# 2023年第53回 天文・天体物理若手夏の学校 銀河・銀河団分科会 集録集



2023年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎 物理学研究所を始め、国立天文台、宇宙線研究 者会議(CRC)からのご支援により成り立って おります。事務局一同厚く御礼申し上げます。

銀河·銀河団分科会

# ■ index

銀河 a01	須田 一功	Planck 衛星と Suzaku 衛星による「かみのけ座銀河団」の圧力構造の探査と大
		規模構造との相関
銀河 a02	桐山 拳太郎	「すざく」衛星を用いた Abell 496 の力学的構造の探査
銀河 a03	工藤 栞奈子	銀河団外縁部のエントロピー測定における前景放射の影響
銀河 a04	藤田 将	精密分光観測で探る NGC507 銀河群中心部のガスの速度構造
銀河 a05	呼子 優人	milliquas を用いた quasar の増減光天体数の比較
銀河 a06	浦田 岬	NGC5128 におけるプラズマガス温度とジェットの相関
銀河 a07	松本 尚輝	MIR Search of Heavily Obscured $\mathbf{z}_{b}$ 3 AGN Missed in X-ray Surveys
銀河 a08	中谷 友哉	広帯域 X 線観測で探る電波銀河の中心核構造
銀河 a09	柿元 拓実	初期宇宙に存在する大質量 Quiescent 銀河の形成過程
銀河 a10	高橋 宏典	Ruby-Rush: Accelerated evolution of massive quiescent galaxies in high-z pro-
		toclusters
銀河 a11	岡内 紀翔	原始銀河団 SSA22 に位置するサブミリ波銀河のガスの物理状態の推定
銀河 a12	小林 星羅	gzK 選択による赤方偏移 2 の電波銀河探査
銀河 a13	清水 達生	SMBH 質量ーバルジ質量関係の赤方偏移進化
銀河 a14	若杉 航希	南極 12 mテラヘルツ望遠鏡のサイエンス検討
銀河 a15	碓氷 光崇	JWST/MSA シャッターのスリットロスによる物理量測定への影響
銀河 a16	星 宏樹	スリッド分光データを用いた z 4 クエーサーにおける Ly α ハローの検出
銀河 a17	田中 匠	HINOTORI: 若返り銀河の統計的解析
銀河 a18	井上 真	分子雲衝突現象から解明するアンテナ銀河における星形成メカニズム
銀河 a19	松坂 怜	銀河面広域サーベイ FUGIN の結果を利用した、高密度ガス形成機構の観測的
		解明
銀河 a20	鈴木 善久	Subaru/HSC-SSP データを用いた銀河系ハローサブ構造の探査
銀河 a21	島谷 侑希	すざく衛星を用いた銀河系の超巨大バブル構造の解析
銀河 a22	佐藤 恭輔	すばる望遠鏡/HSC で探るこぐま座矮小楕円体銀河の形成メカニズム

銀河 b01	宍戸 萌那	銀河団中の電離非平衡プラズマの探査
銀河 b02	白木 天音	衝突銀河団 Abell 2163 の XRISM 衛星観測シミュ レーション
銀河 b03	照井 勇登	各赤方偏移及び銀河星質量における銀河衝撃波時間発展
銀河 b04	及川 雄飛	Changing State Quasar モニター観測と広輝線領域の推定
銀河 b05	前田 祐輔	BAL クェーサー周辺でみられる近接効果の異方性について
銀河 b07	山田 祐佳	PFS 観測に向けたターゲットセレクション
銀河 b08	今井 聖也	extreme emission line galaxy の探査
銀河 b09	藤本 淳也	COSMOS 領域における z 0.8 の中心に非対称成分を示す Post-starburst 銀河
		の色勾配
銀河 b10	加納 龍生	遠方銀河の数密度を考慮したダスト放射進化モデルの拡張
銀河 b11	濵響子	近傍銀河における分子ガス-原子ガス比と星生成の関係
銀河 b12	長嶋 悠月	近傍銀河 NGC 1068 における星形成率分布の高精度の画像化
銀河 c01	久田 凜太郎	ニュートリノ観測実験 ICECUBE による 10 年間の一般公開観測データを用い
		た AGN 探索
銀河 c02	五十嵐 諒	z ≤ 1 における銀河のダストの減少についての準解析的モデルを用いた解析
銀河 c03	坂井 延行	活動銀河核によって生まれる銀河風のダイナミクスについて
銀河 c05	劉強	AGN アウトフローの変動メカニズムの解明
銀河 c06	幸野 友哉	U/LIRG の Pa α輝線観測による銀河進化プロセス の研究

--index へ戻る

# 銀河a01

Planck衛星とSuzaku衛星による「かみのけ座銀河団」 の圧力構造の探査と大規模構造との相関

# 須田 一功

# Planck 衛星とSuzaku 衛星による 「かみのけ座銀河団」の圧力構造の探査

# 須田 一功 (東京理科大学大学院 理学研究科)

# Abstract

「かみのけ座銀河団」は近傍で最も巨大な銀河団であり、それゆえ詳細な内部構造を観測することが可能で ある。特に銀河団降着による内部構造の複雑化は顕著であり、等方的な構造とは言い難く X 線観測による先 行研究において温度やエントロピーに異方性が確認されている (Mirakhor & Walker 2020)。銀河座標にお いて、銀河団中心から南西方向には「NGC 4839」が中心に向かって降着しているが、これは北東方向から 一度降着が起こり銀河団中心付近を通過した後、再度南西方向からの降着が起きていると考えられており、 これに付随した衝撃波の存在が示唆されている (Lyskova et al. 2019)。「かみのけ座銀河団」の X 線による 先行研究において、銀河団中心から東方向の  $R_{500}$  より内側の領域では他の方向に比べて銀河団ガスの温度 が低温となっていることが報告されている (Neumann et al. 2003)。Suzaku 衛星による同領域の観測におい て、天の川銀河からの 1 keV 程度の前景放射 (Yoshino et al. 2009)を考慮し解析を行ったが同様の低温性 が確認された。

X 線観測における東方向の低温性の検証として、Planck 衛星によるマイクロ波観測データを用いた。解 析の結果、Planck 衛星においても東方向において他の方向に対して相対的に圧力が低下していることが確 認された。しかし、Planck 衛星による  $R_{500}$  よりも外側の領域の観測において、*y*-parameter に  $1 \times 10^{-6}$ を超える大きなむらが確認された。より大きな半径にわたる銀河団ガスの構造解析を行うためには、この大 きなむらの評価が必要であるため Suzaku 衛星による空間分布的により詳細な解析を行い、Planck 衛星と比 較を行うことが求められる。また、 $R_{500}$  よりも内側の領域においては Suzaku 衛星よりも空間分解能が高い XMM-Newton 衛星による解析が可能である。先行研究においては天の川からの 1 keV 程度の前景放射を考 慮した詳細な方向別の解析は行われていないため、今後の解析においてはこれらを用いて議論を進めていき たい。

# 1 Introduction

銀河団は数百~数千もの銀河が重力的に束縛され ている宇宙で最大規模の天体である。宇宙年齢をか けて銀河団は銀河団同士の衝突合体、周囲のガスの 降着により成長を続けてきた。銀河団の衝突、及び 銀河団周囲のガスの降着に際しては衝撃波が発生す ることで銀河団ガスに対する加熱がなされる。その ため、銀河団ガスの温度や密度、エントロピーを調 べることは銀河団の成長の過程を明らかにすること につながる。現在も銀河団の降着が進行しているも のがあり、その中でも「かみのけ座銀河団」は近傍 で最も巨大な銀河団であるため、降着による影響を 確認することができる。特に銀河団中心から南西方 向に存在する NGC4839 のグループは、北東方向か ら降着し中心付近を通過後現在の南西方向から再度 中心に向かって 2 度目の降着を始めていることが示 唆されている (Lyskova et al. 2019)。NGC4839の降 着により銀河団全体にわたる衝撃波の発生が考えら れ、Planck 衛星による西、南東方向の観測において *R*<sub>500</sub> 付近で pressure jump が見られた (Planck Collaboration 2013)。

本解析においては X 線天文衛星である Suzaku 衛 星による解析結果とマイクロ波による観測を行う Planck 衛星による解析結果を比較する。全天から観 測される宇宙マイクロ波背景放射は銀河団中の高温 ガスを通過する際、高エネルギーの電子と逆コンプ トン散乱を起こすことでエネルギーを受け取り高エ ネルギー側にわずかにシフトを起こす。この効果は スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (SZ 効果)(Sunyaev & Zeldovich 1972)と呼ばれ、銀河団ガスの圧力の視 線方向の積分値 (*y*-parameter)に比例する。そのた め、両者は相補的であり比較から銀河団ガスの密度 むらや奥行き方向の情報を得ることができる。特に 今回は Suzaku 衛星による解析において銀河団中心 から東方向、R<sub>500</sub> より内側の領域において北北西よ りも銀河団ガスの温度が低温となったため、Placnk 衛星による圧力の観測と比較する。

# 2 Methods/Instruments and Observations

# **2.1** *y*-map

本解析では y-map として 100GHz から 857GHz の 周波数マップに対して MILCA 法を用いて得られた ものを採用した。MILCA 法は複数の周波数マップか ら熱的 SZ 効果による成分を抽出するために用いら れるものである。



図 1: MILCA 法による「かみのけ座銀河団」の *y* マッ プ. 強度は 10<sup>-6</sup> でスケーリングされている.

# 2.2 Planck 衛星における *y*-parameter の半径プロファイル

Planck 衛星の観測から得られた *y*-parameter は前述の通り高温ガスの圧力を視線方向に積分した値に比例し、以下のように表される。

$$y = \frac{\sigma_{\rm T}}{m_e c^2} \int P(l) dl$$

ここで  $\sigma_{\rm T}$  はトムソン散乱散乱断面積、 $m_e$  は電子の 質量、c は光速である。

# 2.3 球対象な圧力成分のモデル

銀河団ガスの圧力の内、球対象な圧力成分のモデ ルとして以下の Arnaud et al.(2010) で提案されたも のを用いた。

$$P(x) = \frac{P_0}{(c_{500}x)^{\gamma} [1 + (c_{500}x)^{\alpha}]^{(\beta - \gamma)/\alpha}}$$

ここで  $x = (R/R_{500})$ 、 $R_{500} = 47 \operatorname{arcmin}$ である。



図 2: Arnaud et al.(2010) で提案された圧力モデル を y-parameter に換算したもの. 各パラメータは、先 行研究における同マップの全領域に対して  $R_{500}$  以外 のすべてのパラメータを free でフィットされたもの を用いている (Planck Collaboration 2013).

# 3 Results

# 3.1 方向別の *y*-parameter 半径プロファ イル

Suzaku 衛星による観測領域をカバーするように Planck 衛星による y マップでは扇形に方向別の領域 設定を行った。半径方向には 5 arcmin で領域の分割 を行った。明るい電波源の mask は 56 arcmin より も外側において適用した上で解析を行った。これは、 中心付近では電波源による影響は銀河団ガスからの 寄与に比べて十分小さいとしたためである。



図 3: 方向別の y-parameter の半径プロファイル.図 内左下は各方向の扇形の領域を示している.

NGC4839 が存在する南西方向では他の領域に比べ て高い圧力を示しており、東側の3領域は $R_{500}$ より も内側で低い圧力を示している。また、 $R_{500}$ よりも 外側においてはモデルに対して大きなゆらぎが確認 できる。

# 3.2 球対象な成分を除いた y マップ

図1に示されている y マップから図2で示された 球対象な圧力成分からなる y を差し引いたマップは 以下のようになった。



図 4: MILCA 法による *y* マップから球対象な成分を 差し引いた *y* マップ

# 4 Discussion

Suzaku 衛星による北北西と東方向の温度の比較に おいて東方向の低温性が確認された(図5)。解析にお いてバックグラウンドが十分引かれていない可能性 が考えられたが、Planck 衛星による同領域の圧力分 布と比較を行うと、同様に東方向で圧力の低下が確 認された (図 3)。Suzaku 衛星による観測ではエミッ ションメジャーは誤差の範囲内で一致しているため、 温度の低下と圧力の低下には強い相関があると考え られる。北北西方向には NGC4839 の降着による後 続の衝撃波が広がっている可能性があり、R<sub>500</sub>より も内側においては東方向に比べてより加熱がされて いたと考えられる。 図4においては北から南西にか けて R<sub>500</sub> よりも内側において圧力の超過が見られ、 東から南東にかけては前者に比べて圧力は低下して いる。これは図 6 で示されている Secondary shock の様子と概ね一致するものと考えられる。

一方、 $R_{500}$ よりも外側においては明るい電波源が 存在する領域以外でも大きな圧力ゆらぎが見られ、  $4 \times R_{500}$ を超えても $1 \times 10^{-6}$ よりも大きいゆらぎが 確認できるため、信頼性を十分に担保する必要があ る。今後の解析ではSuzaku 衛星でより詳細な半径 プロファイルを作成し比較を行う予定である。



図 5: Suzaku 衛星による北北西と東方向の温度、エ ミッションメジャーの半径プロファイル

2023 年度 第 53 回 天文·天体物理若手夏の学校



図 6: NGC4839の降着経路の予測と衝撃波の生成 (Churazov et al. 2021)

# 5 Conclusion

本研究では「かみのけ座銀河団」の X 線観測にお ける東方向の低温性について、Planck 衛星による観 測結果と比較を行った。X線観測においてエミッショ ンメジャーは東方向よりも高温である北北西の方向 と比較して誤差の範囲内で一致しており、Planck 衛 星による圧力の探査においても同方向において低下 が見られたため、両衛星による観測結果は一致する と考えられる。また、東方向に比べて北北西方向が 東方向に比べて温度が高い理由として、NGC4839の 降着に起因するガスの運動により発生した衝撃波に よる加熱が考えられる。R500よりも外側については 十分大きな半径において、大きな圧力ゆらぎが確認 されたため、今後は Suzaku 衛星による空間的に詳細 な解析との比較を行っていく予定である。また、銀河 団外縁部にわたる X線とマイクロ波の観測から銀河 団ガスの3次元的な構造を調べることが目標である。

# Reference

- Mirakhor M. S., & Walker S. A., 2020, MNRAS, 497, 3204
- Neumann D. M., Lumb D. H., Pratt G. W., & Briel U. G., 2003, A&A, 400, 811

Yoshino et al. 2009, PASJ, 61, 805

Sunyaev R. A., & Zeldovich Y. B., 1972, Comments on Astrophysics and Space Physics, 4, 173 Lyskova N., et al., 2019, MNRAS, 485, 2922

Planck Collaboration, 2013, A&A, 554, A140

- Arnaud M., Pratt G. W., Piffaretti R., et al. 2010, A&A, 517, A92
- Churazov E., et al. 2021, A&A, 651, A41

—index へ戻る

# 銀河a02

# 「すざく」衛星を用いた Abell 496の力学的構造の探査

# 桐山 拳太郎

# 「すざく」衛星を用いた Abell 496 の力学的構造の探査

桐山 拳太郎 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

# Abstract

銀河団は数十から数千個の銀河の大集団で、力学的な平衡に達した天体として宇宙最大の天体である。銀河 団内は温度数千万度程度の高温ガス (Intracluster medium; ICM) で満たされ、X 線を放射している。銀河 団はその進化の過程において衝突合体を繰り返すが、質量に大きな差のある銀河団の衝突ではスロッシング という ICM が渦巻きのような痕跡が残ることが知られている。これは、質量に差のある銀河団同士の衝突 において銀河団の軸がずれていると、ガスが角運動量を得るためである。本研究では、X 線天文衛星「すざ く」を用いてスロッシングが確認されている Abell 496 の温度分布、元素分布、エントロピー分布、静水圧 平衡を仮定した重力質量、ガス速度の測定を行なった。空間的に分割した X 線スペクトル解析から、温度、 鉄、エントロピーの半径分布の方向依存性が確認でき、これは、より外側までスロッシング構造が存在する 事を支持する。温度はクールコアと呼ばれる銀河団中心部に向かって低くなることが確認できた。また、中 心部のガス速度の上限値は ~ 500km/s であると求まった。

# 1 Introduction

銀河団とは銀河を数十から数千個含み、力学的な 平衡に達した天体として宇宙最大の天体であり、そ の質量は $10^{14}$ M<sub>☉</sub>から $10^{15}$ M<sub>☉</sub>である。銀河団は質 量の寄与の大きい順に、ダークマター、X 線を放射 する数千万度程度の高温ガス (Intracluster medium; ICM)、星という3つの要素で成り立っており、その 比率は約80%、15%、5%である。また、星の約90%は銀河の中に存在し、残りは銀河団の中心付近に淡 く広がって分布している。

# 1.1 ガススロッシング

銀河団の衝突では観測可能な痕跡を残し、その中 にはショックやコールドフロントが含まれる。コー ルドフロントはX線画像や温度マップに不連続面と して現れ、明るく高密度な側が低温であることを示 し、温度のジャンプの方向によって、ショックと区別 される。コールドフロントの起源の1つとしてガス スロッシングが考えられる。これは質量に差のある 銀河団同士の衝突において銀河団の軸がずれている と、ガスが角運動量を得るため、渦巻きのような形 になることである。

# 1.2 X線による銀河団の観測

## 1.2.1 静水圧平衡を仮定した重力質量

X線観測で得られたエネルギースペクトルから、光 学的に薄いプラズマモデルを考えることにより、温 度と電子数密度を求めることができる。これらの半 径分布から以下の手順で静水圧平衡を仮定した重力 質量を求めることができる。

**電子数密度の計算** 電子数密度 *n<sub>e</sub>* はプラズマモデル のパラメータである *norm* の値を用いて以下のよう に表される。

$$n_e = 10^7 \times 4(D_{\rm A}(z+1)) \times \sqrt{\frac{3\pi}{10} \times \frac{1}{\int dV} \times norm}$$

ここで、 $D_A(cm)$  は天体までの角径距離、z は赤方偏移である。ここで、ICM における水素とヘリウムの 全質量比が  $M_H: M_{He} = 70: 28$  と表され、水素とヘ リウムの比が 1: 4 であることから電子数密度  $n_e$  と 水素原子の数密度  $n_H$  の比が 12: 10 となることを用 いた。

温度と電子数密度のモデルフィッティング 電子数密 度と温度の半径分布に対して  $\beta$  モデルでフィッティ ングすることで、電子数密度  $n_e(r)$  と温度 T(r) の動 径分布を表す。βモデルは以下の式で表される。

$$F(X) = S0 \left[ 1 + \left(\frac{X}{RC}\right)^2 \right]^{-IN}$$

**静水圧平衡を仮定した重力質量の計算** 静水圧平衝 を仮定すると以下の式が成り立つ

$$\frac{dP_{\rm gas}(r)}{dr} = -G\frac{M_{\rm total}(r)}{r^2}\rho_{\rm gas}(r)$$

ここで、ガスの質量密度  $ho_{
m gas}$  は宇宙の平均分子量  $\mu$ を用いて

$$\rho_{\rm gas}(r) = \mu m_{\rm P} n_{\rm gas} = \frac{7}{6} m_{\rm P} n_{\rm e}$$

と書けるので、以上より重力質量は以下のように書 ける

$$M_{\text{total}} = -\frac{k}{\mu m_{\text{P}}G} \frac{r^2}{n_e(r)} \frac{d}{dr} \left[ n_e(r)T(r) \right]$$

### 1.2.2 3次元エントロピー分布

温度 T の物体に熱を dQ だけ加えると、その物体 のエントロピー変化 dS は以下のように表せる

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{(dU + PdV)}{T}$$

ここで、 $\frac{dU}{dT} = \frac{3}{2}Nk_B, n_e = \frac{N}{V}$ を用いることにより 積分を行うと

$$S = \frac{3}{2}Nk_B \log\left(kTn_e^{-\frac{2}{3}}\right) + const$$

より、銀河団のエントロピーパラメータを

$$K = kT n_e^{-\frac{\epsilon}{3}}$$

とする。

### 1.2.3 バルク速度

スペクトル解析から得られる赤方偏移 z と光学的 に求められた赤方偏移 z<sub>cl</sub> に対して、視線方向のバ ルク速度は光速 c を用いて、以下の式で与えられる。 (1)

$$\Delta v = c \left( z - z_{cl} \right)$$

# 2 Analysis

本論文では、スロッシング構造を持つことで知られ ている Abell 496 の解析に、2005 年に打ち上げられた X 線天文衛星「すざく」を用いた。「すざく」に搭載さ れている 4 台の X 線 CCD カメラ (XIS) は低く安定し たバックグラウンドを持つため、銀河団外縁部の解析 に適している。Abell 496 は赤方偏移 z = 0.0329、角 径距離  $D_{\rm A} = 135.5$  Mpc、1' = 39.42kpc の銀河団で ある。アバンダンステーブルとして Lodders K.(2003) を用い、ハッブル定数は  $H_0 = 70 {\rm km s}^{-1}$  Mpc<sup>-1</sup>、  $\Omega_{\Lambda} = 0.73$ 、 $\Omega_M = 0.27$  とした。図 1 に Abell 496 の エネルギー帯域 0.5 – 2.0keV の X 線画像を示す。



図 1: Abell 496 の X 線画像 (0.5-2.0keV)

Abell 496 を角度別 NW( $30^{\circ} - 120^{\circ}$ )、NE( $120^{\circ} - 210^{\circ}$ )、SE( $210^{\circ} - 300^{\circ}$ )、SW( $300^{\circ} - 390^{\circ}$ )と円環 0' - 2'、2' - 4'、4' - 6'、6' - 8'を組み合わせた計 16 個の領域と、NW のさらに外側 8' - 13'、13' - 19'、 19' - 28'の3 個の領域、さらにバックグラウンドを 見積もるために Abell 496 の観測の最端の領域、計 20 個の領域で解析を行なった。各領域のスペクトル フィットには、Local Hot Bubble(LHB) からの放射 と、Milky Way Halo(MWH)、ICM、Cosmic X-ray Background(CXB)、CIE (0.8keV) からの放射に星 間物質による光電吸収を掛けた放射を足し合わせた モデルを採用した (2)。図 2 に NE の 6' - 8'のスペ クトルフィット結果を示す。



図 2: (120° – 210°)の6′ – 8′におけるスペクトル フィットの結果。赤色がモデルの足し合わせを表す。

バックグラウンド領域において、ciaoの wavdetect を用いて周囲より 3σ 以上明るい天体を除き、LHB の温度を 0.1 keV、CXB の冪を 1.4 に固定した。上 記の解析で得られたバックグラウンド成分のベスト フィットパラメータを用いて他の全ての領域の解析 を行なった。結果を次の章にまとめる。

# 3 Results

ICM の温度、鉄のアバンダンス、エントロピーの 方向別半径分布を、それぞれ図 3, 図 4, 図 5 に示す。 図 5 の点線は (3) による、理論予測である。



図 3: ICM の温度の方向別半径分布



図 4: 鉄アバンダンスの方向別半径分布



図 5: エントロピーの方向別半径分布

次に、静水圧平衡を仮定した重力質量と視線速度 の半径分布を、それぞれ図 6, 図 7 に示す。



図 6: 静水圧平衡を仮定した重力質量の半径分布



図 7: 視線速度の半径分布

# 4 Discussion

# 4.1 XMM による先行研究 (4) との比較

解析結果、図 3, 図 4, 図 5 の黒丸において、NW が他の同半径の領域に比べて温度、エントロピーが 低く、鉄アバンダンスが大きいことがわかる。これ は、スロッシングしているガスの特徴であり、先行 研究の"中央の冷たい低エントロピーガスは、中央 から反時計回りに NNW のコールドフロントのある 北に向かってらせん状に発達している"という主張 と矛盾しない。

# 4.2 静水圧平衡を仮定した重力質量の評価

静水圧平衡を仮定した重力質量は積分値であるた め、外側に向かうほど大きくなるはずである。しか し、図6から分かるように黒丸辺りから外側に向か うほど値が減少している。これは、降着した物質に より銀河団ガスがエネルギーを得て運動しているた め、静水圧平衡が成り立っていない事を支持する。

# 4.3 中心部のバルク運動

図7は1.2.3の式から求めたものである。結果、中 心部のバルク運動の上限値は~500km/sと求まった。 これは XMM による先行研究 (5) の~1100km/s よ り厳しく上限値を決めることができ、「XRISM」で あれば、視線方向のバルク運動、乱流速度もより厳 しく決まる。

# 5 Conclusion

本研究では、X 線天文衛星「すざく」による観測 を用いて、Abell 496の解析を行なった。空間的に分 割した X 線スペクトル解析から、温度、鉄、エント ロピーの半径分布の方向依存性が確認でき、これは、 より外側までスロッシング構造が存在する事を支持 する。温度はクールコアと呼ばれる銀河団中心部に 向かって低くなることが確認できた。また、中心部の ガス速度の上限値は~500km/sであると求まった。 2023年打ち上げ予定の X 線撮像分光衛星「XRISM」 搭載のX線マイクロカロリメータ検出器 Resolve は 高いエネルギー分光性能 (E/ΔE > 1000) を持つこ とから、高温ガス内の元素輝線を用いて、高温ガスの 速度分布の測定精度が飛躍的に向上する。今後は本 研究で得られた、Abell 496 のアバンダンス、温度、 密度、バルク速度を仮定して、中心部のスロッシン グが XRISM でどのように見えるかシミュレーショ ンを行うことで、XRISM による Abell 496 の観測提 案とし、静水圧平衡を仮定することにより銀河団の 質量や、質量構成に強い制限をかける事が可能か調 べる。

# Reference

- Naomi OTA, & Hiroki YOSHIDA 2014, Astronomical Society of Japan, Volume 68, Issue SP1, id.S19 14 pp.
- [2] Masaki UEDA et al., 2022, Astronomical Society of Japan, Volume 74, Issue 6
- [3] G.W.Pratt et al., 2010, A&A 511, A85
- [4] Simona Ghizzard, Sabrina De Grand, & Silvano Molend 2014, A&A 570, A117
- [5] J. S. Sanders, A. C. Fabian, & R. K. Smith 2011, Royal Astronomical Society, Volume 410, Issue 3

——index へ戻る

銀河a03

銀河団外縁部のエントロピー測定における前景放射の 影響

# 工藤 栞奈子

# 銀河団外縁部のエントロピー測定における前景放射の影響

工藤 栞奈子 (東京理科大学大学院 理学研究科)

# Abstract

銀河団の進化を理解するために非常に重要な役割を担っている銀河団外縁部の解析では、X 線放射の強度が 弱いため、実際に観測されたデータに含まれる宇宙 X 線背景放射や天の川銀河団からの放射などの前景放射 の影響を慎重に考慮する必要がある。近年、銀河系にある超巨大バブルからの放射からの 0.8-1.0 keV 程度 の前景放射(以下、0.8 keV 成分)が確認されている。また、銀河団の熱的変化を調べるためにはエントロ ピーパラメータを用いるが、銀河団外縁部では物質が降着する際の衝撃波が強くなりエントロピーパラメー タも上昇するはずであるにも関わらず、実際には上昇しないという結果が得られている。

本研究では、A1835 銀河団および A1689 銀河団について、0.8 keV 成分を考慮し再解析を行い、銀河団ガ ス:ICM の温度、電子数密度、エントロピーパラメータ、圧力を算出し、先行研究における放射を考慮しな かった場合と比較した。バックグラウンド領域における 0.8 keV 成分と、NPS:North Polar Spur によって 形成されている超巨大バブルにおける 0.8 keV の放射の Emission Measure の値が同程度であったため、0.8 keV 成分は超巨大バブルからの放射として矛盾がなく、バックグラウンド成分で考慮する必要があると考え られる。また、ICM の温度ついて、先行研究と比べて上昇した。さらに、エントロピーパラメータについて 先行研究と比較したところ、0.8 keV 成分を考慮した場合の方が理論予測に近づき、銀河団中心からの半径 が大きくなるにつれて上昇するが、最外縁では急激に低下した。また、圧力は最外縁では低下しない方向が あった。この原因としては、バックグラウンド成分に引き残しがある場合があることが挙げられる。

# 1 イントロダクション

銀河団は 10-100 個の明るい銀河および 1000 個の 暗い銀河を持つ、宇宙最大の自己重力系であり、銀 河と銀河の間を銀河の質量の数倍にもなる高温のガ ス (ICM) が満たしているため、強い X 線を放射して いる。また、現在の宇宙論では暗黒物質の重力によっ て小さい天体が形成され、それらが集まることによ り大きな天体が形成されると考えられており、特に 銀河団のような巨大な天体が形成されるためには宇 宙年齢と同程度の時間がかかるため、銀河団外縁部 は現在も成長過程にある事になる。よって、銀河団 外縁部を観測することは銀河団の進化を理解するた めに非常に重要な役割を担っているといえるが、外 縁部の X 線放射の強度は弱いため、実際に観測され たデータに含まれる前景放射の影響を慎重に考慮す る必要がある。

このような低輝度の天体の観測には、日本で5番目 のX線天文衛星であるすざく衛星の観測データが有 用である。すざく衛星は近地球衛星軌道を周回して いるため、地磁気による宇宙線遮蔽効果により、バッ クグラウンドが非常に低いという特徴があり、特に 表面輝度の低い銀河団外縁部をはじめとした広がっ た天体の観測で優れた成果を挙げた衛星である。 これまで前景放射として銀河系の外に広がるハロー からの 0.3 keV 程度の放射や太陽系を内包する古い 超新星残骸の高温ガスからの 0.1 keV 程度のプラズ マ放射、中性酸素輝線などが考えられてきたが、す ざく衛星の観測により、新たに 0.8-1.0 keV 程度の前 景放射が確認されており (Yoshino et al. (2009))、 この成分はこれまでの銀河団の解析では考慮されて こなかった。そこで、本研究では比較的 relax した 2 つの銀河団について、すざく衛星のデータを用いて バックグラウンド領域の解析により 0.8 keV 成分の 特徴を調べると共に、0.8 keV 成分を考慮し ICM の 各物理量について再解析し、先行研究と比較した。

# 2 対象天体とデータ処理

本研究では、すざく衛星のアーカイブのデータから、超巨大バブルの中にあり、比較的 relax した天体である Abell1835 銀河団及び Abell1689 銀河団の 2 天体を選び解析した。各銀河団のパラメータを表 2.1

# に示す。

本研究では、すざく衛星の観測データのうち、East、 South、West、North の 4 方向でポインティング観 測された XIS の観測データを用いた。その際、視野 内に含まれる銀河などの明るい点源を半径 1.5'の円 領域として除去した。また、A1835 銀河団は銀河団 中心から 0'-2'、2'-4'、4'-6'、6'-9'、9'-12'、12'-20'の 円環領域、A1689 銀河団は銀河団中心から 0'-2'、2'-4'、4'-6'、6'-8'、8'-10'、10'-12'、12'-14'の円環領域 および 16' より外側の領域に分けてスペクトルを抽 出した。

#### スペクトル解析 3

#### バックグラウンド解析 3.1

本研究では、A1835銀河団ではビリアル半径より外 側である銀河団中心から12'-20'の円環領域を、A1689 銀河団ではビリアル半径より外側である銀河団中心 から 16' より外側の領域をそれぞれバックグラウン ド領域としフィッティングを行った。

X線バックグラウンドの放射モデルは、宇宙 X線背 景放射 (CXB; Cosmic X-ray Background)、銀河系 の円盤の外に球状に広がっているハローからの放射 である 0.3 keV の放射 (MWH1; Milky Way halo; Yoshino et al. 2009)、太陽系を内包する古い超新 星残骸の高温ガスからの放射である 0.1 keV の放射 (LHB; local hot bubble and the solar wind charge exchange)、中性酸素輝線といったこれまで考慮され てきた成分に加え、0.8-1.0 keV 程度の前景放射(0.8 keV 成分; Yoshino et al. 2009)を仮定した。CXB に 対して $\Gamma = 1.4$ の powerlaw モデル、MWH1、LHB、 0.8 keV 成分に対して、赤方偏移および重元素のアバ ンダンスがそれぞれ0、1の apec モデル、中性酸素輝 線に対してエネルギー 0.525 keV、 $\sigma = 0$  の gaussian モデルを仮定しフィッティングを行なった。

 $phabs \times (powerlaw + apec_{MWH1} + apec_{0.8keV \text{ kg}})$  $+apec_{LHB} + gaussian_{OI}$ 

(1)

#### 各円環領域の解析 3.2

6'、6'-9'、9'-12'の円環領域、A1689銀河団では0'-2'、 ることにより、今の最外領域より3円環領域外から

2'-4'、4'-6'、6'-8'、8'-10'、10'-12'、12'-14'の円環領 域に分け、ICM のスペクトルフィッティングを行っ た。バックグラウンド成分は3.1で得られた値を代 入した。ICM のモデルは phabs × apec を仮定し、 abundance は両銀河団共にr < 4 の領域でfree、そ れ以外の領域では0.2で固定した。

