, 678, A12

—[index](#) へ戻る

GP-24

超新星フィードバックの効率: 星間乱流・電離輻射の 影響

北海道大学
知久 真斗

超新星フィードバックの効率：星間乱流・電離輻射の影響

知久 真斗 (北海道大学理学院 宇宙理学専攻)

杉村 和幸 (北海道大学 理学研究)

Abstract

宇宙初期に出来たと考えられる最初の世代の銀河、すなわち初代銀河の形成過程について正しく理解することは、その後の銀河形成や宇宙の進化の理解のために非常に重要である。このような観点において、初代銀河中における恒星の超新星爆発 (Supernova; SN) フィードバックのより詳細な理解が必要である。本研究では、電離・乱流が SN フィードバックに与える影響を詳細に調べるため、乱流効果を取り入れたガス雲の自己重力崩壊から SN までの一連の過程について 3 次元輻射流体シミュレーションを行った。先行研究では乱流と電離光子による非等方構造が SN フィードバックを強化すると考えられていたが、本研究のシミュレーションでは、形成される星が多いため電離によってガス雲が吹き飛ばされ、SN バブルはほとんど等方に広がることを確認された。最終的なエネルギー注入量は、乱流による星形成阻害の影響がより大きいことも確認された。

1 Introduction

宇宙初期に出来たと考えられる最初の世代の銀河、すなわち初代銀河の形成過程について正しく理解することは、その後の銀河形成や宇宙の進化の理解のために非常に重要である。近年運用を開始したジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST) による遠方銀河観測によれば、これまで予想されていたよりも非常に明るい銀河が数多く見つかっており (Harikane et al. (2024))、初期宇宙におけるこのような明るい銀河の形成過程を明らかにすることが現代の天文学の重要な課題の一つである。

このような観点において、星からの光子の放射によるフィードバックが着目されている。特に、PopII から放出される電離光子は、恒星の周囲に高温・低密度な電離領域 (電離バブル) を形成し、超新星爆発 (Supernova; SN) によるフィードバック効果を高めると考えられている。例えば、Sugimura et al. (2024) では、初代銀河中における恒星からの UV フィードバックに着目したシミュレーションを行い、解離光子のフィードバックが PopII の爆発的星形成を引き起こすこと、および電離光子フィードバックが SN フィードバック効果を強め、PopII 形成を遅らせることを確認している。一方で、現在のシミュレーションでは全ての天体周辺の環境を十分に解像できているわけではなく、詳細な理解のためにはより高解像

度なシミュレーションが必要である。

クラウドスケールでの SN の効果については、先行研究がいくつか存在する。Walch & Naab (2015) では、乱流による内部構造をもつガス雲や電離放射が存在する場合の SN の効果について検証している。また、Lau & Bonnell (2024) では、SN が非等方な電離バブルのうち密度が低い領域を通過する場合の効果について 3 次元的なシミュレーションを行った。Gentry et al. (2016) では、ガス雲の中心の星団が複数回の SN を起こす場合の効果について球対称計算を行っている。いずれも SN の効果を強めることが確認されているが、銀河スケールシミュレーションと直接比較可能なモデルは作られていない。

そこで、本研究ではより実際の宇宙に即した環境でのクラウドスケールシミュレーションを行い、EUV、ガス雲の内部構造、複数回の SN などによって SN の効果がどのように変化するかを総合的に検証する。より具体的には、ガス雲の自己重力崩壊から始まり、ガス雲中で形成された星団が SN を起こすまでの一連の過程について 3 次元シミュレーションを行う。これにより、SN フィードバックについて詳細に理解し、今後の銀河スケールシミュレーションへ応用が可能となる。

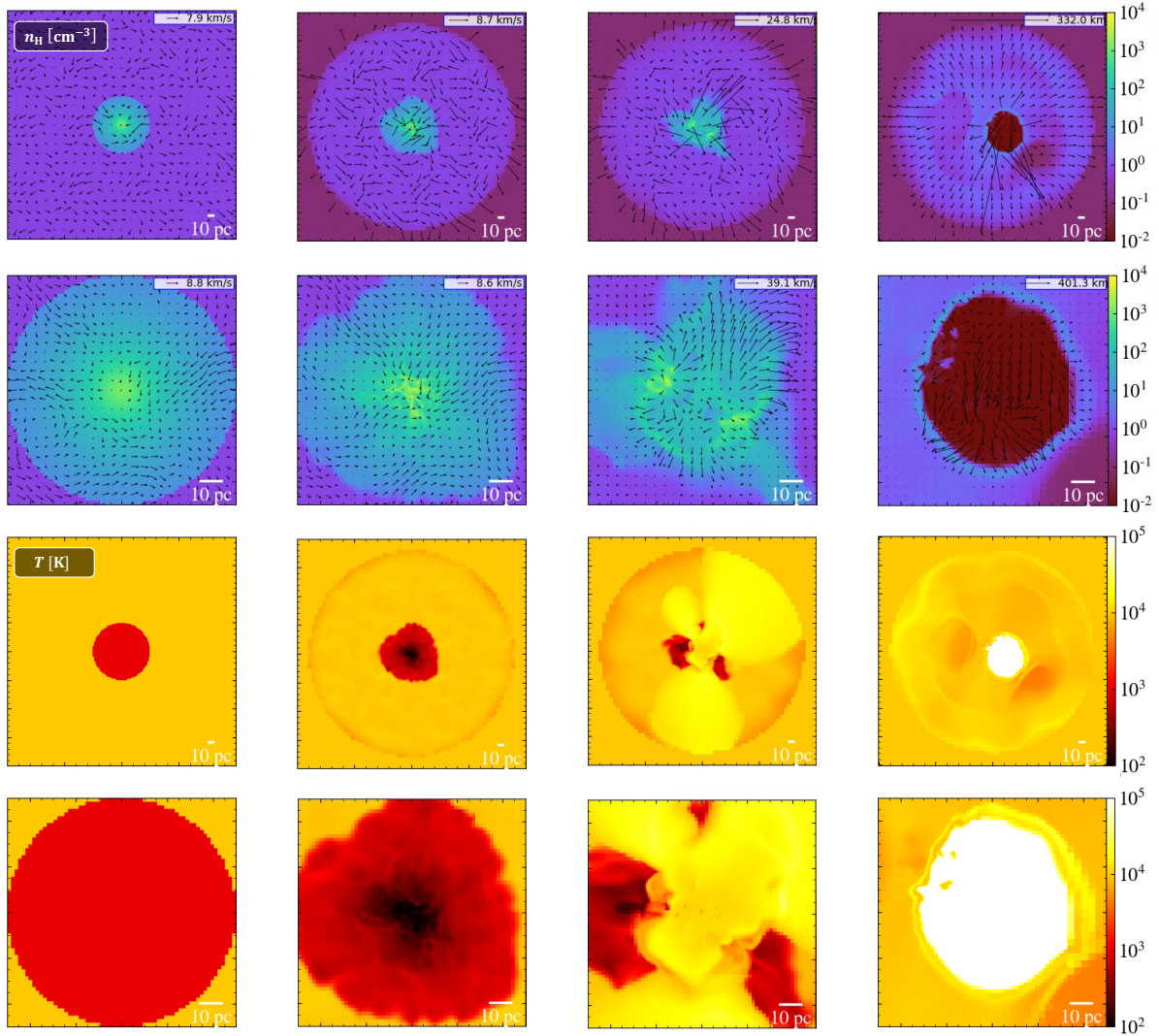


図 1: Ma2 モデルのシミュレーション結果。上段は水素原子核密度 $n_{\text{H}} [\text{cm}^{-3}]$ 、下段は温度 $T [\text{K}]$ を表し、それぞれ、上段がシミュレーション領域全体、下段がクラウド領域と対応する (ただし SN 直後のプロットは SN バブルが中心に来るよう中心を変更している)。左から右に進むにつれてシミュレーション時刻が進む。左から順に、初期条件、最初の星形成直前、電離バブルの広がり、SN 直後の時刻である。数密度プロット上のベクトルはガス velocity を表す。

2 Methods

本研究では、ガス雲の自己重力崩壊から始まり、ガス雲中で形成された星が起す SN がガス雲中を広がるまでの一連の過程について 3 次元的なシミュレーションを行う。シミュレーションには、宇宙論的輻射流体コード「RAMSES-RT」(Teyssier (2002)) を用いる。このコードは、Adaptive Mesh Refinement (AMR) 法を採用することで、少ない計算コストで十分な解像度を実現することができる。

シミュレーションの初期条件として温度 T_{cloud} 、半径 R_{cloud} 、中心密度 $n_{\text{H,cloud}}$ の重力不安定なガス雲を用意し、乱流的な速度場を与える。その後の発展は流体力学の方程式に基づいて計算され、計算が始まるとガス雲が収縮を始める。計算が進み高密度なセルが発生すると星が形成され、以降は星からの輻射も考慮される。星の寿命は形成時の質量に応じて決まり、 $8M_{\odot}$ を超える天体は寿命を終えると SN を起す。この際、周辺環境に質量、金属、および熱エネルギーが注入される。乱流はその速度の大きさ

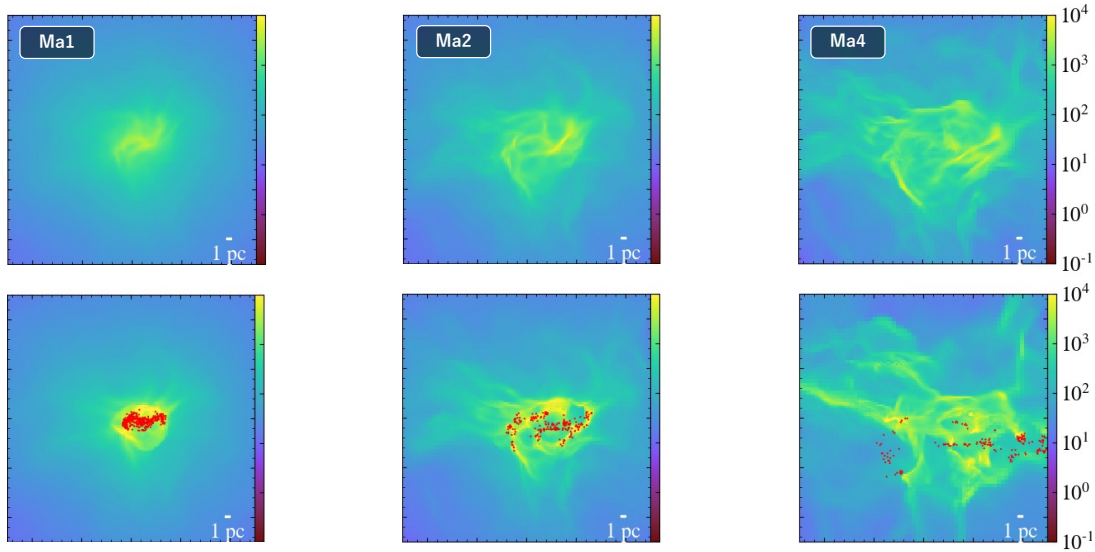


図 2: 各モデルにおける、星形成直前（上）と星形成イベント中（下）の数密度プロット。左から順に Ma1, Ma2, Ma4 モデルが対応する。

の平均を Mach 数で与えており、 c_s を音速として、 $\mathcal{M}_{\text{turb}} = \bar{v}_{\text{turb}}/c_s$ の関係がある。

ガス雲より外側、 $R_{\text{cloud}} < r < R_{\text{out}}$ の領域には ISM に見立てた領域が存在し、この領域では流体および輻射を計算する。 R_{out} はシミュレーション領域の境界であり、これより外側では計算を行わない。

本研究では、ガス雲の初期条件を $T_{\text{cloud}} = 10^3$ K, $R_{\text{cloud}} = 50$ pc, 中心密度 $n_{\text{H,cloud}} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ に設定した。このようなガス雲の質量はおおよそ $M_{\text{cloud}} \simeq 10^6 M_{\odot}$ となる。このガス雲において、乱流強度のマッハ数 $\mathcal{M}_{\text{turb}} = 1, 2, 4$ と変え、結果を比較した。以後、 $\mathcal{M}_{\text{turb}} = 1$ のモデルを Ma1 モデルと呼ぶことにし、他 2 つのモデルについても同様に、Ma2 モデル、Ma4 モデルと呼ぶこととする。