#### 結果 4

### バックグラウンド領域における 0.8 4.1 keV 成分

3.1 で行なったバックグラウンド解析において得ら れた、0.8 keV 成分の明るさ (EM; Emisson Measure) の 4 方向平均と、NPS:North Polar Spur によって形 成されている超巨大バブルからの 0.8 keV 程度の放 射の明るさを比較した結果を図1に示す。本研究で 得られた 0.8 keV 成分の明るさは超巨大バブルとか らの 0.8 keV 程度の放射と同程度であり、このこと から、前景放射の 0.8 keV 成分は超巨大バブル由来 の放射であるととして矛盾がないと言える。

#### ICM の各物理量 4.2

3.2 で得られた各銀河団の ICM の温度と、0.8 keV 成分を考慮していない先行研究(A1835:Ichikawa et al.2013, A1689:Kawaharada et al. 2010) で得られて いる温度を比較した結果を図2上段に示す。さらに、 スペクトルフィットの結果得られた ICM の Norm パ ラメータ

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

の値は、求めたい円環領域よりも外側の放射も視線 方向に積分しプロジェクションされた値である。そ こで、外側の領域から順にフラックスを差し引いて いきデプロジェクションする必要がある。そこで、  $EM = Norm_{apec} \approx 3.94$ の関係を用いて Norm を EM に変換し、

$$EM_{ICM} = EM_{500} (\frac{r}{r_{500}})^{-b}$$
(3)

の関係式によりフィッティングし、今の最外領域より A1835 銀河団では銀河団中心から 0'-2'、2'-4'、4'- もさらに外側に 2' ごとに区切った円環領域を仮定す

表 1: 対象天体								
Cluster	Cluste	r center	z	$N_H$	$D_A$	$r_{vir}$	$r_{500}$	$1 \operatorname{arcmin}$
	$RA \ [deg]$	$\mathrm{DEC}[\mathrm{deg}]$		$[10^{20} \text{ cm}^{-2}]$	[Mpc]	[arcmin]	[arcmin]	[kpc]
A1835	210.260	2.880	0.253	2.04	818.7	12.0	5.85	237.9
A1689	197.873	1.338	0.183	1.82	628.5	15.6	8.7	182.82



図 1: 上:ROSAT 衛星による全天マップ上の A1835 銀河団、A1689 銀河団および超巨大バブルの観測領 域の位置関係。下:A1835 銀河団および A1689 銀河 団の 0.8 keV 成分の明るさと超巨大バブルからの 0.8 keV 程度の放射の明るさの比較。

デプロジェクションを開始した。デプロジェクショ ンされた norm の値および apec の norm パラメータ の定義から、電子数密度  $n_e$  を求め先行研究と比較し た結果を図 2 下段に示す。 0.8 keV 成分を考慮した 場合、温度は 0.8 keV 成分を考慮していない先行研 究に比べて  $r_{500}$  より外側で上昇した。

得られた温度および電子数密度の値を用いて、エン



図 2: 上: 各銀河団における ICM の温度の先行研究 との比較。左が A1835、右が A1689 の結果を表す。 下: 各銀河団における ICM の電子数密度の先行研究 との比較。左が A1835、右が A1689 の結果を表す。

$$K = \frac{kT}{n_e^{2/3}} \tag{4}$$

および圧力 P

$$P = kTn_e \tag{5}$$

を求め、エントロピーは理論予測 (Voit et al. 2005) および先行研究と、圧力は先行研究と比較した結果 を図3に示す。

# 5 議論

0.8 keV 成分を考慮した場合、エントロピーは 0.8 keV 成分を考慮しない場合に比べて上昇し、A1835 銀河団では ~ 1.5r<sub>500</sub>、A1689 銀河団では ~ r<sub>500</sub> よ り内側で理論予測と一致した。しかし、A1835 銀河



図 3: 上: 各銀河団における ICM のエントロピーの理 論予測および先行研究との比較。左が A1835、右が A1689 の結果を表す。下: 各銀河団における ICM の 圧力の先行研究との比較。左が A1835、右が A1689 の結果を表す。

団の最外縁および A1689 銀河団の外縁部の 2 領域で は理論予測に反する値となった。圧力も再外縁では 低下しない方向があった。このように外縁部では方 向によって物理量の値に大きな差が見られるが、こ の原因の一つとして、電子数密度のデプロジェクショ ンの際に、EM が power-law に従うと仮定したが、従 わない場合はうまくデプロジェクションできないこ とが挙げられる。バックグラウンド成分に引き残し があると、Norm パラメータが正しく求まらず、EM が power-law に従わなくなる。バブルからの放射は 天球上の方向により強度が大きく変わるが、本研究 では銀河団の内外で同じ温度を仮定しているためバッ クグラウンドを正しく見積もることができていない 可能性があるので、今後はさらに慎重にバックグラ ウンド領域の解析を進めていく。

# 6 まとめ

本研究では A1835 銀河団および A1689 銀河団に ついて、バックグラウンド解析において得られた 0.8 keV 成分が銀河系の超巨大バブルからの放射として

### 矛盾がないことが確認できた。

また、0.8 keV 成分を考慮して ICM の温度と電子数 密度を求め、エントロピーおよび圧力を算出した。エ ントロピーについては、0.8 keV 成分を考慮してい ない先行研究と比較して上昇し、A1835 銀河団では ~ 1.5r<sub>500</sub>、A1689 銀河団では~ r<sub>500</sub> より内側で理 論予測と一致した。しかし、A1835 銀河団の最外縁 および A1689 銀河団の外縁部の2 領域では理論予測 に反する値となり、圧力も最外縁では低下しない方 向があった。このように外縁部では方向によって物 理量の値に大きな差が見られたが、バブルからの放 射は天球上の方向により強度が大きく変わることが あるため、慎重にバックグラウンド領域の解析を行 い、特に銀河団外縁部ではバックグラウンド成分の 引き残しがないようにする必要がある。

# 7 謝辞

NPS によって形成されている超巨大バブルからの 0.8 keV 程度の放射の EM のデータを提供してくださ った島谷さん、並びに A1835 銀河団の XMM-Newton の解析データを提供してくださった須田さんにこの 場を借りて心より感謝申し上げます。

# 8 参考文献

# Reference

Yoshino et al., 2009, PASJ, 61, 805

Ichikawa et al., 2013, ApJ, 766, 90

Kawaharada et al., 2010, ApJ, 714, 423

Voit et al., 2005, MNRAS, 364, 909

Planck Collaboration: P.A.R.Ade, N.Aghanim et al., 2013,A&A, 550, A131

-index へ戻る

銀河a04

# 精密分光観測で探る NGC507 銀河群中心部のガスの 速度構造

藤田 将

# 精密分光観測で探る NGC507 銀河群中心部のガスの速度構造

藤田 将 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

# Abstract

銀河団は数十から数千の銀河が重力的に束縛された天体である.また,銀河団は高温ガス(ICM)で満たさ れており、X 線を放射している. リラックスした (激しい衝突の形跡が見られない) 銀河団では中心部での ICM の温度降下が見られ、このような銀河団を「クールコア銀河団」と呼ぶ、クールコア銀河団では「クー リングフロー」と呼ばれるガスの過剰な冷却とそれに伴う中心部への落下が起きていると予想されたが、銀 河団中心部では温度が下げ止まっていることが明らかになってきた.この問題を説明するための加熱源の有 力な候補として活動銀河中心核(AGN)からのエネルギー放射がある.クールコア銀河団の中心銀河には AGN があることが多い. 実際に AGN から噴出する電波ジェットと ICM が相互作用している様子が観測さ れている. さらに、中心部に限れば、小規模銀河団な方がエントロピーが高く、中心部のエネルギー供給は 銀河群の方が顕著に見られる。AGN から供給されるエネルギーによって掻き乱されたガス速度を測定するた めにガスの乱流を調べることが重要となり、ガスの乱流はスペクトルでの輝線の幅からわかる。2023年打ち 上げの X 線撮像分光衛星「XRISM」搭載の X 線マイクロカロリメータ検出器 Resolve は高いエネルギー分 光能力で ICM 内に存在する元素からの特性 X 線の微細構造を分離することができる.よって、銀河団(群) 中心部のガスの速度測定の精度を飛躍的に向上させることができる.本研究では, Resolve での観測をシミュ レーションするために.X 線天文衛星「すざく」による観測データを用いて NGC507 銀河群の中心部を分割 して解析を行った.赤方偏移の値の比較からガスの運動を予想でき、シミュレーションに必要な値が得られ た. 実際の Resolve の観測シミュレーションも行い、ガスの運動の測定精度についても議論する。

# 1 Introduction

銀河団とは宇宙の階層構造の一つで数十から数千 個の銀河が密集して集団をなす天体で,力学的平衡 に達した自己重力系としては宇宙で最大である.典 型的な大きさは直径数 Mpc で,質量は  $10^{14}M_{\odot}$  から  $10^{15}M_{\odot}$  の範囲にある.銀河団は,X線を発する高 温ガス (Intracluster medium;ICM) で満たされてい る.銀河団より小規模な系は銀河群と呼ばれていて, 銀河群は,銀河団より重力ポテンシャルによる拘束 が弱いため ICM の運動が激しく,乱流がよく見える.

# 1.1 銀河団からの放射

ICM からの放射される X 線は熱的制動放射と,鉄をはじめとする重元素イオンによる輝線放射に占められている.

### 1.1.1 熱的制動放射

制動放射とは,荷電粒子の速度変化によって生じ る放射である.制動放射の中でも,熱的制動放射が ICMのX線領域における最も主要な放射過程である.

熱平衡にある粒子の速度分布は Maxwell 分布に従う.

$$dP(T, \boldsymbol{v}) \propto e^{-\frac{E}{kT}} d^3 \boldsymbol{v} = \exp(-\frac{mv^2}{2kT}) d^3 \boldsymbol{v} \quad (1)$$

ここで、電子の速度v、電子の質量 $m_e$ 、温度T、ボ ルツマン定数kとする.

速度が等方に分布しているとき  $d^3 v = 4\pi v^2 dv$  であるので

$$dP \propto v^2 \exp(-\frac{mv^2}{2kT})dv$$
 (2)

このような分布に従う粒子からの放射を熱的制動放射という.熱的制動放射の単位周波数・単位体積・単位時間当たりのエネルギー放出率は電子の数密度 n<sub>e</sub>

イオンの数密度 
$$n_i$$
 を用いて  

$$\frac{dW(T,\nu)}{dV dt d\nu} = \frac{2^5 \pi e^6}{3mc^3} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} T^{-1} Z_i^2$$
×  $n_e n_i e^{-h\nu/kT} \bar{g}_{ff}(T,\nu)$  [erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-3</sup> Hz<sup>-1</sup>] (3)

と表せる. ここで  $\bar{g}_{ff}(T,\nu)$  は Gaunt 因子と呼ばれ る補正量  $g_{ff}(v,\nu)$ を速度について平均化したもので ある. これを周波数積分すると電荷  $Z_i$ を持つイオン と電子の散乱による全放射率が求まる.

$$\frac{dW(T, Z_i)}{dVdt} = \frac{2^5 \pi e^6}{3hmc^3} \left(\frac{2\pi kT}{3m}\right)^{1/2}$$
(4)  
  $\times Z_i^2 n_e n_i \bar{g}_B(T) \text{ [erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}\text{]}$ 

ここで  $\bar{g}_B(T)$  は  $\bar{g}_{ff}(T,\nu)$  を周波数について平均化 したものである.これを周波数積分すると電荷  $Z_i$  を 持つイオンと電子の散乱による全放射率が求まる.

 $\frac{dW(T,Z_i)}{dVdt}$ をイオンの種類について足し合わせれば,  $n_i$ は $n_e$ に比例することに注意すると単位時間,単 位体積当たりの全放射率は

$$\frac{dW(T, Z_i)}{dVdt} = \Lambda(T)n_e^2 \tag{5}$$

と書ける。熱的制動放射の強度は電子密度  $n_e$  の 2 乗 に比例する.  $\Lambda(T)$  は熱的制動放射に対する「冷却 関数」といい,  $\Lambda(T) \propto T^{1/2}$  の温度依存性を持つ.  $\frac{dW(T,Z_i)}{dVdt}$ を体積積分すると光度が得られる.

### 1.1.2 輝線放射

ICM は,鉄や酸素などの重元素イオンによる輝線 も放射する.ICM は高温であるため,水素やヘリウ ムは完全電離しており,鉄などの重元素でさえ1個 から数個の電子を残して電離している.イオンに束 縛された電子が高速で飛び回ってるイオンや電子と の衝突によって高いエネルギー準位によって励起さ れる.その後,低いエネルギー準位にもどるときに エネルギーを放出する.これが輝線として観測され る.輝線の放射エネルギーは各イオンに固有のエネ ルギー準位によって決まる.

電子を一つだけ持つ水素型イオンでは,主量子数 *n*に対応するエネルギー準位は

$$E_n = -13.6 \text{ eV} \frac{(\[mmodel]{m^2}\]}{n^2}$$
(6)

である.重元素の $n = 2 \rightarrow 1$ の遷移 (ライマン  $\alpha$  線) と $n = 3 \rightarrow 1$ の遷移 (ライマン  $\beta$  線) による輝線は X 線領域で放射される.

# 1.2 クーリングフロー問題

銀河団の分野での未解決問題としてクーリングフ ロー問題というものがある.

ICM の X 線放射に冷却時間は

$$t_{cool} \approx 8.5 \times 10^{10} \left(\frac{n_{gas}}{10^3 \text{ m}^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}}\right)^{1/2} \text{ [y]} (7)$$

表せる. ここで  $n_{gas}$  は ICM の粒子数密度, T は ICM の温度である. 銀河団においては  $n_{gas} \approx$  $10^3 \text{ m}^{-3}, T \approx 10^8 \text{ K}$  なので,  $t_{cool} \approx 10^{11} \text{ y}$  (1000 億年)となり,これは宇宙年齢(137億年)よりも 長く, ICM は実質冷却されない. ただし,中心部は 温度が周囲の数分の1で,  $n_{gas} \approx 10^5 \text{ m}^{-3}$ に達する ので,冷却時間は理論的に予想される銀河団の年齢 (~  $10^{10}$ 年)よりも短くなる. このため冷却を考慮 しなければならない. 冷却を考慮すると、コアの圧 力が低下するため周囲からガスが冷えながら流入し てくるはずである. これをクーリングフローという.

しかし,クーリングフローの考え方によると一年 間に約100M<sub>☉</sub>の星が生成されるはずであるが,実際 に銀河団の中心で生成される星はもっと少ない.ガ スとして存在しているとしても,観測される量は予 想よりはるかに少ない.

この問題を説明するために加熱源の存在が必要で ある.加熱源の有力な候補として活動銀河核(AGN) がある.クーリングフローがあるとされた銀河団に は必ず cD 銀河が存在している.cD 銀河の中 d 心に は AGN があることが多い.実際に AGN から噴出す る電波ジェットと ICM が相互作用している様子が観 測されている.

### 1.3 NGC507 銀河群

本研究では NGC507 について解析を行なった. NGC507 を可視光, X 線, 電波で観測したイメージ を重ねたものを図1で示した. NGC507 は, うお座超 銀河団の一部の明るい銀河群の中心に位置する大質 量の楕円型銀河である. NGC507 に存在する電波放 射は過去の AGN 活動によるものだと考えられてい る.また, 図の下側にある X 線の凹みに電波放射が 存在している. これらの現象は XRISM の視野で一 度に捉えることができる. AGN の活動の痕跡が存在 し, 周囲のガスとの相互作用を視野内で一度に観測 できる明るい銀河群である NGC507 は、XRISM 観 2.2.1 すざくの解析 測によって AGN の活動を調べるのに適している.



図 1: NGC507 銀河群の合成画像.背景は可視光,赤 は電波放射、青は X 線放射 (XMM-Newton, 0.7-2) keV) を示す. (Brienza.M et al. 2022)

今回解析した領域を図2に示した.解析した領域 は図のように反時計周りに1から4の番号をつけた. モデルは XSPEC で二温度の光学的に薄い衝突電離 平衡プラズマを仮定するために vapec+vapec を用い た. また,光電吸収を表すために phabs を用いた.



図 2: Chandra のイメージ

#### Methods 2

#### **XRISM** 衛星の概要 2.1

ICM のバルク運動を知るにはエネルギースペクト ルの輝線のずれ、乱流を知るには輝線の幅を見る必 要がある.マイクロカロリメータは、これまで用い られてきた CCD カメラや回折格子よりエネルギー 分解能が優れており、CCD カメラや回折格子で見れ なかった輝線や輝線のずれを見ることができる.こ の優れたエネルギー分解能を用いて輝線のずれと幅 を調べることで、銀河団・銀河群のガスの運動の様 子がわかる.

XRISM はひとみの後継機という位置付けで 2023 年に打ち上げ予定である. XRISM 衛星に搭載されて いる Resolve はマイクロカロリメータを用いた X 線 分光器である. Resolve は視野が狭く有効面積が小さ いため、広がった天体や暗い天体の観測は苦手であ る. しかし、マイクロカロリメータを用いているた めエネルギー分解能に優れている.

すざくは、XRISM と点広がり関数が似ているた め、これまでの観測と XRISM 観測の橋渡しとなる.

#### 2.2解析方法

本研究ではすざくの観測データの解析をし, XRISM で観測シミュレーションをする.

# 2.2.2 XRISM の観測シミュレーション

XRISM の応答関数を用いて, Heasim で空間的構 造を考慮し、すざくの解析で得たパラメータを仮定し てシミュレーションを行う. vapec の代わりに bvapec で velocity broadening(Thermal broadening+乱流 速度) のパラメータを追加する. Exposure time = 150000 s とし, velocity broadening=100, 300, 500 km/sで比較を行い、1σで誤差を評価する.

#### 3 Results

#### すざくの解析 3.1

すざくで得られたスペクトルを図3で示す.



図 3: 各領域のスペクトル

領域	$kT_1 \; (\text{keV})$	$kT_2 \; (\text{keV})$	$norm_1/norm_2$
1	$1.07^{+0.01}_{-0.01}$	$1.71_{-0.05}^{+0.06}$	$0.4^{+0.1}_{-0.1}$
2	$1.06^{+0.02}_{-0.03}$	$1.71_{-0.08}^{+0.08}$	$0.54_{-0.1}^{+0.1}$
3	$1.06^{+0.02}_{-0.01}$	$1.71_{-0.04}^{+0.06}$	$0.7^{+0.1}_{-0.1}$
4	$1.06^{+0.01}_{-0.02}$	$1.77^{+0.07}_{-0.06}$	$0.6^{+0.1}_{-0.1}$

表 1: 各領域のパラメータ

# Reference

Brienza.M et al. 2022, Astronomy & Astrophysics, Volume 661, id.A92, 21 pp.

J.S.Sanders & A.C.Fabian 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 429, Issue 3, p.2727-2738

領域	0	Fe	$\chi^2/d.o.f$
1	$1.5_{-0.3}^{+0.5}$	$0.90\substack{+0.02 \\ -0.09}$	166.55/125
2	$1.5^{+0.6}_{-0.5}$	$1.0^{+0.2}_{-0.1}$	117.41/120
3	$0.5^{+0.3}_{-0.2}$	$0.9^{+0.4}_{-0.2}$	167.97/119
4	$1.1^{+0.4}_{-0.2}$	$0.8^{+0.1}_{-0.07}$	162.17/131

# 3.2 XRISM の観測シミュレーション

シミュレーションで得られた速度を表2で示す.

表 2: 各領域, 各速度での fitting で 得られた速度 (km/s)

領域	$100 \ \rm km/s$	$300 \ \rm km/s$	$500 \ \rm km/s$
1	$121.5^{+2.5}_{-2.5}$	$308.2^{+1.3}_{-1.3}$	$508.0^{+1.2}_{-1.2}$
2	$117.0^{+2.1}_{-2.1}$	$307.3^{+1.3}_{-1.3}$	$506.9^{+1.0}_{-1.0}$
3	$116.1^{+2.3}_{-2.4}$	$308.4^{+1.2}_{-1.2}$	$505.9^{+1.1}_{-1.1}$
4	$118.7^{+2.9}_{-2.9}$	$308.6^{+1.5}_{-1.5}$	$507.6^{+1.3}_{-1.3}$

# 4 Discussion

XMM-Newton では velocity broadening の誤差 は 1 $\sigma$  で  $\gtrsim$ 150 km/s であった ((J.S.Sanders & A.C.Fabian 2012)) 本研究では誤差は 1 $\sigma$  で  $\gtrsim$ 3 km/s であった少なくとも velocity broadening が 100 km/s 以上であれば、検出可能であることがわかった

# 5 Conclusion

すざくの観測データの解析をもとに XRISM の観 測シミュレーションを行った. シミュレーションから 100 km/s 以上であれば velocity broadening が観測 可能であることがわかった. -index へ戻る

銀河a05

# milliquasを用いた quasarの増減光天体数の比較

# 呼子 優人

# milliquasを用いた quasarの増減光天体数の比較

呼子 優人 (京都大学大学院 理学研究科)

# Abstract

今日の天文学の課題の一つに超大質量ブラックホールの形成過程がある。それを解明する糸口の一つが quasar 変光現象である。これは、quasar は超大質量ブラックホールが質量を獲得する様子が見られる天体であ り、quasar 変光現象はその質量降着率の変化によるものであると考えられているためである。quasar 変光現 象について、不明な点の一つに、その減光天体数が増光天体数を上回っていることが挙げられる (Rumbaugh et al. 2018)。この先行研究は SDSS quasar リスト記載の天体についてのみ議論したものであったため、サ ンプルにバイアスがかかっている可能性を考え、より大きな quasar カタログを用い、検証を行った。その 際、異なる観測機器で測光された等級を比較したため、必要な補正をかけた。考察の結果、SDSS quasar リ スト記載の有無に関わらず、減光超過である可能性が高いことが分かったが、異なる観測装置で測光された 等級を比較することの問題点が多数浮上した。quasar 変光現象についてより厳密な議論を行うためには単一 の観測機器で数年間観測された測光データが必要であり、今後は ZTF のアーカイヴデータを用いた研究の 進展に期待したい。

# 1 Introduction

これまでの天文学では、超大質量ブラックホール (SMBH: Super Massive Black Hole)の形成過程につ いて議論されてきたが、まだ不明な点も多い。その解 決の糸口の一つとして挙げられるのが、quasar と呼 ばれる、銀河中心の SMBH が質量を獲得し明るく光 る天体である。quasarの性質の一つとして、1~10 年ほどのタイムスケールでその明るさが増減光する 変光現象が挙げられる。この現象は SMBH の質量 降着率の変化によるものであると解釈されている。 そのため、quasar 変光現象について調べることで、 SMBH の形成過程について手がかりを得られると考 えられる。先行研究 (Rumbaugh et al. 2018) では、 quasar 変光現象について、その減光天体数が増光天 体数を上回っていることが示されているが、その原 因は不明である。この先行研究は、Sloan Digital Sky Survey(SDSS)の quasar リストに記載されている天 体のみを対象としていたため、サンプルにバイアス がかかっている可能性がある。我々は複数の quasar カタログを統合した、最も大きな quasar カタログで ある milliquas を用いて、その増減光天体数の比較を 行った。milliquas には、SDSS quasar リスト記載の 天体以外にも、WISE や電波観測などで quasar 判定 された天体も多数含まれているため、milliquas 記載 の quasar の増減光について調べることで、先行研究 の結果が SDSS quasar リスト記載の天体に限ったも のなのかを確かめることができる。本研究は、SDSS quasar リスト記載の天体以外 (nonSDSS quasar)の 増減光の傾向を SDSS quasar の増減光の傾向と比較 することを目的とする。

# 2 手法

# 2.1 サンプルセレクション

quasar 変光現象のタイムスケールは 1 ~ 10 年程 度であるため、8 年程度の間隔を空けて観測が行わ れた SDSS と Pan-STARRS1(PS1) の g バンド等級 の増減を考えた。millliquas に記載されている、赤方 偏移  $z \leq 2$  の quasar で、SDSS と PS1 で観測が行 われている天体を抽出した。さらに抽出天体から測 光精度の悪い天体を除去した。具体的には、S/N が 10 未満の天体と、ブルーミング (明るい光源を撮像 した際に検出器で電子が飽和することで、光源の像 の周囲に測光精度が悪い領域ができること)等の影響 があると考えられる、明るい恒星の近くの天体を除 去した。

#### 異なる観測機器を用いたことによる等 2.2級ずれの修正

本研究で等級比較に用いた等級カタログである SDSS と PS1 は異なる観測装置で測光が行われたも のである。観測機器の波長ごとの感度や測光方法が 異なっているため、その補正をかける必要がある。

#### 波長ごとの感度の違いによるずれの補正 2.2.1

filter の効率曲線の違いをはじめとした観測機器の 波長ごとの感度の違いによって、天体の色に応じた等 級ずれが生じる。一般的に恒星は8年間で等級変化 はしないため、恒星の2カタログ間での等級ずれを なくすような補正式を作成する。具体的には、Gaia で年周視差が検出されている、500pc 以内の恒星の リストを用い、その等級ずれ-色分布を作成した (図 1)。等級ずれは色の一次関数で近似することができ、

 $SDSS(g)_{corrected}$ (1)= SDSS(g) - 0.135(PS1(g) - PS1(r)) - 0.006

によって等級ずれを補正できることが分かった。ここ で、SDSS(g)<sub>corrected</sub>は、補正後のSDSSgバンド等 級を指す。PS1(g) - PS1(r) > 1で error が大きな分 布の形状になっていたことと、21 等よりも暗い恒星 のグループでは error の大きな部分が卓越し、補正の 精度が悪くなることから、サンプルから、PS1(g) -PS1(r) > 1の天体と、PS1(g)、SDSS(g)の内、少 なくとも一方が21等より暗い天体を排除した。

#### 測光方法によって生じたずれの除去 2.2.2

多くの quasar は点源であることが想定されるた め、本研究では点源の測光に相性の良い PSFmag を 用いた。そのため、見かけの広がりを持った天体に 対し、正しく等級の比較ができるかを検証する必要 がある。この検証を行うために、基本的に8年間で は増減光せず、広がりを持つものも含まれる一般的 な銀河のリストを用いた。まず、SDSS, PS1の共通 天体から、milliquas 記載の guasar と、2.2.1 で用い た恒星のリスト記載の天体を除いた、主に銀河で構 成される天体のリストを作成した。このリストを用 いて、広がりの指標 gdVrad(SDSS 内のデータ)と等 級ずれの関係についての分布を作成した (図 2)。分布 から、見かけの広がりを持つ天体は PS1 で明るく評 nonSDSS quasar か、及び z の範囲がいずれであるか

価される傾向にあることが分かる。一般的な quasar の変光現象は1年あたり0.01~0.1等程度であるた め、等級ずれの影響が無視できるのは gdVrad < 0.2 の天体であると考え、サンプルから、gdVrad > 0.2 の天体を排除した。

SDSS(g)-PS1(g)



図 1: 波長ごとの感度の違いによる等級ずれ分布。縦軸は SDSS と PS1 の等級ずれ、横軸は天体の色の指標を表す。直線は図の  $PS1(g) - PS1(r) \le 1$ の部分を fitting したもので、y = 0.135x +0.006 である。総天体数が多いため、この図は 18.5~19 等の恒星 に絞ってプロットしたものであるが、21 等より明るい恒星は同様 の式で近似できることが確認された。



図 2:様々な天域の、gdVrad で区切った bin ごとの等級ずれの 平均値の分布。縦軸は SDSS と PS1 の等級ずれを 8 で割り、1 年ごとのずれに換算したもの、横軸は広がりの指標 gdVrad。

#### 2.3データの分類

2.1, 2.2 を経て残った天体を、SDSS quasar か

の分類を行った。後者の分類を行ったのは、近傍宇 宙と遠方宇宙で nonSDSS quasar 内の天体を quasar 判定したカタログの割合が異なっており、nonSDSS quasar で z ごとに結果が異なっていた場合、それを 物理的な要因に結び付けやすくするためである。

# 2.4 増減光天体数の比較

2.3 で分類した 8 つのサブサンプルに対し、式(1) で補正を行った後、その増光数と減光数の比を取っ た。ここで、増光数及び減光数には、1 年あたり 0 等 と 0.06 等の閾値を設け、それ以上増減光した天体の 個数を用いた。前者は単に増減光の個数を知るため、 後者は先行研究と同様の基準を取るためである。

# 3 結果

結果を図 3 に示した。SDSS quasar は  $0.5 < z \le 1.0$ を除いて、概ね減光超過であるが、 $0.5 < z \le 1.0$ については増光数と減光数が釣り合っていることが分かった。また、減光超過の中でも  $1.5 < z \le 2.0$ ではやや増光数が多いことが分かった。nonSDSS quasar については、 $0.5 < z \le 1.0$ に加えて、 $0.0 \le z \le 0.5$ でも増光数と減光数が釣り合っていることが分かっ た。また、より詳細に増減光の傾向について考察するため、SDSS内のデータzsp(分光によるz)で分けたbin 毎に増光量の平均を求め、SDSS quasar のzsp による増光量の推移を図 4 に、nonSDSS quasar と SDSS quasar のzph(測光による z) で分けたbin ご との天体数の推移を図 5 に示す。

# 4 議論

まず、SDSS quasar が z の範囲によって比が変動す ることについて考察を行う。図 3 では、 $0.5 < z \le 1.0$ の SDSS quasar は増光数と減光数が釣り合っている が、この結果は先行研究 (Caplar et al. 2020) と矛 盾している。この原因の一つとして挙げられるのが、 PS1 の filter のみ効率が高い波長帯に輝線が redshift してくる z の値で増光傾向が見られるのではないか ということである。SDSS と PS1 の g バンド filter の効率曲線を比較すると、5300 ~ 5500Å で PS1 の filter のみ効率が大きい部分 (以降 gap と呼ぶ) が存



図 3: 増減光天体数の比。上の図は閾値 0、下の図は閾値 0.06 の時のもので、縦軸は閾値以上増光した天体数と減光した天体数 の比を表す。



図 4: SDSS quasar について、zsp で区切った bin ごとの、1 年あたりの増光量の平均値の分布。縦軸は 1 年あたりの増光量の 平均値、横軸は zsp。

在する (図 6)。quasar の主な輝線が gap に redshift してくる z の値を表 1 に示す。表 1 と図 4 を比較す ると、gap に輝線が redshift してくることによって PS1 で明るく判定されている天体が存在することが 分かる。従って、SDSS quasar が  $0.5 < z \le 1.0$  で増 光数と減光数が釣り合っているのは MgII 輝線の影 響を受けているため、 $1.5 < z \le 2.0$  でやや増光数が



図 5: zph で区切った bin ごとの天体数の分布



図 6: SDSS, PS1 を含めた複数の観測機器の g バンド filter の 効率曲線。5300 ~ 5500Å の部分 (緑色矢印) では PS1 のみ効率 が高いことが分かる (gap)

多かったのは [CIII] 輝線の影響を受けているためで あると考えられる。次に、nonSDSS quasar と SDSS quasar の結果が異なっていることについての考察を 行う。図 5 から、nonSDSS quasar は SDSS quasar よりも z < 0.2 の天体が占める割合が大きいことが 分かる。このことから、nonSDSS quasar は SDSS quasar よりも [OIII] 輝線、Hβ 輝線の影響を受ける 天体の割合が大きいことが分かり、SDSS quasar と nonSDSS quasar の結果の違いは輝線が redshift し てくるzの値を持つ天体の割合の違いによるもので あると考えられる。以上のことから、輝線が gap に redshift してくる z の範囲を除けば、SDSS quasar と nonSDSS guasar は共に z の範囲に関わらず減光超 過であるということが推察される。また、quasar 輝 線は広輝線/狭輝線が存在し、表1で挙げた輝線以外 の輝線も存在しているため輝線の影響を人為的に全 て取り除くことは難しい。異なる観測機器により測 光された等級を厳密に比較するためにはこのような 問題を全て解決する必要があるため、異なる観測機 器を用いた等級の比較は厳しいことが分かった。

表 1: gap に redahift してくる主な輝線

輝線名	rest 波長 (Å)	gap $\wr\!$
[OIII]	5007	$0.058 \sim 0.098$
[OIII]	4958	$0.069 \sim 0.109$
${ m H}eta$	4861	$0.090 \sim 0.131$
MgII	2798	$0.894 \sim 0.965$
[CIII]	1909	$1.776 \sim 1.881$