3 Results

図 1 は Ma2 モデルのシミュレーションの結果である。上段は水素原子核密度 $n_{\text{H}} [\text{cm}^{-3}]$ 、下段は温度 $T [\text{K}]$ を表し、それぞれ、上段がシミュレーション領域全体、下段がクラウド領域と対応する。左から右に進むにつれてシミュレーション時刻が進む。左から順に、初期条件、最初の星形成直前、電離バブルの広がり、SN 直後の時刻である。数密度プロット上のベクトルはガスの速度場を表す。

第一列、第二列では、ガス雲の収縮に際し乱流の効果によってフィラメント状の非等方構造が形成されていることが確認できる。第三列は星形成直後のプロットであり、 $T \gtrsim 10^4 [\text{K}]$ の領域が電離バブルと対応する。先行研究と同様に低密度方向へ電離光子が素早くシミュレーション境界まで到達することが確認できる。しかしながら、実際には生成される星の量が多く放射される電離光子の量も多いため、高密度領域も電離され、SN 直前にはほぼ全領域が電離されることがわかった。このことは第四列の SN 直後のプロットからも確認できる。第四列のプロットで、中心付近の $T > 10^5 [\text{K}]$ の領域は SN バブルに対応する。ほぼすべての領域が電離されるため、密度の非等方性は失われ、SN バブルもほぼ球対称に広がっている。これ以降、他の星も順に SN を起こしバブルが広がっていく様子が確認された。ほぼすべてのガスが境界に到達し、シミュレーション領域のガスがなくなったところで計算を終了した。

乱流強度を変化させた Ma1 モデルと Ma4 モデルについて、Ma2 モデルとの違いはクラウドが収縮する際の非等方構造に現れ、形成される星の総質量が変化する傾向が見られた。しかしながら、いずれも電離光子によってクラウドを吹き飛ばすに十分な星が生成され、全体の結果としては大きな変化はなかった。図 2 は、各計算モデルでの星形成直前（上）及び星形成中のスナップショット（下）である。Ma2 モ

デルと比較して乱流強度の弱い Ma1 モデルでは、中心の密度が高く中心付近に多くの星が形成されている。一方で、乱流強度の強い Ma4 モデルでは、フィラメント構造による非等方性がより高まり、星も中心から離れた領域にまばらに生成されていることがわかる。最終的に形成された星質量は Ma1, Ma2, Ma4 モデルの順にそれぞれ、 $9.41, 7.41, 4.43 \times 10^3 M_{\odot}$ であった。Ma4 モデルにおいても SN が起こる直前にはほぼ全体が電離バブルとなり、球対称爆発が起こることが確認された。

4 Discussion

SN によるエネルギー注入量を調べることで、SN フィードバックを評価できる。図 3 は、シミュレーション領域全体の総エネルギーをプロットしたものである。シミュレーション開始から 3Myr 程度経過すると星からの電離フィードバックによりエネルギーが増加し、7Myr 程度経過すると SN によるエネルギー注入が始まっている。エネルギーの減少は高温のガスの放射や膨張による冷却効果が考えられるが、シミュレーション境界に到達したガスのエネルギーが計上されなくなる点にも注意が必要である。Ma1 および Ma2 モデルでは全体としてほぼ同じ傾向を示している。特に、10Myr 前後にほとんどのガスがシミュレーション境界に到達するため、以降は SN による純粋な熱エネルギー注入の効果が現れている。一方で Ma4 モデルでは、注入されるエネルギーが少なくなっていることがわかる。特に、10 - 12Myr 間では SN が一度も起こらず、エネルギーが単調に減少している。図 2 で議論したように乱流強度が強くなると形成される星の質量が少なくなり、SN の頻度が減少することでこのような傾向を示すと考えられる。このように、乱流による SN フィードバックへの効果は、非等方構造による効果よりもむしろ、最終的に形成される星質量の減少による効果のほうが大きいといえる。

5 Conclusion

本研究では、電離・乱流が SN フィードバックへ与える影響を詳細に調べるため、乱流効果を取り入れたガス雲の自己重力崩壊から SN までの一連の過

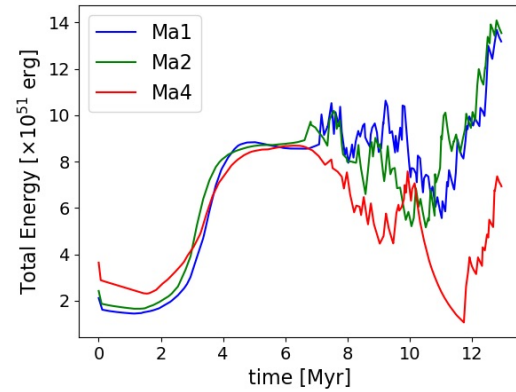


図 3: シミュレーション領域全体における全エネルギーの時間発展。横軸はシミュレーション開始時刻からの時間を表す。青が Ma1 モデル、緑が Ma2 モデル、赤が Ma4 モデルとそれぞれ対応している。

程について 3 次元輻射流体シミュレーションを行った。乱流と電離光子による非等方構造が SN フィードバックを強化すると考えられていたが、実際には形成される星が多く電離によってクラウドが吹き飛ばされ、SN バブルはほとんど等方に広がることが確認された。最終的なエネルギー注入量は、乱流による星形成阻害の影響がより大きいことも確認された。

今後はエネルギー注入や運動量注入などの SN フィードバックについてより詳細に解析するとともに、クラウドの初期条件を変化させた場合の電離・乱流の効果についても調査をする予定である。

Reference

- Gentry, E. S., Krumholz, M. R., Dekel, A., & Madau, P. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465(2):2471–2488.
- Harikane, Y., Nakajima, K., Ouchi, M., Umeda, H., Isobe, Y., Ono, Y., Xu, Y., & Zhang, Y. 2024, *ApJ*, 960(1):56.
- Lau, C. S. C. & Bonnell, I. A. 2024, *arXiv e-prints*, art. arXiv:2410.21255.
- Sugimura, K., Ricotti, M., Park, J., Garcia, F. A. B., & Yajima, H. 2024, *The Astrophysical Journal*, 970(1): 14.
- Teyssier, R. 2002, *A&A*, 385:337–364.
- Walch, S. & Naab, T. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451(3):2757–2771.

[—index へ戻る](#)

GP-25

弱い重力レンズ効果を用いた銀河中心部のダークマ ター密度分布解析

千葉大学
藤川 百花

弱い重力レンズ効果を用いた銀河中心部のダークマター密度分布解析

藤川 百花 (千葉大学大学院 融合理工学府)

大栗 真宗 (千葉大学)

Abstract

本研究では、すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC) の観測データを用いた弱い重力レンズ効果の測定によって、銀河中心部のダークマター密度分布を解析した。多数の銀河の重力レンズ信号を重ね合わせることで観測された平均的な接線歪み場プロファイルに星質量成分とダークマター成分から成る 2 成分モデルを適用し、星質量が $10^{11} M_{\odot}$ 程度の銀河中心近傍のダークマター分布に対する制限を得た。ベストフィットモデルは Navarro-Frenk-White (NFW) プロファイルと誤差の範囲内で一致した。一方で、ダークマター分布の中心にコアが観測された可能性を示唆する結果も得た。

1 Introduction

これまで、理論と観測の双方からのアプローチにより、宇宙を記述する標準宇宙モデルが構築されてきた。この標準宇宙モデルではダークマターとして Cold Dark Matter (CDM) モデルが仮定されている。CDM とは重力以外の相互作用を無視し、さらに無衝突減衰が効かないとしたモデルである。無衝突減衰とは、ダークマターが大きな速度分散を持つときに、その自由運動によって密度揺らぎを減衰させる現象であり、CDM ではこれによる密度揺らぎの減衰がないため非常に小さい構造体まで生成が可能になる。こうした標準宇宙モデルは、大きなスケールの観測とは非常に良く整合するが、銀河やハローといった小さいスケールの観測とは矛盾するところがあり、これを小スケール問題と呼ぶ (Bullock J. S. & Boylan-Kolchin M. 2017)。

小スケール問題の一つにコア・カスプ問題が挙げられる。コア・カスプ問題とは、ダークマターハローの中心密度プロファイルの様子が CDM のハローと観測によるものとで異なるという問題である。CDM ハローの密度分布は NFW プロファイル

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (1)$$

に従うことが知られている。ここで $\rho(r)$ はハロー中心から距離 r だけ離れた位置での密度、 r_s はスケール半径、 ρ_s はスケール半径での密度である。 r が r_s に対して十分小さいハロー中心部では $\rho(r) \propto r^{-1}$ となり密度分布はカスプ状になる。一方観測では、中

心付近で ρ が一定なコア状の密度分布が確認された事例が複数存在する (Oh S.-H. et al. 2015)。

こうした小スケール問題について、これまで速度分散 (Binney J. & Tremaine S. 2008) や強い重力レンズ効果 (Treu T. 2010; Oguri M. et al. 2014) を用いて銀河中心部のダークマター密度分布を調べることで解決を試みる研究が行われてきた。一方で、近年、観測技術の発展により弱い重力レンズ効果でも銀河中心部の密度分布の測定が可能になった。そこで本研究では、弱い重力レンズ効果を用いて銀河中心部のダークマター分布を解析する。弱い重力レンズ効果を用いると、速度分散や強い重力レンズを用いる場合より、銀河中心部の中でも比較的外側を調べることになるため、本研究は従来の研究と相補的な役割を果たす。

2 Data

弱い重力レンズ効果の測定には、すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC) による観測データを用いた。HSC ではおよそ 400 nm から 1050 nm までの波長領域を g, r, i, z, y の 5 つのバンドに区切って測光観測を行っている。背景の銀河形状サンプルには public three-year shape galaxy catalog (Li X. et al. 2022) を利用した。このカタログには 3600 万個の銀河が含まれており、シアード推定バイアスや選択バイアスは補正されている。レンズ銀河には CAMIRA 銀河団検出アルゴリズム (Oguri M. 2014) によって得られた 716098 個の photometric Luminous Red Galaxy

(LRG) を利用した。赤方偏移 z は 0.4 から 0.6 までに設定し、星質量 M_* は $10^{10.3} M_\odot$ から $10^{11.7} M_\odot$ までを 5 つのビンに分けて解析した。

3 Methods

3.1 弱い重力レンズ効果の測定

レンズ銀河の背景にあるソース銀河から出た光がレンズ銀河の重力場によって曲げられることで、ソース銀河の形状はレンズ銀河を中心とする円の接線方向に引き伸ばされる。したがって、ソース銀河の平均的な接線歪み場を観測すればレンズ銀河の密度分布の情報が得られるだろう。これが弱い重力レンズ効果の測定の基本的な考え方である。レンズ銀河の密度分布は、銀河中心から距離 r だけ離れた位置の密度を視線方向に積分した量である質量面密度

$$\Sigma(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{r}) dZ \quad (2)$$

で考える。半径 r 内の質量面密度の平均 $\bar{\Sigma}(< r)$ から半径 r での質量面密度を引いた差分質量面密度

$$\Delta\Sigma(r) = \bar{\Sigma}(< r) - \Sigma(r) \quad (3)$$

と、接線歪み場 γ_t の間には、臨界質量面密度 Σ_{cr} を用いて、関係式

$$\Delta\Sigma(r) = \gamma_t \times \Sigma_{\text{cr}} \quad (4)$$

が成り立つため、 γ_t が測定されると $\Delta\Sigma(r)$ の分布を知ることができる。但し、弱い重力レンズ効果の個々の信号は非常に小さいため、この解析を複数のレンズ銀河について行い足し合わせることで利用する。

3.2 2 成分モデル

密度分布のフィットには、星質量成分とダークマター成分から成る 2 成分モデルを用いる。星質量成分には Hernquist プロファイル

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s}(1 + \frac{r}{r_s})^3} \quad (5)$$

を利用する。ダークマター成分には、中心でコアを作り外側は power-law に従うモデルを用いる。質

量面密度をパラメータ A_{DM} 、 γ_{DM} 、 M_* 、コア半径 r_c で以下の通り定義する。

$$\Sigma_{\text{DM}}(r) = M_* A_{\text{DM}} (r^2 + r_c^2)^{\frac{1+\gamma_{\text{DM}}}{2}} \quad (6)$$