# 5 Conclusion

SDSS と PS1 の g バンド等級を比較した場合、 SDSS quasar と nonSDSS quasar は z の範囲に関わら ず、共に減光超過である可能性が高いということが分 かった。また、先行研究をはじめとした、異なる観測機 器で測光された等級を比較する手法には問題点が多い ことが分かった。等級ずれを消去するために 2.2.1 で 設けた、21 等より暗い天体や、PS1(q) – PS1(r) > 1 の天体を除くという手法がサンプルにバイアスをか けている可能性もある。これらの点から、より厳密に quasar 変光現象を議論するためには、数年以上の期間 で、単一の観測装置で測光された等級データが必要で あるといえる。このことに関して、近年 ZTF(Zwicky Transient Facility)と呼ばれる観測が行われ、この データを用いると6年以上、単一の観測機器を用い て測光された等級の変化を調べることができる。今後 は ZTF を用いた解析や議論を通すことで quasar 変 更現象に関して理解を深めていくことを目標とする。

# Reference

Rumbaugh et al., 2018, APJ, 854, 160R

Caplar et al., 2020, APJ, 889L, 29C  $\,$ 

-index へ戻る

銀河a06

# NGC5128におけるプラズマガス温度とジェットの 相関

浦田 岬

# NGC5128におけるプラズマガス温度とジェットの相関

浦田 岬 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

# Abstract

楕円銀河の中心には巨大質量ブラックホール(以下 BH)があるとされており、BH の重力で周囲の物質が 降着している。質量降着率が高いときには、BH 周辺は極めて明るく輝いており、この明るく輝く領域は活動 銀河核(AGN)と呼ばれている。また、BH から物質が光速に近い速度で吹き出す「ジェット」と呼ばれる 現象も起きている。質量降着とジェットの2つの現象によって BH 周辺の高温ガスは擾乱されている。楕円 銀河 NGC5128 は過去に打ち上げられた X 線天文衛星により多数観測され、AGN(CenA)とジェットの構 造が見えやすい天体である。本研究ではこの NGC5128 をターゲット天体として、3つのX線天文衛星「す ざく」「Chandra」「XMM-Newton」が観測した NGC5128 のX線スペクトルから、銀河内のプラズマ温度 分布について解析を行った。はじめに、解析領域を銀河中心から同心円状にとり、銀河中心からの距離によっ て温度がどのように変化するのかを調べた。その結果、NGC5128 は、中心領域(0-60")ではガス温度が 約 0.7keV、60"より外側では 0.3-0.4keV 程度の温度分布を持っており、60"-120"で急激な温度勾配を持 つような構造をしていることが判明した。加えて、解析領域をジェットとの距離に応じて区分し、ジェットが 楕円銀河のガス温度にどのような影響を及ぼすのかについて議論を行った。本講演では、これら NGC5128 の高温ガスの温度構造について報告し、ジェットとの相互作用について議論する。

# 1 研究背景

楕円銀河はバルジが球状または楕円状の形態を持 つ普通銀河であり、全体が高温のプラズマ状ガス ISM で満たされている。楕円銀河からの軟 X 線の放射減 は ISM が主であり、プラズマ熱制動放射による連続 成分と ISM 中の重元素の輝線放射の重ね合わせで あると言える。そして、楕円銀河中心には巨大質量 BH があるとされている。BH 周辺のガスが質量降着 し、ガスの重力エネルギーの解放によって BH 周辺 のガスは X 線で明るく輝く。この明るく輝く領域は AGN と呼ばれる。一方、銀河中心の BH から光速に 近い速度で物質が外側に吹き出すジェットと呼ばれる 現象も存在しており、BHへの流入とジェットにより BH 周辺のガスは擾乱されていると考えられる。BH 周辺の ISM の温度分布や乱流速度といった物理状態 を調べることにより、ジェットと ISM の物理状態の 関係について理解できると考えた。プラズマガスの 乱流速度は ISM から放射される輝線スペクトルの幅 (ドップラー幅)から求めることが可能だが、楕円銀 河のような広がった X線放射分布を持つ天体に対し て有効な高いエネルギー分解能を持つ衛星は2023年 7月現在存在しない。しかし、新たな X 線天文衛星 XRISM が今年度打ちあがる予定であり、精密 X 線分

光観測を通して楕円銀河の輝線スペクトルを詳細に 見えるようになることが期待されている。本研究で は、過去に打ち上げられた X 線天文衛星の観測デー タを用いて、ジェットが ISM 温度についてどのよう な影響を与えるかをX線スペクトル解析の観点から 調べ、議論を行った。本研究におけるターゲット天 体の楕円銀河 NGC5128 では AGN が点源のように 見えており、Centaurus-A としても知られている天 体である。また、AGN からはジェットも吹き出して おり、電波で明るく輝いていることが確認されてい る。形態分類としては S0 pec に相当し、様々な波長 の電磁波観測によって銀河中心付近にダストで構成 されたリングが存在していることが明らかになって いる。NGC5128 は天の川銀河から約 3.8Mpc の距離 に存在し、早期銀河の中では最も近傍にある巨大質 量銀河であるため、ジェットと AGN 周辺の高温ガス との相互作用を研究する上で理想的なターゲット天 体である。

# 2 解析手法

本研究では、X 線天文衛星「XMM-Newton」 「Chandra」「すざく」の3衛星による楕円銀河

## 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

NGC5128 の観測アーカイブデータを用いた。解析 に使用したデータおよび検出器を表 2 にまとめる。

衛星	検出器	ObsID	start Date	exposure(sec)	RA & Dec
XMM-Newton	Mos1 Mos2	0093650301	2002-02-06	15299	13 25 26.39 , -43 01 06.00
Chandra	Pn ASICS	962	2000-05-07	36500	13 25 27.61 , -43 01 08.90
Suzaku	XIS0 XIS1	704018010	2009-07-20	62433	13 25 21.86 , -43 04 19.20

表 1: 各衛星の検出器と観測データ

XMM-Newton と Chandra 衛星のスペクトル抽出・ データ較正及びバックグラウンド・レスポンス関数作 成にはそれぞれ SAS、CIAO というソフトウェアを使 用した。すざくでは HEAsoft に含まれる XSELECT でスペクトル抽出を、xisnbxgen でバックグラウン ド作成を、xisrmfgen と xissimarfgen でレスポンス を作成した。そして、全ての衛星のデータに対して XSPEC でモデルフィッティングによるスペクトル解 析を行った。モデルフィッティングの際に使用したモ デル関数をまとめる

### PHABS

銀河内に存在する星間ガスにより天体から放射 された電磁波が地球に到達する前に光電吸収を 受ける度合いを示している。

### VAPEC

光学的に薄いプラズマからの電磁波放射のモデ ルである。主なパラメータには温度 (keV)、重 元素アバンダンスがある。

### BREMSS

熱平衡に達した天体を起源とする熱制動放射に よる連続成分を表す。本研究では、銀河中にあ る低質量 X 線連星 (LMXB) からの放射の連続 成分を表すために使用した。

### POWERLAW

べき乗関数であり、本研究では主に AGN からの X 線放射を表すために使用した。

また、本研究ではまずNGC5128に存在するISMの 温度分布を見るために解析領域を銀河中心から同心円 状にとった。XMM-Newton と Chandra 衛星での解析 では AGN からの X 線放射の影響を無視するために、 天体中心を解析対象から外した。そして、ジェットと ISM 温度の間の関係を調べるために XMM-Newton のデータ解析領域を格子状にとって温度分布を調べた。3×3で領域を区切り、中心の AGN を含む部分 は解析対象から外した。一つの小さな正方形の大き さは 60×60arcmin である。以下に解析領域を示した 図と表を載せる。





図 1: XMM-Newton の 解析領域 (同心円状)

図 2: XMM-Newton の 解析領域 (格子状)







図 4: すざくの解析領域

衛星	解析領域の半径
XMM-Newton	$20\text{-}40^{"}, 40\text{-}60^{"}, 60\text{-}120^{"}, 120\text{-}180^{"}, 180\text{-}240^{"}$
Chandra	5-20",20-60",60-180"
Suzaku	0-120",120"-240"

表 2: 各衛星の解析領域 (同心円状)

# 3 結果

### 3.0.1 NGC5128 同心円状温度分布

銀河中心から同心円状に解析領域をとり、温度分 布を調べた結果を以下に示す。ここで用いたモデル 関数は PHABS \* (VAPEC + BREMSS + PHABS \* POWERLAW) である。以下に XMM-Newton によ る NGC5128 スペクトルフィッテイング図と温度分布 について示す 図 6 に示す通り、中心から 60"付近で 温度が 0.7keV から 0.3keV に低下しており、急激な 温度勾配が存在している。



図 5: NGC5128 のスペクトルフィッティング図 (XMM-Newton)



図 6: NGC5128 の温度分布

region	XMM-Newton		Chandra		suzaku	
-5"						
5-20"			0.757	+0.302 -0.154	0.698	+0.03
20-40"	0.766	+0.07 -0.08	0.761	+0.05		-0.05
40-60"	0.712	+0.07		-0.05		
60-120"	0.398	+0.03		.0.05		
120-180"	0.315	-0.02 +0.027	0.316	+0.05 -0.04		
120 100	0.010	-0.024 +0.037			0.350	$\pm 0.010$
180-240"	0.340	-0.028				

表 3: NGC5128 温度分布比較

さらに、過去の研究結果との比較も載せる。(図 7) R.P.Kraft et al.(2009), と Sarka Wykes et al.(2019)



図 7: 過去の論文との温度分布比較

では Chandra 衛星による観測データを用いて温度分 布を調べている。前者は解析領域を中心から東側約 50"離れた点を頂点として、左上に伸びるジェットに 沿うような円錐状にしている。用いたモデル関数は ABS\*APEC である。後者では銀河中心を頂点とした2つの円錐 (東部&西部セクターと呼称)を左上にのびるジェットの両側に置き、解析領域としている。用いたモデル関数は PHABS\*VAPEC である。

### 3.0.2 NGC5128 格子状温度分布



域





図 9: 解析領域の番号



図 10: NGC5128 の温度分布 (位置は図 9 に対応)

	Temperature(keV)			
1	0.535	+0.126		
		-0.142		
2	0.566	+0.147		
	0.297	+0.053		
3		-0.046		
4	0.564	+0.126		
	0.001	-0.177		
6	0.346	+0.089		
		-0.071		
7	0.351	+0.047		
		-0.039		
8	0.634	-0.138		
		+0.074		
9	0.707	-0.094		

表 4: NGC5128 温度分布比較 (番号は図 9 に対応)

モデル関数は 3.0.1 節と同じである。ジェットがの びる方向で温度が高くなっており、ジェットの無い領 域に比べて約 0.35keV ほどの温度差が生じているこ とが分かる。また、図 8 に於いて左上にのびるジェッ トと右下にのびるジェットが存在する領域とでも温 度の違いが見られた。右下にのびるジェット領域では 左上のジェット領域よりもガス温度が約 0.15keV 高 いことも確認できる。

# 4 議論

解析領域を同心円状にとった場合では、60-120" で急激な温度変化が見られた。Sarka Wykes et al.(2019)の結果からも、中心領域(-60")と比較し て外側領域では温度が低くなることが分かる。しか し、60-120"で東部セクターと西部セクターの温度が 異なっていることと、本研究で見られた 60-120"に おける温度変化の原因としてジェット周辺で温度に違 いが生じることが挙げられる。表 10 に記載している ように、銀河中心から同じ距離の領域でもジェットが 近傍にあるかどうかでガス温度が大きく変化してい る。低温部分で約 0.3keV、高温部分で約 0.7keV と いう温度差によって、中心から 60-120"離れた領域で の温度勾配が見られると考えられる。この温度分布 から、銀河中心から吹き出すジェットによって ISM は加熱されていることが分かる。また、Sarka Wykes et al.(2019) と R.P.Kraft et al.(2009) の結果は殆ど の領域で本研究よりも ISM の温度が高くなっている。 これは用いたモデル関数の違いによるものだと考え られる。本研究では LMXB による X 線放射を考慮し て BREMSS モデルを採用したが、この BREMSS モ デルによって VAPEC による X 線放射が相対的に弱 くなりガス温度が低く定まったと思われる。加えて、 2本のジェットで加熱の度合いが違うことも確認でき た。図8で左上にのびるジェットが通過する領域(図 8 での領域2の部分) での ISM の温度は 0.566keV、 右下にのびるジェットが存在する領域(図8での領域 9の部分) での ISM 温度は 0.707keV である。このこ とから、右下にのびるジェットは周囲の高温ガスを 強く擾乱し、加熱していると考えられる。一方、左 上にのびるジェットは周囲の ISM 中を真っすぐ通過 し、銀河の外側領域まで到達しているものが X 線で 鮮明に見えていると言える。

# 5 まとめ

本研究では、NGC5128 における高温ガスの温度構 造をスペクトル解析の観点から明らかにした。銀河 中心から 60-120"離れた領域では異なった温度を持つ 領域が存在し、それらの領域はジェットによって温度 の違いを持つことが確認できた。加えて、ジェットが のびる2方向でもガス温度が異なっていた。このこと からジェットが強くガスを擾乱する場合には ISM が 強く加熱されていると考えられる。本研究では、こ の擾乱の強さの違いが何に起因しているかについて は判明していない。ガス温度だけでなく、ISM の密 度・圧力分布の情報と併せてジェットが周囲に与える 影響について理解できるようになると思われる。こ れからの展望として、より広範な格子状温度マップ を作成し、ジェットが中心からの距離に応じて及ぼす 影響の変化について調べていきたい。また、今年度 打ち上げ予定の XRISM 衛星の観測データから高温 ガスの乱流速度パラメータを決定し、AGN 周辺の詳 細な物理状態について調べていくつもりである。

# Reference

- [1] Sarka Wykes et al. MNRAS485,872–888,2019
- [2] R.P.Kraft et al. The Astrophysical Journal, 677:L97–L100, 2009

-index へ戻る

# 銀河 a07

# MIR Search of Heavily Obscured z¿3 AGN Missed in X-ray Surveys

松本 尚輝

# MIR Search of Heavily Obscured z > 3 AGN Missed in X-ray Surveys

松本 尚輝 (東北大学大学院 理学研究科)

# Abstract

銀河中心の Supermassive Black Hole (SMBH;  $M_{\bullet} \sim 10^{6-10} M_{\odot}$ )が、宇宙論的なタイムスケールの中でどの ようにその質量を得てきたのかということは、現代天文学の大きな謎の一つである。高赤方偏移 (e.g.,  $z \sim 11$ ; Maiolino et al., 2023) において最近見つかりつつある SMBH の質量は、一生の間に Super-Eddington 降 着のような急激な成長過程を必要とすることを示唆している。深い X 線探査においてさえも検出できない ほどにガスやダストに覆われた、heavily obscured Active Galactic Nuclei (AGN) は、初期宇宙における SMBH とその母銀河のバルジ成分の急激な形成と成長段階を示しているといわれており、その理解を進める のに適した天体種族であると考えられる。本研究では、明るい AGN に特徴的に見られる、SED の静止系 2-6  $\mu$ m の excess に注目し、X 線での検出に依存せずに AGN を選択することで、z > 3 における heavily obscured AGN を含む AGN サンプルを XMM-SERVS 領域において構築した。得られた 52 の AGN 候補天 体のうち、38 天体がこの領域で行われた深い X 線探査である XMM-SERVS (Chen et al., 2018) において非 検出であり、heavily obscured AGN の候補天体となる。また、この全サンプルに対して SED fitting コード CIGALE (Yang et al., 2022) を用いた解析を行った。推定された AGN 全光度は  $L_{BOL} \sim 10^{46-48} \, {\rm erg s}^{-1}$ と、典型的な AGN 光度 ( $\sim 10^{45} \, {\rm erg s}^{-1}$ ) よりも非常に明るく、今回見つかった 52 という数はこれまでの AGN 光度関数で予想される AGN 個数 ( $\sim 40$ ) よりも有意に大きい。これらの結果は、これまで見逃されて きたこの種族の、初期宇宙における全 SMBH の成長率に対する無視できない大きな寄与を示唆している。

# 1 Introduction

全ての大質量銀河の中心には質量が M. 10<sup>6-10</sup>M<sub>☉</sub> (M<sub>☉</sub> は太陽質量) に達する Supermassive Black Hole (SMBH) が存在するということ が、現代の天文学の共通の認識になっている (e.g., Kormendy and Ho, 2013)。しかし、この SMBHs が これまでの宇宙の歴史の中でどのようにそのような 大質量を獲得してきたのかについては未だよくわかっ ていない。Active Galactic Nuclei (AGN) は SMBH が周囲のガスやダストの降着によって明るく光る現 象で、まさにこの SMBH が成長している場面を表 している (e.g., Alexander and Hickox, 2012)。最近 の JWST をはじめとする遠方宇宙の観測によって 見つかりつつある初期宇宙の SMBH の質量は、-生の間に Super-Eddington 降着のような急激な成長 過程を必要とすることを示唆している (e.g., z ~ 11; Maiolino et al., 2023)。初期宇宙における大量のガス やダストに覆われた AGN 種族 (i.e., obscured AGN) は、SMBH とその母銀河の急激な形成と成長段階を

示しているといわれており、その理解を進めるのに 適した天体種族である。

最近の広範囲かつ深い (5.3 deg<sup>2</sup>, ~ 50 ks) X 線 探査 (XMM-SERVS; Chen et al., 2018) を用いた研 究で、高赤方偏移における明るい AGN (z > 2, log  $L_X$  (erg s<sup>-1</sup>) > 44.5) のうち、近傍宇宙に比べて 非常に高い割合 (76<sup>+4</sup>/<sub>-3</sub>%) の AGN が obscured AGN (log  $N_{\rm H}$  (cm<sup>-2</sup>) > 22)<sup>1</sup> で、その割合はさらに高赤 方偏移 (z > 3) に対して増えていることがわかった (Vijarnwannaluk et al., 2022)。このことから、z > 3の宇宙に、深い X 線探査においてさえも検出できな いほどにガスやダストに覆われた AGN (i.e., heavily obscured AGN) が数多く存在する可能性が示唆 される。実際、最近の JWST の観測でも高赤方偏移 の heavily obscured AGN の候補天体が見つかって いる (e.g., z ~ 7; Fujimoto et al., 2022)。しかし、

 $<sup>^{1}</sup>N_{\rm H}$  は中性水素柱密度で、ガスやダストによる遮蔽の度合いを表す。この値が log  $N_{\rm H}$  (cm<sup>-2</sup>)  $\sim$  24 よりも大きくなると、Compton 散乱に対して光学的に厚い Compton-thick と呼ばれる状態になり、硬 X 線帯域でさえも激しい吸収を受け、検出が難しくなる。


図 1: AGN ダスト放射の寄与の度合いを変化させ た場合の z = 3の銀河の SED の変化を表した図。  $f_{AGN}$  は全赤外光度に対する AGN ダスト放射の割 合を示す。灰色で染めた領域は近赤から中間赤外測 光バンドの帯域を表している。

heavily obscured AGN を含むz > 3の明るい AGN の包括的な探査はこれまで行われてきておらず、ま だまだサンプルの数が少ない状態にある。

そこで本研究では、明るい AGN の SED に特徴的 に見られる、500-1500 K の高温ダストの熱的再放射 由来の静止系 2-6  $\mu$ m の excess に注目し、z > 3 にお ける明るい heavily obscured AGN サンプルの構築 を試みた。

### 2 Data & Analysis

明るい AGN の SED に特徴的な静止系 2-6  $\mu$ m の excess は、AGN torus や polar dust などの中心核付 近で温められた高温ダストの黒体放射によるもので ある。z > 3 では中間赤外線帯域に赤方偏移するた め、この放射を捉えることによってz > 3の銀河サ ンプルの中から明るい AGN を選択することができ る (図 1)。

本研究ではまずVijarnwannaluk et al., 2022 と同 様の手法で、HSC-SSP (S19A, S20A) や CLAUDS (Sawicki et al., 2019) をはじめとする多波長探査 データが揃い、前節で述べたように深い X 線探査 によってより深い制限がかけられるようになった XMM-SERVS 領域において、CLAUDS のuバンドか ら SERVS (Mauduit et al., 2012) の Spitzer/IRAC  $4.5 \mu m$  バンドまでの測光データをもつ銀河サンプ  $\nu$  (~ 840000) を構築した。このサンプルは広範囲 (~ 5 deg<sup>2</sup>) かつ深い ( $u(u^*)/g \sim 27 mag$ ) 可視光探 査である HSC-SSP と CLAUDS によって、多数の銀 河を含むだけでなく、Lyman-break をとらえること で photometric redshift を正確に決めることができ るという点でユニークなものである。

この全サンプルに対して、Lephare (Arnouts et al., 1999; Ilbert et al., 2006)を用いて photometric redshift (以下 photo-z)を推定した。このコードは適切な テンプレート SED を元に作成されたモデル測光デー タと、観測された測光データの間の $\chi^2$ を最小化する ことによって photo-zを推定する。今回は、X 線で検 出された天体にはSalvato et al., 2011 の AGN SED テンプレート、非検出の天体についてはIlbert et al., 2009 の銀河 SED テンプレートを使用している。

次に、赤方偏移した AGN 高温ダスト成分由来の excess をとらえる、MIPS 24 $\mu$ m による選択を行っ た。SWIRE (Mauduit et al., 2012) における MIPS による検出限界はあまり深くなく、~ 450 $\mu$ Jy ほど である。これは AGN 全光度補正 (Suh et al., 2019) によれば  $z \sim 3$  で  $L_{bol} \sim 1.3 \times 10^{46} \,\mathrm{erg \, s^{-1}}$ に対応 する。典型的な AGN の全光度が  $L_{bol} \sim 10^{45} \,\mathrm{erg \, s^{-1}}$ であるから、この選択にかかる天体は非常に明るい AGN であることが期待される。

このサンプルに、SWIRE の Spitzer/IRAC、Her-MES (Oliver et al., 2012) の Herschel/SPIRE の データを足し合わせ、可視光から遠赤外までの測 光データを持つサンプルとした。このサンプルに 対し、CIGALE コード (Yang et al., 2022) を用い た SED fitting 解析を行い、AGN の全光度などを 推定した。CIGALE では、様々な与えられたモジ ュールに対し、パラメータを適切にふることでフィ ッティングを行う。本研究では、SFH モデルとして sfhdelayed、SSP モデルとしてbc03、ダスト減光則 として dustatt\_modified\_starburst、ダスト再放 射モデルとして dl2014、AGN モデルとして SKIRTOR を採用した。

### 3 Results

今回のサンプルの z > 3 銀河は 57952 天体 (Specz 天体はそのうち 726 天体) で、その中で MIPS で 検出された天体が 61 天体 (Spec-z 天体は 11 天体) となった。このうち、X 線探査である XMM-SERVS (Chen et al., 2018) において非検出であった天体が 44 天体 (Spec-z 天体は 3 天体) であり、heavily obscured

#### 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校



図 2: MIPS によって選択された z > 3の AGN の AGN 全光度  $L_{BOL}$ を、赤方偏移の関数として示し た図。塗りつぶして示しているのが Spec-z 天体。 XMM-SERVS で検出された天体には × マークを重 ねている。実線と点線で示したのは XMM-SERVS の Full バンド (0.5-10 keV)の感度限界から得られた 硬 X 線光度  $L_{2-10 \text{ keV}}$  に対して、Duras et al., 2020 の全光度補正をかけたもの。

#### AGN の候補天体となる。

選択された AGN 候補天体に対して、SED fitting 解析を行った。ここから、明らかに photo-z が誤って いると考えられるもの、AGN ではない (fracAGN が 0 になる) と判断されたものを省くと 52 天体となり、こ のうち X 線非検出の天体は 38 天体となった。解析で得 られた AGN 全光度を図 2に示す。推定された AGN 全 光度は  $L_{BOL} \sim 10^{46-48} \, {\rm erg \, s}^{-1}$ と、典型的な AGN 光 度 (~  $10^{45} \, {\rm erg \, s}^{-1}$ ) よりも非常に明るい。このサンプ ルの中で最も明るい天体 ( $\log L_{BOL}$ ( ${\rm erg \, s}^{-1}$ ) ~ 47.9 at z = 3.86) を含め、X 線探査で見逃されている高 光度 AGN 天体が高赤方偏移に非常に多く存在し、 その割合はこの光度の範囲で 70%を超えることがわ かった。

### 4 Discussion

### 4.1 Expected number of AGN from the luminosity function

得られたサンプルの光度の範囲と、見込んでいる 宇宙の体積に対して見つかることが期待される AGN の個数を、Shen et al., 2020 の AGN 光度関数を用 いて計算したところ、約 40 天体となり、今回これよ り多くの天体が見つかったことになった。このよう な AGN の光度関数は、特に高赤方偏移において主に



図 3:  $L_{2-10 \text{ keV}}$  と  $L_{6 \mu m}$  の関係。実線はStern, 2015 の吸収がない場合の関係式で、点線などで  $\log N_{\rm H}({\rm cm}^{-2}) = 23,24$ の場合の線をそれぞれ示し ている。X 線で検出されている天体については Full バンドの X 線フラックス、非検出の天体について は Full バンドの検出限界フラックスをそれぞれ静 止系の硬 X 線光度に変換した。

あまり遮蔽を受けていないクェーサーなどで構成さ れており、この差はこれまで見逃されてきた heavily obscured AGN による寄与を反映している可能性が ある。

### 4.2 Hydrogen column density $N_{\rm H}$

中性水素柱密度  $N_{\rm H}$  は、AGN の X 線放射の遮蔽の 度合いを示す指標になっている。遮蔽を補正しない AGN の硬 X 線光度  $L_{2-10 \, \rm keV}$  と、中間赤外の  $L_{6 \, \mu m}$ には関係がある事が知られており、これを用いると  $N_{\rm H}$ を推定することができる。しかし、X 線で検出さ れていなければ、 $N_{\rm H}$ の実際の値を求めることはでき ない。そこで、本研究では X 線非検出天体の  $N_{\rm H}$  の 下限値を推定することで、これらの天体の遮蔽の度 合いに制限をつけることを試みた。図 3はその結果を 示す。これによれば、X 線非検出の天体の  $N_{\rm H}$  の下限 値は少なくとも  $\log N_{\rm H} ({\rm cm}^{-2}) \sim 23$  に近い値になっ ており、Compton-thick と呼ばれる  $\log N_{\rm H} \sim 24$  に 匹敵し得る事がわかる。

#### 4.3 Black hole accretion rate density

Black hole accretion rate density (BHAD) は、あ る赤方偏移の宇宙において、どれだけ SMBH が成長 しているかを示すものである。推定された AGN 全



図 4: Black hole accretion rate density の時 間進化。Ananna et al., 2019、Peca et al., 2023、 Ueda et al., 2014、Vito et al., 2018 は X 線観測 をもとにした X 線光度関数から得られたもので、 Shen et al., 2020 は X 線や UV から赤外まで様々 な方法で選択された AGN をもとにした光度関数か ら得られたもの。Madau and Dickinson, 2014 の星 形成率密度を 2 × 10<sup>4</sup> で割ったものを比較のために 載せている。

光度を

BHAR = 
$$\frac{L_{BOL}(1-\epsilon)}{\epsilon c^2} = \frac{1.59L_{BOL}}{10^{46} \,\mathrm{erg \, s^{-1}}} \,\mathrm{M_{\odot} yr^{-1}}$$
(1)

によって SMBH 降着率に変換し、それぞれの赤方偏 移の範囲内での合計を、そこで見込む宇宙の体積で 割ることで BHAD を計算した<sup>2</sup>。図 4はその結果を、 X 線観測などの先行研究で得られたものと比較した 図である。本研究で得られた MIPS 選択の AGN のう ち、X 線でも検出されている天体で作る BHAD は、 先行研究の z = 3-5 の結果に沿ったものとなってい るが、そこに X 線非検出天体を加えると、先行研究 の結果を大きく超える値となっている。これは、こ れまで見逃されてきた heavily obscured AGN 種族 の、初期宇宙における全 SMBH の成長率に対する無 視できない大きな寄与を示唆している。

### 5 Summary

本研究では、明るい AGN の SED に特徴的な中 間赤外の excess に注目し、z > 3 における高光度の heavily obscured AGN サンプルの構築を試みた。

- XMM-SERVS 領域における MIPS による選択 で、52 天体が AGN 候補天体として得られ、そ のうち約 70%にあたる 38 天体が X 線探査で非 検出であった。
- (2) SED fitting 解析によって推定されたこのサンプ ルの AGN 全光度は  $\log L_{BOL}(erg s^{-1}) \sim 46-48$ で、典型的な AGN 光度よりも非常に明るい。特 に、得られた中で最も明るい天体は X 線非検出で あった ( $\log L_{BOL}(erg s^{-1}) \sim 47.9$  at z = 3.86)。
- (3)  $N_{\rm H}$ の下限値を見積もってみると、今回得られたX 線非検出 AGN はガスやダストによって少なくと も  $\log N_{\rm H} ({\rm cm}^{-2}) \gtrsim 23$ の非常に激しい遮蔽を受 けた heavily obscured AGN であり、Comptonthick と呼ばれる状態に匹敵し得る事がわかっ た。また、このような種族の初期宇宙における 全 SMBH の成長率に対する寄与が無視できない ほど大きい可能性があることが示唆された。

### Bibliography

- Alexander, D. M. and Hickox, R. C. 2012 New A Rev 56, No. 4, 93-121.
- [2] Ananna, T. T. et al. 2019 ApJ **871**, No. 2, 240.
- [3] Arnouts, S. et al. 1999 MNRAS **310**, No. 2, 540-556.
- [4] Chen, C. T. J. et al. 2018 MNRAS 478, No. 2, 2132-2163.
- [5] Duras, F. et al. 2020 A&A **636**, A73.
- [6] Fujimoto, S. et al. 2022 Nature 604, No. 7905, 261-265.
- [7] Ilbert, O. et al. 2006 A&A 457, No. 3, 841-856.
- [8] Ilbert, O. et al. 2009 ApJ 690, No. 2, 1236-1249.
- [9] Kormendy, J. and Ho, L. C. 2013 ARA&A 51, No. 1, 511-653.
- [10] Madau, P. and Dickinson, M. 2014 Annual Review of A& A 52, 415-486.
- $\label{eq:main} [11] \quad \mbox{Maiolino, R. et al. 2023 arXiv e-prints, arXiv:2305.12492}.$
- [12] Mauduit, J. C. et al. 2012 PASP **124**, No. 917, 714.
- [13] Oliver, S. J. et al. 2012 MNRAS **424**, No. 3, 1614-1635.
- [14] Peca, A. et al. 2023 ApJ **943**, No. 2, 162.
- [15] Salvato, M. et al. 2011 ApJ 742, No. 2, 61.
- [16] Sawicki, M. et al. 2019 MNRAS 489, No. 4, 5202-5217.
- [17] Shen, X. et al. 2020 MNRAS 495, No. 3, 3252-3275.
- [18] Stern, D. 2015 ApJ 807, No. 2, 129.
- [19] Suh, H. et al. 2019 ApJ 872, No. 2, 168.
- [20] Ueda, Y. et al. 2014 ApJ 786, No. 2, 104.
- [21] Vijarnwannaluk, B. et al. 2022 ApJ 941, No. 1, 97.
- [22] Vito, F. et al. 2018 MNRAS 473, No. 2, 2378-2406.
- [23] Yang, G. et al. 2022 ApJ 927, No. 2, 192.