半径 r 内の 2 次元投影したダークマターの質量を $M_{\text{DM}}(< r)$ とすると、 $\Sigma_{\text{DM}}(r)$ 、 $\bar{\Sigma}_{\text{DM}}(< r)$ それぞれとの関係式

$$M_{\text{DM}}(< r) = \int_0^r 2\pi r' \Sigma_{\text{DM}}(r') dr' \quad (7)$$

$$\bar{\Sigma}_{\text{DM}}(< r) = \frac{M_{\text{DM}}(< r)}{\pi r^2} \quad (8)$$

より、 $\bar{\Sigma}_{\text{DM}}(< r)$ が求められ、したがって $\Delta\Sigma_{\text{DM}}(r)$ も決まる。以上 2 成分の和

$$\Delta\Sigma_{\text{tot}} = \Delta\Sigma_{\text{SM}} + \Delta\Sigma_{\text{DM}} \quad (9)$$

を総質量として観測結果にフィットする。

4 Results

この 2 成分モデルを用いて、密度分布の中心部 ($10^{-2} \text{Mpc}/h < r < 10^{-1} \text{Mpc}/h$) をフィットした結果を図 1 に示す。 $r < 10^{-2} \text{Mpc}/h$ は観測による系統誤差を考慮しフィット範囲から除いた。中心部では星質量成分が支配的で、中心からの離れるとダークマター成分による寄与が増大する。また、それらの和は観測結果と整合しており、コア入り power-law モデルによる中心部のダークマター分布のフィットが可能であることが証明された。図 1 に示した $10^{10.9} M_\odot < M_* < 10^{11.1} M_\odot$ 以外の星質量ビンについても同様の結果が得られた。

5 Discussion

5.1 パラメータの考察

フィットによって決まったパラメータ A_{DM} 、 γ_{DM} 、 M_* 、 r_c の値について考察する。

まず M_* について、フィットした値を銀河カタログ上の値と比較した。図 2 に示すようにこの 2 つの値は誤差の範囲内でほぼ一致したが、そうでない星質量ビンも見られた。但し、カタログ上の値は Initial Mass Function (IMF) 不定性や 5 バンドの波長帯で

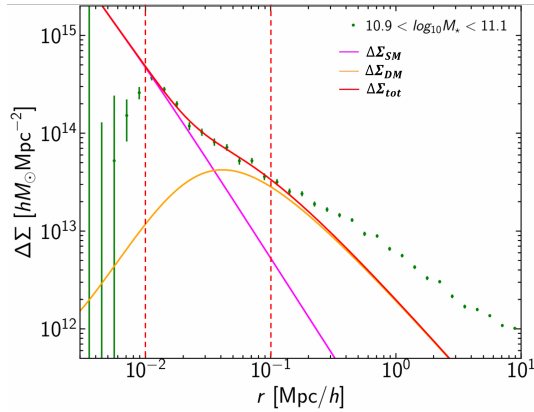


図 1: 観測結果と 2 成分モデルによるフィット結果。緑の点と誤差棒が観測データ、ピンク、オレンジ、赤の実線がそれぞれ星質量成分、ダークマター成分、総質量、赤の破線がフィット範囲を示す。

の測光観測による系統誤差を含むため、これらを考慮するとモデルは妥当だと考えられる。

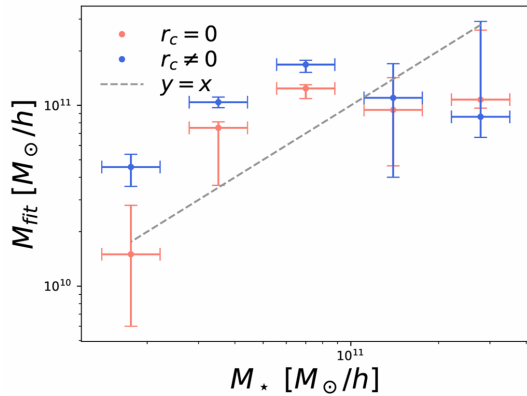


図 2: 星質量のフィットした値 M_{fit} と銀河カタログ上の値 M_* の比較。グレーの破線は $y = x$ を示し、この線上では M_{fit} と M_* が一致している。

次にパラメータ間の相関を調べた。図 3 に示すように M_* と r_c の間には正の相関が確認された。これは、 r_c を増加させると中心部のダークマター成分が減り、それを補うように星質量成分が増加するためである。また M_* の大きいビンでは r_c が誤差の範囲内で 0 に等しくなる (図 3 左) 一方で、 M_* の小さいビンでは誤差を含めても 0 に等しくならず (図 3 右)、これは軽い銀河の中心部にコアが観測された可能性を示唆する結果である。

γ_{DM} と r_c の間には図 4 に示すような負の相関が確

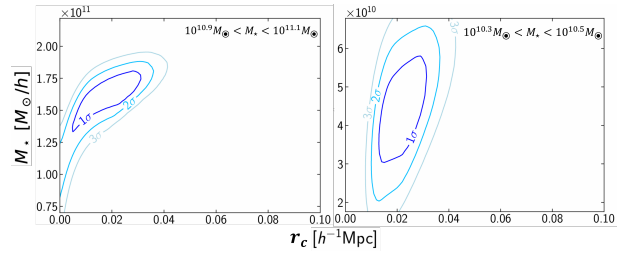


図 3: 異なる星質量ビンでの M_* - r_c 相関。

認された。これは、 r_c を増加させると上述の正の相関により M_* も増加し、星質量成分が多い状態で総質量をフィットするためにはダークマター成分が外側で急激に減少する必要があるためである。

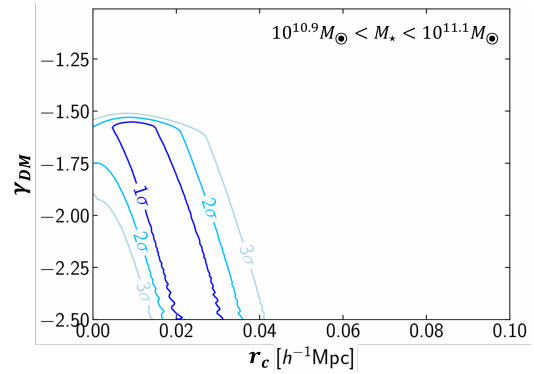


図 4: γ_{DM} - r_c 相関。

5.2 NFW との比較

最後に、フィットで得た密度分布を NFW プロファイルと比較することを考える。密度分布の外側を NFW でフィットすることで NFW の質量を決め、それを内側に外挿したものと、コア入り power-law で内側をフィットしたものとを比較する。したがって、まずは NFW で外側をフィットすることを考えるが、ここで二点考慮すべきことがある。一つは衛星銀河による影響である。ハロー中心に位置する銀河の密度分布は純粋な NFW に従うが、銀河がハロー中心から外れている場合はそのホストハローの密度分布も考慮に入れなければならない。もう一つは 2-halo term である。これは周囲のハローとの相関による成分で、宇宙全体の相関関数 ξ_m と、質量 M でのクラスタリング強度を表すハローバイアス $b(M)$ によって $\Delta\Sigma_{2h}(M) \propto b(M) \times \xi_m$ と表され、外側では寄与

が無視できなくなる。これらを考慮すると、NFW プロファイルは、NFW の質量 M に加えて衛星銀河の割合 f_{sat} 、衛星銀河のホストハローの質量 M_h をパラメータとして、以下の通り定義される。

$$\Delta\Sigma(r) = \Delta\Sigma_{\text{NFW}}(M) + f_{\text{sat}} \Delta\Sigma_h(M_h) + \Delta\Sigma_{2h}(M, M_h) \quad (10)$$

これを用いて密度分布の外側をフィットしたものを内側へ外挿した結果を図 5 に示す。フィット範囲は、純粋な NFW 成分 $\Delta\Sigma_{\text{NFW}}(M)$ が卓越し始める $r = 0.04 \text{ Mpc}/h$ から、Cosmic shear による重力レンズ信号へのノイズが小さいと考えられる $r = 3 \text{ Mpc}/h$ までに設定した。

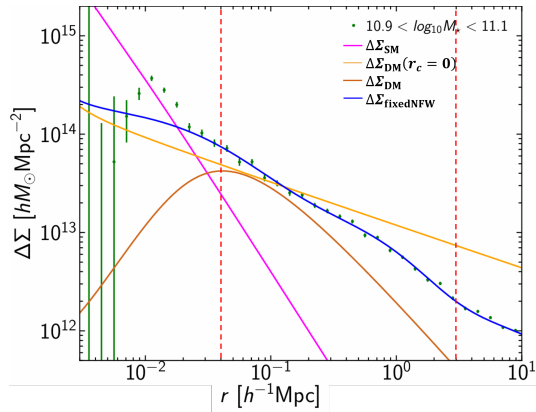


図 5: NFW によるフィットの結果 (青の実線)。赤の破線はフィット範囲を示す。

より定量的に比較するため、

$$f(r) = \frac{\Delta\Sigma_{\text{DM}}(r)}{\Delta\Sigma_{\text{NFW}}(r)} \quad (11)$$

という量を定義しこれを用いて評価する。この $f(r)$ の振る舞いを示した図 6 より、誤差 2σ の範囲内で $f(r)$ が 1 に等しい、つまりフィットしたコア入り power-law と NFW が一致することがわかった。特にフィット範囲内 ($10^{-2} \text{ Mpc}/h < r < 10^{-1} \text{ Mpc}/h$) では、コア入り power-law が最も NFW に近づいた。中心部で $f(r)$ の誤差範囲が下に伸びているのは、星質量成分が支配的な中心近傍ではダークマター成分を減らしても星質量を増やすことでフィットが可能であるためだと考えられる。

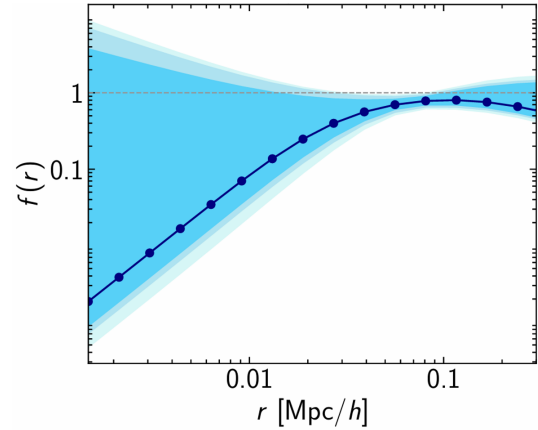


図 6: $f(r) = \frac{\Delta\Sigma_{\text{DM}}(r)}{\Delta\Sigma_{\text{NFW}}(r)}$ の振る舞い。色は濃い方から順に 1σ 、 2σ 、 3σ の誤差領域を示す。

6 Conclusion

本研究では、弱い重力レンズ効果測定によって得られた銀河中心部の密度分布を、星質量成分とダークマター成分から成る 2 成分モデルで解析した。ダークマター成分はコア入り power-law でモデル化し、ベストフィットモデルは NFW と誤差の範囲内で一致した。一方で、星質量が小さいビンではコア半径が誤差を含めても 0 に等しくならないという、コアが観測された可能性を示唆する結果も得られ、その信憑性の確認と原因の考察は今後の課題である。

Reference

- Bullock J. S., & Boylan-Kolchin M. 2017, ARA&A, 55, 343
- Oh S.-H. et al. 2015, AJ, 149, 180
- Binney J., & Tremaine S. 2008, gady.book
- Treu T. 2010, ARA&A, 48, 87
- Oguri M., Cristian E. R., & Emilio E. F. 2014, MNRAS, 439, 2494
- Li X. et al. 2022, PASJ, 74, 421
- Oguri M. 2014, MNRAS, 444, 147

[—index へ戻る](#)

GP-26

衝突銀河団 Abell 3667 の北西外縁部の ICM と電波レ リック

名古屋大学
伊藤 大将

衝突銀河団 Abell 3667 の北西外縁部の ICM と電波レリック

伊藤 大将 (名古屋大学大学院 理学研究科)

中澤 知洋, 大宮 悠希, 藏原 昂平 (名古屋大学), 赤堀 卓也 (国立天文台),
西脇 公祐 (INAF Istituto di Radioastronomia), 浅野 勝晃 (東大宇宙線研),
坂井 晃生 (名古屋大学)

Abstract

銀河団同士の衝突で解放されたエネルギーは、衝撃波による銀河団ガス (ICM) の加熱だけでなく、乱流や磁場といった非熱的成分に分配され、粒子加速を引き起こす。特に衝突銀河団外縁では、「電波レリック」と呼ばれる数 Mpc 規模の巨大なシンクロトロン電波構造が観測され、これは衝撃波とそれによる粒子加速を示唆する。しかし、レリックがどのように形成されたか、また被加速粒子の起源は未解明である。これらを明らかにするには個々の衝突銀河団外縁部の ICM を X 線で詳細解析し、電波観測と組み合わせることで非熱的成分を定量化することが重要である。

そこで我々は近傍で ICM が明るく、最大の電波レリックを有する衝突銀河団 Abell 3667 に着目した。この天体は北西と南東に 1 対の電波レリックを持つ。北西電波レリック (NWR) 周辺の過去の X 線解析では、衝撃波の詳細な位置の同定はできておらず、そのすぐ南東の「マッシュルーム」と呼ばれる X 線高輝度領域は北西レリックと相互作用が示唆されるがその詳細は明らかでない。

我々は XMM-Newton の観測データを用いて Abell 3667 の NWR 周辺の ICM を詳細に解析した。イメージ解析では、視野内の点源を徹底的に除去し、X 線輝度プロファイルを作成した。その結果、1st BCG から北西 1.5 Mpc のマッシュルームでの X 線輝度ジャンプに加え、新たに北西 1.9 Mpc の NWR で X 線輝度の不連続面を捉えた。また分光解析では、北西 1.9 Mpc の NWR でマッハ 2 の温度ジャンプを捉えた。しかし、これらの衝撃波候補は電波観測で示唆される衝撃波位置とは一致しない。本講演では、Abell 3667 北西外縁部の ICM の物理的特性について詳細な X 線分光・イメージ解析の結果を報告し、電波と X 線での衝撃波位置の矛盾と電波レリックの起源をつなぐ種電子の衝撃波再加速との関係性について述べる。

1 Introduction

化に伴う不定性から定量化できていない。

1.1 衝突銀河団と非熱的エネルギー

銀河団は数千の銀河と 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 10^{63} 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、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

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 μG の磁場の存在を示唆する。その代表的な電波構造に「レリック」がある。数 Mpc の大きさで衝突銀河団の外縁部に見られる。衝撃波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、被加速電子の起源は未解明である。被加速粒子が熱的電子の場合、銀河団外縁部の ICM は加熱・圧縮により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、レリックの起源を明らかにする上で重要である。

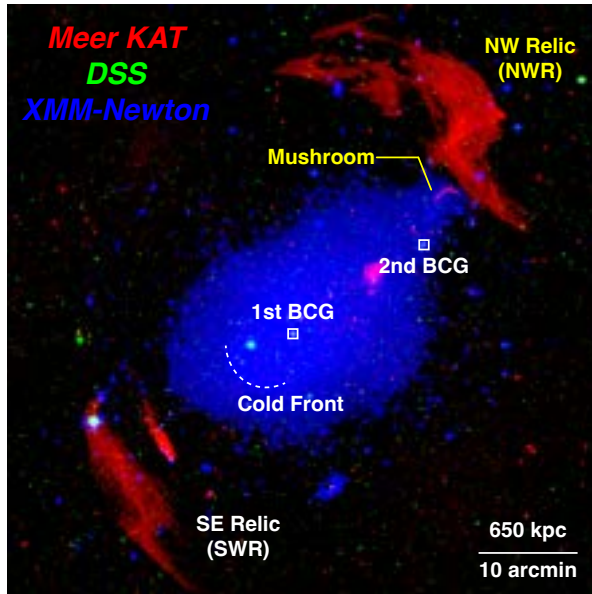


図 1: Abell 3667 の 3 色合成図

1.3 衝突銀河団 Abell 3667

Abell 3667 (A3667) は南天に位置する、赤方偏移 $z = 0.0556$ の衝突銀河団で、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、銀河団衝突の過程で小さい銀河団中心の低温ガスが大きい銀河団の高温ガスを押しつ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) で最も明るい。

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、XMM-Newton による計 15 個の観測データを

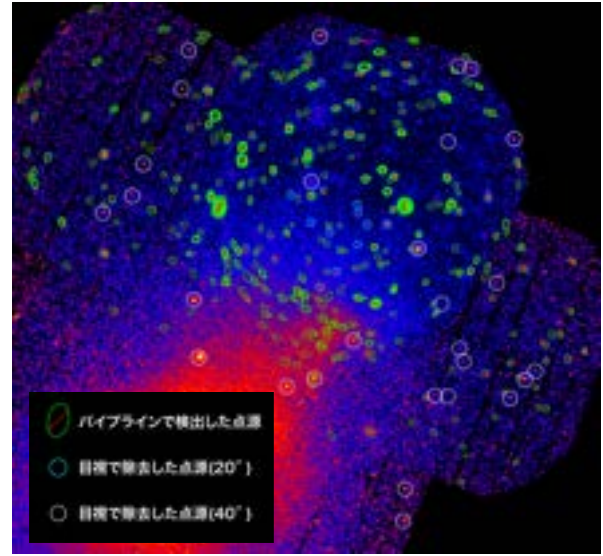


図 2: A3667 北西領域の拡大図および点源除去の結果

使用した。ICM の物理状態を引き出すには深観測による高統計なデータが必要不可欠である。そこで、我々は計 300 ks に及ぶ豊富なデータを用いて希薄な A3667 の北西外縁部の ICM を詳細に解析した。

2.1 点源の除去

観測視野内には、対象天体以外に星や銀河からの X 線イベントが点源として含まれ、これらはイメージ解析やスペクトル解析に影響を与える。そこで ICM と点源の放射を区別するため、2.0–4.5 keV のカウントマップから、点源を XMM-Newton の psf で評価し、エネルギーフラックスが $3.87 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ より明るいものを除去した。残存する点源はさらに目視で取り除いた。除去領域の大きさは手動で決め、大きな点源は半径 40″、小さい点源は半径 20″ の円形で除去した。以上の処理したすべての点源を図 2 に示す。ICM が暗い領域の点源をすべて除去できたことを確認した。

3 Results

3.1 X 線表面輝度

我々はマッシュルーム付近に注目し、A3667 の衝突軸と考えられる回転角 45 度の軸に沿って、ICM 放射の射影を調べた。具体的には、1st BCG から、縦

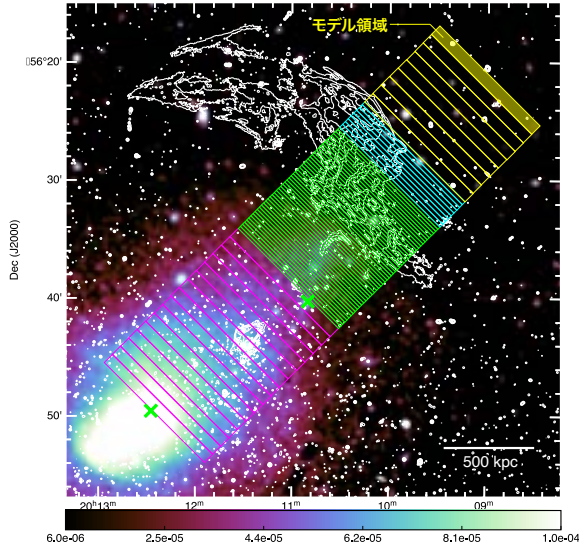
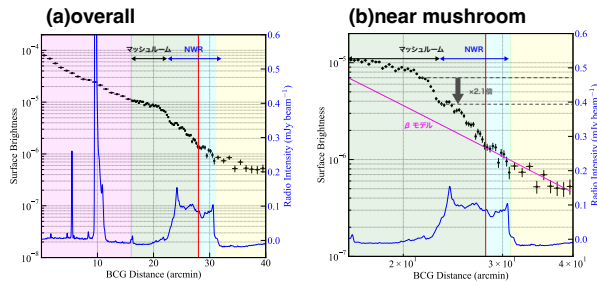


図 3: 表面輝度解析の領域分け

40′、横 12′ の領域を図 3 のように 82 分割し、ICM が検出器バックグラウンドに対し最も高い S/N で観測できるとされるエネルギー帯域 $E = 0.5\text{--}1.2\text{ keV}$ と特に高温に加熱された成分を検出するために $E = 1.7\text{--}4.0\text{ keV}$ の帯域で X 線表面輝度の動径プロファイルを作成した。

X-ray Surface Brightness(0.5-1.2 keV)



X-ray Surface Brightness(1.7-4.0 keV)

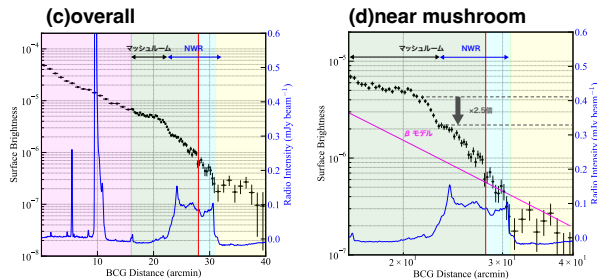


図 4: 北西レリック周辺の X 線輝度プロファイル

その結果、1st BCG から 28′ 付近でプロファイル

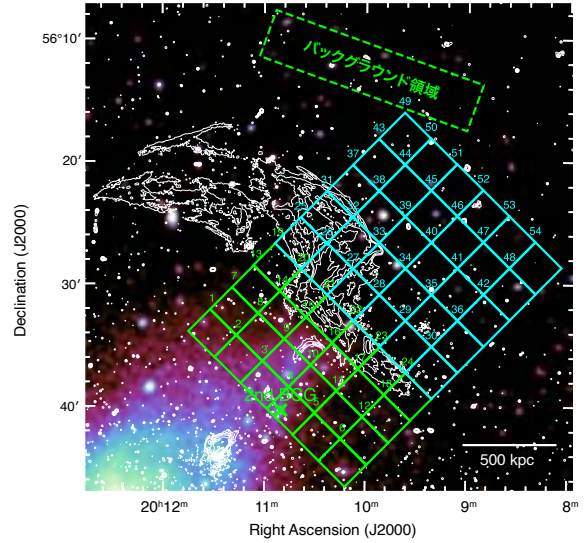


図 5: NWR 領域の領域分け

の傾向が変わっている兆候を得た。また、約 23′ を境界に輝度の低下が見られ、図 4(b) では約 2.1 倍、図 4(d) では約 2.5 倍に相当する。16′-23′ はマッシュルームに該当する領域で、23′ はマッシュルームの先端と NWR が空間的にちょうど接する位置に対応する。

3.2 スペクトル解析

3.1 節で見られたマッシュルームと NWR における輝度ジャンプや、衝撃波候補を結論づけるためには、分光解析を用いてマッシュルームや NWR 周辺の ICM の熱力学状態を詳細に知る必要がある。そこで我々は図 5 に示したバックグラウンド領域と 54 領域に対し、0.5–20.0 keV のエネルギー帯域のスペクトルを抽出した。本研究のスペクトル解析には XSPEC ver.12.14.0 を使用した。希薄な銀河団外縁の ICM からの放射を調べるため、これらの背景成分の寄与を無視できない。よって、天体からの放射のみならず、宇宙背景 X 線放射、前景放射、検出器バックグラウンドで構成されるバックグラウンド成分をモデル化し、スペクトルフィッティングを行った。なお、ICM の熱的放射は 1 温度とした。

図 (4) 各にスペクトル解析によって得られた領域の温度と、ICM の視線方向の奥行きを 1 Mpc と仮定して得られた疑似的な電子密度や熱的圧力、エントロピーといった熱力学量を示す。図 (4)(a) の温度分

布を見ると、赤の実線で示した境界線で、温度構造が明確に変化していることがわかった。その位置は X 線表面輝度プロファイルの形状が変化した赤線の位置と一致している。(b) の電子密度分布はマッシュルームと NWR の境界であるシアンの実線と赤実線でジャンプしていることがわかった。圧力についても温度と同様な変化があり、エントロピーはシアンの前面で最も大きく、後面で小さくなっている。