 $<sup>^{2}\</sup>epsilon$ は放射効率。ここでは典型的な値  $\epsilon = 0.1$  を採用している。

-index へ戻る

銀河a08

### 広帯域X線観測で探る電波銀河の中心核構造

### 中谷 友哉

### 未提出

-index へ戻る

銀河a09

### 初期宇宙に存在する大質量Quiescent 銀河の形成過程

### 柿元 拓実

### 初期宇宙 (z = 4.53) に存在する大質量 Quiescent 銀河の形成過程

柿元 拓実(総合研究大学院大学物理科学研究科天文科学専攻)

### Abstract

大質量楕円銀河が経験したとされる爆発的星形成やその後の星形成の抑制は、どのような物理的要因で起こった のかまだ理解が進んでいない。本研究では、大質量楕円銀河の形成期にあたる、赤方偏移 z ~ 4 に存在する大質量 Quiescent 銀河候補について、分光確認を行い形成史を推定した。Keck/MOSFIRE 分光器の K-band における観 測から、弱い [O II] 輝線とバルマーブレイクに対応する連続光を確認した。また、種族合成モデルを適用すること で物理的性質を推定したところ、星形成をほとんど行っていない大質量銀河であることが確認され、星形成史から タイムスケールの非常に短い爆発的星形成を経験していることがわかった。この性質は z ~ 5 のサブミリ波銀河 (Submillimeter Galaxies: SMGs) とよく一致しており、爆発的星形成によるガスの枯渇が星形成を止めた可能性が 示唆された。さらに、周辺環境に注目すると、わずか 2″の距離に測光的赤方偏移が非常に近いコンパニオン銀河が 存在し、銀河同士の相互作用 (環境効果) が銀河の星形成に影響した可能性が示唆された。

### 1 Introduction

現在我々が観測している大質量銀河は、形態に応じて 主に楕円銀河と渦巻銀河に分類される。楕円銀河は滑ら かな楕円状の形状で特徴付けられ、古い星の種族が支配 的であり、一般に冷たいガスやダストがほとんどない。 したがって星形成をほとんどしていないことが知られて いる。一方、渦巻銀河は渦巻き状の形態を持つ平たい円 盤で特徴付けられ、進行中の星形成活動を持つため、若 い星の種族が含まれる。本研究では、特に(長い間)星 形成をしていないという不思議な性質を持つ大質量楕円 銀河に注目する。

大質量銀河の形成シナリオとして現在よく支持されて いる階層的構造形成モデルでは、小さい銀河が最初に形 成しそれらが衝突合体を繰り返すことで巨大銀河に成長 していくと考えられている。このような衝突合体や銀河 の周辺ガスの降着により、銀河は星形成を継続的に引き 起こすと考えられる。一方で、大質量銀河のうち特に楕 円銀河は現在星形成をほとんどしていないという点でこ のモデルとの矛盾が生じる。先行研究では、楕円銀河は 質量に応じて図1のような星形成史を辿ったことがわ かっている。すなわち、より恒星質量の大きい楕円銀河 ほど、爆発的な星形成を短いタイムスケールで経験し、 その後すぐに星形成活動を止めてしまったことが推測さ れている。この爆発的星形成の引き金や、その後の星形 成を抑制する物理的なメカニズムはまだ謎のままとなっ ており、銀河形成・進化分野における重要な問題の一つ である。

このような疑問を解明するために、星形成をやめた銀 河「Quiescent 銀河」の形成期に迫る研究が進められて いる。Quiescent 銀河は、巨大な恒星質量やコンパクト



図 1: 楕円銀河の星形成史。横軸はルックバックタイムと なっており、図の右側が過去、左側が現在を表す。縦軸は 単位質量あたりの星形成率を示す。銀河の力学質量ごと に星形成史が色分けされており、大質量な楕円銀河ほど より遠い過去に爆発的な星形成を行っている。(Thomas et al. 2010)

なサイズ、古い恒星種族、赤い色、新しい星の形成がほ とんど行われていないことなど楕円銀河と似た性質を多 く持っているため、楕円銀河の祖先にあたる天体である と考えられている。このような天体がどのように形成さ れたのかを星形成史から調べることで、詳細な形成過程 に迫ろうとしている。近年では観測機器の性能の向上に より、*z*~4 まで Quiescent 銀河の分光確認が進んでき ている (e.g., Tanaka et al. 2019; Valentino et al. 2020)。 *z*~4 のような初期宇宙は、大質量楕円銀河の形成時期 に一致し、形成過程を直接観測できる可能性が高いと考 えられる。しかしながら、このような高赤方偏移におけ る Quiescent 銀河の分光観測はまだ数天体しか行われて おらず、形成過程を理解するまでには至っていない。また、このような巨大な質量や星形成率の低さは、*z* > 4 における宇宙論的シミュレーションでは正確に再現できていない。

そこで本研究では、大質量 Quiescent 銀河の初期宇 宙での検出を目指し、keck/MOSFIRE 分光器を用いた フォローアップ観測により z > 4 にある銀河候補の分 光確認を行った。幅広い波長域の測光データとスペクト ルデータを組み合わせ、種族合成モデルを適用すること で、星形成史や物理量を推定した。また、星形成史から 祖先にあたる天体や形成のタイムスケールを推定するこ とで、Quiescent 銀河の形成に関わる物理過程について 議論した。

### 2 Methods & Results

### 2.1 Spectroscpic Observation

本研究では、COSMOS 領域と呼ばれる約2平方度 の広いサーベイ領域から Quiescent 銀河の候補を探索 する。COSMOS 領域に存在する天体は、X 線から電波 まで幅広い波長域で観測が行われており、信頼度の高 い測光的赤方偏移を得ることができる (Weaver et al. 2022)。本研究では、スペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution: SED) から、*z*phot ~ 4.6 に存在す る Quiescent 銀河候補天体を発見したため、分光観測に より詳細な物理量の推定を狙った。

Keck 望遠鏡の MOSFIRE 分光器 (近赤外線を観測す る多天体分光器)を用いて 10 時間におよぶ分光観測を 行い、Balmer break の検出に成功した。このブレイク は、A 型星に顕著であり、最近爆発的な星形成を経験し た後星形成を止めた (ポストスターバースト) 銀河の性 質を示唆している。非常に暗い天体でバルマー吸収線の 検出には至らなかったが、弱い [OII] 輝線を検出できた ため赤方偏移の同定を行うこともできた。得られた赤方 偏移は z = 4.531 となり、初期宇宙に存在する銀河であ ることが確認された。

#### 2.2 SED fitting から推定された星形成史

本研究では、種族合成モデル (Stellar Population Synthesis model) を用いてスペクトルや SED から観測され た銀河の物理量を求める。Prospector (Jhonson et al. 2021) と呼ばれるコードを用いて SED fitting を行い、 恒星質量、星形成率、星形成の減少タイムスケール、ダ ストによる減光量を推定する。今回は、形成過程を探る 上で重要となる星形成史に注目する。



図 2: 推定された星形成史。図の右側 (過去) から左側 (観測時) までの星形成率の時間変化を示している。推定 された恒星年齢は 180 Myr であり、短いタイムスケール で爆発的な星形成を経験した後急速に星形成を止めてい ることがわかる。青およびオレンジのプロットは、合計 の恒星質量のうち 50% または 80% を形成した時期を表 している。また、観測時 (図の左端) において星形成率 が低い点は、本研究天体が Quiescent 銀河であることと も整合的である。

星形成史を探るためには、銀河を構成する恒星の種族 をスペクトルから読み取っていく必要がある。しかしな がら、本天体のような遠方宇宙に存在する銀河は、恒星 一つ一つに分解して分光観測を行うことができない。そ こで、種族合成モデルを用いて SED に最も合うような 恒星種族の集まりを調べ、かつ星形成史に仮定を入れる ことで、いつ銀河の形成が起こったのかある程度の推定 が可能となる。本研究では、特に爆発的星形成を経験し たと考えられる銀河で仮定として用いられる"Delayed tau-model"を用いる。このモデルでは星形成史を銀河 年齢(t)の関数として定義しており、以下のような数式 で表される。

#### $SFR(t) \propto te^{-\frac{t}{\tau}}$

ここで、パラメータ r は星形成率が減少するタイムス ケールを表し、値が小さいほど急速に星形成を止めたこ とを示す。

SED Fitting 結果から推定された星形成史を図 2 に示 す。本天体は、 $z \sim 5$ で爆発的な星形成 ( $\langle SFR_{main} \rangle \sim$ 500  $M_{\odot}$ /yr) を経験した後、急速に星形成を止めたこと が示唆されている。この結果は $z \sim 0$ の楕円銀河で推測 されていた星形成史と一致しており、楕円銀河の祖先に あたる天体を同定できたと考えている。



図 3: 大質量 Quiescent 銀河の観測赤方偏移 (*z*<sub>spec</sub>) と形 成赤方偏移 (*z*<sub>form</sub>)の関係 (先行研究: Schreiber et al. 2018b; Valentino et al. 2020; Nanayakkara et al. 2022; Carnall et al. 2023 のパラメータを引用)。*z*<sub>form</sub> は、銀河 が爆発的星形成を経験した時期に対応すると解釈でき、 おおよそこれらの銀河の形成時期を示すパラメータであ る。

### 2.3 先行研究との比較: 天体の若さ

図3は、先行研究 (Schreiber et al. 2018b; Valentino et al. 2020; Nanayakkara et al. 2022; Carnall et al. 2023) で分光確認された  $z_{spec} > 3$ に存在する大質量 Quiescent 銀河の観測赤方偏移 ( $z_{spec}$ ) と形成赤方偏移 ( $z_{form}$ )の関 係を表す。ここで、 $z_{form}$  は、銀河が現在の恒星質量の内 50%の質量を形成した時期 (爆発的星形成を経験した時 期) に対応する。本研究天体 (赤色の星) は、他の銀河と 比べて  $z_{spec} \ge z_{form}$  が非常に近い天体となっている。こ のような若い Quiescent 銀河は、経験している星形成の 抑制メカニズムを直接観測できる可能性が高く、本研究 の目的である物理過程の検証に重要な天体となっている。 次のセクションでは星形成史や特徴的な性質から、具体 的な星形成活動に関わる物理過程について議論する。

### 3 Discussion

### 3.1 星形成史から考えられる祖先となる候補

図 2 から、本天体は爆発的星形成を 80 Myr 程度経験 した後に星形成をほとんど停止したことが示唆される。 この星形成率 ( $\langle SFR_{main} \rangle \sim 500 M_{\odot}/yr$ )は、通常の星 形成銀河と比べて 4 倍程度星形成率が高く、「サブミリ 波銀河」と呼ばれるサブミリ波で明るい爆発的星形成 銀河が持つ星形成率と一致することが確認された (e.g., Gómez-Guijarro et al. 2022)。また、サブミリ波銀河は 既に近傍から遠方まで観測が進んでおり、星形成により ガスを使い切るタイムスケールに赤方偏移進化が存在す



図 4: 現在持っているガスを星形成活動によって使い切 るまでのタイムスケールと銀河の赤方偏移の関係。青 点や黒の実線が通常の星形成銀河を表し、赤・黄色の点 や黒の点線が爆発的星形成銀河 (SMGs)を表す。本研究 で注目している z ~ 5 では、本天体 (赤の星)の星形成 を継続したタイムスケールが点線と一致しており、爆発 的星形成によりガスを使い切った可能性が示唆される。 (Zavala et al. 2022 Figure 4 を一部改変)

ることが確認されている (図4: e.g., Zavala et al. 2022)。 本天体が星形成を継続した時間は、z~5のサブミリ波 銀河が持つタイムスケールとおおよそ一致している。こ のことから、星形成の材料となるガスの供給が止まった ことにより、星形成が急速に止まった可能性が考えられ る。サブミリ波銀河と Quiescent 銀河の進化的な関係は、 過去の研究でも物理的な特性の一致によりよく支持され ており、本研究結果は初期宇宙における天体でも同様の 関係を示唆する結果を得られたと考えている。

#### **3.2** 周辺環境による影響

本天体はすぐ近く (視角約 2 秒角) にコンパニオン銀 河となりうる大質量銀河の候補が存在する。COSMOS 領域における測光的赤方偏移は  $z_{\text{phot}} \sim 4.54$  となって おり、Quiescent 銀河から確認された赤方偏移と非常に 近い値が得られている。このようなコンパニオン銀河の 存在は、銀河の星形成やその後の抑制に環境効果 (銀河 同士の相互作用など) が影響した可能性を示唆する。先 行研究では、z = 3.7で同様にコンパニオン銀河を持つ Quiescent 銀河が発見されており、ALMA 望遠鏡での観 測の結果非常にダストの多い星形成銀河であることが確 かめられている (Glazebrook et al. 2017; Schreiber et al. 2018a)。測光データのみによる SED fitting で本研究 のコンパニオン銀河の物理量を推定したところ、同様に ダスト量が大きく星形成をおこなっている天体である可 能性が示唆された。今後 ALMA や JWST で相互作用の 有無や運動などを詳細に調べることで、環境効果の影響 を理解する重要なターゲットになると考えている。

### 4 Future Work

§3.1 では、SMG と本研究の Quiescent 銀河について 星形成の観点から進化的なつながりを検証したが、本研 究の Quiescent 銀河はサイズやガス質量、ダストに隠さ れた星形成量を詳細に制限できていない。今後、JWST や ALMA でのフォローアップ観測により詳しい制限を 加えることで、SMG との比較を複数の観点で行うこと ができる。また、コンパニオン銀河の存在は測光データ のみに基づくものであり、分光確認を行うことで正確な 赤方偏移や物理量の推定が必須となる。併せて、非常に 近い距離にある二つの銀河の相互作用を検証するため、 分子ガスの分布や形態を詳細に探査することで、環境効 果の星形成への影響についてさらなる制約を加えること が出来ると考えている。

### Reference

Carnall et al. 2023, arXiv:2301.11413

- Glazebrook et al. 2017, Nature, 544, 71
- Gómez-Guijarro et al. 2022, A&A, 659, A196
- Johnson et al. 2021, ApJS, 254, 22
- Nanayakkara et al. 2022, arXiv:2212.11638
- Schreiber et al. 2018a, A&A 611, A22
- Schreiber et al. 2018b, A&A, 618, A85
- Tanaka et al. 2019, ApJL, 885, L34
- Thomas et al. 2010, MNRAS, 404, 1775
- Valentino et al. 2020, ApJ, 889, 93
- Weaver et al. 2022, ApJS, 258, 11
- Zavala et al. 2022, ApJ, 933, 24

-index へ戻る

### 銀河a10

# Ruby-Rush: Accelerated evolution of massive quiescent galaxies in high-z protoclusters

### 高橋 宏典

## Ruby-Rush: Accelerated evolution of massive quiescent galaxies in high-z protoclusters

高橋 宏典 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

巨大銀河がいつ、宇宙のどこで誕生したか、そしていつどのように星形成活動を止めたかを理解すること は、初期宇宙における銀河形成の効率や現在の標準的な階層的構造形成論に大きな制限を与えるために極め て重要な鍵である。これまでの観測で z = 4.66 で既に銀河系クラス (~ 6 × 10<sup>10</sup>  $M_{\odot}$ )の銀河が発見されて いる [Carnall et al. (2023)] が、我々はさらに時間を遡り、宇宙誕生後 12 億年 ( $z \sim 5$ )の宇宙の原始銀河団 領域を系統的に探査し、同等の質量を持ち、かつ星形成活動がほぼ終了しているような成熟した大質量銀河 (Massive quiescent galaxies、以下 MQG)を発見し、初期宇宙における初代の高密度領域と、そこで急成長 する大質量銀河の形成プロセスを明らかにすることを目指す。

そのために、Gold-Rush プロジェクト [Ono et al. (2018)] が見つけたライマン・ブレーク銀河が群れている 原始銀河団候補領域を狙う Ruby-Rush プロジェクト (代表、児玉)を推進している。Subaru/SWIMS を用い て、星形成活動が停止した銀河のスペクトルに顕著に見られるバルマー・ブレークを2つの中間帯域フィルター ( $K_2, K_3$ ) で挟み込むことにより、従来の撮像観測では成し得なかった  $z \sim 5$  という遠方の MQG 候補を発見 することに成功した。より強固なデータセットにするため、Subaru/HSC(可視光) や Spitzer/IRAC(~4 $\mu$ m) のデータも用いて SED フィットを行い、候補天体を複数同定した。さらに発見した MQG の個数はシミュ レーション (TNG300[Nelson et al. (2019a)]) による理論予想では再現することが難しいと示唆された。本 講演ではこの Ruby-Rush の成果を総括し、さらに最近行われた Subaru/MOIRCS に搭載された 2 つの中 間帯域フィルター ( $K_3, K_4$ )を用いた z = 5.3の原始銀河団をターゲットとする観測成果の報告も併せて行 い、年齢約 10 億年の宇宙の原始銀河団領域における加速的な銀河形成の実態に迫る。

### 1 Introduction

我々の住むこの宇宙に数多く存在している銀河の 形成・進化過程を明らかにすることは現代天文学研 究の重要な目的の一つである。これを明らかにする ために我々は遠方の宇宙に存在する銀河を直接捉え、 その性質を調べている。現在標準的な ACDM モデル によると、小さなスケールから大きなスケールに宇 宙の構造が階層的に成長していくというシナリオが ある。銀河の星質量が増加するプロセスとして、(1) 自らが星形成を行う、(2)他の銀河と相互作用しそれ によりガスが圧縮されることにより星を形成する、と いう2つが考えられる。原始銀河団のような銀河が 群れている領域では (2) の効果が主に環境効果とし て銀河の成長に寄与する。銀河が密集した領域では 銀河が重力により引き合い、衝突・合体する確率が 他の平均的な銀河数密度の領域に比べると増加する。 つまり原始銀河団では他の領域に比べてより速く銀

#### 河が成長できると考えられている。

また、現在知られている大質量で最も遠方に存在 する銀河は JWST/NIRSpec を用いて同定された、 z = 4.658, 星質量が  $M_* = 3.8 \pm 0.2 \times 10^{10} M_{\odot}$ の銀河である。(Carnall et al. (2023)) このように z = 4.658の時代にすでに星形成を終えた巨大銀河 (Massive quiescent galaxiy; 以下 MQG) が存在して いることが明らかとなっているため我々はそれよりも 遠方の z~5の時代に存在する MQG の存在を確かめ ようとしている。原始銀河団中で銀河がどれほど加速 的に形成しされているかを調べるために Great Optically Luminous Dropout Research Using Subaru HSC (Gold-Rush) プロジェクトで発見された  $z \sim 5$ のライマン・ブレーク銀河の密度超過領域を狙って観測 し、 $z \sim 5$ の MQG を探す Red Ultra-massive Billion-YeaR-Universe SHiners (Ruby-Rush) プロジェク ト (代表、児玉) を進めている。本集録では Ruby-Rush の成果についてまとめる。

Field-ID	RA, Dec	Overdensity		
HSC UD/D	(J2000)	$(\sigma)$		
ELAIS-N1-CL1	243.49, 55.76	4.5		
ELAIS-N1-CL2	242.25, 53.98	5.8		
COSMOS-CL3	150.01,  1.65	3.7		
ELAIS-N1-CL4	242.15, 55.04	2.1		
COSMOS-CL7	149.93,  1.76	3.1		
COSMOS-CL10	150.59, 2.23	3.8		

表 1: 観測領域とその密度超過 (Toshikawa et al.)

### 2 Methods

我々は原始銀河団における加速的な銀河形成を定 量的に評価するために、z~5の原始銀河団候補領 域を観測した。その観測領域は Gold-Rush プロジェ クトで r' – dropout のライマン・ブレーク銀河の密 度超過が高い領域である。(詳細は3章)また、我々 が狙う天体は星形成活動がほとんど停止している銀 河である。そのような銀河の典型的なスペクトルに はバルマー・ブレイク (Balmer Break) と呼ばれる、 バルマー吸収線が強くみられる構造がある。これは 銀河が星形成活動を終えて、O、B型星が寿命を迎え A型星の寄与が多くなる時期以降で顕著になる。バ ルマー・ブレイクを2つの中間帯域フィルタ ( $\Delta\lambda \sim$ 0.1 μm) を挟み込むことにより生じた等級差を用い て、バルマーブレイクを持つ銀河を選択できる。バ ルマーブレイクは静止系で 3645 [Å] にみられ、z = 5 では 2.19[µm] に赤方偏移する。この赤方偏移したバ ルマーブレイクを近赤外線2色同時多天体分光撮像 装置 (Simultaneous-color Wide-field Infrared Multiobject Spectrograph:SWIMS; Motohara et al.) に搭 載されている K バンド帯域の3フィルタ K1, K2, K3 を用いて挟み込むことにより、 z ~ 5 の星形成を終 えた銀河を選択した。

ただし、この選択手法で完全に z ~ 5 の星形成を 終えた銀河を選択できるわけではなく、low-z の銀河 の混入が考えられる。例えば z ~ 2.5 の Hα 輝線銀河 や z ~ 3.7 の Hβ、[OIII] 輝線銀河などが主な混入天 体の候補となる。このように色等級図を用いるだけ では天体選択が不完全であるから、より信頼性のあ る選択をするために、他の可視光・近赤外線の波長帯 の情報と組み合わせて SED フィッティングを行った。

### **3** Observations

観測はすばる望遠鏡に搭載した SWIMS を用いて、 S21A,S22A にわたって 9 晩観測した。しかし悪天候 が重なり実際正味の観測時間は 2.5 晩分であった。観 測領域は ELAIS N1 領域と COSMOS 領域のそれぞ れ 3 領域ずつ、合計 6 領域観測した。その 6 つの観測 領域は Gold-Rush プロジェクト (Ono et al. (2018)) でr' - dropout のライマン・ブレーク銀河の密度超 過が大きい領域を選んだ。しかし、Gold-Rush チー ムの再解析の結果 (Toshikawa et al.)、6 領域の密度 超過度は  $2\sigma$  以上と減少してしまったが、それらの領 域には銀河が平均的に存在する領域に比較すると高 密度で、広帯域フィルタによる選択で生じる赤方偏 移の不定性から、引き続き高密度領域として扱って いる。それらの領域について表 1 まとめた。

### 4 Analysis

SMIMS により取得したデータは SWIMS 解析パ イプライン (Konishi et al.) を用いて一次処理を行っ たのち、SExtractor(Bertin & Arnouts (1996))を用 いて天体の検出・測光を行った。この時 K<sub>3</sub> バンド の画像を検出に用いた。測光エラーは正確に推定す るために Photutils を用いて、SExtroactor で得られ た等級を元に計算した。その aperture 等級を元に、  $K_2 \ge K_3$ の aperture 等級を用いて縦軸  $K_2 - K_3$ 、 横軸 K<sub>3</sub>の色等級図を作成し、3σ以上で色超過が見 られた天体を K<sub>2</sub> – K<sub>3</sub> の色で選択された候補天体 とした。それら候補天体からより強固なデータセッ トにするために CIGALE(Boquien et al. 2019) を用 いた SED Fit を行った。SED フィットに用いたデー タは SWIMS/K<sub>2</sub>,K<sub>3</sub> 以外に、並行して取得していた SWIMS/ $J_1, J_2, K_1$ の3バンド、HSC/g', r', i', z', y' の5バンド、Spitzer/IRAC ch1, ch2の2バンドの計 12 バンドの撮像データを用い、K<sub>3</sub> バンドを検出に 使い、それぞれを SExtractor を用いて測光、Photutils/Python で測光エラーの計算を行い、候補天体の 可視光から近赤外線に至るまでのカタログを独自に 作成した。





### 5 Results

### 5.1 Color-Magnitude diagram

ターゲットの候補天体を選択するために、縦軸 K<sub>2</sub> – K<sub>3</sub>、横軸 K<sub>3</sub>の色等級図を作成した。それを 各領域で描いたものが図2である。全てのプロット 点が SExtractor で検出された天体で、オレンジ色の 点が 3σ 以上、赤色の点が 5σ 以上の精度で検出され たものであることを示している。



図 3: 候補天体の SED fitting

表 2: CIGALE によるパラメータの推定値			
ID	$z_{\rm phot}$	$M_{*}$	SFR
		$[{ m M}_{\odot}]$	$[\rm M_{\odot}/yr]$
CL1-647	5.1	$4.4\times10^{11}$	4.1
CL4-2729	4.8	$1.1\times10^{11}$	10

### 5.2 SED Fitting

色等級図を用いて選択した銀河に対して、Subaru/HSC,Spitzer/IRACのデータを加えてSEDフィ ットを行った。その結果、2天体が $z \sim 5$ の推定をされ た。その結果を図3に示す。そして、CIGALEによる SEDフィットにより得られた結果の一部を表2にま とめる。星質量の推定値は2天体ともに $10^{11}M_{\odot}$ クラ スであり、これは我々の銀河系の星質量 $6 \times 10^{10}M_{\odot}$ よりも大質量である。また、星形成率はほとんど星 形成を行っていないことを示している。

### 6 Discussion & Conclusion

我々の発見した 2 天体の物理的性質から、この推 定値が正しいとすると、現在同定されている MQG のよりも早期に銀河が形成・成熟していることが示 される。さらに、宇宙論的流体シミュレーションの IllustrisTNG、TNG300-1 の準解析モデルでは  $z \gtrsim$ 4.2 で  $M_*4.4 \times 10^{11} M_{\odot}$ の銀河でかつ星形成を終えた 銀河が再現できていないことが明らかになっている。 (Abigail et al. 2023) これは分光同定された z = 4.658の MQG すらも再現できていないことから、現在の銀 河形成モデルや AGN フィードバックなどの quench メカニズムなどを見直す必要性が出てきている。

今回狙った領域はあくまでも色選択 (phot-z) により推定された候補領域であるため、この領域が真に z ~ 5 の原始銀河団であるかを確かめるためには分 光観測により赤方偏移を決定する必要がある。

さらに領域を広げ、遠方の MQG を探すため、我々 はすばる望遠鏡の MOIRCS に搭載の  $K_3, K_4$  フィル タを用いて z=5.3 の分光同定された密度超過領域を 狙って観測を行った。しかし、こちらも天候恵まれ ず、十分に積分時間を確保できなかった。現状その観 測領域には  $z \sim 5.3$  の候補天体は見つかっていない。

今回発見した天体のうち1つ (CL4-2729) の赤方偏 移を決定するための分光観測が今後予定されている。 さらに NOEMA や ALMA,JWST などでも追観測を 行ったり、中間帯域フィルタを用いた色選択を他の 原始銀河団領域 ( $z \gtrsim 5$ ) で行ったりすることで遠方 の MQG の性質・population についてより詳細に迫 れることを期待している。

### Reference

Bertin, E. , & Arnouts, S. 1996, A&A, 117, 393

- A. Carnall, R. McLure, et al., 2023, arXiv:2301.11413
- Y. Ono, M. Ouchi, et al., 2018, PASJ, 70, S10
- D. Nelson, V. Springel, et al., 2019a, CompAC, 6, 2

—index へ戻る

### 銀河all

### 原始銀河団SSA22に位置するサブミリ波銀河のガスの 物理状態の推定

岡内 紀翔

### 原始銀河団 SSA22 に位置するサブミリ波銀河のガスの物理状態の推定

岡内 紀翔 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

銀河の進化は宇宙の大規模構造の進化と関係していると考えられている。銀河団の祖先と考えられている原始 銀河団を研究することは、大規模構造の中で銀河進化がどのように進むのかを知るために有効である。SSA22 はライマンブレイク銀河やライマン α 輝線銀河の密度超過により発見された原始銀河団である。SSA22 で は、ダストを豊富に持ち活発な星形成を行なっているサブミリ波銀河 (SMGs) も多数観測されている。さら に、SSA22 内の ADF22 領域では、ライマン α 輝線の観測によってフィラメント構造が発見され、この構造 に沿って SMGs が分布していることが明らかになった。このような環境に存在する銀河のガスの物理状態を 知ることは、銀河進化の理解に繋がると考えられる。本研究では原始銀河団 SSA22 内の ADF22 領域に存在 する、4 つの SMGs で観測された CO 輝線のデータを用いて、ガスの物理状態の推定を行った。CO の励起 状態は主にガスの温度や密度に関係しているため、複数の回転遷移数の CO 輝線のデータから得られた CO spectral energy distribution (CO SLED) をモデリングすることで、銀河のガスの物理状態を推定できる。 RADEX を用いた輻射輸送計算の結果から、CO SLED を再現するガスの物理量を求めた。得られた結果を 他の天体に対して同様のモデリングを行った先行研究と比較し議論する。

### 1 Introduction

銀河団は数十から数千の銀河による宇宙最大の自 己重力系である。銀河団のような高密度領域には、年 老いた重い楕円銀河が多く存在することが知られてい る。原始銀河団は、遠方宇宙においてライマン $\alpha$ 輝線 銀河 (LAEs) のような若い銀河が集団で存在する天体 である。原始銀河団は銀河団を時間的に遡った天体で ある。このような領域ではダストを豊富に持ち、活発 な星形成を行うサブミリ波銀河 (SMGs) が多く存在 すると考えられる。SMGs は高い赤外線光度 ( $L_{\rm IR} >$  $10^{12} L_{\odot}$ )、高い星形成率 ( $10^2 - 10^3 M_{\odot} \, {\rm yr}^{-1}$ )、大きな ガス質量 ( $10^{10} - 10^{12} M_{\odot}$ )を持つという特徴がある。 SMGs は銀河進化の理解に重要な銀河種族である。

原始銀河団 SSA22 ( $z \sim 3.09$ ) はライマンブレイク 銀河 (LBGs) や LAEs の密度超過によって発見された (Steidel et al. 1998, 2000)。この領域に対してはサブ ミリ波によるサーベイが行われ、多くの SMGs が観 測された (Tamura et al. 2009, Umehata et al. 2014)。 Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) を用いた ALMA Deep Field in SSA22 (ADF22) では、ADF22 で 18 個の SMGs を 5 $\sigma$  で 観測した (Umehata et al. 2017)。さらにライマン  $\alpha$ 放射の高感度な観測によって図 1 のようなガスのフィ ラメント構造が発見され、この構造に沿って SMG や AGN が分布していることが明らかになった (Umehata et al. 2019)。このような原始銀河団環境に存在 する SMGs の理解によって、銀河の存在する環境や 銀河進化の過程を理解することが研究の目的である。

本研究では ADF22 内の 4 つのサブミリ波銀河の CO 輝線に注目する。CO の励起状態は主にガスの温 度や密度に依存している。複数の回転遷移数の CO の 輝線を用いて、横軸を回転遷移数 J、縦軸を輝線強度 でプロットした CO spectral line energy distribution (CO SLED)を作成し、輻射輸送計算の結果でモデリ ングを行うことで銀河のガスの温度や密度といった 物理状態の推定を行った。モデリングの結果を先行 研究と比較し、今回得られた結果の妥当性や今後の 展望を議論する。

### 2 Methods

本研究では ADF22 の 4 つの SMGsA1、A4、A6、 A7 を扱う。4 天体はこの領域の中でも明るい SMGs であり、AGN を持つという特徴がある。天体の赤方 偏移と赤外線光度を表 1 に示した。

本研究では4天体から観測された CO(J=8-7)と CO(J=9-8)のイメージング済みのデータから、積 分強度図を作成しフラックスの測定を行った。解析



図 1: ADF22 のサブミリ波銀河。真ん中はライマン α 放射の速度図 (Umehata et al. 2019)。左右に銀河の CO (*J*=8–7) のスペクトルと積分強度図を示している。

表 1: 天体の赤方偏移 (Umehata in preparation) と 赤外線光度 (Umehata et al. 2017)

	赤方偏移 z	赤外線光度 $L_{\rm IR} \log(L_{\odot})$
A1	$3.0896 \pm 0.0008$	$13.0^{+0.2}_{-0.1}$
A4	$3.0900 \pm 0.0002$	$12.6_{-0.1}^{+0.2}$
A6	$3.0953 \pm 0.0006$	$12.4_{-0.1}^{+0.2}$
A7	$3.0940 \pm 0.0007$	$12.5_{-0.1}^{+0.2}$

には、Common Astronomy Software Applications (CASA)を使用した。CO SLED の作成の際は、 CO (*J*=1-0) と CO (*J*=3-2) のフラックスの測定結 果 (Umehata in preparation) も使用した。

CO SLED のモデリングには RADEX (van der Tak et al. 2007)を用いた。RADEX は輻射輸送計算 を解き分子や原子の輝線の強度を計算するコードで ある。RADEX をベースにした ndradex (Taniguchi, https://github.com/astropenguin/ndradex) を 用いて、パラメータとして与えた物理量に対 応するフラックスの計算値を持つグリッドを作 成した。RADEX に入力したパラメータは表 2 に示した。これを CO (J=1–0)、CO (J=3–2)、 CO (J=8–7)、CO (J=9–8)の4 輝線それぞれで作 成し、CO (J=3–2)、CO (J=8–7)、CO (J=9–8)の グリッドをCO (J=1–0)のグリッドで割ることで輝 線の強度比が入ったグリッドにした。

表 2: RADEX に入力したパラメータ

物理量	パラメータ
運動温度	
$\log(T_{\rm kin})({\rm K})$	$1.00, 1.05, \dots, 3.00$
水素の数密度	
$\log(n_{\rm H_2})({\rm cm}^{-3})$	$1.0, 1.1, \dots, 6.0$
CO の柱密度	
$\log(N_{\rm CO})({\rm cm}^{-2})$	16, 17, 18
CMB の温度 $T_{ m bg}$ (K)	11.17
速度勾配 $dv (km s^{-1})$	1.0
geometory	lvg

RADEX によって得られた輝線の強度比と、観測 された輝線の強度比を用いて

$$\chi^2 = \frac{(f_{\rm obs} - f_{\rm model})^2}{\sigma^2} \tag{1}$$

で定義される  $\chi^2$  の値を計算した。ここで、 $f_{obs}$  は輝線の強度比の観測値、 $f_{model}$  は輝線の強度比の計算 値、 $\sigma$  は観測値の誤差である。 $\chi^2$  の値が小さいパラ メータほど観測値を再現していると言える。この計 算を3つの輝線比のグリッド対して行い、 $\chi^2$ の和を 取った際にその値が最も小さくなるパラメータを観 測値を再現する物理量とした。