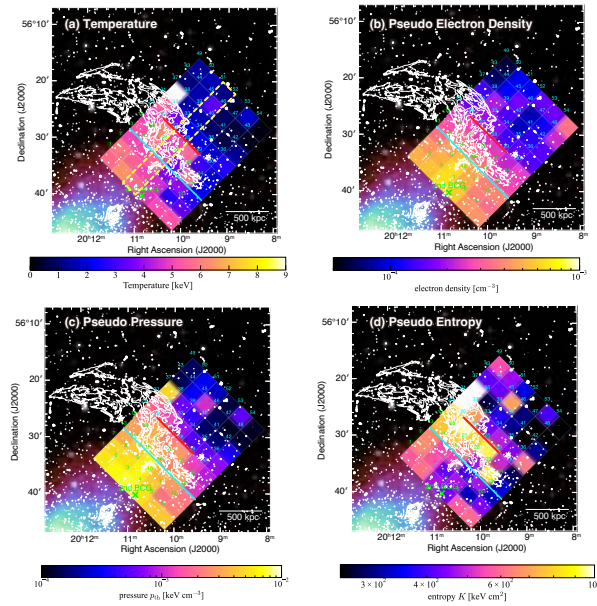


図 6: スペクトル解析による NWR 周辺の熱力学量マップ

4 Discussion

4.1 北西レリックに重なる新たな衝撃波

X 線輝度解析で発見した 1st BCG から 28' にある表面輝度プロファイルの段差の位置では、スペクトル解析で大きな圧力・エントロピーの上昇が示唆された。これは衝撃波と解釈できる。そこで、衝撃波上流と下流の物理量からランキン・ユゴニオ関係を仮定し、衝撃波のマッハ数を推定したところ、 $M_T = 2.12^{+0.21}_{-0.15}$ であった。しかし X 線で観測された衝撃波の位置は、電波で観測されたそれとは一致していない。この X 線と電波の衝撃波位置のずれは約 230 kpc に相当する。これらの観測結果から、NWR が電波で輝いている領域と、我々が発見した衝撃波の領

域は 3 次元空間では別物であり、視線上で重なっているだけであることが強く示唆される。

4.2 マッシュルームとレリック境界の非熱的圧力の可能性

我々はマッシュルームと NWR の境界において、0.5–1.2 keV では 2.1 倍、1.7–4.0 keV では約 2.5 倍の X 線表面輝度ジャンプを見つけた。また、スペクトル解析からマッシュルームと NWR の温度差はない一方、電子密度で 1.6 倍、熱的圧力で 1.8 倍のジャンプがあった。これらの熱力学的状態は、衝撃波ともコールドフロントとも異なる。そこで我々は、NWR の相対論的電子や磁場の「非熱的圧力」がこの熱的ガス圧の差を補っている可能性に注目した。X 線で得られる逆コンプトン散乱放射の上限と合わせると、NWR の ICM の磁場が 10 μ G に達する可能性があることがわかった。磁場に加え、我々の銀河の星間空間を例に相対論的陽子も取り入れると、磁場は 5–8 μ G と推定できる。いずれの場合でも、NWR 内のガス圧は磁気圧より小さく、磁気優勢プラズマであることが示唆される。

5 Conclusion

本研究では、衝突銀河団のレリックの起源を探るため、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 $M_T = 2.2$ の衝撃波と結論づけた。また、マッシュルームと NWR は実際に接しており、マッシュルームが NWR を作り出す相対論的電子や磁場による非熱的圧力によって支えられている描像を考えると、NWR 内の磁場は $\sim 9 \mu$ G であることが示唆された。

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.
- Vikhlinin, A. et al. 2001, apj, 551, 160.

[—index へ戻る](#)

GP-27

MAXIによる全天の銀河団の観測

総合研究大学院大学

滝 優輝

MAXI による全天の銀河団の観測

滝 優輝 (総合研究大学 天文科学コース)

共著者 三原 建弘 (理化学研究所), 北本 俊二 (立教大学)

Abstract

全天 X 線監視装置 MAXI が観測した銀河団 249 個のスペクトルを解析し、重元素組成比、温度、光度を得た。太陽組成に対する重元素組成比を決定できたのは 33 個の銀河団で、重み付き平均を計算すると 0.28 ± 0.09 (太陽組成比) となった。温度の決定できた 246 個について温度と光度の関係を調査した結果、温度と光度にはべき乗の相関が見られた。温度に銀河団の個性を反映した分布上のばらつきがあると仮定すると、べき指数は 3.0 ± 0.5 となり、先行研究の結果であるべき指数 3 程度と一致した。重元素組成比の平均値は先行研究と一致した。それぞれの銀河団の温度を先行研究と比較すると概ね一致した。温度と光度から X 線温度関数を求め、先行研究と比較すると一致した。

1 導入

銀河団とは、半径 2Mpc 程度の領域に 100-1000 個程度の銀河が密集して集団をなす天体のことである。銀河団は、重力によって物質が束縛され、自らの重力で形状を保っている系（「自己重力系」と呼ばれる）としては宇宙最大である。

更に視野を広げてみると、銀河団は宇宙の大規模構造の結節点にあたり、銀河団同士は淡いガスのつながりであるフィラメント構造によって繋がっている。故に宇宙最大の自己重力系である銀河団を研究することは宇宙全体の構造を理解するのにつながる。

銀河団の温度について調査した研究は後述するものも含めて多数あるが、そのどれもが代表的な銀河団を各々の基準で選定し、スペクトルを調査したものである。一方で、MAXI は全天を偏りなく走査しているため、2~20 keV の範囲で十分に明るければ高統計なスペクトルを得ることができる。そこで、本研究では MAXI で検出した全天の銀河団の X 線特性を調査し、銀河団の統計的性質を調べる。また、先行研究と比較して違いを検討する。

きぼう実験棟、船外実験プラットフォームに設置されている X 線観測装置である (図 1)。カメラは固定されており、ISS が地球を周回することで進行方向と天頂方向の 2 方向の視野が継続的に全天を走査する (Matsuoka et al. 2009)。

X 線検出器は、比例計数管で X 線を測定する Gas Slit Camera (GSC) と、X 線 CCD で測定する Solid-state Slit Camera (SSC) の 2 種類が搭載されている (図 1)。SSC は現在停止中であるが、GSC は 2009 年 8 月から 2024 年現在まで 15 年にわたって観測を続けている。MAXI の観測データは MAXI ホームページ (<http://maxi.riken.jp>) で公開されている。図 2 は MAXI の全天画像であり、青い四角で囲まれた天体が本研究で解析した銀河団である。MAXI から得られるデータは X 線源の座標 (赤経赤緯)、ライトカーブ、X 線エネルギースペクトルである。

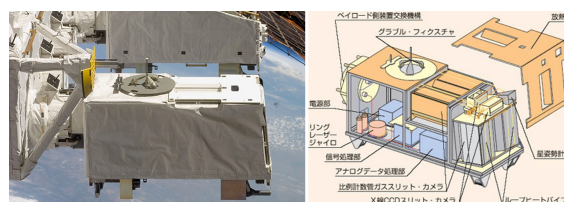


図 1: ISS に設置された MAXI (左) と MAXI の構造のイメージ (右) [JAXA]

2 手法

2.1 MAXI

全天 X 線監視装置 (MAXI : Monitor of All-sky X-ray Image) は、国際宇宙ステーション (ISS) の

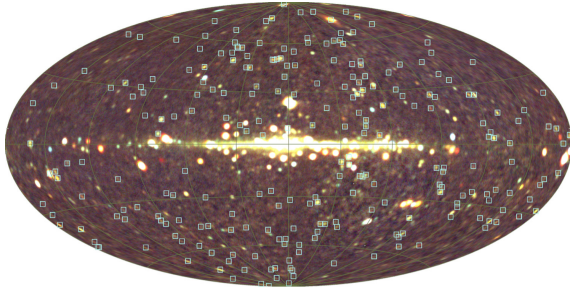


図 2: MAXI の全天画像、四角で囲まれた天体は本研究で解析を行った 249 個の銀河団

2.2 解析対象の選定

解析対象の選定には MCXC (Meta-Catalogue of X-Ray detected Clusters of galaxies) (Sadibekova et al. 2024) カタログを用いた。MCXC カタログには $0.1 \sim 2.4 \text{ keV}$ の光度 L_{500} 、総質量 M_{500} 、半径 R_{500} が掲載されている。ここで、 R_{500} は内側の平均密度が宇宙の臨界密度の 500 倍になる半径のことであり、 L_{500} 、 M_{500} は R_{500} 内の光度、質量である。

本研究では、MCXC カタログにおいて、光度 L_{500} と赤方偏移から求められた Flux が $0.5 \times 10^{-11} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ 以下の天体を解析対象とした。

赤方偏移の値は Simbad(ストラスブール天文学データセンター (CDS) が運営する天文データベース、<https://simbad.u-strasbg.fr>) (Wenger et al. 2000) に掲載されている値を採用した。

赤方偏移から光度距離を求める際には Λ -CDM 宇宙論を用い、ハッブル定数 $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$ 、物質密度パラメーター $\Omega_M = 0.3$ 、暗黒エネルギー密度パラメーター $\Omega_\Lambda = 0.7$ を使用した。

2.3 銀河団の X 線放射

銀河団には内包する銀河の総質量をはるかに超える大量の高温電離ガスが存在し、銀河団から放射される X 線は主に、この電離ガスからの熱制動放射と重元素イオンの輝線放射からなる。熱制動放射とは自由電子の速度分布がマクスウェル分布 (熱平衡状態) にある電離ガスからの制動放射である。

輝線放射とは、輝線放射とは熱的自由電子が重元素 (酸素、ケイ素、鉄など) に衝突した際にその束縛電子を励起し (衝突励起)、これが元のエネルギー準位に戻る際 (放射性脱励起) にその差分を光として放出

する現象である。銀河団ガスで観測される輝線は、電子のほとんどを電離によってはぎとられた高階電離イオンによるものである。

本研究で用いた MAXI のデータでは鉄輝線が確認できるが、GSC のエネルギー分解能では Fe XXVI Ly α 輝線 (7.0 keV) と Fe XXV He α 輝線 (6.7 keV) を分解することはできず、1 つの幅広の輝線として検出される。酸素 ($0.6 \sim 0.8 \text{ keV}$) やケイ素 ($1.9 \sim 2.0 \text{ keV}$) の輝線は MAXI の GSC のエネルギー帯域から外れているため観測できない。したがって、GSC で得たスペクトルの解析で得られる重元素組成比は特に鉄の値をよく反映する。

3 解析

エネルギースペクトルのフィッティングには Xspec (Arnaud 1996) を使用した。Xspec は X 線スペクトルフィッティングプログラムであり、EXOSAT 以降のすべての主要な X 線天文学ミッションのデータやより古いミッションのデータの解析に使用される、天文 X 線分光の世界標準となっているプログラムである。銀河団のスペクトルのフィッティングには Xspec に搭載されているモデルである APEC モデル (Smith et al. 2001) と tbabs モデル (Wilms et al. 2000) を用いて 1 温度で行った。APEC モデルは熱平衡の光学的に薄いプラズマからの熱制動放射と輝線放射のスペクトルを再現するモデルであり、tbabs モデルは星間吸収 (今回の研究では主に天の川銀河内) を再現するモデルである。

MAXI のデータは MAXI 観測データアーカイブのウェブインターフェースである MAXI-ondemand (<http://maxi.riken.jp/mxondem>) で出力した。図 3 は MAXI で最も明るい (Flux の値が高い) 銀河団である Perseus cluster のスペクトルを APEC モデル $\times$ tbabs モデルでフィッティングしたものである。横軸は X 線のエネルギーで単位は keV、縦軸は単位時間・単位エネルギー幅当たりにカメラで検出された光子数。6~7keV に鉄の輝線のピークが確認できる。モデルが銀河団からの X 線スペクトルを良く再現していることが分かる。

表 1 は Perseus cluster のスペクトルのフィッティング結果のパラメーター一覧である。 kT は銀河団ガス

の温度で、単位は絶対温度にボルツマン定数を掛けて $\text{eV}(\text{keV})$ で表される。Abundance は太陽に対する金属組成比を表す無次元パラメーターである。赤方偏移の値は Simbad に掲載されている値で固定した。 N_H は X 線の星間吸収の大きさをあらわす水素中密度パラメーター、Flux は 2-10 keV の間の X 線の 1 秒当たり 1 平方 cm に入射するエネルギーの総和である。

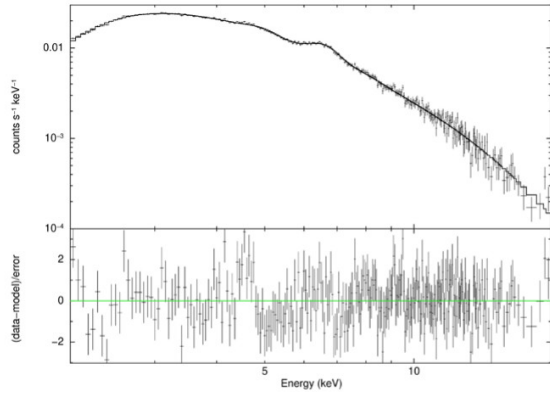


図 3: Perseus cluster のスペクトル

表 1: Perseus cluster のフィッティング結果（誤差は 90%信頼区間）

kT(keV)	$5.57^{+0.09}_{-0.09}$
Abundance	$0.30^{+0.01}_{-0.01}$
Redshift z	0.018(固定)
$N_H(/cm^2)$	$0.30^{+0.05}_{-0.05} \times 10^{22}$
Flux _{2-10keV} (erg/cm ² /s)	$1.04^{+0.01}_{-0.01} \times 10^{-9}$
χ^2	332(自由度 249)