### **3** Results

4 天体の CO (*J*=8-7) と CO (*J*=9-8) のフラック スの測定結果を表 3 に示した。

表 3: フラックスの測定結果

	輝線	フラックス $(Jy \text{ km s}^{-1})$
A1	CO(J=8-7)	$0.578 \pm 0.093$
	CO(J=9-8)	$0.506 \pm 0.088$
A4	CO(J=8-7)	$0.580 \pm 0.053$
	CO(J=9-8)	$0.429 \pm 0.063$
A6	CO(J=8-7)	$0.385\pm0.068$
	CO(J=9-8)	$0.427 \pm 0.109$
A7	CO(J=8-7)	$0.370\pm0.072$
	CO(J=9-8)	$0.251 \pm 0.055$

 $\chi^2$ の和が最小となる物理量を表4に示した。CO SLED をモデリングした結果は図2に示した。

表 4: $\chi^2$ が最小となる物理量				
	$\log(T_{\rm kin})$	$\log(n_{\rm H_2})$	$\log(N_{\rm CO})$	$\chi^2$
	(K)	$(\mathrm{cm}^{-3})$	$(\mathrm{cm}^{-2})$	
A1	3.00	2.5	16	0.45
A4	3.00	2.3	17	0.49
A6	2.95	2.7	17	3.2
A7	2.75	2.2	17	0.05

 $T_{\rm kin}$ と $n_{\rm H_2}$ の中央値と $\pm 1\sigma$ の値は表5に示した。

表 5: 中央値と ±1σ			
	$\log(T_{\rm kin})$ (K)	$\log(n_{\rm H_2}) \ ({\rm cm}^{-3})$	
A1	$2.95_{-0.10}^{+0.05}$	$2.5^{+0.1}_{-0.1}$	
A4	$2.85_{-0.20}^{+0.10}$	$2.5^{+0.3}_{-0.1}$	
A6	$2.10_{-0.45}^{+0.70}$	$3.6\substack{+0.9\\-0.9}$	
A7	$2.70^{+0.15}_{-0.20}$	$2.3^{+0.4}_{-0.2}$	

### 4 Discussion

得られたモデル CO SLED を ASPECS (Booggaard et al. 2020) と比較した。ASPECS は  $z \sim$ 2.0-2.7、 $L_{IR} \sim 10^{12}-10^{13} L_{\odot}$ の8つの星形成銀 河で、AGN を持つ銀河が4つ存在する。Booggaard et al. 2020 では CO SLED をモデリングして



図 2: CO SLED のモデリング。ピンクがデータ点、 水色が  $\chi^2$  が最小となる物理量を用いて作成したモ デル。

得られた CO (*J*=1-0) に対する強度比の平均値が、 CO (*J*=2-1) から CO (*J*=8-7) まで記述されている。 このデータを本研究と同じ方法でモデリングして CO SLED の形を比較した。図 3 にモデル CO SLED の プロット、表 6 に ASPECS のモデリングに使用した 物理量を示す。



図 3: ASPECS との比較

4 天体と ASPECS のモデル CO SLED を比較する と、mid–J は ASPECS が高い傾向にあるのに対し、 high–J の下がり方は 4 天体の方が緩やかな傾向があ

衣 0. Hor ECD を ビノ グラブ した 防理重			
	$\log(T_{\rm kin})$	$\log(n_{\rm H_2})$	$\log(N_{\rm CO})$
	(K)	$(\mathrm{cm}^{-3})$	$(\mathrm{cm}^{-2})$
ASPECS	2.2	2.9	17.45
		2.0	11.10

表 6: ASPECS をモデリングした物理量

る。mid-Jが高い傾向にあるのは密度の高い解によるモデルであり、これは衝突によって励起状態が高くなることを反映していると考えられる。また4天体の温度はASPECSよりも高い値になっているため、高温の解は high-J の強度を高くすると考えられる。

4天体のモデル CO SLED は、およそ CO (J=3-2) まで熱力学平衡 ( $J^2$  に比例) に達しており、ピーク の位置は  $J \sim 4-6$  程度である。これは SMGs の CO SLED が  $J \sim 4-7$  程度でピークとなる傾向と一致す る。一方で解として得られた温度は全体的に非常に 高い。物理量の比較として、Yang et al. 2017 で示さ れた、1 成分による CO SLED のモデリングを複数 の SMG に行い、個々の SMG から得られた温度と密 度の解をプロットしたものを図 4 に示した。



図 4: 複数の SMGs のモデリングの結果との比較。赤 いクロスが本研究の結果、青い丸が Yang et al. 2017。

図4から温度と密度は反相関になっていることが 分かる。ASPECSとの比較の議論から、温度の高い 解は high-J による寄与が大きく、密度の高い解は mid-J が高い場合に得られると考えられる。本研究 では high-J のデータはあるが mid-J のデータが無 いため、温度の高い解ばかりが得られたと考えられ る。物理量をより正確に決めるには、mid-J の輝線 のデータを加える必要がある。また銀河の描像を考 えると、AGN の寄与が大きい中心と外側ではガスの 励起状態は異なると考えられるため、2 成分でのモ デリングがより現実的である。mid-J のデータがあ ればパラメータを増やすことできるため、2 成分で のモデリングが可能になると考えられる。

### 5 Conclusion

本研究では、原始銀河団 SSA22 に位置する 4 つの SMGs の CO 輝線のフラックスを測定した結果をも とに、CO SLED を作成した。CO SLED を輻射輸 送計算を解くことでモデリングし、ガスの温度や密 度といった物理量を推定した。モデリングした CO SLED の形は、SMGs の CO SLED が J ~ 4-7 程度 でピークとなる場合が多い特徴と一致した。ここで 得られた解は高温の解ばかりになったが、これはモ デリングに使用したデータに mid-J が無く、high-J の結果に依存した解が選ばれたためであると考えら れる。

今の CO SLED に mid-*J* のデータを加えるために、 A1 に対して CO (*J*=5-4) と CO (*J*=7-6) の観測を提 案するプロポーザルを提出した。このデータがあれ ば CO SLED のピークをより正確に決めることが可 能になる。さらにデータ点が増えることで、銀河の ガスを低励起成分と高励起成分の 2 つに分離したモ デリングが可能になり、より現実的な SMGs の描像 の理解につながると考えられる。

### Reference

Boogaard et al. 2020, ApJ, 902, 109
Steidel et al. 1998, ApJ, 492, 428
Steidel et al. 2000, ApJ, 532, 170
Tamura et al. 2009, Natur, 459, 61
Umehata et al. 2014, MNRAS 440, 3462
Umehata et al. 2017, ApJ, 835, 98
Umehata et al. 2019, Sci, 366, 97
van der Tak et al. 2007, A&A 468, 627
Yang et al. 2017, A&A, 608A, 144

-index へ戻る

銀河a12

### gzK 選択による赤方偏移2の電波銀河探査

### 小林 星羅

### gzK選択を用いた $z \sim 2$ の電波銀河探査

小林 星羅 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

近傍の宇宙の電波銀河は大質量であることや星形成率が低いことから、銀河中心にある大質量ブラックホー ルと母銀河の共進化シナリオにおいて、最終段階に出現すると考えられている。故に、初期宇宙に存在する 電波銀河探査は共進化のメカニズムやタイムスケールを理解するために重要である。しかし、遠方電波銀河 は希少なため統計調査に十分なサンプル数が不足している。特に、これまでの遠方電波銀河探査では z ~ 2 の電波銀河について統計調査が十分に行われていない。よって、我々は星形成銀河と星形成をやめたパッシ ブ銀河を選出できる gzK 選択を用いて z ~ 2 に存在する電波銀河の新しい広域探査を行った。その結果、遠 方電波銀河の候補天体として星形成銀河を 88 天体とパッシブ銀河を 18 天体選出した。これらに対する SED fitting より得られた星質量や星形成率を用いて、他の赤方偏移の電波銀河との関係について調査した。

### 1 Introduction

銀河の中心には超大質量ブラックホール (SMBH) がある。SMBH の質量とその母銀河の星質量には相 関が見られる (Magorrian et al. 1998) ことから、互 いに共進化してきたと考えられている。この共進化 を説明するシナリオの一つに、ガスを豊富に持った 銀河同士が衝突し、最終的に星形成をやめた楕円銀 河のような天体になるモデルがある (Hopkins et al. 2008)。一方、電波銀河は、強い電波を放射する活動 銀河核を持つ銀河を指している。母銀河には大質量 な楕円銀河が多く、近傍では星形成をやめたパッシ ブ銀河が多い (Yamashita et al. 2018)。故に、電波 銀河は共進化シナリオの最終段階に出現すると考え られている。そして、宇宙初期における電波銀河の 統計調査は、共進化のタイムスケールやメカニズム を理解するために重要である。しかし、遠方電波銀 河は希少であり、統計的性質は未解明である。

遠方電波銀河探査として、電波スペクトルの傾き のべき乗が  $\alpha \leq -1.3$ を満たす天体を選出し電波銀 河を特定する方法が行われていた (De Breuck et al. 2000b)。しかし、急激な傾きを持たない電波銀河が 存在することがわかってきたため、別の選択方法とし てライマンブレイク法による遠方電波銀河探査 (Yamashita et al. 2018) も行われるようになってきた。 しかし、銀河の星形成率がピークである  $z \sim 2$  の電 波銀河はライマンブレイクを捉えることが困難なた め統計調査が行われてこなかった。そこで本研究で は別の方法として、可視・近赤外線での測光情報を 組み合わせた gzK 選択による *z* ~ 2 の銀河選出を試 みた。選出されたサンプルと電波源カタログを用い て *z* ~ 2 の遠方電波銀河を選出し、統計調査を行っ た。なお、以下では AB 等級を採用している。

### 2 Data and Sample Selection

### 2.1 観測データ

可視測光データは、すばる望遠鏡の広視野カメラ Hyper Suprime-Cam (HSC) を用いて行われた HSC-Subaru Strategic Program (HSC-SSP) の Wide 領域 (約 1100 deg<sup>2</sup>) のカタログを使用した。限界等級 (5  $\sigma$ ) は  $g \sim 26.5, r \sim 26.5, i \sim 26.2, z \sim 25.2$  である。

近赤外線測光データは Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy (VISTA) の近赤外 線カメラ VISTA Infrared CAMera を用いて行わ れた VISTA Kilo-degree Infrared Galaxy Survey (VIKING) (1350 deg<sup>2</sup>) のカタログを使用した。限 界等級 (5  $\sigma$ ) は、 $J \sim 21.8$ ,  $H \sim 21.1$ ,  $K_s \sim 21.2$  で ある。我々は HSC-SSP と VIKING の共通する観測 領域約 431 deg<sup>2</sup> で電波銀河探査を行った。

電波観測データは Karl G. Jansky Very Large Telescope (VLA)を用いて行われた Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm (FIRST) (10,575 deg<sup>2</sup>)の カタログを使用した。このサーベイは 1.4GHz の周 波数帯で観測されており、検出限界 (5  $\sigma$ )は 1mJy である。 電波銀河選出に必要な以上のデータに加え、後述 する SED fit に必要な中間赤外線測光データとして、 Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) の un-WISE カタログを使用した。本研究では 3.4, 4.6  $\mu$ m の 2 バンドを使用しており、それぞれの 5  $\sigma$ 限界等 級の中央値は 20.6, 20.1 である。

#### 2.2 遠方電波銀河の選出

まず、HSC-SSP のデータの g, r, i, z バンドと VIKING のデータの  $J, H, K_s$  バンドで  $S/N \ge 5$  と なる天体についてサーチ半径 1 秒 (Toba et al. 2015) でマッチングを行い、可視・近赤外線源サンプルを 同定した。

次に、可視・近赤外線源サンプルから $z \sim 2$ の銀 河を選出するために gzK 選択を行った。バルマーブ レイクと 4000 Åブレイクが $z \sim 2$ の銀河スペクトル では約 12000 Åに見られるため、z - Kが赤くなる。 さらに、星形成銀河は短波長のスペクトルに若い星 からの放射が見られるため、パッシブ銀河に比べて B - z は青くなる。以上より (B - z) vs (z - K)の 二色図を用いて $z \sim 2$ の星形成銀河とパッシブ銀河 を選択、分類できる (Daddi et al. 2004)。本研究で は、HSC-SSP のg, z バンドと VIKING の $K_s$  バン ドを用いた gzK 選択基準を新しく定めた。具体的に は、 $gzK = (z - K_s)_{AB} - 1.32 (g - z)_{AB}$  とすると き星形成銀河 (sgzK) は $gzK \ge 0.0$ 、パッシブ銀河 (pgzK) はgzK < 0.0 かつ $z - K_s \ge 2.7$ で選出さ れる。

最後に FIRST のデータの電波源カタログと gzK 選択された天体カタログをサーチ半径 1 秒でマッチ させ、z ~ 2 の電波銀河候補天体を同定した。ここ で、同定された天体のうち分光されている天体を確 認したところクエーサーが含まれていたため、PSF サイズの 1.2 倍以上の広がりを持つ天体を選択する 条件を入れた。これにより、点源のクエーサーを取 り除いている。

#### 2.3 遠方電波銀河候補天体の SED fitting

選択した天体の物理的特徴を推定・解析するため、 Code Investigating GALaxy Emission (CIGALE) (Boquien et al. 2019)を用いて SED fitting を行っ た。銀河モデルは、指数関数的に星形成率が低下す る shfdelayed モデルを採用している。

### 3 Results

#### 3.1 遠方電波銀河候補天体の選出結果

gzK 選択により、HSC-SSP と VIKING の重なっ た観測領域約 431 平方度から sgzK を 24,515 天体と pgzK を 3,936 天体選出した。電波源サンプルとの マッチングによって  $z \sim 2$  の電波銀河候補天体とし て sgzK を 384 天体と pgzK を 40 天体を同定した。 点源を削除することでクエーサーを除き、SED fiitng を行うことで信頼性の高い  $z \sim 2$  の遠方電波銀河候 補天体として sgzK を 88 天体 (sgzK-RG) と pgzK を 18 天体 (pgzK-RG) 選出した。図1に、gzK 選択に よって選出された天体と遠方電波銀河候補天体の二 色図上の分布を示した。



図 1: 選択した *z* ~ 2の銀河の二色図分布。可視・近 赤外線源の分布 (シアン: sgzK、マゼンタ: pgzK) の 上に gzK-RG(青: sgzK-RG、赤: pgzK-RG) を示す。

gzK 選択によって選出された  $z \sim 2$ の銀河 (gzK) と  $z \sim 2$ の遠方電波銀河候補天体 (gzK-RG) の $K_s$ バンドの等級分布を図2に示す。また、gzK と gzK-RG の等級分布について Kolmogorov-Smirnov test (KS 検定)を行ない、得られた p 値を図中に示す。

*K<sub>s</sub>*バンドの等級分布についての KS 検定の結果、 gzK と gzK-RG の分布の間に有意な差が見られなかっ た。ただし、gzK 選択は *K<sub>s</sub>*バンドで検出できるほど 明るい天体のうち *z* ~ 2 に存在する銀河を選択する 方法であり、*K<sub>s</sub>*バンドの検出限界よりも暗い天体に



図 2: 選択した z~2の銀河の K。バンドの等級分 布。z~2の銀河を塗りつぶし、z~2の遠方電波銀 河候補天体を枠で示す。点線は2秒開口測光5σ限 界等級 (AB 等級) を示す。

ついての分布が不明瞭である。したがって、K<sub>s</sub>バン ドについて z~2の銀河と同等の明るさを持つ z~ 2の電波銀河を選択したとは言い切れない。

#### 3.2遠方電波銀河の SED fitting 結果

CIGALE による SED fitting を行い得られた gzK-RG の物理量の平均値を表1に、赤方偏移と質量の 分布を図3に示す。sgzK-RGとpgzK-RGの分布に ついて KS 検定を行い得られた p 値を図中に示した。

表 1: SED fitting から得られた gzK-RG の物理量

	$\operatorname{redshift}$	$\log SFR \; [M_{\odot}/yr]$	$\log M_*[{ m M}_\odot]$
gzK-RG	1.70	1.94	11.56
sgzK-RG	1.71	2.29	11.56
pgzK-RG	1.61	0.22	11.59



図 3: gzK-RG の赤方偏移と星質量分布。青枠が sgzK-RG、斜線付き赤枠が pgzK-RG を示す。

方に存在することで K<sub>s</sub> バンドの等級が暗くなる z > 2の銀河は *z* ≤ 2の銀河より少ない分布になること に注意が必要である。

星質量の推定平均値は 10<sup>11</sup>M<sub>☉</sub> を超えており、z ~ 2の電波銀河が非常に大質量な銀河であることがわ かる。また、それぞれの p 値より本研究で得た 2 つ の種族の電波銀河候補天体には赤方偏移や星質量に 有意な差は見られなかった。

#### Discussion 4

#### 遠方電波銀河の星質量とSFR 4.1

星形成銀河の星質量と星形成率 (SFR) には相関 があることが知られている (Daddi et al. 2007)。こ の相関直線は main sequence (MS) と呼ばれている。 星形成銀河は MS 上に、星形成をやめたパッシブ銀 河はSFRが低下し、直線の下に分布する。



図 4: gzK-RG の質量と SFR の関係。青右三角が sgzK-RG、赤プラスが pgzK-RG を示す。実線は z~ 2の星質量と SFR の相関直線 (Daddi et al. 2007)、 破線は直線の SFR の1 dex 下である。

図4に、gzK-RG の星質量とSFRの関係について 示した。sgzK-RG の大半は z~2の MS 上に、pgzK-RG は MS より下の離れた位置に分布している。よっ て、gzK 選択によって2つの種族を選択し、正しく 分類できていることがわかった。しかし、sgzK-RG のうち 20 天体は、MS から 1 dex 以上離れた位置に 分布しており、gzK 選択による分類では、星形成銀 河を選出する領域にパッシブ銀河が混入することが 3.1 章で述べた K<sub>s</sub> バンドの選択バイアスより、遠 わかった。種族間に明確な境界がないことや、これ らの天体が2色図上における sgzK の基準線付近に 分布することが確認できていることから、 g-z が 赤くなる前の段階にある星形成をやめつつある銀河 が、星形成銀河として選択される可能性がある。

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

#### 4.2 遠方電波銀河の赤方偏移と星質量

図5には、gzK-RGの赤方偏移と星質量の関係を示 している。近傍の電波銀河と比較をするために Toba et al. (2019)で調査された電波銀河の星質量も示した。



図 5: gzK-RG の赤方偏移と星質量の関係。青右三角 が sgzK-RG、赤プラスが pgzK-RG を示す。シアン の丸は Toba et al. (2019) で調査された電波銀河を 示す。

gzK-RG は近傍の電波銀河の星質量と一致している。また、種族間での違いは見られない。これより z ~ 2 から近傍に存在する電波銀河の星質量は赤方 偏移に依存した進化をしないことを示唆している。

#### 4.3 遠方電波銀河の赤方偏移と SFR

近傍に存在する電波銀河はパッシブ銀河が支配的 であり (Best & Heckman. 2012)、 $z \leq 1.5$ では赤方 偏移に従って星形成率は高くなる (Toba et al. 2019)。

図 6 に、調査されている他の赤方偏移の電波銀河 と gzK-RG の赤方偏移と星形成率の関係を示した。 先行研究で調査された電波銀河はz = 0 - 2にかけて 星形成率が上昇し、 $z \ge 2$ では log *SFR* ~10<sup>2</sup> - 10<sup>4</sup> M<sub>☉</sub>/yr を示している。本研究で選択された sgzK-RG の大半は、この傾向に一致している。しかし、pgzK-RG は log *SFR* ~10<sup>-1</sup> - 10<sup>1</sup> M<sub>☉</sub>/yr に分布してい る。これは、近傍の電波銀河のような星形成をやめ た電波銀河が $z \sim 2$ の時点で既に存在していたこと を示唆している。

### 5 Conclusion

gzK 選択を用いた z ~ 2 の遠方電波銀河探査を行った。sgzK-RG を 88 天体、pgzK-RG を 18 天体選出



図 6: 遠方電波銀河の赤方偏移と星形成率の関係。青 右三角が sgzK-RG、赤プラスが pgzK-RG を示す。シ アンの丸は Toba et al. (2019)、緑の四角は Falkendal et al. (2019)、マゼンタの 6 角形は Emonts et al. (2015)、黄色の左三角 Barthel et al. (2012)、オレン ジのダイヤは Drouart et al. (2014) で調査された電 波銀河を示す。

し、SED fitting を行ない物理量を推定した。星質量 と SFRの関係より、一部の sgzK-RG を除いてほと んどの電波銀河が gzK 選択によって正しく分類され たことが確認できた。電波銀河候補天体の統計的性 質として、選択された電波銀河は  $10^{11}$  M<sub>☉</sub> を超える 超大質量銀河であった。星質量は近傍の電波銀河と 違いがなく、赤方偏移による進化は見られなかった。 SFR について、電波銀河には赤方偏移による進化が 見られ、sgzK-RG はこの進化に一致することが確認 できた。一方、pgzK-RG は近傍と同等の SFR を持っ ており、 $z \sim 2$  の時点ですでに星形成をやめた電波 銀河が存在していることがわかった。

### Reference

Barthel. P., et al. 2012, ApJ, 757, 26 Best, P. N., et al. 2012, MNRAS, 421, 1569 Boquien. M., et al. 2019, A&A, 622, 103 Daddi. E., et al. 2004, ApJ, 617, 746 Daddi, E., et al. 2007, ApJ, 670, 156 De Breuck, C., et al. 2000, A&AS, 143, 303 Drouart. G., et al. 2014, A&AS, 566, 53 Emonts. B. H. C, et al. 2015, A&AS, 584, 99 Falkendal. T., et al. 2019, A&A, 621, A27 Hopkins, P. F., et al. 2008, ApJS, 175, 356 Magorrinan. J., et al. 1998, AJ, 115, 2285 Toba. Y., et al. 2019, ApJS, 67, 86 Toba. Y., et al. 2019, ApJS, 243, 15 Yamashita. T., et al. 2018, ApJ, 866, 140 Yamashita. T., et al. 2020, AJ, 160, 60 --index へ戻る

銀河a13

### SMBH質量ーバルジ質量関係の赤方偏移進化

### 清水 達生

### SMBH 質量ーバルジ質量関係の赤方偏移進化

清水 達生 (北海道大学大学院 理学院宇宙理学専攻)

### Abstract

ほぼ全ての銀河の中心には超大質量ブラックホール (SMBH) が存在することが知られている。SMBH 質量 にはホスト銀河のバルジの質量や速度分散と相関があるため、SMBH は銀河と共進化していると考えられて いる。この共進化の描像を理論的に調べるために、今回、我々は準解析的銀河形成モデル  $u^2 GC$  を用いて、 SMBH 質量-バルジ質量関係の赤方偏移進化を調べた。その結果、我々のモデルでは、近傍のよく知られた 関係は、高赤方偏移 (z ≳ 3) では 近傍の関係の上下に位置する 2 つの系列に分かれることを予言することを 発見した。このように 2 つの系列が現れる理由は、我々のモデルでは SMBH へのガス供給の主なトリガー として、銀河同士の合体と円盤の不安定性 (DI) の 2 つを考えているためである。我々のモデルでは DI で は円盤からバルジへと移動する星の質量に対して、円盤からバルジおよび銀河中心部へと供給されるガスの 割合が非常に小さいことを仮定している。そのため、円盤からの星の移動によるバルジの質量増加に対して ガス降着による SMBH の質量増加は小さい。一方、銀河合体では、合体してきた銀河のもつガスは全てバ ルジに持ち込まれて、爆発的星形成と SMBH へのガス供給に使われることを仮定しているため、特にガス の割合の高い高赤方偏移においてバルジ質量の増加に比例するように SMBH の質量は増加する。低赤方偏 移になると、このようなガスリッチな合体は減り、銀河合体は SMBH 質量をあまり増やさずにバルジを優 先的に太らせるようになる。これは、SMBH 質量-バルジ質量の平面上で、上の系列の銀河を下の系列の方 へと移動させる効果をもち、やがて2つの系列は近傍の1つのSMBH 質量-バルジ質量関係へと収斂して いくことが分かった。我々の得た結果は高赤方偏移の SMBH 質量-バルジ質量関係と組み合わせることで、 未だ不確かである DI のモデルに制限を加えることができる可能性を示している。

### 1 Introduction

銀河の中心部には超大質量ブラックホール (SMBH)が存在することが知られている。この SMBH の質量とホスト銀河の諸物理量(バルジの 質量や速度分散など)の間には相関があることが観 測などからわかっている(Magorrian et al. 1998; Ferrarese & Merritt 2000; Haring & Rix 2004; McConnell & Ma 2013)。このことは SMBH と銀河 の共進化を示唆していると考えられており、SMBH 質量と銀河の諸物理量との間の関係については活発 に研究がおこなわれている。

本研究では、SMBH 質量とバルジ質量の関係、特 に高赤方偏移における関係について調査を行ってい る。近傍の宇宙においては SMBH 質量とバルジ質量 の間に比例関係が存在するということが知られてい るが、高赤方偏移において、この比例関係がどうなっ ているのかということは不確かである。

高赤方偏移における SMBH 質量とバルジ質量の関 係について調べた理論的な先行研究はいくつかある。 例えば、Croton (2006) では準解析的銀河形成モデ ルを用いて高赤方偏移での SMBH 質量とバルジ質量 の関係が調べられている。この論文では、SMBH 質 量とバルジ質量の系列が高赤方偏移にいくにつれて、 SMBH 質量ーバルジ質量平面において、上側にシフ トしていくということが示されている。Habouzit et al. (2021, 2022) では 6 つの宇宙論的流体シミュレー ションを用いて SMBH 質量と銀河の星質量の関係の 赤方偏移進化が調べられている。彼らは、どのシミュ レーションを用いるかで、進化の様子が異なること を示した。

高赤方偏移における SMBH 質量とバルジ質量の 関係の観測も進んできている。例えば、Suh et al. (2020)は観測データを用いた解析によって、すくな くとも z ~ 2.5 までは、SMBH 質量と銀河の星質量 の関係の間に大きな進化はないことを示した。Izumi et al. (2021)では Z ~ 6 においても、SMBH 質量ー バルジ質量平面において、近傍の系列よりも下に存 在する低高度の銀河があることを示しており、近傍 の系列より上に存在する銀河が多く観測されている のは、明るさによるバイアスではないかということ が示唆されている。本研究では、このように不確か な、高赤方偏移での SNBH 質量とバルジ質量の関係 に対して新たな知見を得て、SMBH と銀河の共進化 についての理解を深めるため、準解析的銀河形成モ デル ν<sup>2</sup>GC を用いて SMBH 質量とバルジ質量関係 の赤方偏移進化を調査している。

### 2 Methods

準解析的銀河形成モデルとは、銀河形成を解くに あたって、ダークマターハローの形成や合体について はN体シミュレーションなどを用いて扱い、ハロー 内でのバリオンの物理は現象論的な方程式を用いて 扱うという方法である。シミュレーションによる方 法と比べて、少ない計算コストで広い領域を計算す ることができたり、様々な物理モデルを試しやすい などの利点がある。本研究では、N体シミュレーショ ンとして micro-Uchuu(Ishiyama et al. 2021)を用 いており、バリオン物理を扱うモデルとしては、基 本的に Shirakata et al. 2019 で使われたものと同じ ものを用いている。この章では、バリオン物理を扱 うモデルのなかでも、SMBH とバルジの成長に関係 するモデルを簡単に紹介する。

SMBH とバルジが成長するトリガーとしては、銀河合体と円盤の重力不安定という二つが存在する。

銀河合体が起こった場合、バルジは以下3種類の 方法で質量を獲得する。合体相手の銀河に含まれて いた星の獲得、円盤からの星の移動、スターバース トによる星の生成。円盤からの星の移動量は以下の ように計算する  $\Delta M_{1ds} = \min(f_*M_2, M_{1ds})$  ここで  $f_* = G(\mu) = 2\mu/(1+\mu), \mu = M_2/M_{1o}$ 

スターバーストによる星の生成量は以下のように 計算する。

$$\Delta M_{\text{star,burst}} = \frac{\alpha}{\alpha + \beta + f_{\text{BH}}} M_{\text{cold}}^{0}$$
$$M_{\text{cold}}^{0} \equiv \Delta M_{1,\text{dg}} + \sum_{i>1} M_{i,\text{dg}}$$
$$\Delta M_{1,\text{dg}} = M_{1,\text{dg}} \left\{ 1 - \left(1 + \frac{R_{\text{gas}}}{r_{\text{ds}}}\right) \exp\left(-\frac{R_{\text{gas}}}{r_{\text{ds}}}\right) \right\}$$
$$\frac{R_{\text{gas}}}{r_{\text{ds}}} = (1 - f_{1\text{g}}) f_{1\text{d}} F(\theta, b) G(\mu)$$

 $\Delta M_{1,dg}$ は円盤から移動するガスの量であり、 $M_{i,dg}$ 

は合体相手の銀河から獲得するガスの量である。

一方、銀河合体が起きた場合、SMBH はスターバー スト中のガスの降着によって成長する。成長量は以 下のように計算する。

 $\Delta M_{\rm BH} = \frac{f_{\rm BH}}{\alpha + \beta + f_{\rm BH}} M_{\rm cold}^0$ 

円盤の重力不安定が起こった場合、バルジは以下 の2種類の方法で成長する。円盤からの星の移動と スターバーストによる星の生成。円盤からの星の移 動量は以下のように計算する。 $\Delta M_{\rm ds} = f_{\rm bar} M_{\rm ds}$ 

スターバーストによる星の生成量は以下のように 計算する。

$$\begin{split} \Delta M_{\rm star,burst} &= \frac{\alpha}{\alpha + \beta + f_{\rm BH}} M_{\rm cold}^0 \\ M_{\rm cold}^0 &\equiv \Delta M_{1,\rm dg} \\ \Delta M_{\rm dg}^{\rm DI} &= M_{\rm dg} \left\{ 1 - \left( 1 + \frac{R_{\rm gas}}{r_{\rm ds}} \right) \exp\left( - \frac{R_{\rm gas}}{r_{\rm ds}} \right) \right\} \\ \frac{R_{\rm gas}}{r_{\rm ds}} &= (1 - f_{\rm g}) f_{\rm d} f_{\rm bar} \end{split}$$

一方、円盤の重力不安定が起きた場合も、SMBH はスターバースト中のガスの降着によって成長する。 成長量は以下のように計算する。

$$\Delta M_{\rm BH} = \frac{f_{\rm BH}}{\alpha + \beta + f_{\rm BH}} M_{\rm cold}^0$$

### 3 Results

図1は我々のモデルにおける、z=0からz=5まで のSMBH 質量ーバルジ質量関係を示している。我々 のモデルではz=0の結果を上手く再現できているこ とが見て取れる。一方で、高赤方偏移においては、上 下に二つの系列が現れるという特徴的な結果を示し ている。

二つの系列の存在は、SMBHとバルジの成長に二 つのトリガーがあるということに起因している。2章 で説明したように、我々のモデルには銀河合体と円 盤の重力不安定という二つの SMBHとバルジの成長 トリガーが存在する。図2は図1と同じグラフを、 SMBH がどちらのトリガーで主に成長したかという 数値によって色づけしたものである。赤色は SMBH が主に銀河合体で成長したことを、青色は SMBH が 主に円盤の重力不安定で成長したことを表している。 この図から、上の系列の銀河は銀河合体を経験して



図 1: z=0 から z=5 までの SMBH 質量ーバルジ質量 関係。z=0 の実線は、McConnell & Ma 2013 の fig3 における best-fitting power low

いる一方で、下の系列の銀河は円盤の重力不安定性 のみで成長していることが見て取れる。



図 2:  $R = \frac{\Delta M_{\text{mrg}}}{\Delta M_{\text{mrg}} + \Delta M_{\text{DI}}}$ であり、R が大きいほど、 その銀河に含まれる SMBH は主に銀河合体で成長し ていることになる。上の系列の銀河の SMBH はほと んど銀河合体によって成長しており、下の系列の銀 河の SMBH はほとんど円盤の重力不安定によって成 長しているということが見て取れる。

なぜ二つのトリガーが二つの系列を生み出すのか というと、それぞれの事象が起きたときにバルジが 獲得するガスの量が違うためである。SMBHの成長 量はバルジの獲得するガスによってコントロールさ れる。円盤から移動してくるガスの量は移動してく る星の量より少ないため、円盤の重力不安定による 成長はSMBH 質量ーバルジ質量平面において傾きの 小さな移動となる。一方で銀河合体の場合は、合体 相手からのガスも獲得できるため、円盤の重力不安 定と比べて大きな傾きの移動となる。図3からその 傾きの違いを見て取ることができる。



図 3: 図の実線は z=x+1 に下の系列に存在した銀河 の z=x までの SMBH 質量ーバルジ質量平面での進 化を表している。進化には傾きの小さなものと傾き の大きなものの 2 種類があることを見て取ることが できる。

### 4 Summary and Discussion

本研究ではいまだ不確かである、高赤方偏移での SMBH 質量ーバルジ質量関係に対して、準解析的銀 河形成モデル ν<sup>2</sup>GC を用いて予言を行った。その結 果、高赤方偏移では二つの系列が現れるということ が発見された。この二つの系列は SMBH とバルジの 成長モデルに銀河合体と円盤の重力不安定という 2 種類があることによるものであった。円盤の重力不 安定のモデルには確たるものが存在しないが、我々 の結論と高赤方偏移での SMBH 質量ーバルジ質量関 係を組み合わせることでこのモデルに制限を加える ことが可能であると思われる。また、円盤の重力不 安定性のモデルは銀河の形態に何かしらの影響を与 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

えるものと思われる。そのため、銀河の形態に注目 した研究もこれから進めていきたいと考えている。

### Reference

Croton D.J., 2006, MNRAS,369,1808 Ferrarese L., Merritt D., 2000, ApJL,539,L9 Habouzit M., et al., 2021, MNRAS,503,1940 Habouzit M., et al., 2022, MNRAS,511,3751 Ishiyama T., et al., 2021, MNRAS,506,4210 Izumi T., et al., 2021, ApJ,914,36 Magorrian J., et al., 1998, AJ,115,2285 McConnell N. J., Ma C.-P., 2013, ApJ,764,184 Suh H., et al., 2020, ApJ,889,32 Shirakata H., et al., 2019, MNRAS,482,4846 —index へ戻る

銀河a14

南極12mテラヘルツ望遠鏡のサイエンス検討

### 若杉 航希

### 南極 12m テラヘルツ望遠鏡のサイエンス検討

若杉 航希 (筑波大学大学院 宇宙観測研究室)

### Abstract

近年アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA) によって、赤方偏移 6 以上 (宇宙年齢 10 億年未 満)の星形成銀河から [OIII]88µm や [CII]158µm など遠赤外線の微細構造線の観測が精力的に行われてい る [1][2][3][4]。遠赤外線の輝線は、可視光の輝線に比ベダスト減光の影響が小さい利点があり、その輝線比 から星間媒質の基本的な情報 (重元素量、密度)を推定できるため、銀河進化の研究で重要である。しかし、 ALMA Band 9 (602-720 GHz) や Band 10 (787-950 GHz) など高周波数帯の観測は、とくに観測条件の良 い時期に限られている。それゆえ、[OIII]88µm([CII]158µm)の観測は主に Band 8 すなわち赤方偏移 6 以上 に限られている。また、赤方偏移 6-7 程度の銀河の電子密度を推定する上で貴重な [OIII]52µm 輝線を遠方銀 河で観測した例が少ない [5]。

このような背景の中で、南極大陸は標高が高く、乾燥しており、年中気候が安定しているため、サブミリ波 やテラヘルツ波の観測地点として注目されている。本講演では、筑波大学を中心とする研究グループによって 推進されている、南極 12 m テラヘルツ望遠鏡 (ATT12)のサイエンスの検討状況を報告する。ATT12の観 測できる周波数帯域はおよそ 230GHz 2000GHz であり、地上で唯一テラヘルツ帯の観測が可能である。我々 は、南極での周波数ごとの光学的厚みの情報を用い、システム雑音を導出し、ATT12 が実際に観測できる周 波数帯 (大気の窓)と微細構造輝線の輝線光度の検出限界を調べた。さらに、輝線光度と赤外線光度  $L_{\rm IR}$ の 関係を利用して、輝線を調べられる赤外線光度の検出限界を推定した [6]。結果、[OIII]88 $\mu$ m や [CII]158 $\mu$ m は赤方偏移 1-3 という、宇宙の星形成史において最も星形成活動が活発であった時代まで観測可能と明らか にした。また、[OIII]52 $\mu$ m 輝線の場合、赤方偏移 7 にある赤外光度  $L_{\rm IR}$ =10<sup>13</sup> $L_{\odot}$ の天体まで現実的に観測 可能と明らかにした。これをもとに、ATT12 がもたらすと期待される銀河進化への知見を議論する。

### 1 Introduction

現在天文学では、天体の観測方法として重力 波、素粒子と様々な手法が用いられるようになって きているが代表的な手法は電磁波観測である。電磁 波には電波、赤外線、可視光線、X 線といったさ まざまな波長領域があるが、電波観測では電磁波の 中でも波長の長い電波を観測する。遠赤外線を含む サブミリ波帯 (300GHz 3.0THz) やテラヘルツ波帯 (1.0THz 3.0THz) のような高周波数の電波は遠方銀 河を観測する上で非常に有力である.特に星間ガスか ら放射される微細構造輝線は銀河の状態を知る上で 重要な観測対象となる。

このような微細構造輝線は遠方銀河の場合、赤方 偏移によってサブミリ波やテラヘルツ波となって地 上へ到達する。遠赤外線やサブミリ波のような電磁 波は波長が長いことから星間ガス内に混ざって存在 する星間ダストによる吸収を受けずに天の川銀河や 系外銀河の内部を見通すことができる。しかし地上 に到達する際、大気の水蒸気による吸収を強く受け るため、標高が高く、乾燥している環境が観測には 必要である。そのような環境として、南極大陸内部 が挙げられる。筑波大学を中心とする日本国内の研 究グループによって、南極望遠鏡計画が推進されて おり、南極 12m テラヘルツ望遠鏡 (ATT12) はその 将来計画の一つとして位置付けられている。本公演 では、南極の大気透過率のデータを用いて、ATT12 の性能を評価する。ATT12で観測可能な微細構造輝 線の検出可能光度とその赤方偏移の推定を行う。

### 2 Methods/Instruments and Observations

本節では主な解析方法と用いたデータについて 紹介していく。今回は単一鏡型電波望遠鏡で分光観測 を想定する。南極での各周波数に対応する光学的厚み のデータを用いて、光学的厚みから天体から ATT12 のシステム雑音の計算を行う。現実的な観測時間で 観測が可能なシステム雑音の小さい周波数領域の大 気の窓がどの周波数帯にあるかを調べる。また、シ ステム雑音から望遠鏡の検出可能な最小フラックス 密度を計算することで赤方偏移に対応した観測可能 な原子の微細構造輝線の輝線光度を求める。また、輝 線光度と赤外線光度の関係から、各輝線が検出可能 な銀河の赤外線光度を推定する。

各周波数に対応するシステム雑音 *T*<sub>sys</sub> は光学的厚 み τ を用いて次のように求める:

$$T_{\rm sys} = \frac{1}{\eta} ((T_{\rm RX} + T_{amb})exp(\tau Z) - \eta T_{amb}) \qquad (1)$$

ただし、受信機雑音  $T_{\text{RX}}$ 、フィード効率  $\eta$ 、天長距離 Z、望遠鏡や大気の大気の温度を  $T_{\text{amb}}$  とするまた 最小検出フラックス密度  $\Delta S$  と赤外光度  $L_{\text{IR}}=10^{13}L_{\odot}$ は以下のようにして求める。ただし、 $\Delta T$  は望遠鏡 の感度とする。

$$\Delta S = \frac{2K_{\rm [}s]}{\eta_{\rm A}A_{\rm p}} \times \frac{5k_{\rm B}T_{\rm sys}}{\sqrt{Bt}} = \frac{2k_{\rm B}}{\eta_{\rm A}A_{\rm p}}5\Delta T \tag{2}$$

$$L_{\rm line} = 1.0410^{-3} \Delta S \Delta v d_{\rm L}(z)^2 \nu L_{\odot}[7]$$
(3)

$$log_10(\frac{L_{\rm Line}}{L_{\rm IR}}) = c[6] \tag{4}$$

ここで定数 c は赤外光度を導出する際の定数で各 輝線と異なる値である。本研究で用いる各輝線の定 数 c は Bonato 2019[6] を参考にした。

### 3 Results

本節では主にグラフで表した [CII]158µm 輝線につ いて紹介していく [図1]。

[図 1] では速度幅を 100km/s、積分時間を 100 時 間での計算となる。[CII]158 $\mu$ m 輝線は超高光度赤 外銀河 (ULIRG:12  $< log_10(\frac{L_{IR}}{L_{\odot}}) <$ 13) 以上の光度を 持つ銀河の観測を可能と推定できる。[OIII]88 $\mu$ m や [CII]158 $\mu$ m は赤方偏移 1-3 という、宇宙の星形成史 において最も星形成活動が活発であった時代まで観 測可能と明らかにした。また、[OIII]52 $\mu$ m 輝線の場 合、赤方偏移 7 にある赤外光度  $L_{IR}=10^{13}L_{\odot}$ の天体 まで現実的に観測可能と明らかにした。



図 1: 赤線は [CII]158µm 輝線の検出可能赤外線光度、 黒線はシステム雑音を 10 万 K(=観測不可) としたと きのグラフとなる。黒線と赤線が重なるところと赤 線より赤外線光度の低い銀河は観測できないことを 示す。また赤方偏移 0.7 付近にある黒の直線は 1 THz を示し、ここよりも低い赤方偏移がテラへルツ帯と なる。

### 4 Discussion

[CII]158µm 輝線の赤方偏移 1-3 で観測可能なこと から、観測可能な星生成の活発な銀河の星生成率の 推定も可能と考えられる。赤方偏移 3.0 や 6.0 付近で は [OIII]88µm 輝線と [OIII]52µm 輝線の同時観測も 可能と考えられる。これにより観測可能銀河の電子 密度の推定も可能と考えられる。

あまり観測されていない他の輝線の観測可能性に ついても調査をすることでより観測可能銀河の物理 状態の推定が可能と考えられる。また重力レンズを 用いて観測可能赤外線光度を広げることで他の輝線 の観測可能性が広がるのではないかと考えられる。

### 5 Conclusion

南極の大気透過率を用いて、南極 12m テラヘルツ 望遠鏡 (=ATT12) で観測可能な周波数帯 (=大気の 窓)を調査した。大気の窓から各輝線の検出赤外光度 と赤方偏移の関係を導出し、各輝線でテラヘルツ帯 の観測が可能と確認した。

今後の課題として赤外光度関数から ATT12 での 銀河の検出頻度をシュミュレーションを用いて表す ことと、同時観測可能な輝線の赤方偏移をさらに詳 細に調査することが挙げられる。

### Acknowledgement

本研究を進めるにあたって、多くの方々からご指 導とご協力を頂きました。

指導教員である久野成夫教授には南極望遠鏡計画 や電波望遠鏡の仕組み、研究の進め方についてご教 授いただきました。定期的なミーティングの際に、教 科書や自身の研究の理解の足りていないところのア ドバイスをいただきました。卒業論文や卒業研究発 表に関して逐一アドバイスを頂き、深く感謝申し上 げます。

同じく指導教員である橋本拓也助教には天文学の 基礎的な知識や天体からの輝線、私の研究分野と似 た他の方の論文についてご教授いただきました。4 年 生ゼミや自身の研究でつまずいた際に、論文の紹介 と同時に教えていただき、さらなる知識を付けるこ とができました。また AGNAGN ゼミを紹介してい ただき、これまで深く追求していなかった輝線の知 識を得ることができました。深く感謝申し上げます。

宇宙理論グループの矢島秀伸准教授には定期的な ミーティングの際に、理論側からの視点でお話しを 頂き、視野を広く持つことができました。ご多忙の 中、お時間を設けてくださり深く感謝申し上げます。

### Reference

- 1] Hashimoto 2018, Nature, 557, 392
- 2] Inoue 2019, Science, 352, 1559
- 3] Tamura 2019, ApJ, 874, 27
- 4] Fudamoto 2021, Nature, 597, 489
- 5] Killi 2023, MNRAS, 521, 2526
- 6] Bonato 2019, PASA, 36, 17
- [7] Chris Carilli, Fabian Walter 2013, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 51, issue 1, pp. 105-161

——index へ戻る

### 銀河a15

### JWST/MSAシャッターのスリットロスによる物理量 測定への影響

### 碓氷 光崇

### JWST/MSA シャッターのスリットロスによる物理量測定への影響

碓氷 光崇 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)

### Abstract

ジェームズウェップ宇宙望遠鏡 (*JWST*) の登場により、宇宙再電離期における銀河の星間媒質を特徴づけ る重要な物理量 (重元素量や電離パラメータ、電子密度など)の詳細な測定が可能となった。*JWST* の分光 観測では主に面分光 (IFU) モードと多天体分光 (MOS) モードが使用される。IFU は 3"×3" という小さ な視野内を分光し、空間分布を調べることができる。MOS は 3.4′×3.6′の広視野を持ち、多くの天体を一 度に分光観測できるという利点がある一方で、1 つのスリットは 0.20"×0.46"と小さいため、フラックス を漏らしてしまい誤った物理量を測定する可能性がある。そこで本研究では、大規模なサンプル数と高い分 解能を実現している FirstLight シミュレーション (Ceverino et al. 2017) で形成された赤方偏移 7、星質量 > 10<sup>8</sup> M<sub>☉</sub> の天体を使用した。シミュレーション (Ceverino et al. 2017) で形成された赤方偏移 7、星質量 線計算を行い (Nakazato et al. 2023)、そのデータに対して たしOUDY (Ferland et al. 2013)を用いて輝 線計算を行い (Nakazato et al. 2023)、そのデータに対して擬似的に面分光、及びスリット分光観測を行うこ とでスリットロスによる物理量測定への影響を調べた。その結果、フラックスは 40 ~ 70% の大きな漏れが あった一方で、フラックスの比から求める重元素量や電子密度といった物理量については面分光とスリット 分光の差が~10% であり、スリットロスの影響は少ないことがわかった。また、輝線ごとにフラックスロス の大小が異なることも明らかになった。これは電離ポテンシャルの高いイオンからの輝線ほど天体中心で輝 線強度が大きく、輝線ごとに異なる表面輝度分布をするため、フラックスロスの大小が異なると考えられる。

### 1 Introduction

赤方偏移  $z \gtrsim 6$ の遠方銀河の星間媒質(ISM)の 性質を理解することは、銀河進化や銀河形成を理解 する上で、さらには宇宙再電離現象そのものを理解 する上で重要である。ISM の重要な物理量である重 元素量、電離パラメータ、電子密度などは、静止系 可視光の輝線比から求めることができ、従って静止 系可視光の分光観測が必要不可欠であるが、JWSTの登場によって  $z \gtrsim 6$ に対する静止系可視光の高感 度な観測が可能となった。

JWST/NIRSpec の分光モードとして、面分光 (IFS) モードと多天体分光 (MOS) モードが挙げら れる。IFS は 3"×3" という非常に小さな視野ではあ るが、その視野内の天体を面分光でき、天体の空間 情報を取得することができる (e.g., Hashimoto et al. 2023)。一方 MOS モードは 3.2'×3.4' という広視野 内に数万個のスリットを配置し、多くの天体を一度 に分光観測できる (e.g., Bunker et al. 2023) が、一 つ一つのスリットは 0.20"×0.46" と非常に小さいた め天体のフラックスを漏らしてしまい、誤った物理 量を測定してしまう恐れがある。

そこで本研究では、シミュレーション天体に対し

て擬似的に面分光、スリット分光観測を行い、フラッ クス自体のスリットロスや物理量に対するスリット ロスの影響を調べた。

### 2 Data and Methods

#### 2.1 Data

本研究では、FirstLight (Ceverino et al. 2017) で 形成されたシミュレーション天体を使用している。 FirstLight は宇宙再電離期 ( $z \gtrsim 6$ )の銀河形成を調べ ることができ、非常に高い空間分解能かつ最大規模の サンプル数を実現している。このシミュレーションで は形成された天体のガス個数密度、ガス温度、ガス金 属量、星質量などを出力として得ることができる。こ れらの出力結果をもとに、Nakaato et al. (2023) では  $M_{\star} \gtrsim 10^8 M_{\odot}$ の天体に対して CLOUDY を使用して 輝線計算を行い、IFU 擬似データを作成している。今 回はこのデータのうち、赤方偏移 7 の 2 天体 (それぞ れ halo101、halo102) に対して G395H/F290LP (波 長分解能  $R \sim 2700$ 、観測波長範囲 2.87 – 5.27  $\mu$ m) で観測した場合の擬似データを使用した。
データの例として、halo101、halo102の[OIII] 5007Å 積分強度図を図 1、2 にそれぞれ示す。



図 1: halo101の [OIII] 5007 Å 積分強度図



図 2: halo102 の [OIII] 5007 Å 積分強度図

#### 2.2 Methods

本研究では、二つのシミュレーション天体に対し て面分光と方向の異なる二つのスリット分光、計 3 パターンの擬似観測を行なった。面分光観測は図 1, 2 に示したような天体全体の輝度を使用してフラッ クスを測定した。2 パターンのスリットはそれぞれ の天体に対して図 3 のように配置し、そのスリット 内の輝度を測定することでフラックスを測定した。 なお、測定した輝線は [OII]3727,3729 Å, [OIII]4363 Å, [OIII]4959 Å, [OIII]5007 Å, H $\beta$ , H $\alpha$ , [NII]6584 Å, [S II]6716 Å, [SII]6731Å と ALMA で観測可能な [OIII]52 μm, [OIII]88 μm である。最後の 2 輝線も測 定した理由としては電子密度の測定に使用でき、将 来 JWST と ALMA の両方を用いた実際の観測をし た際に本研究との比較ができるためである。

上記で測定した輝線フラックスを用いて、重元素 量、電子密度、電子温度、電離パラメータを測定し ている。今回はそのうち重言ん素量について述べ る。重元素量は強輝線法 (Nakajima et al. 2022)を 使用し、R23 = ([OII]3727,3729 Å+[OIII]4959,5007 Å)/Hβ、N2 = [NII]6584 Å/Hα、O3N2 = ([OIII]5007 Å/Hβ)/([NII]6584 Å/Hα)の3つの指標から求めた。



図 3: それぞれの天体に対する 2 パターンのスリット 分光

# 3 Results

#### 3.1 Flux

ここでは halo101 についての結果を示す。まずフ ラックスについて、面分光に対する各スリット分光 のフラックス比を示した図を図4に示す。色の違い はスリットの向きの違いに対応する。この図から、ス リットの向きによってスリットロスの度合いが異な る、輝線ごとにスリットロスの影響が異なることが 明らかになった。



図 4: 面分光のフラックスに対するスリット分光のフ ラックス比

#### 3.2 Metallicity

重元素量の結果を示す。今回はスリットロスの影響を調べることが目的のため、それぞれの測定値は 割愛する。図5に重元素量の面分光に対するスリッ ト分光比を示す。この図から、スリットの向きに関 わらずスリットロスの影響はほとんどないことがわ かる。



図 5: 面分光の重元素量に対するスリット分光の重元 素量比

#### 4 Discussion

まずフラックスについて、輝線ごとにスリットロス の影響が異なることが本研究で明らかになった。こ れは、各イオンの電離ポテンシャルの違いが原因だ と考える。図6に示したように、酸素の二階電離ポ テンシャルとその他の輝線の電離ポテンシャルが大 きく異なることがわかる。電離ポテンシャルが大き いほど天体中心での輝線強度は強くなり、弱いと天 体の外側まで淡く広がる分布をする。スリットロス は輝度分布に大きく依存するため、電離ポテンシャ ルの違い、すなわち輝線ごとの空間分布の違いによっ てスリットロスの影響が異なったと考えられる。実際 の観測において、スリットロスを補正する際は PSF の波長依存性は考慮しているが (e.g., Bunker et al. 2023)、このような輝線ごとの空間分布の違いも考慮 しないと十分な補正ができていないと考えられる。

上記のようにフラックスに対してはスリットロス 影響が顕著であったのに対し、重元素量のスリット ロスの影響はほとんど見られなかった。これは、輝 線の比をとったことで、ロスの影響が打ち消された ためだと考えられる。多くの場合、ISMの物理量は フラックスの比を対数スケールにして使用する。従っ て、上記で述べたような輝線ごとのフラックスのロ スの影響も軽減され、物理量に対するスリットロス の影響が見られなかったと考えられる。一方で、Hα を用いて SFR を求める場合のように、比を取らずに 物理量を測定する際はスリットロスの影響が顕著に 現れ得ると考えらるため、補正が必要である。

元素	$\mathrm{I} \rightarrow \mathrm{II}$	$\mathrm{II} \to \mathrm{III}$	$\mathrm{III} \rightarrow \mathrm{IV}$
Η	13.59		
Ν	14.53	29.60	47.45
Ο	13.62	35.12	54.94
$\mathbf{S}$	10.36	23.34	34.86

図 6: 各イオンの電離ポテンシャル

### 5 Conclusion

本研究では、シミュレーション天体に対して擬似 的に面分光、スリット分光することで物理量に対す るスリットロスの影響を調べた。その結果、フラッ クスのスリットロスの影響はスリットの位置、およ び輝線ごとに異なることがわかった。これはイオン ごとに電離ポテンシャルが異なるためだと考えられ る。また、フラックスは多くのロスが見られた一方 で、重元素量などの物理量には影響が見られなかっ た。これは、輝線比を用いるためロズの影響が軽減 されたためだと考えられる。

#### Reference

Hashimoto, T., Álvarez-Márquez, J., Fudamoto, Y., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2305.04741,

- Bunker, A. J., Cameron, A. J., Curtis-Lake, E., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2306.02467,
- Ceverino, D., Glover, S. C. O., & Klessen, R. S. 2017, MNRAS, 470, 2791,
- Ferland G. J., et al., 2013, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 49, 137,
- Nakazato, Y., Yoshida, N., & Ceverino, D. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2301.02416,
- Nakajima, K., Ouchi, M., Xu, Y., et al. 2022, ApJS, 262, 3

—index へ戻る

# 銀河a16

# スリッド分光データを用いたz 4 クエーサーにおける Ly α ハローの検出

# 星 宏樹

# スリット分光データを用いた $z\sim4~QSO$ における Lylpha ハローの検出

星 宏樹 (東京大学大学院 理学系研究科)

#### Abstract

銀河の周囲のハローには普遍的に銀河周縁物質 (CGM) と呼ばれるガスが存在していると考えられている。 この CGM を理解することは、銀河自身の星形成やその中心に位置するブラックホールにどのようにガスが 供給されるのかを知る上で重要である。この CGM は Ly αで淡く広がって輝いており、この Ly αハロー は CGM を観測的に調べる 1 つの有効な方法となっている。通常、銀河の Ly αハローは表面輝度が低く個 別に観測できる例は限られている。一方、強い輻射場を持つクエーサーは個々の天体で Ly α検出すること ができるため、これを解析することで銀河やブラックホールの進化に関するより詳細な描像を得ることが可 能となる。これまでの研究では、面分光を利用する手法が取られてきたが、データの数が限られてしまって いた。そこで我々はスリット分光データを多数集めてこの Ly αハローを検出することを着想した。これに より空間方向の情報は失われるものの、これまでよりも遥かに多くの天体を解析することが可能となる。 我々は手始めに z ~ 4 の暗いクエーサーにこの方法を適用した。結果として、50kpc 程度に広がった構造が 検出され、先行研究と consistent な値が得られたことで本手法の有効性が示された。今後さらに解析を進め ていくことで、発光メカニズムやガスの inflow、outflow 等その性質の理解が進むことが期待される。

### 1 Introduction

銀河の周囲のハローには普遍的に銀河周縁物質 (CGM) と呼ばれるガスが存在していると考えられ ている。銀河内外のガスのやり取りは CGM を介し て行われるため、これを理解することは、銀河自身の 星形成やその中心に位置するブラックホールにどの ようにガスが供給されるのかを知る上で重要となる。 この CGM は銀河からの放射により Ly αという特徴 的な光を発して輝いており、広がった構造 (Ly αハ ロー)として観測される。この Ly αハローは CGM を観測的に調べる 1 つの有効な方法となっている。し かしながら、通常銀河の Ly αハローは表面輝度が低



図 1: 銀河とその周囲のガスについての概念図。"Circumgalactic medium"が CGM であり、Ly αで検出され る部分が Ly αハローと呼ばれる。( (C. CHANG)



図 2: Ly α ハローの広がりの様子。色は Ly α の強さに対応し、赤いほど放射が強い。Ly α ハローの中にはこの天体のように非対称な分布を見せるものも存在する。(Cantalupo et al. 2014)

く、個別に観測できる例は限られている。一方、銀河 の中心の非常に狭い領域が明るく輝いている天体で あるクエーサーでは、その強い輻射のおかげで個々 の天体で Ly αハローを検出することができるため、 これを解析することで銀河やブラックホールの進化 に関するより詳細な描像を得ることが可能となる。

これまで QSO MUSEUM(Arrigoni Battaia et al. 2019)、REQUIEM(Farina et al. 2019)、 KCWI(Zheng Cai et al. 2019) 等の数多くのサー ベイが行われ、Ly αハローは濃い、イオン化した

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

冷たい  $(n > 1cm^{-3}, T \sim 10^4 K)$  ガスであること (Cantalupo et al. 2016)、Ly αハローの表面輝度は クエーサーの光度と正の相関があること (Mackenzie et al. 2020) 等その性質が明らかにされてきた。しか しながらその発光メカニズムは、再結合、散乱、衝 突励起等候補はあるもののまだ詳しく理解されてい ない (Cantalupo 2017)。

これまでの研究では面分光を利用する手法が取ら れてきたが、面分光は手間のかかる手法であること から、データの数が限られてしまっていた。そこで 我々は通常のスリット分光データを多数集めてこの Ly αハローを検出することを着想した。これにより 空間方向の情報は失われるものの、これまでよりも 遥かに多くの天体を解析することが可能となる。本 研究ではスリット分光データに対する解析手法を確 立し、Ly αハローについて多数のデータを用いた系 統的なアプローチを行う。

我々は手始めに、z~4の暗いクエーサー 20 天体に この方法を適用することにした。暗いクエーサーは 明るいものに比べ輻射が弱く、性質や発光メカニズム が明るいクエーサーとは異なる可能性が考えられる。

本研究では $\Lambda$  CGM 宇宙論を仮定し、 $H_0 =$ 70 $km \ s^{-1} \ Mpc^{-1}, \Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$ を採用する。

#### 2 Data

本解析に用いるデータは、He et al.(2018) で検出 された天体のうち 20 天体について DEIMOS で分光 観測を行ったものである。図 3 は Mackenzie et al. 2020 との絶対等級の比較である。本研究で使用する データは、「暗い」クエーサーを研究した Mackenzie et al.(2020) に比べても同等以上に暗いものを扱って いることが確認できる。

### 3 Continuum subtraction

Ly α ハローを検出するためには、観測された光か ら銀河の寄与分を除かなければならない。本研究で は、Willot et al.(2011)の方法を参考に操作を行っ た。操作の概要は次の通りである。

まず、各波長で空間方向の広がりに対しガウシア ンフィットを行い、波長対ガウシアンのピーク位置・ 分散のプロットを作成した。これに対しピークは二



図 3: 等級分布の比較。x 軸は i-band における絶対等級で あり、値が小さいほど明るいことを表す。



図 4: 波長に対するピーク位置、σのプロット。縦軸はそれ ぞれ空間座標、pixel である。赤い線が回帰曲線で、 上の図は2次、下の図は1次である。フィッティン グにおいては、Ly αの速度-500km/s~+500km/s の範囲を除き、また3σ clipping を行うことにより ノイズや extended な成分の影響を減らしている。

次曲線で、分散は直線でフィッティングを行うことで ピーク位置と分散を波長の関数で表すことで、Ly α ハローの影響のない波長範囲から銀河成分の推定を 行った。

このようにして求めたガウシアンを引いた後の値 に対し S/N を算出し、S/N>1の範囲を Ly α ハロー の波長範囲と見積もった。この範囲は銀河成分+ハ ロー成分が観測されているため、いずれの成分もガ ウシアンで近似できると見なしたとき、観測光は2 つのガウシアンの足し合わせでうまく表現できると



Wavelength(Å)

図 5: QSO の 2 次元スペクトル。上が元のデータ、下が Continuum subtraction 後のスペクトルである。横 軸は波長方向、縦軸は空間方向に対応している。下 図のように、ある波長範囲において空間方向に広が りを持つ構造が残差として表れており、これが Ly α、ハローに相当する。

考えられる。そこで我々はこの範囲についてダブル ガウシアンフィットを行った。一方のガウシアンは ピーク位置と分散を上記で推測した値に固定してい る。それを観測値から引くことで、Ly α ハローの範 囲でのハロー成分の推定を行った。

計算をしたものの例が図5である。このようにLy α ハローは残差として表れる。

## 4 Radial profile

Ly α ハローの解析には表面輝度 (SB) の中心から の距離に応じた分布がよく用いられる。SB の radial profile を作成することで、輝度の値やハローの広がり を評価することが可能になる。本研究では *S*/*N* > 1 の波長範囲について積分を行うことで SB を求め、 radial profile を作成した。結果の一部を図に示した。

また、ノイズとの交点を考えることにより、Ly α ハローの広がりを計算した。図7には絶対等級との 関係が示されている。結果は Mackenzie et al. (2011) よりも全体的にわずかに小さな値となり、光度と Ly αハローの広がりの相関を補強することとなった。ハ ローの広がりは観測限界で定義されていることを考 えると、全体的なハローの輝度も同じような相関に なることが推測され、Mackenzie et al. (2011)の結論 に矛盾しない結果が得られることが想定される。最 後に、一連の解析結果について、2 天体分を図 8、9 に示した。



図 6: SB radial profile. 縦軸は log スケールである。2 つの実線は、それぞれ中心に対し対称の位置におけ る SB の値に対応する。また、点線はそれぞれのノ イズの大きさを表している。中心から指数関数的に 減少していくことが確認でき、50kpc 程度の広がり を見せている。



図 7: 絶対等級と Ly α ハローの広がりの関係の比較。本 研究の結果 (星印) は同じく暗いクエーサーを扱った Mackenzie et al. (2011)(橙の丸) と同じような空間 に存在することが確認でき、絶対光度と広がりの間 に相関があることが示唆されている。

## 5 Summary

DEIMOS を用いて分光された *z* ~ 4 の暗いクエー サーに対して銀河成分の推測を行い、Ly α ハローの 検出を行った。構造の広がりについては Mackenzie et al. (2011)の結論を補強するような結果が得られ、 本手法の有効性が確認された。

今後は表面輝度について各発光メカニズムのモデ ルとの比較を行うことによりメカニズムを解明し、質 量や運動特性等ガスの物性の推測を合わせて行うこ とにより銀河へのガス供給の理解を深めることを目 指す。

## Reference

Arrigoni Battaia, F., Hennawi, J. F., Prochaska, J. X., et al. 2019, MNRAS,482, 3162



図 8: 一連の解析結果。画像は2次元スペクトルの残差であり、白い部分がLy a ハローに対応する。ハローが中心に光度のピークを持ち広がった構造を持つことが確認できる。また全体として速度のオフセットが存在する。



図 9: 一連の解析結果。図8よりも広い波長範囲で残差が 見られ、SBの値、広がりともに大きくなっている。

Borisova E., et al., 2016, ApJ, 831, 39

- Cai Z., et al., 2019, The Astrophysical Journal Supplement Series, 245, 23
- Cantalupo, S. 2017, in Gas Accretion and Giant Ly α Nebulae, ed. A. Fox & R. Davé, Vol. 430 (Cham: Springer), 195

- Cantalupo, S., Arrigoni-Battaia, F., Prochaska, J. X., Hennawi, J. F., & Madau, P. 2014, Natur, 506, 63
- Farina, E. P., Arrigoni-Battaia, F., Costa, T., et al. 2019, ApJ, 887, 196, doi: 10.3847/1538-4357/ab5847
- Mackenzie R., et al., 2021, MNRAS, 502, 49
- Willott CJ, Chet S, Bergeron J, Hutchings JB. 2011. Astron. J. 142(6):186

-index へ戻る

銀河a17

# HINOTORI: 若返り銀河の統計的解析

# 田中 匠

# HINOTORI: 若返り銀河の統計的解析

田中 匠 (東京大学大学院 理学系研究科 / Kavli IPMU)

#### Abstract

本講演で取り上げる若返り銀河 (rejuvenation galaxy: RG) は星形成をやめた後に再び星形成を始めた (rejuvenation を経験した) 銀河のことである. サンプルサイズや先行研究間の RG の定義の違いなどの要 因から,現状 RG の統計的な研究は進んでいない.上記の問題点を解消し rejuvenation のメカニズムや 銀河進化における役割を明らかにするため,HINOTORI (star formation History INvestigatiOn TO find RejuvenatIon) プロジェクトを立ち上げた.HINOTORI プロジェクトの第一段階として,本研究 (Tanaka et al. 2023) では MaNGA survey で観測された  $z \sim 0.03$  の活動銀河核を持たない 8857 個の銀河について, 分光データと測光データを合わせた SED fitting で星形成史を推定し,1071 天体からなる過去最大の RG サンプルを構築した.選出された RG は星形成を停止した銀河 (quiescnent galaxy; QG) と似た星質量分 布を持つものの,QG よりも disk-like な形態を持つ傾向があり, disk-like な QG が選択的に rejuvenation を起こす可能性を示唆している.また,全銀河における RG の割合 (~10%)を用いた概算より,単一の銀 河が複数回 rejuvenation を起こす可能性も示された.今後は面分光や電波のデータを用いた RG の空間分 解解析から,若返り現象のメカニズムについてさらなる考察を行う予定である.