4 結果

我々は計 249 個の銀河団についてスペクトルフィッティングを行った。図 4 は横軸を Flux、縦軸をその Flux 以上の銀河団の個数とした logN-logS 分布のグラフである。先行研究によると Flux と個数にはべき-1.31 の関係性が予測される (Ebeling et al. 1998)。緑色の線はそれを表すものである。Flux が $1.5 \times 10^{-11}(\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s})$ 以下で今回の観測結果が乖離し始めているので、ここが MAXI が銀河団を漏れなく観測できる限界であるとした。

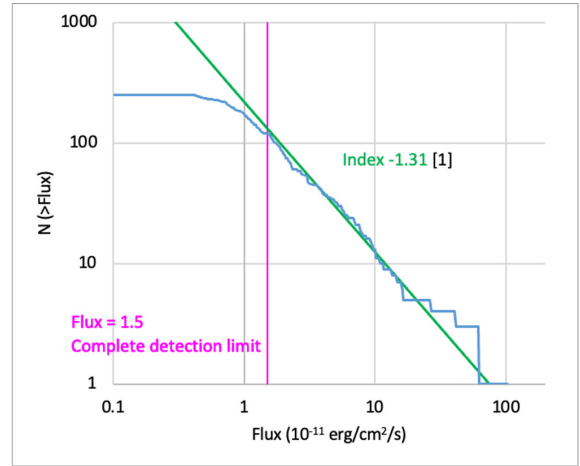


図 4: LogN-LogS 分布

金属組成比 (Abundance) を求めることができた銀河団は 33 個であった。それらの金属組成比を縦軸に、温度を横軸にプロットしたものが以下の図 5 である。銀河団の鉄の組成比は先行研究によると 0.2 ~ 0.3 (Fukazawa et al. 1998) である。一方今回の研究で求めた、金属組成比は 0.28 ± 0.09 であった。MAXI の観測した銀河団のスペクトルでは鉄の輝線のみが有意に確認できるため、金属組成比は鉄の値で決定される。よって、金属組成比は先行研究と一致していると言える。

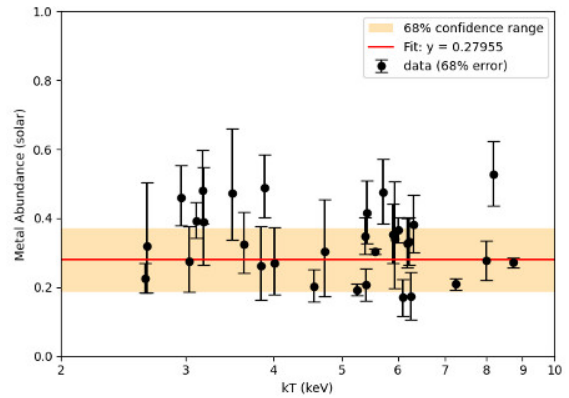


図 5: 金属組成比の分布

温度、光度の両方が X 線観測のデータから直接得ることができるパラメーターであるため、温度-光度関係は最もよく研究されている。温度 kT と光度 L には、 $L = A(kT)^B$ という関係があり、べき指数 B は、 2.64 ± 0.16 (Markevitch 1998)、 2.70 ± 0.23 (Pratt et al. 2009)、 2.53 ± 0.15 (Reichert et al. 2011)、 $3.63 \pm$

0.27(Maughan et al. 2012) というように先行研究で求められている。多少外れているものもあるが、多くの研究で $B \simeq 3$ である。

本研究ではべき指数は図 6 の通り、 $B = 3.0 \pm 0.5$ となり一致した。

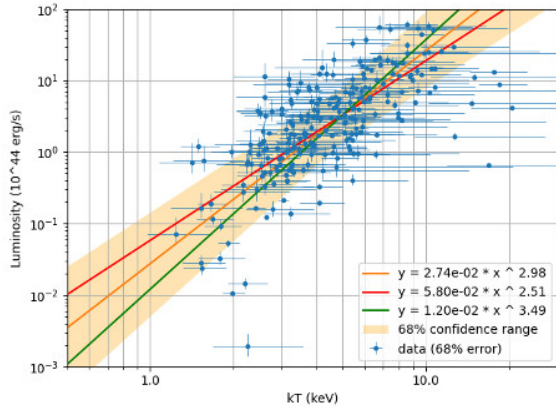


図 6: 温度-光度関係

X 線温度関数 XTF (X-ray Temperature Function) とはある温度の銀河団が宇宙空間にどれぐらいの個数密度で分布しているかの関数である。XTF の導出には完全な X 線 Flux 制限サンプルが必要であり、本研究では図 4 の通り 2-10 keV の Flux が $1.5 \times 10^{-11} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ 以上の全天の銀河団を完全に観測しているため、これら 117 個の銀河団は完全な X 線 Flux 制限サンプルを構成している。以下の図 7 は本研究で求めた XTF (青点) と先行研究 (Ikebe et al. 2001) で導出された XTF (黒点及び星型点、黒実線) の比較である。先行研究は ASCA などの温度観測結果と ROSAT の Flux 観測結果を組み合わせ、0.1-2.4 keV での Flux が $1.99 \times 10^{-11} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ 以上の 61 個の銀河団をもって完全な X 線 Flux 制限サンプルを構成している。図 7 において Best-fit curve として示されている黒の実線は、Press-Schechter 理論に基づいたモデル関数を #2 のデータ点に対してフィッティングしたものである。本研究と先行研究の XTF を比較すると、本研究のデータ点は先行研究のベストフィットの曲線とよく一致している。

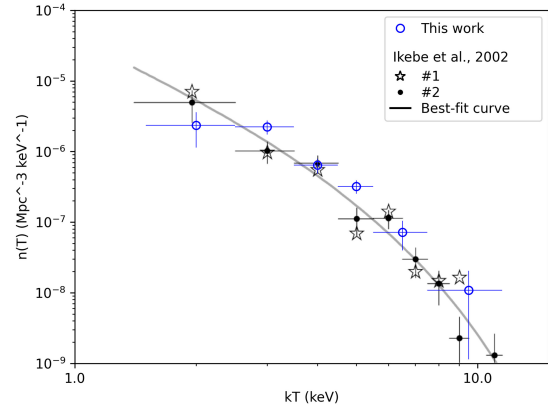


図 7: 先行研究と本研究の X 線温度関数

Reference

- Matsuoka M., Kawasaki K., Ueno S., et al. (2009) PASJ, 61, 999
- Sadibekova T., Arnaud M., Pratt G.W., et al. (2024) A&A, 688, 43
- Wenger M., Ochsenbein F., Egret, D., et al. (2000) A&A, 143, 9
- Arnaud K.A. (1996) ADASS Conference Series, 101, 17
- Smith R.K., Brickhouse N.S., Liedahl D.A., et al. (2001) ApJ, 556, 91
- Wilms J., Alle A., McCray R., et al. (2000) ApJ, 542, 914
- Ebeling H., Edge A.C., Bohringer H., et al. (1998) MNRAS, 301, 881 S. W. Allen
- Fukazawa Y., Makishima K., Tamura T., et al. (1998) PASJ, 50, 187
- Markevitch M. (1998) ApJ, 504, 27
- Pratt G.W., Croston J.H., Arnaud M., et al. (2009) A&A, 498, 361
- Reichert A., Böhringer H., Fassbender R., et al. (2011) A&A, 535, 22
- Maughan B.J., Giles P.A., Randall S.W., et al. (2012) MNRAS, 421, 1583
- Ikebe Y., Reiprich T.H., Bohringer H., et al. (2001) A&A, 383, 773

[index](#) へ戻る

GP-28

XRISM 衛星による静穏な銀河団 Abell2029 の速度観測

東京理科大学
齊藤 結菜

XRISM 衛星による静穏な銀河団 Abell2029 の速度観測

齊藤 結菜 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

Abstract

銀河団は数百～数千の銀河が数 Mpc 規模に重力的に集まった構造体で、宇宙年齢にわたり進化してきた宇宙最大の自己重力天体である。その形成・進化は宇宙全体の構造形成と密接に関係する。緩和の進んだ銀河団では一見大きなガス運動は見られないが、中心ではスロッシングや AGN フィードバックに起因する乱流の存在が明らかとなっている。現在、銀河団質量の推定には銀河団ガスが熱的圧力のみで重力と釣り合うとする静水圧平衡の仮定が広く使われているが、実際には中心で数%、外縁で数十%の非熱的圧力が存在し、質量の過小評価が懸念される。ガスが重力ポテンシャル中心の周囲で振動するスロッシングは代表的な非熱的運動である。Chandra 衛星の X 線画像から、A2029 ($z = 0.0787$) 中心から約 400 kpc にわたり渦巻き状に広がるスロッシング構造が確認されている。高エネルギー分解能を有する XRISM 衛星により、その運動速度が直接測定可能となった。XRISM/Resolve の初期観測では、近傍宇宙で最も緩和が進んだ銀河団の一つである A2029 中心において乱流速度 169 ± 10 km/s、非熱的圧力の寄与 2.6 ± 0.3 % が報告されている。本研究ではスロッシングにより領域ごとに異なる速度構造が生じると考え、Resolve による A2029 中心領域の観測データを中心 4 ピクセルと北東・北西・南東・南西の計 5 領域に分割して解析した。これにより視線方向のバルク運動および乱流運動の空間分布を求めた。その結果、BCG に対してガスが北側では青方偏位し、南側では赤方偏移する立体的な速度構造と、中心および北側で非熱的圧力の寄与が大きい分布が示された。ただし実際の三次元的な運動構造の理解には今後、数値シミュレーションとの比較を含む詳細な解析が必要である。

1 Introduction

銀河団は数 Mpc 程の領域に集まった数百から数千個程の銀河の集団である。また、宇宙年齢をかけて進化してきた宇宙最大の自己重力天体でもあり、宇宙全体の構造や進化と密接に関連する天体である。銀河団内の高温ガス (ICM) は一般に静水圧平衡であると仮定されるが、実際には合体や物質降着による乱流・バルク運動が存在する (Norman & Bryan 1999, Miniati 2014, Vazza et al. 2009)。これらは非熱的圧力を生じ、銀河団の質量推定における過小評価が懸念される。銀河団質量の過小評価は銀河団を用いた宇宙論的研究に影響を及ぼす (Allen et al. 2008, Pratt et al. 2019)。

Abell 2029 は $z=0.0787$ に位置する典型的なクールコア銀河団であり、近傍宇宙で最も緩和が進んだ銀河団の一つである。見かけ上は静穏な Abell 2029 であるが、Chandra 衛星で得られた X 線画像 (図 1) では中心から約 400 kpc にわたるスロッシング構造が確認されている (R. Paterno-Mahler et al 2013)。ガスが重力ポテンシャル中心の周囲で振動するスロッシ

ングは代表的な非熱的運動であり、XRISM/Resolve の初期観測では Abell 2029 中心において乱流速度 169 ± 10 km/s、非熱的圧力の寄与 2.6 ± 0.3 % が報告されている (XRISM2025a)。また、Abell 2029 中心から北側約 670 kpc までの 3 観測 (図 2) について、全半径において非熱的圧力は総圧力の 2 % を超えず、外側へ向かうほど減少することが報告されている (XRISM2025b)。これらの結果は、緩和系の銀河団質量推定における静水圧平衡の仮定の妥当性を支持する。しかし、これらの解析では Resolve の視野全体のみを対象にしており、Abell 2029 中心領域の場所による局所的な速度の変動を直接調べてはいない。したがって X 線画像に見られる大きな渦巻き模様が示唆するスロッシングに伴う局所的なガス運動の存在は未だ解明されていない。本研究ではスロッシングによる領域ごとの速度構造を調べるため、Abell 2029 中心領域の XRISM/Resolve 観測データを図 3 に示す 5 つの領域 (NE, NW, SE, SW, center) に分割して解析を行った。また、NE 領域外側からの漏れ込み成分として a6 領域を考慮した。