#### 1 Introduction

一般に銀河は、活発な星形成を行う star-forming galaxy (SFG) と、ほとんど星形成を行わない quiescent galaxy (QG) に大別される (e.g., Renzini & Peng 2015; Feldmann 2017). SFG がある程度成長 すると、何らかの要因で星形成活動が抑制 (quenching) され、SFG と QG の中間にあたる green valley (GV) を経て QG に進化するという一方通行の銀河 進化シナリオが広く考えられている (e.g., Peng et al. 2010).

一方で近年の大規模なサーベイ観測の進展や解析 手法の開発を背景に,quenching を経験した上で直 近に星形成を再開した「若返り銀河」 (rejuvenation galaxy; RG)<sup>1</sup>と呼ばれる銀河が発見されている (e.g., Chauke et al. 2019; Mancini et al. 2019; Cleland and McGee 2021; Tacchella et al. 2022).しかし,RG の 先行研究では,サンプル数が小さい,研究により定 義がばらばらである,そもそもバイアスのある母サ ンプルから探査している,といった問題点があり,結 果的に RG の持つ性質の統計的な議論は進んでい ない. そのため RG において星形成を再開する現象 (rejuvenation) のメカニズムや, RG の銀河進化に おける役割や重要性なども判明していない. そこで 我々は星形成史 (star formation history; SFH) を用 いた解析を通じて RG に関する未解決問題を解決す ることを目標とする HINOTORI<sup>2</sup> プロジェクトを立 ち上げた. HINOTORI プロジェクトの第一段階であ る本研究では,先行研究よりも大規模かつ統一的な 定義で選択された RG サンプルを作成し統計的な議 論を行う.

# 2 Methods and Data

本研究では PROSPECTOR (Leja et al. 2017; Johnson et al. 2021) という MCMC を用いた SED フィッ ティング手法を用いて大量の近傍銀河の SFH を推 定し, RG を選択した.

SED フィッティングは,銀河の観測データをモデ ルスペクトルでフィッティングすることで,SFH や質 量などの物理量を推定する手法である. Prospector は MCMC を用いた SED フィッティングライブラ リであり,複数個の時間方向の bin ごとに一定の星

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>rejuvenation は日本語で若返りを意味する.先行研究では再 開した星形成が現在も続いている Rejuvenating galaxy や,再開 した星形成がすでに終了しており現在は QG である rejuvenated galaxy が議論されていることが多いが,本研究では両者を複合し た区分として rejuvenation galaxy と呼称している.

 $<sup>^2 \</sup>mathrm{star}\textsc{-}\mathrm{formation}$ History IN<br/>vestigati On TO find Rejuvenation

形成率を仮定した non-parametric SFH と呼ばれる 自由度の高い SFH を用いることが可能である.本 研究で採用したモデルでは 8 つの時間 bin からなる non-parametric SFH を仮定し, SFH のほか,星質 量,金属量など計 16 個のフリーパラメータを持つ. 事前分布依存性を考慮するため,SFH の事前分布と して Dirichlet, Continuity の 2 つ異なる事前分布で 実行した.

サンプルは面分光サーベイである MaNGA (Bundy et al. 2015)の DR17 (Abdurro'uf et al. 2022)から 活動銀河核を持たず明確な merger の痕跡が見られな い<sup>3</sup> 8857 天体とした. MaNGA の IFU データを一 次元に圧縮した分光データに加え, GALEX (FUV, NUV), SDSS (*ugriz*), WISE (W1-W4)の測光デー タを PROSPECTOR に入力した. 推定したパラメー タの事後分布の例が,図1に示されている.

推定した SFH を基に,各銀河を時間 bin ごとに SFG/GV/QG に分類した.この分類結果を基に,直 近 100Myr 以内に QG から GV や SFG に戻った SFH を持つ銀河を RG として選出し,1071 天体か らなる RG サンプルを制作した.SFH を基にした選 択手法は,RG を選ぶ手法として最も直接的な手法 である.また本研究で構築したサンプルは過去最大 の RG のサンプルであり,若返り銀河の特性を探る ための統計的な解析も可能となる.

なお本研究では、様々な SFH を仮定して作られ た Mock data を用いて手法の検証も行った. その 結果,我々の手法は、rejuvenation によって全星質 量の約 0.1%程度が形成されたような RG を 66%程 度の completeness で選択することが可能であるこ とを確認している.これは、rejuvenation によって 作られた若い星種族の寄与が大きすぎると古い星種 族がかき消されてしまい<sup>4</sup>、寄与が小さい場合には古 い星種族に埋もれて検出できないためである.また MaNGA サンプルに対する SED fitting によって得 られた星質量やダスト減光量などは、既存のカタロ グともコンシステントな結果であることも確認済み であり、我々の結果をサポートしている.

#### **3** Results

本研究にて構築した RG サンプルより,サンプル における volume weight も考慮して全銀河における RG の占める割合  $f_{\rm RG}$ を求めた結果,8.1%となった. また RG は GV/SFG の大質量側に多く分布してお り, $M^* > 10^{11} M_{\odot}$ に限定した  $f_{\rm RG}$  は 18%である.

形態や環境においては, RG は QG と SFG の中間 的な特徴を持つ. 形態 (図 2) に関しては,光学的な形 態指標である Sersic index n や力学的な形態指標で ある回転速度 V と速度分散  $\sigma$  との比  $V/\sigma$  の両方で, QG とは大きく異なる disk-like な形態の分布を示し ている. 環境を詳しく解析するため, Tempel et al. (2012) の group カタログを用いてサンプルを銀河団 のメンバー銀河と field 銀河に分類した. さらに銀河 団内の銀河を, 横軸に銀河団内での相対半径,縦軸 に銀河団内での相対速度をプロットした phase-space diagram 内での位置を基に, Rhee et al. (2017) と同 様の手法を用いて分類した. その結果, field 銀河や 銀河団に落下したばかりの銀河ほど,高い  $f_{RG}$  を持 つことがわかった.

## 4 Discussion

**RG の重要性**:最も直近の時間 bin における SFR および各銀河の volume weight を用いて、現在の宇 宙における全 SFR において RG の占める割合<sup>5</sup>を計 算した結果、約20%となった.この値は特に大質量 側で高く、現在の宇宙における、(特に大質量銀河で の) 星形成活動を考える際に, RG が無視できない種 族であることを意味する.また,RG において全星 質量に占める直近 100Myr 以内に形成した星質量の 割合は概ね0.1%であった.そのため、各銀河の質量 進化において1回の rejuvenation が持つ役割は小さ い可能性がある.しかしこの結果は,前述したよう に我々の手法が全星質量の 0.1%程度を rejuvenation で形成したような RG のみを選択できることにバ イアスされている可能性がある.また,後述する単 一の銀河で複数回 rejuvenation が起こる可能性を考 えると、上で議論した値は各銀河の質量進化におけ る rejuvenation の寄与を過小評価している可能性が ある.

 $<sup>^{3}</sup>$ AGN サンプル (N = 406) は PROSPECTOR に高度な AGN template が含まれないため, merger サンプル (N = 119) は IFU データを一次元に圧縮するのが難しいため除外した.

 $<sup>^4</sup>$ outshining problem (e.g., Narayanan et al. 2023)

 $<sup>{}^5</sup>z\sim 0$ の Cosmic star formation rate density における RG の貢献に相当.



図 1: Prospector によって推定したパラメータの事後分布の例. 右上には推定した SFH が示されている. この銀河は我々の手法により選択された RG であり, 10<sup>8</sup> 年前に星形成を再開している.

<u>複数回 rejuvenation が起こる可能性</u>:今回推定した SFH の分析から, rejuvenation のタイムスケール  $\tau_{rej}$ , すなわち再開した星形成が継続する時間はおおよそ 300Myr 程度の時間であると推定できる.平均的に単一の銀河が z = 0 - 1の間に rejuvenationを起こした回数  $N_{rej}$ を,  $f_{RG}$  がその期間の間ずっと一定であるという仮定<sup>6</sup>の下で計算すると,  $N_{rej} = (t_{H,z=0} - t_{H,z=1}) f_{RG}/\tau_{rej} \sim 2.1$ となった.さらに、前述した  $f_{RG}$  の質量依存性を考慮し、 $M^* > 10^{11} M_{\odot}$ に限定すれば、 $N_{rej} \sim 4.4$ となる.以上のことから、特に大質量の銀河は複数回の rejuvenation を経験している可能性が高いと考えられる.この結果は、銀

河は QG になっても,数百 Myr 程度のサイクルで quenching と rejuvenation を繰り返すことを示唆し ている.

disk-like な RG: 前述のように,多くの RG は光 学的にも力学的にも QG より disk-like (あるいは回 転運動が卓越した) 形態を示している.一方で,定義 上 RG は rejuvenation を起こす前には QG であっ たはずであり,このことを踏まえれば RG は QG と 同様の形態を持っているはずである.我々は QG と RG との間の形態の不一致を説明するシナリオとし て, disk-like な QG が選択的に rejuvenation を起 こす,というシナリオを考えている.他の可能性と して, rejuvenation に伴い形態が変化するという可

 $<sup>^{6}</sup>z\sim 0.7$  でも 10%程度の  $f_{
m RG}$  が報告されており, 妥当な仮定である



図 2: RG とそのほかの銀河の種類で形態指標を比較した図. 左からそれぞれ, *r*-band での Sersic index  $n_r$ , *r*-band での有効半径  $r_{e,r}$ ,回転速度 V と速度分散の比  $V/\sigma$  を比較している. 上のパネルが規格化したヒ ストグラムを,下のパネルが箱ひげ図を示しており,紫,黄,緑,シアンの色が,それぞれ RG,QG,GV, SFG に対応している. なお, SFG, GV, QG からは, RG としてセレクトされた天体を取り除いている.

能性も考えられるが,数百 Myr 程度のタイムスケー ルで力学的構造を大きく変えることは難しいと考え られる.今後,電波観測により RG 内のガスの分布 や運動を議論することとで,rejuvenation のメカニ ズムを含め, RG の disk-like な形態の起源により制 限をつける予定である.

#### 5 Conclusion

本研究 (Tanaka et al. 2023) では, MaNGA サンプ ルの 8857 個からなる分光・測光データを SED フィッ ティングし, 推定した SFH を基に 1071 天体からなる 過去最大の RG サンプルを構築した. このサンプル より, rejuvenation は現在の宇宙における星形成の 20%程度に貢献していること, 単一の銀河が何回も rejuvenation を経験した可能性があること、disk-like な形態を持つ QG が選択的に rejuvenation を起こ している可能性があること, などが判明した. 今後 は面分光や電波観測のデータを用いた空間分解した 解析を通して, rejuvenation のメカニズムを詳細に 議論していく予定である.

## Acknowledgement

本研究は東京大学理学部 "2022 Undergraduate Research Abroad in Science Program", および東京大 学情報基盤センター スーパーコンピューティング部 門「若手・女性利用者推薦」の支援を受けています. また本研究の一部は,国立天文台 CfCA 中規模サー バ,Kavli IPMU iDark サーバ,東京大学情報基盤セ ンター Fujitsu PRIMERGY CX400M1/CX2550M5 (Oakbridge-CX)を用いて遂行しました.

### Reference

Abdurro ' uf et al. 2022, ApJS, 259, 35
Bundy, K., et al. 2015, ApJ, 798, 7
Chauke, P., et al. 2019, ApJ, 877, 48
Cleland, C., & McGee, D. L. 2021, MNRAS, 500, 590
Feldmann, R. 2017, MNRAS Lett., 470, L59
Johnson, B. D., et al. 2021, ApJS, 254, 22
Leja, J., et al. 2017, ApJ, 837, 170
Mancini, C., et al. 2019, MNRAS, 489, 1265
Narayanan, D., et al., 2023, arXiv:2306.10118
Peng, Y-j, et al. 2010, ApJ, 721, 193
Renzini, A.,& Peng, Y. 2015, ApJL, 801, L29
Rhee, J., et al. 2017, ApJ, 843, 128
Tacchella, S., et al. 2022, ApJ, 926, 134
Tanaka, T. et al. 2023, arXiv:2307.14235

Tempel, E., et al. 2012, A&A, 540, A106

——index へ戻る

# 銀河a18

分子雲衝突現象から解明するアンテナ銀河における星 形成メカニズム

# 井上 真

# 分子雲衝突現象から解明するアンテナ銀河における星形成メカニズム

井上 真 (京都大学大学院 理学研究科 M2)

#### Abstract

分子ガスを高密度に圧縮する星形成の重要なメカニズムとして、分子雲同士の衝突が注目されている。近年 の天の川銀河や近傍の円盤銀河の観測的研究から、最大 40km/s 程度で衝突する分子雲について、質量が大 きく衝突速度が大きいほど大規模な星形成が誘発されること、分子雲の質量に対して衝突速度が大きすぎる 場合には逆に星形成が抑制される可能性があることが明らかになった。すなわち分子雲衝突のパラメータと 誘発される星形成には依存関係があり、分子雲衝突は多様な星形成率と星形成の抑制を同時に説明し得る、 本質的な現象であると考えられる。衝突銀河では分子雲がより高速で衝突していると考えられ、実際に衝突 銀河の活発な星形成領域では ~100km/s で衝突している分子雲が観測された。しかしながら、衝突銀河の小 規模な星形成領域、非星形成領域に着目し分子雲衝突の観点から議論した研究はまだなく、分子雲が高速で 衝突する場合にどのようなパラメータ依存性が存在するかは明らかではない。そこで我々はアンテナ銀河が 銀河内の領域によって 2 桁異なる多様な星形成率面密度を示す衝突銀河であることに着目し、ALMA の分 子ガス観測アーカイブデータを解析して、星形成率と分子雲の質量、衝突速度の関係を調べた。

# 1 Introduction

#### 1.1 巨大分子雲衝突と星形成

巨大分子雲(Giant molecular cloud: GMC, ~  $10^5 M_{\odot}$ , ~ 50 pc)は大質量星(>  $8M_{\odot}$ )形成の現場 である。近年、天の川銀河の星形成領域では、GMC 同士が衝突することで星形成が誘発されていると考え られる観測的証拠が多数発見されている (e.g., Fukui et al. 2021)。GMC 衝突は、分子ガスを高密度に圧 縮し、星形成を誘発する星形成の主要なメカニズム の一つであると考えられている(e.g., Habe & Ohta 1992)。例えば円盤銀河の渦状腕では、~  $10^{5-6} M_{\odot}$ の GMC が 10 km/s 程度で衝突することで、星形成 が誘発されていることがわかってきた(図 1 渦状腕)。

しかし、GMC の質量・衝突速度によっては、むし ろ星形成が抑制される場合もあることがわかってき た。Maeda et al. (2021)による棒渦巻銀河を対象と した観測的研究によって、星形成が見られない棒部 では、星形成が活発な渦状腕と比べやや軽い GMC が高速で衝突している可能性が示唆された。すなわ ち、同じ GMC 同士が衝突する場合でも、衝突速度 が速すぎる場合には星形成が抑制されると考えられ る(図 1 棒部)。また Enokiya et al. (2021)によっ て、天の川銀河の渦状腕では、GMC の衝突速度が 速く、柱密度が高い(~ GMC の質量が大きい)ほ



図 1: GMC の衝突速度・質量・星形成率の関係の模 式図。青い枠 (渦状腕・棒部) は孤立銀河で見られる GMC 衝突のパラメータ空間(Maeda et al. 2021)。 赤い枠は衝突銀河の GMC 衝突で見られると予想さ れるパラメータ空間。右肩上がりの長方形は、星形 成が誘発されるパラメータ空間を表す。赤の星印は、 Tsuge et al. (2021a,b) の結果であり、長方形右上の 黒で囲んだ領域では、爆発的な星形成が誘発される と考えられる。

ど、大規模な星形成が誘発されていることが明らか になった。このように、分子雲衝突は、質量と衝突 速度の二つのパラメータの違いによって、星形成の 誘発・抑制、さまざまな規模の星形成活動を統一的 に説明可能な星形成シナリオであると考えられる。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

#### 1.2 衝突銀河における高速分子雲衝突

宇宙初期には銀河衝突が頻発していたと考えられ ている。衝突銀河では孤立銀河と比べ分子雲衝突が 頻発すると考えれられるため、宇宙初期の星形成に おいても分子雲衝突が重要な役割を果たしていたと 考えられる。

衝突銀河は複数の銀河が数 100 km/s で衝突する 系であり、そこでの GMC は ~100 km/s で衝突す ると考えられる。したがって、衝突銀河で見られる GMC 衝突は図1の赤色の枠で示すようなパラメー タを持つと考えられる。実際、Tsuge et al. (2021a, b) によって、アンテナ銀河の活発な星形成領域にお いて~100 km/s で衝突する大質量 (~ 10<sup>7-8</sup>M<sub>☉</sub>)の GMC が発見されており、その結果爆発的な星形成が 誘発されていると考えられる。これを図1上に赤色 の星印で図示した。孤立銀河の渦状腕では 10<sup>5−6</sup> M<sub>☉</sub> の GMC が ~10 km/s で衝突することで星形成が誘 発されていることと合わせると、図1の右肩上がり の長方形で示すようなパラメータ空間において、星 形成が誘発されると予想される。さらに渦状腕と比 べ GMC の衝突速度が大きい孤立銀河の棒部では星 形成が抑制されていることから、赤色の枠において も、星形成が誘発されるパラメータ空間より衝突速 度の大きな領域では、星形成が抑制されると予想さ れる。

しかしこれまでに調べられたパラメータ依存性は、 図 1 の青色の枠で示す最大 ~ 40 km/s で衝突する ~  $10^6 M_{\odot}$  の GMC に限定されており、衝突銀河で見 られると考えられる高速の分子雲衝突と星形成の関 係は未解明である。そこで本研究では、近傍の衝突 銀河であるアンテナ銀河を対象として、~ 100 km/sで衝突する分子雲と星形成の関係を調べ、図 1 の赤 い枠で示す幅広いパラメータの調査を行った。

# 2 Methods/Instruments and Observations

本研究では、アンテナ銀河の広い領域を対象とし て、さまざまな星形成率をもつ領域で GMC を同定 し、その衝突速度を推定した。そして星形成率・衝 突速度・GMC 質量の関係を統計的に調べた。

#### 2.1 対象天体

本研究ではアンテナ銀河を対象とする(図 2)。ア ンテナ銀河は比較的近傍 (~ 20 Mpc) にある中期段 階の衝突銀河であり、GMC スケールでの分子ガス観 測が可能である。二つの銀河が重なる overlap 領域 や北部にある NGC4038 の銀河面 (Western Arm) で 爆発的な星形成活動を示す。

本研究ではアンテナ銀河が、活発な星形成を示す だけでなく、領域によって最大二桁異なる星形成率 を示すことに注目した。図3はアンテナ銀河の星形 成率面密度を示したものである。Overlap 領域南部 の赤で囲んだ領域は、最大 ~  $1M_{\odot}$  yr<sup>-1</sup> kpc<sup>-2</sup> とア ンテナ銀河の中で最も活発な星形成活動を示す。ピ ンクや黄色で囲んだ領域では、 $\sim 0.1 - 0.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ kpc<sup>-2</sup>と一桁程度小さい中規模の星形成率を示す。最 も興味深いのは緑で囲んだ領域である。星形成が活 発な赤や黄色の領域を含む Overlap 領域の一部であ りながら、 $\sim 0.01 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$ と最も星形成率が 小さい。これまでの研究の多くは、赤で囲んだ最も 星形成が活発な領域に限定されていたが、図3に示 す全領域を対象とすることで、広い範囲の分子雲質・ 衝突速度と星形成の関係を調査することが可能にな ると期待される。



図 2: アンテナ銀河全体像(地上望遠鏡, 左)と本研 究で解析する領域(HST, 右)の可視画像。右図赤丸 で囲んだ領域は二つの銀河の中心核。黄色い星印は Tsuge et al. (2021a, b)で GMC の高速衝突が発見 された領域を示す。Overlap 領域、Western Arm 領 域のおおよその位置を楕円で囲んでいる。

#### 2.2 データ

分子ガスデータは、CO(1-0)の ALMA アーカイブ データを使用した (2018.1.00272.S; PI. Wilson Christine)。GMC スケール (0."7 × 0."6, 72 pc×57 pc)



図 3: 星形成率面密度。Hα と 24μm を組み合わせて 計算 (Calzetti et al. 2007)。黒のコントアは分子ガス の分布。白丸は二つの銀河の中心核。赤、黄色、ピ ンク、緑の領域はアンテナ銀河において特徴的な星 形成活動を示す領域。

の空間分解能で観測されており、~ $10^5 M_{\odot}$ 以上の GMC に感度がある。得られた分子ガスの分布を図 4 に示す。

星形成率は、VLT MUSE H $\alpha$  (Weilbacher et al. 2018) と Spitzer MIPS 24  $\mu$ m を組み合わせて、ダス トで隠された星形成を考慮した、total の値を使用し た (図 3; Calzetti et al. 2007)。



図 4: ALMA で観測された CO(1-0) からから得られ た、分子ガス面密度の分布。

### 2.3 GMC 同定

PYCPROPS (Rosolowsky et al. 2021) というソフ トウェアを用いて GMC を同定した。分子ガスデータ のノイズを $\sigma$ として、5 $\sigma$ 以上が速度方向に 2 channel 以上連なっているような voxel を GMC の候補とし て抽出する。さらに、それぞれの GMC 候補につい て二つの局所的なピークが 2 $\sigma$ 以上離れている場合に は、それらを別々の GMC として同定し、それぞれ の GMC を 2 $\sigma$  まで拡張することで、分子ガス質量な どの物理量を測定した。その結果 10<sup>5</sup>  $M_{\odot}$  より重い GMC を合計 2159 個同定した。

#### 2.4 衝突速度

GMC の衝突速度は、同定された GMC の視線速 度の差から推定した(図 5)。ある GMC を中心に 半径 300pc の開口をとり、その開口内では GMC は 三次元空間でのランダム運動をしていると仮定した。 そして開口内の GMC の視線速度の速度分散を用い、 (collision velocity) =  $\sqrt{3(\Sigma_i(v_{los}^i - \langle v_{los} \rangle)^2)/N}$  とし て GMC の衝突速度を推定した。ここで、 $v_{los}^i$  は開 口内の GMC それぞれの視線速度、 $\langle v_{los} \rangle$  は開口内 の GMC の視線速度の平均値。N は開口内の GMC の数。



図 5: 衝突速度推定の模式図

## 3 Results

本研究では、視線速度の差から推定した衝突速度 を用い、アンテナ銀河のそれぞれの領域での平均的 な GMC の質量・衝突速度と星形成率の相関関係を 調査した。なお詳細は論文未発表の内容のため省略 する。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

### 4 Discussion

論文未発表の内容のため省略する。

# Reference

Calzetti et al. 2007, ApJ, 666, 870 Enokiya et al., 2021, PASJ, 73, S75, 2021 Fukui et al., 2021, PASJ, 73, S1 Habe & Ohta, 1992, PASJ, 44, 203 Maeda et al., 2021, MNRAS, 502, 2238 Rosolowsky et al. 2021, MNRAS, 502, 1218 Tsuge et al., 2021, PASJ, 73, S35 Tsuge et al., 2021, PASJ, 73, 417 Weilbacher et al. 2018, A&A, 611, A95 ——index へ戻る

# 銀河a19

# 銀河面広域サーベイ FUGIN の結果を利用した、高密 度ガス形成機構の観測的解明

# 松坂 怜

# 銀河面広域サーベイ FUGIN の結果を利用した、高密度ガス形成機構の 観測的解明

松坂 怜 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

星間物質の物理的性質を様々なスケールで理解するためには、kpc スケールに渡る範囲に対して、pc スケー ルの状況を反映した解析を行う必要がある.そこで、天の川銀河内の各領域に対して、ガス密度頻度分布図 (Gas Density Histogram: GDH)を作り、pc スケールの空間分解能で、sub-kpc から kpc スケールにわた る密度構造の調査を行った.高分解能かつ無バイアスで広い範囲をカバーするものとして、野辺山 45m 鏡で 得られた FUGIN プロジェクトより、<sup>12</sup>CO と<sup>13</sup>CO (*J*=1-0)の銀河面 (*l* = 10°-50°)、*l-b-v* データを用い た.GDHを得た範囲は、観測テータを 2°× 2°に分割し、その中の全画素とした(分子雲の同定などは行っ ていない).観測時の rms 値を用いて Blank sky からの寄与を推定し、除去することで、議論可能な密度範 囲を拡張するなど、分子雲でのガス柱密度分布を論じた density probability distribution function(PDF or N-PDF)とは異なる研究手法である.Blank sky 成分を差し引いた GDH は、1 または 2 つの対数正規分布 の和でよく再現できる.それらを低密度および高密度対数正規分布 (L-LN と H-LN)とすると、指定領域内 に占める両成分の体積比が、位置-速度図上で一貫した構造を持つことがわかった.これは、天の川銀河の各 領域における ISM の密度構造が kpc スケールの構造と関係することを示唆している.また、渦状腕上で希 薄ガスから高密度ガスが形成されていることを観測的に示唆することもできた.

### 1 Introduction

銀河はガスと星からなる系であり、ガスを星へ転 換していくことで進化する.特に、星は分子ガスの塊 である巨大分子雲 (Giant Molecular Cloud; GMC、 大きさ 40-100pc、密度 n(H<sub>2</sub>)~10<sup>3</sup>cm<sup>-3</sup>)の内部で 誕生する.したがって、銀河進化を理解するために は、GMC が銀河内部でどのように誕生し星形成を行 うか、その進化過程を明らかにすることが極めて重 要である.一方で、GMC 自体の形成過程は未解明な 部分が多い. なぜなら、高密度 (n(H<sub>2</sub>) > 10<sup>3</sup> cm<sup>-3</sup>) ガスの集合である GMC が形成されるには、低密度 (n(H<sub>2</sub>) < 10<sup>3</sup> cm<sup>-3</sup>) で広がった希薄ガスを集積させ る必要があるが、その集積機構どころか、希薄ガス が銀河のどこにどの程度存在するのかということ自 体未解明だからである.ゆえに、GMCの形成過程を 明らかにするには、100pc 程度の GMC に対しその 周囲、1kpc~数百 pc 程度 (sub-kpc) に広がった希薄 ガスの観測的理解を深めることが急務である.

ISM の密度構造については、その形状や、形状に 基づく統計量に着目した研究が多く行われている.こ れらは、密度が高い ISM に焦点を当てたものである. そのため、希薄な ISM を扱うには別のアプローチが 必要である.希薄な ISM の密度構造の特徴は、その 統計に現れるはずである.そこで、ある体積に対する 希薄ガスも含めた ISM の密度ヒストグラムを作成し、 それを「Gas Density Histogram (GDH)」(Handa et al. 2012) と呼ぶことにした.電波観測による分子線 からの求めた GDH は、同じ視線上の各速度チャン ネルについて作成することが可能である.つまり銀 河系内の奥行き方向を分離することができる.また、 運動学的距離の差を利用して、奥行を推定し、体積密 度のヒストグラムを推定することが可能である.こ れは光・赤外線の観測では不可能なものである.

多くの観測的研究により、kpc スケールの星形成活 動は渦状腕に集中している.理論的な研究では、kpc スケールの ISM 構造と pc スケールの星形成の間に 何らかの関係があることが示唆されている.古典的 な銀河衝撃シナリオでである、Fujimoto (1968) は、 渦状腕のポテンシャルによる ISM の圧縮が星形成の 引き金になるとしている.しかし、渦状腕の内部構 造など、詳細な観測と矛盾しないメカニズムが提案 されているわけではない.天の川銀河の各場所にお ける GDH の多様性は、この問題を解決する突破口



図 1: GDH と対応する分子輝線強度の空間分布. ここに示す各領域は (*l* = 18°-20°、 |*b*| ≤ 1°) で、異なる 4つの視線速度を持つ領域である. 縦の破線はノイズの影響度合いに対応する感度限界である. 太い緑の実 線はランダムノイズモデルで、黒いドットはノイズ成分を差し引いた後の GDH である. 赤と青の破線はそ れぞれ LN フィッティングの結果を示す.

となるはずである.

#### 2 Data

本研究では、FUGIN(FOREST unbiased Galactic plane imaging survey with the Nobeyama 45 m telescope) プロジェクト (Umemoto et al. 2017; Torii et al. 2019) で得られた一酸化炭素分子 <sup>12</sup>CO  $\geq$  <sup>13</sup>CO(*J*=1-0) のデータセットを使用した. 観測さ れた全領域のうち特に Inner Galaxy 側 (*l* = 10°-50°, |*b*|  $\leq$  1°) の解析結果を紹介する. また、FUGIN デー タは、Japanese Virtual Observatory (JVO) によっ て公開している. 公開データは角分解能は 20 秒、速 度分解能は 0.65 km s<sup>-1</sup> である. 一方で本研究では 感度を向上させ、低密度ガスの性質を議論するため に、角分解能 1 分、速度分解能 5.2 km s<sup>-1</sup> に平滑化 を行っている.

### 3 Results & Fitting

本節では、FUGIN データから得られた GDH の特 徴を紹介する.図1は、<sup>13</sup>CO 強度の空間分布、GDH の形状、Multi log normal (LN) fitting の結果を示し ている.まず、図1に示す<sup>13</sup>CO強度の空間分布を見 てわかるように、希薄ガス成分を議論する場合には、 Blank-Sky 成分によるノイズの影響が GDH にどれ ほどの影響を与えるのか推定を行う必要がある.本 研究では、ランダムノイズの影響をモデル化する (図 1、上、緑の線) ことにより GDH 上での Blank-Sky 成分を見積もった.

このように GDH に含まれる Blank-Sky 成分の寄 与を推定し、その効果の除去を行った GDH はそれ ぞれの空間輝度分布と対応していることが分かる (図 1). これらを定量的に表すために、次の関数で Fitting を行った、

$$P(\rho) = \frac{P_{\rm L}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rm L}} \exp\left(\frac{-\left(\log\rho - \log\rho_{\rm L}\right)^2}{2\sigma_{\rm L}^2}\right) + \frac{P_{\rm H}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\rm H}} \exp\left(\frac{-\left(\log\rho - \log\rho_{\rm H}\right)^2}{2\sigma_{\rm H}^2}\right) \quad (1)$$

ここで、 $\rho_L \geq \rho_H$  はそれぞれ高密度 LN 分布と低密 度 LN 分布の平均体積密度である.以下、低密度の LN 成分を L-LN(Low density LN)、高密度の LN 成 分を H-LN(High density LN) と呼ぶ.このような密 度ヒストグラムの特徴は、Murase et al. (2023) など でも報告されていおり、複数の密度構造を反映して いると考えられる.



図 2: (a) FUGIN <sup>12</sup>CO (*J*=1-0) データのl-v図. b方向の積分範囲は-1°~+1°である. 太い黒線は終端速度を示している. 赤い点は HII 領域を示している (Anderson et al. 2009). (b) 各  $\Delta l \times \Delta b = 2^{\circ} \times 2^{\circ}$ における高密度ガスの割合 (High density LN fraction :  $f_{\rm H}$ ) のl-v分布を示している. H-LN が定義できない領域 (希薄ガスだけ) は  $f_{\rm H}=0$  として示されている.

本研究の結果、v =35.525 km s<sup>-1</sup> のように、希薄 ガスが広く分布している GDH は、単一の LN(L-LN) 成分を持つことが分かる.一方、66.725 km s<sup>-1</sup> の ようなコンパクトな明るい特徴を持つマップの GDH は、ピークが平坦な構造になっており 2 つの LN(L-LN と H-LN) でうまく近似できることが分かる.こ の方法で FUGIN の観測領域全てに対して調査を行っ たところ、全ての GDH が 1 つまたは 2 つの対数正規 成分でよく記述されていることがわかった.Section 4 では Fitting によって得られた GDH の特徴を表す パラメータと銀河構造との関係を議論する.