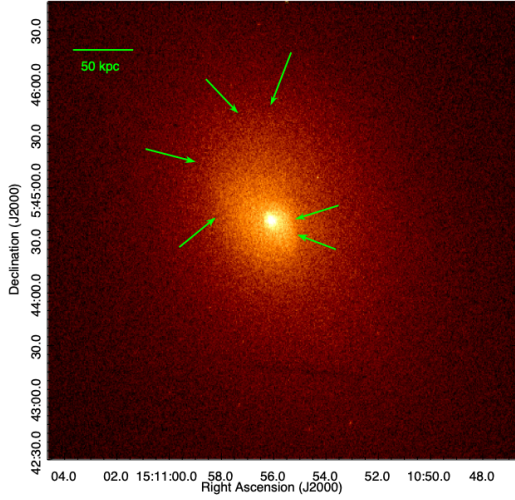


図 1: A2029 の X 線画像 (R. Paterno-Mahler et al 2013). 矢印は、東/北東および西に見られる X 線表面輝度のエッジを示す。

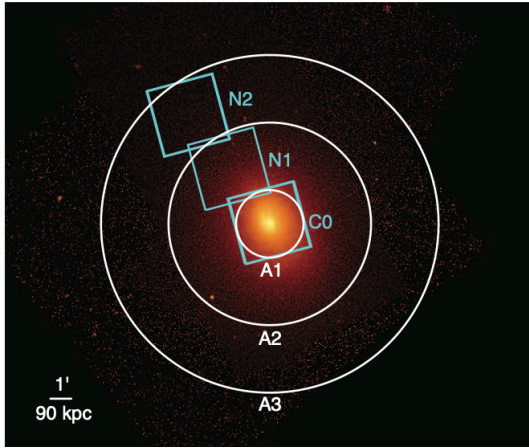


図 2: A2029 中心から北側へ向かう 3 つの観測領域 (XRISM2025b)。

A1, A2, A3 はそれぞれ半径 $r = 1.5'$, $r = 4.5'$, $r = 7.5'$ の円を示す。

2 Observations

XRISM(X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission) 衛星は 2016 年に打ち上げられた X 線天文衛星「Hitomi」の後継として 2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた、国際的な X 線観測ミッションである。XRISM には 2 台の X 線望遠鏡 (X-ray Mirror Assembly; XMA) が搭載されており、それぞれの焦点に検出器として X 線 CCD カメラからなる Xtend

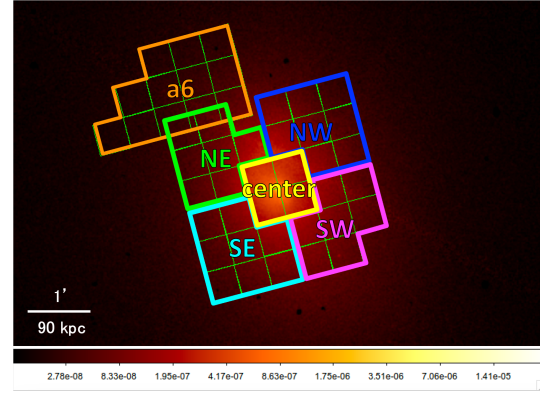


図 3: スロッシングに伴う領域分割。中心 4×4 pixel とその周囲を東西南北で十字に分割した。a6 は NE 領域外側からの漏れ込みを考慮するための領域である。

とマイクロカロリメータからなる Resolve が配置されている。Resolve は日米欧の共同開発による検出器であり、6 eV 以下という高いエネルギー分解能を 0.3–12 keV の広い観測帯域で実現する。これにより従来の検出器ではクラスターコアで 1000 km/s (Ota et al., 2007, Sanders et al., 2011) という上限しか課すことの出来なかったバルク速度をクラスターコア外まで精密に測定することが可能となった。

本研究では、Abell 2029 の中心領域 (OBSID 000151000, 000149000) とその北東領域 (OBSID 000150000) の XRISM/Resolve 観測データを用いた。各データの観測日時と EXPOSURE TIME を表 1 に示す。

表 1: 用いた観測データ

OBSID	DATE-OBS	EXPOSURE [ks]
000151000	2024-01-13T01:50:41	26.9
000149000	2024-01-10T04:03:46	15.2
000150000	2024-01-10T16:51:55	90.6

3 Analysis and results

本研究では CALDB version 20250315, HEASOFT version 6.34, XSPEC version 12.14.1 を用いて解析を行った。また、ゲインが不安定な 27 ピクセルを除外し、使用計算効率向上のため ftgrouppha (Kaastra & Bleeker (2016)) で最小 1 カウント/ビンになるよ

うビニングした。

XRISM 衛星の PSF は半値直径が $1.3'$ と Resolve の視野 $3' \times 3'$ に対して大きく、領域を分割して解析を行う際は他領域からの光子の混入が問題となる。そこで、PSF による他領域からの光子混入を考慮するため、領域毎に混入を模擬した ARF を Chandra 画像をもとに `xaarfigen` により計 61 個作成した。

観測スペクトルから銀河団ガスの種々の物理量を、星間吸収と銀河団ガスからのプラズマによる放射を仮定したモデル `TBabs*BAPEC` を用いて求めた。このモデルは全ての領域で統一している。モデル推定には Cash 統計 (Cash (1979)) を使用し、Abundance table は `lpgs` (Lodders & Palme (2009)) を用いた。非 X 線バックグラウンド (NXB) は `rslnxbgen` を用いて夜地球データから作成し、テンプレートモデルを使用して観測スペクトルの加算成分としてモデル化した。center 領域に関するモデル推定の結果を図 4 に示す。

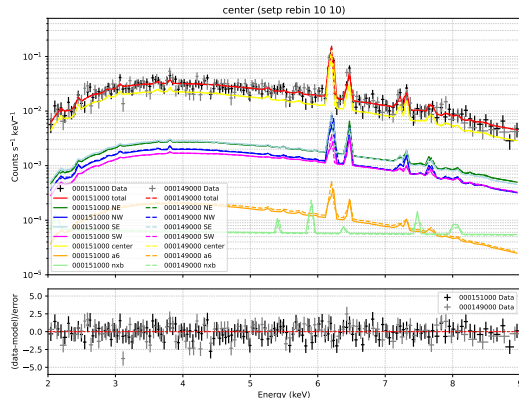


図 4: center 領域の観測スペクトルと推定モデル。
+ は観測スペクトル、線および点線は推定されたモデルを表す。モデル線は各領域を光源として center 領域で観測されたスペクトルの推定モデルと center 領域の NXB モデルおよびその合計 (赤線) で構成されている。

4 Discussion[†]

得られた各領域の赤方偏移 z と BCG の赤方偏移 z_{BCG} および光速 c より、BCG に対する視線方向の

[†] 具体的な値については現在投稿準備中の未発表の内容を含むため、本集録では省略する。

バルク速度 v_{bulk} は

$$v_{\text{bulk}} = \frac{c(z - z_{\text{BCG}})}{1 + z_{\text{BCG}}} \quad (1)$$

で求められる。各領域での音速はモデル推定で得られた温度 kT を用いて $c_s = (\gamma kT / \mu m_p)$ 。ここで、断熱指数 $\gamma = 5/3$ 、平均分子量 $\mu = 0.61$ とする。乱流速度の 3 次元等方性を仮定すると、乱流マッハ数は $M_{3D} = \sqrt{3}\sigma_v / c_s$ となる。非熱的圧力が乱流によるものと仮定すると、その比率は乱流マッハ数を用いて

$$\frac{P_{\text{NT}}}{P_{\text{tot}}} = \frac{M_{3D}^2}{M_{3D}^2 + 3/\gamma} \quad (2)$$

と求められる (Eckert et al. 2019)。NE・NW 領域では負のバルク速度が示唆され、BCG に対して青方偏位の傾向が見られた。一方、SE・SW 領域は 0 付近または正の値を示し、スロッシングによるガスの速度構造の違いを反映していると考えられる。非熱的圧力比は中心および北側領域では南側領域と比較してやや高い値となった。また、全領域で 1% 前後と低く、XRISM 初期観測で報告された約 2.6% (XRISM2025a) よりも有意に高い値は見られなかった。この結果は、スロッシングに伴う局所的な運動を考慮しても、全体として静水圧平衡仮定が大きく破れていないことを示唆する。

5 Conclusion

本研究ではスロッシングによる領域ごとの速度構造を調べるため、A2029 中心領域の XRISM/Resolve 観測データを図 3 に示す 5 つの領域 (NE, NW, SE, SW, center) に分割して解析を行った。各領域の視線方向バルク速度と乱流速度の解析により、A2029 中心のガス運動の詳細な構造を初めて観測的に明らかにした。NE・NW 領域では BCG に対して明確な青方偏位が見られ、南側の SE・SW 領域とは異なる運動傾向を示した。これは、Chandra 画像で示唆されていたスロッシング構造を裏付ける重要な結果である。さらに、非熱的圧力比は全領域でおよそ 1% と低く、XRISM 初期観測 (XRISM2025a) で報告された中心領域全体での非熱的圧力比約 2.6% を上回る領域は確認されなかった。この結果は、スロッシングに伴う局所的なガス運動を考慮しても静水圧平衡の仮定が A2029 のような緩和系において依然として有効であることを示す、観測的証拠となる。

Reference

- Norman, M. L. & Bryan, G. L., in H.-J. Röser & K. Meisenheimer, eds., *The Radio Galaxy Messier 87* (1999), vol. 530, p. 106
- Miniati, F. 2014, *ApJ*, 782, 1, 21
- Vazza, F., Brunetti, G., Kritsuk, A., Wagner, R., Gheller, C., & Norman, M. 2009, *A&A*, 504, 1, 33
- XRISM Collaboration et al 2025 *ApJL* 982 L5 (XRISM2025a)
- XRISM Collaboration et al 2025 *arXiv:2505.06533* (XRISM2025b)
- R. Paterno-Mahler et al 2013 *ApJ* 773 114
- Ota, N., et al. 2007, *PASJ*, 59, 351
- Sanders, J. S., Fabian, A. C., & Smith, R. K. 2011, *MNRAS*, 410, 1797
- Kaastra, J. S. & Bleeker, J. A. M. 2016, *A&A*, 587, A151
- Cash, W. 1979, *ApJ*, 228, 939
- Eckert, D et al. 2019, *A&A*, 621, A40

GP-29

A Review of Large-Scale Models in Astronomical Data
Analysis Exploring Vision-Language Models and
Interactive Frameworks for Enhanced Astronomical
Imaging

東京大学

Guo Xingyi

A Review of Large-Scale Models in Astronomical Data Analysis Exploring Vision-Language Models and Interactive Frameworks for Enhanced Astronomical Imaging

Guo Xingyi (University of Tokyo Department of Astronomy)

Abstract

The exponential growth of astronomical imaging data calls for scalable and adaptable analysis tools beyond traditional supervised learning. This review compares two recent strategies leveraging large-scale artificial intelligence: domain-specific Large Vision Models (LVMs) and general-purpose Vision-Language Models (VLMs). The first, introduced in "A Versatile Framework for Analyzing Galaxy ImageData by Implanting Human-in-the-loop on a Large Vision Model"(Fu et al. (2024)), employs an LVM with downstream tasks (DSTs) such as morphology classification and object detection, enhanced by a Human-in-the-Loop (HITL) module to improve accuracy and interpretability with limited labeled data. The second, from "At First Sight! Zero-Shot Classification of Astronomical Images with Large Multimodal Models"(Tanoglidis & Jain (2024)), explores zero-shot galaxy classification using VLMs like GPT-4o and LLaVA-NeXT, achieving over 80% accuracy via natural language prompts alone. We highlight the complementary strengths of these approaches: LVMs offer precision and robustness for scientific analysis, while VLMs provide flexible, label-free exploration(Yang et al. (2023)). Together, they outline a synergistic path forward for astronomical research in the era of large-scale, multi-modal data.

1 Introduction

The explosive growth of astronomical data, driven by large-scale surveys such as LSST, Euclid, CSST, and SKA, is transforming astronomy into a data-intensive science. These datasets span multiple modalities—multi-band images, spectra, time-domain observations, and occasionally, language labels—offering unprecedented scientific potential but also posing major challenges in processing, scalability, and interpretation. Traditional deep learning methods, while effective for tasks like galaxy classification and object detection(Huertas-Company & Lanusse (2023))(Du et al. (2024))(Martinez-Azcona et al. (2023)), are hindered by their reliance on large labeled datasets and poor cross-domain generalization.

To overcome these limitations, attention has shifted to foundation models—large models pre-trained on broad data distributions and adaptable to diverse downstream tasks. In astronomy, two promising directions have emerged: vision-language models (VLMs) and domain-specific large vision models (LVMs). VLMs such as GPT-4o(OpenAI et al. (2024)) and LLaVA-NeXT(Li et al. (2024)) support zero-shot classification via natural language prompts, eliminating the need for task-specific training. In parallel, LVMs pre-trained on astronomical image surveys (e.g., DESI(Hahn et al.

(2023))) can be customized for tasks like morphological classification, restoration, and anomaly detection. The integration of human-in-the-loop (HITL) systems further enhances interpretability and reduces annotation workload.

This review compares two representative approaches: a HITL-augmented LVM framework designed for galaxy image analysis, and a general-purpose VLM-based method enabling zero-shot astronomical classification. We analyze their methodologies, performance, and use cases, and propose that combining both approaches offers a promising path forward for future astronomical data analysis.

2 Methods

Fu et al. (2024) present a Large Vision Model (LVM) based on a Swin-Transformer architecture pre-trained on 76 million galaxy images from the DESI Legacy Imaging Surveys. Figure 1 illustrates the encoder-decoder architecture, where pre-processed input images pass through Swin Transformer Blocks (STB)(Liu et al. (2021)) in the encoder with skip connections to the decoder that reconstructs output images.

A key feature is the Human-in-the-loop (HITL) module, shown in Figure 2, where user-labeled images train a Multi-Layer Perceptron (MLP(Rumelhart & McClelland (1987)))that pre-

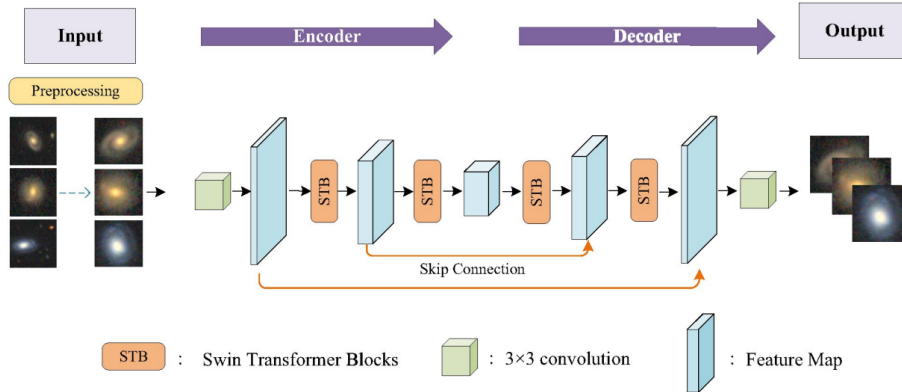


Figure 1: The Structure of the Large Vision Model (LVM).(Fu et al. (2024))

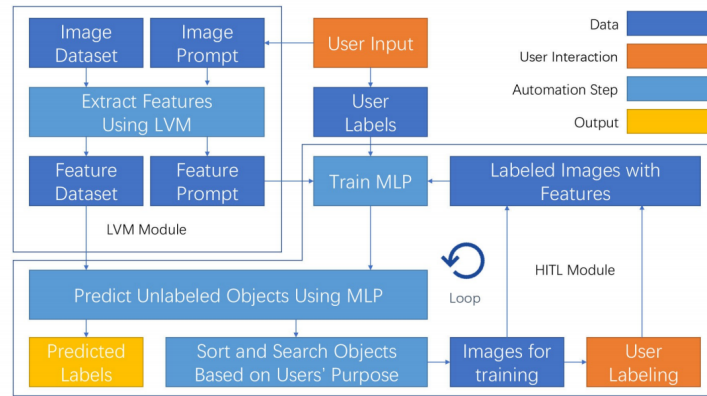


Figure 2: The overall design of the human-in-the-loop (HITL) module(Fu et al. (2024))

dicts labels for unlabeled data. This iterative feedback loop enables efficient, interactive training set expansion, enhancing performance particularly for rare object identification.

Tanoglidis & Jain (2024) evaluate zero-shot classification capabilities of two Vision-Language Models (VLMs), GPT-4o and LLaVA-NeXT, on two tasks: differentiating Low-Surface-Brightness Galaxies (LSBGs)(Tanoglidis et al. (2021))from artifacts, and four-class morphological classification on GalaxyMNIST(Walmsley et al. (2022)). Figure 3 shows the natural language prompts describing category features provided to the models.

3 Results

The zero-shot classification capabilities of GPT-4o and LLaVA-NeXT were evaluated on two tasks: distinguishing Low-Surface-Brightness Galaxies

(LSBGs)(Tanoglidis et al. (2021)) from imaging artifacts, and four-class galaxy morphology classification using the GalaxyMNIST(Walmsley et al. (2022)) dataset. As shown in Figure 4, comparing predicted versus ground-truth labels. These results demonstrate that both models can accurately classify complex astronomical images using only descriptive text prompts without any training or fine-tuning.

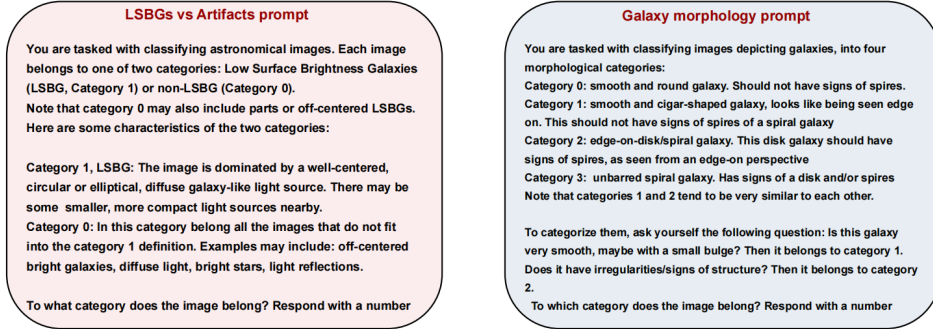


Figure 3: Prompts and confusion matrices show how GPT-4o and LLaVA-NeXT classify images, with percentages indicating prediction accuracy per class.(Tanoglidis & Jain (2024))

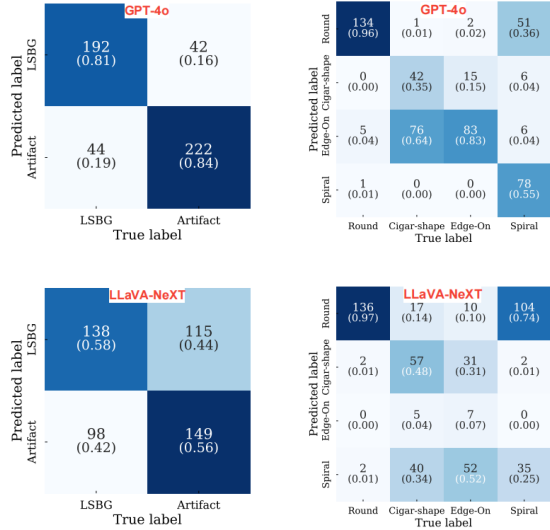


Figure 4: Prompts and confusion matrices show how GPT-4o and LLaVA-NeXT classify images, with percentages indicating prediction accuracy per class.(Tanoglidis & Jain (2024))

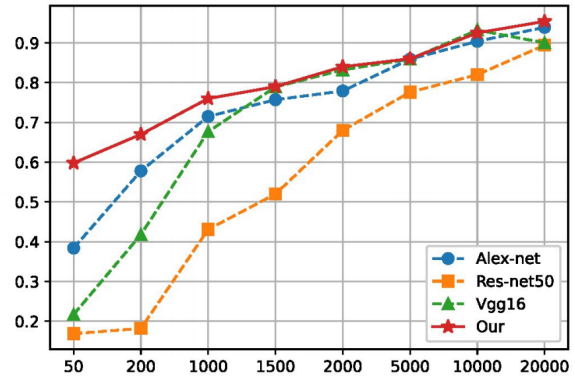


Figure 5: (Classification Accuracy of Different Models on Dataset with Different Sizes. This figure shows the classification accuracy of four models (Our Model, AlexNet, VGG16, and ResNet50) on the galaxy classification task under data with different sizes.(Fu et al. (2024))

4 Discussion

Figure 5 compares the proposed Large Vision Model (LVM) against AlexNet, VGG16, and ResNet50 across varying dataset sizes, showing the LVM consistently achieves higher galaxy morphology classification accuracy. The advantage is most notable in the few-shot regime (as few as 10 images per class), highlighting strong generalization from limited data.

These two studies represent a key strategic tension in AI applications for astronomy: deep specialization versus broad generalization. Fu et al. (2024) illustrates that domain-specific models, especially with Human-in-the-loop (HITL) systems, can achieve high precision using limited labeled data, though they require more development effort. In contrast, Tanoglidis & Jain (2024) shows that general-purpose vision-language models allow fast, accessible, zero-shot exploration via natural language, albeit with lower accuracy. A hybrid workflow combining both strengths may be most effective—using general models for rapid data triage and hypothesis generation, and specialized models

for high-fidelity analysis.

5 Conclusion

In conclusion, astronomy is advancing through two promising AI-driven methodologies, each offering unique strengths suited to different needs in modern astronomical research. Fu et al. (2024) provide a pathway to high-precision, scientifically rigorous analysis. These models are particularly effective when domain expertise is crucial, and when labeled data is limited but quality and interpretability are paramount. The Versatile Framework exemplifies this approach, showcasing how tailored models can achieve state-of-the-art results in tasks like morphological classification and anomaly detection.

At the same time, general-purpose vision-language models (VLMs) such as GPT-4o and LLaVA-NeXT represent a powerful shift toward accessibility and rapid experimentation. By leveraging natural language prompts, these models enable zero-shot learning that allows researchers to interact with complex datasets without the need for specialized training or large annotated datasets. As demonstrated in Tanoglidis & Jain (2024), this lowers the barrier to entry and opens new possibilities for intuitive, flexible analysis.

Both approaches are actively shaping the future of astronomical data analysis. With one focused on precision and control, and the other on scalability and ease of use, they reflect the diverse needs and opportunities emerging in the era of big-data astronomy..

Reference

- Fu M., Song Y., Lv J., Cao L., Jia P., Li N., Li X., Liu J., Luo A.-L., Qiu B., Shen S., Tu L., Wang L., Wei S., Yang H., Yi Z., & Zou Z. 2024, A Versatile Framework for Analyzing Galaxy Image Data by Implanting Human-in-the-loop on a Large Vision Model, arXiv:2405.10890
- Tanoglidis D., & Jain B. 2024, At First Sight: Zero-Shot Classification of Astronomical Images with Large Multimodal Models, arXiv:2406.17057
- M. Huertas-Company and F. Lanusse, Publications of the Astronomical Society of Australia **40**, e001 (2023), arXiv:2210.01813.
- OpenAI et al., GPT-4 Technical Report, arXiv:2303.08774 (2024),
- Li B., Zhang Y., Guo D., Zhang R., Li F., Zhang H., Zhang K., Zhang P., Li Y., Liu Z., & Li C.

2024, LLaVA-OneVision: Easy Visual Task Transfer, arXiv:2408.03326

Liu Z., Lin Y., Cao Y., et al. 2021, Proceedings of the IEEE/CVF International Conference on Computer Vision, 10012–10022

Rumelhart D. E., & McClelland J. L. 1987, Learning Internal Representations by Error Propagation, 318–362

Tanoglidis D., Ciprijanović A., & Drlica-Wagner A. 2021, Astronomy and Computing, 35, 100469, doi:10.1016/j.ascom.2021.100469

Walmsley M., Lintott C., Géron T., et al. 2022, MNRAS, 509, 3966, doi:10.1093/mnras/stab2093

Du Y., Cui L., Guan X., et al. 2024, PHYSICS, 53, 147, doi:10.7693/wl20240301

Martinez-Azcona P., Kundu A., del Campo A., et al. 2023, Phys. Rev. Lett., 131, 160202, doi:10.1103/PhysRevLett.131.160202

Hahn C., Wilson M. J., Ruiz-Macias O., et al. 2023, The Astronomical Journal, 165, 253, arXiv:2208.08512

Yang Z., Li L., Lin K., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2309.17421, doi:10.48550/arXiv.2309.17421