### 4 Discussion

GDH の形状を説明するためのパラメータとして GDH 全体に対して H-LN 割合を定義する、

$$f_{\rm H} = \frac{\int P_{\rm H}(\rho)d\rho}{\int P_{\rm H}(\rho)d\rho + \int P_{\rm L}(\rho)d\rho},\tag{2}$$

これは全ガス中の H-LN 成分の割合を示す. 図 2 は、 <sup>12</sup>CO 積分強度、H-LN の割合  $(f_{\rm H})$  のl-v 平面上の 分布である.本研究で調査を行った範囲の GDH は、 銀河スケールで  $f_{\rm H}$  が高い一貫した構造(以下リッ ジ)があることが分かった(図 2b).さらに CO の l-v 図上でも同様のリッジ構造が確認できる.そし て、CO と  $f_{\rm H}$  に共通して顕著なリッジ構造が 3 つが あることが分かった.A:  $(l,v) \sim (15^{\circ}, 25 \text{ km s}^{-1})$  か ら  $(27^{\circ}, 100 \text{ km s}^{-1})$ 、B: $(l,v) \sim (15^{\circ}, 25 \text{ km s}^{-1})$  か ら  $(32^{\circ}, 80 \text{ km s}^{-1})$ 、C: $(l,v) \sim (20^{\circ}, 40 \text{ km s}^{-1})$  か ら  $(40^{\circ}, 80 \text{ km s}^{-1})$ . これらのリッジは、星形星領 域やその他様々な手法で示唆された天の川銀河の渦 状腕構造に対応している(図 2a).リッジ A、B、C はそれぞれ Norma、Scutum、Sagittarius 腕である (Dame et al. 2009; Reid et al. 2016).

H-LN 成分が渦状腕に沿って増加するということ は、分子ガスが渦状腕の中を流れる際に、その密度 構造を変化させていることを示している (図 3). 先 駆的な研究によると、希薄ガスが Arm を通過する際 に、Arm にそった重力ポテンシャルの谷にガスが流 れ込み、銀河衝撃波によって圧縮され、高密度ガスが 形成されると予測している (Fujimoto 1968). また、 観測的研究においても Arm の上流下流で密度が変化 していることが示唆されている (Wilson & Scoville 1991; Tosaki et al. 2007).



図 3: 近傍銀河での理論的、観測的研究から得られて いる示唆や、本研究の結果から推測される天の川銀 河のガス分布とその特徴.

しかしこれらの観測的研究は、低解像度の近傍銀 河 (~100pc 程度の空間分解能)の観測結果や高密度 領域に限定されるものであり、天の川銀河における 研究や希薄ガスも含めた銀河構造との直接比較はで きていなかった.そこで、本研究の成果は、希薄ガス も含めて密度構造という観点から、天の川銀河にお ける高密度ガス形成のメカニズムを観測的に説明で きる可能性を示唆した重要な結果を得たことである.

## 5 Conclusion

Gas Density Histogram を用いて、CO 輝線から求 めた  $\Delta l \times \Delta b = 2^{\circ} \times 2^{\circ}$ (sub-kpc スケール)内の密度 構造を調査した.さらに広域サーベイである利点を 生かし、sub-kpc スケールの ISM 密度構造と kpc ス ケールの銀河構造との関係を調査した.本研究で明 らかになったことを、以下に示す.

1. Blank-Sky の影響を考慮して求められた GDH は、ほとんどすべての領域で、1 つまたは 2 つ の LN 分布でうまくフィットできる.

- GDH パラメータ f<sub>H</sub> は l-v 平面上で3つか4つ のコヒーレントな構造を示している.このパター ンは渦状腕構造と空間的によく一致している。
- これらの結果は、渦状腕の中で何が起こっているのかについての手がかりとなる.大規模な強い衝撃波は GDH において LN 成分の密度シフトを与える.その結果高密度ガスが形成されているという証拠を GDH を用いることで観測的に示すことができた.

最後に、天の川銀河は完全な Edge-On 銀河として のみ観測が可能であるということには注意をしなけ ればならない. 今後、ALMA などで観測された近傍 Face-On 銀河の高分解能データを用いて、GDH パラ メータと銀河構造の関係を直接確認することが急務 である. この研究は、銀河内に存在する ISM の進化 を包括的に理解するための手掛かりとなる.

### Acknowledgement

本研究の遂行にあたり、指導教員の半田氏 (鹿児島 大学) また、共同研究者の藤本氏 (会津大学)、村瀬氏 (岐阜大学) をはめとする皆様には非常に丁寧にご指 導していただきました.この場をお借りして、皆様 に感謝申し上げます.

#### Reference

- Anderson L. D., Bania T. M., Jackson J. M., et al., 2009, ApJS, 181, 255
- Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P., 2001, ApJ, 547, 792
- Fujimoto M., 1968, ApJ, 152, 391
- Handa T., Yoda T., Kohno K., et al., 2012, Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 458, 494
- Murase T., Handa T., Matsusaka R., et al., 2023, MNRAS, 523, 1373
- Reid M. J., Dame T. M., Menten K. M., et al, 2016, ApJ, 823, 77
- Torii K., Fujita S., Nishimura A., et al., 2019, PASJ, 71, S2
- Tosaki T., Shioya Y., Kuno N., et al., 2007, PASJ, 59,  $^{33}_{33}$
- Umemoto T., Minamidani, T., Kuno N., et al., 2017, PASJ, 69, 78
- Wilson C. D. & Scoville N., 1991, ApJ, 370, 184

-index へ戻る

銀河a20

# Subaru/HSC-SSP データを用いた銀河系ハローサブ構 造の探査

# 鈴木 善久

# Subaru/HSC-SSP データを用いた銀河系ハローサブ構造の探査

鈴木 善久 (東北大学大学院 理学研究科)

## Abstract

Subaru/HSC-SSP で得られたすべての測光データを用いて、銀河系ハロー外縁部に残る過去の恒星系の合体・降着過程を反映した空間的なサブ構造の探査を行った。それらを効率的に検出するために、恒星進化モデルに基づいて金属量に乏しく年齢の古い恒星系に対する Isochrone filter を作成した。その結果、これまでに発見されていた恒星ストリーム(Orphan stream など)が再検出される一方で、魚座(Pisces)の方向に新たな恒星ストリーム候補が発見された。このサブ構造はこれまでに発見されていた Pisces Overdensity との関連が示唆される一方で、その構造がこれまで考えられていたよりも空間的に広がった、恒星ストリームのような構造を持つことが初めて明らかとなった。今後この領域の分光観測を行うことで、その起源に対するより強い制限を与えることができると期待される。

### 1 Introduction

冷たい暗黒物質に基づいた標準的な階層的構造形 成論(いわゆる ΛCDM 理論)によれば、銀河は小さ な恒星系が重力を介して合体・降着を繰り返すこと で形成されてきたと考えられている (e.g., White & Rees 1978)。このモデルに基づいた数値実験の結果 から、銀河が過去にどのような過程を経て形成され てきたのかという情報は、銀河円盤を取り巻く希薄 な領域であるハローに刻まれていることが明らかに されてきた (e.g., Bullock & Johnston 2005)。

ハローの詳細な構造を観測的に調査する上では、私 たちの住む銀河系はまさに理想的な環境である。そ れは銀河をその基本単位である恒星にまで分解する ことが可能であるため、恒星の空間分布・空間運動お よび化学組成パターンから過去の合体・降着史を紐解 くことができるからである。SDSS や Gaia mission といった昨今の大規模観測によって銀河系中心から 約 30 kpc 以内のハロー構造については恒星の化学動 力学的情報を用いてよく調べられているが、その外 縁部については未開拓な状況にある。

そこで本研究では Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC-SSP) で得られた測光デー タに基づいて、銀河系中心から 30 kpc を超えるハ ロー外縁部に刻まれた過去の合体・降着の履歴の探査 を行った。その結果、太陽からの距離  $D_{\odot} \sim 66$  kpc において新たな恒星ストリーム候補が発見された。

第2節では本解析で使用した観測データの概要に ついて紹介した上で、サブ構造の検出手法について まとめる。第3節では解析結果を示した上で、第4 節で新たに発見されたサブ構造の特徴について整理 する。最後に第5節では結論および将来の展望につ いて述べる。

### 2 Data & Method

#### 2.1 HSC-SSP

HSC-SSP とは 2014 年 3 月から約 7.5 年の歳月を かけて行われた大規模な測光観測計画である (e.g., Aihara *et al.* 2018)。その観測はすばる望遠鏡に搭載 された Hyper-Suprime Camera を用いて行われた。 この計画で得られた測光データのうち、本研究では Wide layer と呼ばれる領域におけるデータを使用し た。そのデータは広い観測領域 (~1200 deg<sup>2</sup>)をカ バーし、さらに暗い天体まで検出できている (*i* バン ドで約 26 等まで)という特徴があるため、銀河系ハ ローの外縁部に残るサブ構造を探査する上でまさに 最適なデータであると言える。

図1にWide layer として観測された領域を示す。 図中のピンク、オレンジ、シアンの領域はそれぞれ Spring, Fall, North field と名付けられている。ま た、図にはこれまでに発見されている矮小銀河 (Mc-Connachie 2012)、球状星団 (Harris 1996)、恒星スト リーム (Mateu 2023)の分布を、それぞれ plus、star、 連続した線で書き加えている。それぞれの色は黄色 から紫色へ、太陽からの距離が遠くなるように表示



図 1: HSC-SSP の観測領域 (Wide layer)。Wide layer は Spring (ピンク)、Fall (オレンジ)、North (シ アン)の3つの field に分けられている。図中のシンボルは、これまでに銀河系内で発見されている矮小銀 河 (plus)、球状星団 (star)を示しており、連続した線は既に見つかっている恒星ストリームを示してい る。それぞれの色は太陽からの距離を示しており、近い場合には黄色、遠くにある場合には紫色で表現して いる。この図から太陽から約 30 kpc 以内では多くの恒星ストリームが検出されていることが確認できる。



図 2: HSC-SSP カタログで点源とみなされた天体の うち、*i* バンドで 22 等より明るい天体を抽出したと きの 2 色図 (*g-r*, *r-i*)上での分布(黒点)。グレース ケールの等高線は常用対数スケールでの数密度を示 しており、10<sup>3</sup> から 10<sup>5</sup> 個までを描いた。以下の解析 では赤い点で示された領域内の天体をハロー星とみ なす。 している。この図から現在発見されているサブ構造 の多くは太陽から約 30 kpc 以内に存在していること が分かる。それゆえ HSC-SSP によって得られた測光 データを用いることで、その距離を超えた新たなサ ブ構造が検出できる可能性があることが示唆される。

#### 2.2 ハロー星成分の抽出

本研究では最新の S21A と呼ばれる HSC-SSP カタログを用いて解析を行った。そのカタログに おいて、まず点源とみなされたデータを取得した (*i\_extendedness\_value* = 0.0)。しかし、ここで得 られた天体は*i*バンドで 24.5 等においては約半数が 遠方の銀河であることが知られているため、これら の成分を除去するために 2 色図を用いた。

図 2 には、*i* バンドで 22 等より明るい点源とみな された天体の 2 色図(*g-r*, *r-i*)上での分布を示した。 図には 2 色図上で天体がどの程度集中しているのか を明確にするために、常用対数スケールで 10<sup>3</sup> から 10<sup>5</sup> までのグレースケールで数密度の等高線を加え



図 3: fall field に対する Isochrone-filter 法の適応結果。(左) 色等級図 ( $(g - i)_0, i_0$ )上でのハロー星の分布 (黒点)。i バンド等級での典型的な測光誤差はエラーバー付きの黒丸で示している。(右)上段のパネルは fall field 内のすべてのハロー星の空間分布を示している。加えてこの領域内で既に発見されている矮小銀 河、球状星団、恒星ストリームは図 1 と同じシンボルを用いて示している。中段と下段のパネルは左図で オレンジおよび青い点線で囲まれた恒星を抽出した後の、各ピクセル内に含まれる恒星の数を示している。 それぞれの距離は  $D_{\odot} \sim 24$  kpc ((m-M)=16.9 mag; オレンジ)、 $D_{\odot} \sim 66$  kpc ((m-M)=19.1 mag; 青) の場合に対応している。この図から fall field において、太陽から約 66 kpc 付近に、これまでに発見されて いない恒星ストリームのような構造が存在することが分かる。

た。この空間で最も恒星が集中している領域は stellar locus と呼ばれている。この図から $(g-r, r-i) \sim (1.3,$ 0.5)付近に折れ曲がりが確認できる。これは銀河系 の薄い円盤に多く存在する M 型星や K 型星によるも のであることが知られている。さらに、 $(g-r, r-i) \sim$ (0.0, 0.2)付近には stellar locus 上にない成分があ ることが確認できる。これらはクェーサーや星形成 銀河であることが SDSS の追分光観測によって明ら かにされている。以降の研究では、g-rが 1.0以上の 天体やクェーサー・星形成銀河を除いた、赤い点で 示された領域内に存在する天体を銀河系のハロー星 として解析を行った。

#### 2.3 Isochrone-filter 法

銀河系のサブ構造を効率的に探索するために、本 研究では恒星進化論に基づく等時線 (Isochrone)を用 いたフィルターを作成した。恒星進化モデルとして は Bressan et al. (2012)の結果を使用した。ここで 等時線は、銀河系の外縁部に残る恒星系のほとんど は金属量に乏しく古い恒星系であると仮定し、年齢 が 13.5 Gyr かつ金属量 [M/H] が-1.8 の場合を採用 した。また、銀河系に存在する前景星の影響を軽減 するために、主系列星成分に対するフィルターを作 成した。ここでフィルターの幅は、各等級幅におけ る典型的な測光誤差と本質的な金属量のばらつきを 考慮して決定した。

#### 3 Results

本稿では Isochrone-filter を fall field に適応した結 果について紹介する(図3)。左のパネルはハロー星 の色等級図((g-i)<sub>0</sub>, i<sub>0</sub>)上での分布を示している。こ こで添え字の0はダストによる減光補正を行ったこ とを示しており、減光補正には Schlegel *et al.* (1998) を使用した。ハロー星は黒い点で示しており、その 数密度分布はグレースケールの等高線で示している。 また、*i*バンドの測光値を 18.5 等から 24 等まで 0.5 等ずつに分割し、そのまわりで±0.2 等ずつのデータ を取得した場合の典型的な測光誤差をエラーバー付 きの黒丸で示した。この図から、HSC-SSP で得られ たデータは測光誤差が小さいために、前景の主系列 星と銀河系外縁部に存在するハローの主系列星を区 別できていることが分かる。

右のパネルは、fall field におけるハロー星の空間 分布を示している。上段はすべてのハロー星の空間 分布を示している。中段と下段は、それぞれ距離係 数 (m-M)=16.9 ( $D_{\odot} \sim 24 \text{ kpc}$ ) と 19.1 ( $D_{\odot} \sim 66 \text{ kpc}$ )の Isochrone-filter をかけた後の各ピクセル内 の星の数密度を示している。この図から、太陽から 約 66 kpc 付近にこれまでに発見されていない恒星ス トリームのような構造が存在することが確認できる。

#### 4 Discussion

今回 fall field で検出された恒星ストリーム候補 は Watkins et al. (2009) において命名された Pisces Overdensity(以下、PO)というサブ構造と関連し ている可能性がある。彼らは数 10 個の RR Lyrae 星 が太陽から 60 kpc から 100 kpc の間に集中している ことを発見し、その方向に存在する星座の名前を用 いてそのように名付けた。その後、Nie et al. (2015) ではほとんど同じ領域を青色水平分枝星を用いて調 査し、その結果 PO は空間的にもかなり広がった構 造であることを示した。彼らはまた、その空間的な 広がりと青色水平分枝星の数から、小さな矮小銀河 を起源とする構造なのではないかと結論付けた。

本研究で検出されたサブ構造は、PO の空間分布と おおむね重なっている。しかし、恒星ストリーム状 の特徴を持つことは本研究で初めて発見された。さ らに Nie et al. (2015) が発見した部分構造よりもさ らに広がっていることが示唆された。したがって、こ の構造が PO と関連していると仮定すると、本研究 により PO は恒星ストリームの一部であり、これま で以上に空間的に広がった構造であることが明らか になったと言える。

## 5 Conclusion

本研究は Subaru/HSC-SSP データを用いて銀河系 中心から約 30 kpc を超える銀河系ハローの外縁部に 残る過去の合体・降着の痕跡(サブ構造)を探査する ことを目的とした。サブ構造の効率的な検出のため に、恒星進化モデルに基づいて年齢が古く金属量に 乏しい恒星系に対する Isochrone-filter を作成した。 その結果、太陽から約 66 kpc 付近に恒星ストリーム のような構造が発見された。この構造はこれまでに 発見されていた Pisce Overdensity との関連が示唆 される一方で、その構造がこれまで考えられていた よりも空間的に広がっており、さらに恒星ストリー ムのような構造を持つことが初めて明らかとなった。 今後この Pisces Overdensity の起源に対する強い制 限を与えるためには、分光観測に基づく視線速度や 化学組成の情報が必要になると言える。

## Reference

- Aihara, H., Arimoto, N., Armstrong, R., et al. 2018a, PASJ, 70, S4
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, MN-RAS, 427, 127
- Bullock, J. S., & Johnston, K. V. 2005, ApJ, 635, 931
- Harris, W. E. 1996, AJ, 112, 1487
- Mateu, C. 2023, MNRAS, 520, 5225
- McConnachie, A. W. 2012, AJ, 144, 4
- Nie, J. D., Smith, M. C., Belokurov, V., et al. 2015, ApJ, 810, 153
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P. & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Watkins, L. L., Evans, N. W., Belokurov, V., et al. 2009, MNRAS, 398, 1757
- White, S. D. M., & Rees, M. J. 1978, MNRAS, 183, 341

-index へ戻る

銀河a21

# すざく衛星を用いた銀河系の超巨大バブル構造の解析

# 島谷 侑希

# すざく衛星を用いた銀河系の超巨大バブル構造の解析

島谷 侑希 (東京理科大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

eROSITA 衛星により、銀河系中心から南北に約80度のスケールで広がる、バブル状の巨大な構造、eROSITA バブルが発見された (Predehl, P., et al (2020))。このバブルはフェルミバブルの外に広がり、先行研究 (Gupta, A., et al (2023)、Yang, H., et al (2022))では、バブル構造と銀河中心領域での活動銀河核の過去の活動性 との関連や、2 温度の銀河系ハローの高温プラズマからの放射が指摘されている。すざく衛星によって観測 されたバブル構造の領域に存在する 38 天体を解析すると、先行研究と同様に 2 温度の熱的プラズマで放射ス ペクトルを再現することができた。また、銀河系中心のガス密度分布と、銀河面から北側の領域のガス密度 分布を、それぞれ球対称の β モデルと、2 通りの非一様密度分布の逆円錐シェルを用いて再現することがで きた。この結果は、Yang, H., et al (2022)で指摘されている、過去の銀河系中心の活動銀河核から放出され た相対論プラズマが銀河面の北側に満たされており、銀河系ハローを押し広げていることを示唆している。

#### 1 Introduction



 図 1: 銀河系を X 線で見た全天マップ。0.3~0.6keV のエネ ルギーの X 線を赤、0.6~1keV を緑、1~2.3keV を 青に色付けして合成されている。(引用: 文献 Predehl, P., et al (2020))

銀河系は、太陽系が属している銀河であり、銀河系 中心には活動銀河核(以下、AGN)が存在する。銀河 系をX線で観測した全天マップが図1である。銀河 系を含む銀河をX線で観測すると、可視光では見る ことができない、銀河を満たす数百万度から数億度 という高温ガスの分布を観測することができる。図1 から、銀河系の中心から北と南に広がる砂時計型の 巨大な泡状構造を確認することができる。この、銀 河系中心から南北に約80度のスケールで広がる巨大 構造を、eROSITA バブル(以下、バブル構造)を呼 ぶ。銀河系のバブル構造領域の詳細な星間現象につ いては未だ明らかになっていないが、X線やガンマ

線で銀河系のバブル構造のスペクトルを解析するこ とで、銀河系ハローについての多くの知見が得られ ている。具体的には、Predehl, P., et al (2020) にお いてバブル構造の内側の、銀河系中心から上下にお よそ5万光年にわたって広がる、強烈なγ線を放射 するフェルミバブルの存在が明らかになった。これ らのバブル構造は、銀河系中心に対称な構造をして いる。そのため、バブル構造と、数百年前の銀河系中 心の AGN からのジェット噴出との関連が指摘されて いる (Yang, H., et al (2022))。また、Gupta, A., et al (2023) において、すざく衛星により観測されたバ ブル構造のスペクトルは 0.3 keV と 0.8 keV の 22 温 度成分の熱的プラズマで再現でき、Ne、Mg/O 比が 高いことから、銀河中心領域の星形成によるフィー ドバックがバブル構造を形成したと提唱されている。 そこで本研究では、銀河系のバブル構造の38領域に 対し、先行研究で指摘されている 0.3 keV と 0.8 keV の2温度成分の銀河系ハローと、銀河系中心の AGN からの放射を仮定することで、バブル構造の銀河系 ハローの解析と銀河系で起きた星間現象を調べた。な お、誤差の範囲は特に明記しない限り 90 %である。

# 2 Methods/Instruments and Observations

バブル構造からの放射は、X線のエネルギー帯で は比較的低エネルギーである。そこで本研究では、

バブル構造を観測できる X 線帯域でバックグラウン ドが低く、やや優れたエネルギー分解能をもつ「す ざく衛星」を用いて観測された、バブル構造の領域 に位置する 38 天体のデータ解析を行った。解析デー タについては、銀緯 b < 50°の領域では、先行研究 Kataoka, J., et al (2013) で解析された、超巨大バブ ル構造の淵に沿った領域と、先行研究 Miller, E. D., et al (2008) で解析された放射の強い領域、b > 50° の領域では、同様に先行研究 Akita, M., et al (2020) で解析された領域に存在する天体を再解析した。ま た、本研究では銀河系ハローからの放射を解析する ため、点源検出・除去などの標準的なデータスクリー ニングを行なった。その上で、バブル構造の領域に 位置する 38 天体に対し、図 2 のように、宇宙 X 線 背景放射や局所高温バブルの他に、Gupta, A., et al (2023) で指摘されている 0.3 keV 程度の低温成分と 0.8 keV 程度の高温成分の銀河系ハローを仮定し、ス ペクトルのフィッティングを行った。各モデルのパラ メータは、Kataoka, J., et al (2013) を参照した。



図 2: 本研究で解析した天体 (OBSID:802038010)のスペ クトル (XIS1)。誤差範囲は 68 %。上段の実線は、 青色: 低温成分 (0.3 keV)の銀河系ハローからの放 射モデル、赤色: 高温成分 (0.8 keV)の銀河系ハロー からの放射モデル、灰色: バックグラウンドの放射 モデル、緑色: 全モデルの和。下段はモデルとの残 差。

#### **3** Results

#### 3.1 銀河系ハローの温度分布

図3は、本研究で解析した38天体のスペクトルに おける、銀河系ハロー成分の温度の空間分布を示し た図である。銀河系ハローの低温成分 (0.3 keV) の 温度については、Yang, H., et al (2022) で指摘され ている低温成分の範囲で一致している。加えて、0.3 keV 程度の低温成分と、0.8 keV 程度の高温成分が存 在することが見て取れる。このことから、バブル構 造からの放射を再現するには、2 温度成分の銀河系 ハローからの放射モデルを仮定する必要があること を示唆する Gupta, A., et al (2023) の結論を裏付け る結果となった。



図 3: 銀河系ハローの温度の空間分布。青色: 低温成分 (0.3 keV 程度)、赤色: 高温成分 (0.8 keV 程度)。

#### 3.2 Emission measure の分布

図4は、本研究で解析した 38 天体の、2 温度の銀 河系ハロー成分それぞれの Emission Measure の空 間分布である。Emission measure(以下、EM)とは、 式(1)に示す、電子数密度 $n_e$ と陽イオンの数密度 $n_p$ の積を視線方向の距離lで積分した、視線方向のプ ラズマの存在量を示す値である。

$$EM = \int n_e n_p dl \tag{1}$$



図 4: 銀河系ハローの EM の空間分布。青色: 低温成分 (0.3 keV 程度)、赤色: 高温成分 (0.8 keV 程度)。実線は、 4 で議論する β モデル。

図4より、2温度成分ともに、銀河中心からの角度と EMには負の相関がある。このことから、銀河系中 心に近づくにつれてプラズマの存在量が大きくなっ ていることがわかる。

## 4 Discussion

図4に示す各天体、各温度の EM を再現するため に作成したモデルの概略図を図に示す。



図 5: バブル構造の EM を再現できるモデル。緑色:銀河 系中心から半径 10 kpc の球状に存在する、β モデ ルの密度分布 (本来は太陽系もモデル内部に含まれ る)。橙色:銀河面から 15 度の角度で広がる逆円錐 シェル。桃色:銀河面から 70 度の角度で広がる逆円 錐シェル。

#### 4.1 銀河系中心の密度分布の再現

銀河系中心のガス密度分布を、 $\beta$ モデルを用いて再 現した。 $\beta$ モデルとは、銀河ガスの密度分布を表し、 球対称、等温、静水圧平衡を仮定して導かれ、X 線観 測から得られるガス密度分布をよく再現できるモデル である。銀河系中心に球状に分布するホットガスの放 射を再現する際に用いられている (e.g. Nakashima, S., et al (2018))。銀河系中心からの距離 r でのガス 密度  $\rho(r)$  は、中心におけるガス密度  $\rho_0$ 、ガスの広 がりを表すコア半径  $r_c$ 、銀河の運動エネルギーとガ スの温度との比を表す  $\beta$ を用いて式 (2) のように表 せる。

$$\rho(r) = \rho_0 \left\{ 1 + \left(\frac{r}{r_c}\right) \right\}^{-\frac{3\beta}{2}} \tag{2}$$

本研究では、図5の緑色の図形に示すように、半径10 kpcの半球状図形を作成し、フィッティングを行った。 図 5 の実線が、 $\beta$  モデルによる EM に対するフィッ ティングである。低温成分 (0.3 keV) と高温成分 (0.8 keV) の銀河系中心におけるガス密度は、それぞれ  $0.6 \times 10^{-2}$  cm<sup>-3</sup>、 $1.1 \times 10^{-2}$  cm<sup>-3</sup> であった。また、 高温成分 (0.8 keV) での  $\beta$  モデルとの誤差は、最大 でも低温成分 (0.3 keV) の誤差の 18 %程度となり、 高温成分は比較的良いフィッティングができた。

#### 4.2 AGN からの放射の再現

図 6 に示す、図 4 の *β* モデルに対するデータから の超過について議論する。



図 6: 銀河系ハローの各温度成分における、図 4 の β モ デルとデータの差分。図が煩雑になることを防ぐた め、高温成分 (0.8 keV) の EM と誤差は 10 倍した 値を用いている。

本研究では、Yang, H., et al (2022) で指摘されて いる、過去の銀河系中心に存在する AGN からの放 射を、図5に示すような2通りの逆円錐シェルで再 現した。内部の密度は、銀河中心からの距離が大き くなるに従って非線形に落ちる密度分布を仮定した。



 図 7: 図 5 に示すような、3 段階の銀緯(0° < b < 30°、 30° < b < 60°、60° < b < 90°)それぞれに対し ての、銀径と銀河系ハローの低温成分(0.3 keV)の EMの関係。実線が逆円錐シェルを仮定したモデル。

図 7 に示すように、β モデルからの超過が大きい銀 河系ハローの低温成分 (0.3 keV) の EM を、2 通りの 逆円錐シェルで再現した。現状解析している天体で

は、銀緯 b が 0° < b < 30°、30° < b < 60° で特に銀 径が 0° に近づくにつれて EM が低下している。この 相関を、2種類の逆円錐シェルを用いて再現できた。 先行研究 (Predehl, P., et al (2020)) では、フェルミ バブルと eROSITA バブルを球殻形状のモデルで再 現していたが、銀河系中心の AGN からの放射とし て逆円錐形状を仮定することによって、バブル構造 の Emission measure をフィッティングすることがで きた。低銀緯 (0° < b < 30°) でモデルの EM から外 れているデータはいずれも銀河面に近い天体であり、 銀河系円盤の寄与が存在すると考えられる。また、本 研究では図5のように銀径が0°付近は銀河系ハロー の密度分布が存在しないモデルを作成し、データと のフィッティングを行った。逆円錐シェル形状の特徴 から、銀径 l = 0°に沿って、銀河系ハローが広がら ない領域が存在することがわかる。このことから、銀 河面の北側では、Yang, H., et al (2022) で指摘され ている、数百万年前の AGN のジェット活動によって 放出された相対論プラズマによって、銀河系ハロー の低温成分が押し広げられていることを示唆する結 果となった。

# 5 Conclusion

本研究ではすざく衛星を用いて、X線による銀河 系の超巨大バブル構造の解析を行った。その結果、2 温度の銀河系ハローからの放射が存在していること を発見した。また、過去に銀河系中心の AGN から 放出された、銀河面の北側に存在する相対論的プラ ズマが、銀河系ハローを押し広げていると考えられ、 Gupta, A., et al (2023) や Yang, H., et al (2022) の 指摘を裏付ける結果となった。今後は、低銀緯のバ ブル構造の解析データを増やしていく。

## Reference

Predehl, P., et al. 2020, Nature, 588, 227P
Gupta, A., et al. 2023, NatAs, 2023, 7, 799G
Yang, H., et al. 2022, NatAs, 6, 584Y
Kataoka, J., et al. 2013, ApJ, 779, 57
Miller, E. D., et al. 2008, PASJ,60 S95
Akita, M., et al. 2020, ApJ, 862, 88
Nakashima, S., et al. 2018, ApJ, 862, 34N

-index へ戻る

銀河a22

すばる望遠鏡/HSC で探るこぐま座矮小楕円体銀河の 形成メカニズム

佐藤 恭輔

# すばる望遠鏡/HSC で探るこぐま座矮小楕円体銀河の形成メカニズム

佐藤 恭輔 (法政大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

近年の分光観測から銀河系矮小楕円体銀河において、金属量と速度分散、年齢が異なる複数の恒星種族によっ て構成される多層構造が見つかっている。こぐま座矮小楕円体銀河 (UMi dSph) では、Keck/DEIMOS によ る分光観測から中心は金属量が高く速度分散が低い種族 ([Fe/H] =  $-2.05 \pm 0.03$ ,  $\sigma_v = 4.9^{+0.8}_{-1.0}$  kms<sup>-1</sup>) で 構成され、外側は金属量が低く速度分散が ([Fe/H] =  $-2.29^{+0.05}_{-0.06}$ ,  $\sigma_v = 11.5^{+0.9}_{-0.8}$  kms<sup>-1</sup>) で構成されている ことが明らかにされている。この様な多層構造を説明する形成機構は活発に議論されており、これまで宇宙 論モデルにおいて最小のビルディングブロックと考えられてきた銀河系矮小楕円体銀河の形成メカニズムに はさまざまなバリエーションが存在する可能性がある。観測データからそれぞれの形成機構に制約をかける ためには、それぞれの種族の星形成史、化学進化史の導出が必要である。そこで本研究では遺伝的アルゴリ ズムとアニーリング法を組み合わせたハイブリット遺伝的アルゴリズム (HGA) を用い、UMi dSph の年齢-金属量分布の推定を行った。解析の結果 [Fe/H] =  $-2.05 \ge [Fe/H]$  =  $-2.25 \le U - Dが現れ、分光観測か$ ら求められた結果に対応することがわかった。さらに、それぞれの恒星種族は 12~13Gyr の同時期に形成されたことが明らかになり、宇宙の再電離よりも前に dwarf-dwarf merger を経験した可能性があることが明らかとなった。

#### 1 Introduction

現在の宇宙論モデルによって支持される階層的構 造形成シナリオにおいて矮小銀河は最小単位のビル ディングブロックだと考えられている (Tolstoy et al. 2009)。矮小銀河は宇宙初期に形成され、その化学組 成を保存しているため、宇宙初期の状態を探るのに 適している。銀河系矮小銀河はすばる望遠鏡/HSC に よって恒星まで分解した観測が可能で、宇宙初期に誕 生した原始的な星を観測することができるため、そ の化学組成や形成史を探る上で格好の場であると言 える。

銀河系矮小銀河の形態やガスの量、星形成史など の性質は銀河系からの距離に応じて変化する。銀河 系から 300Kpc 以上離れた位置に多く分布し銀河系 からの潮汐力の影響が弱い矮小不規則銀河 (dIrr) は、 現在もガスを含み星形成活動が行われている。一方 で、銀河系から 300Kpc 以内に位置し銀河系から強 い潮汐力を受ける矮小楕円体銀河は、ガスをすでに 失っており星形成を終えている。この事実から、銀 河系矮小銀河には銀河系からの距離に応じた形成進 化メカニズムのバリエーションがあることがわかる。

近年の観測で、ろくぶんぎ座矮小楕円体銀河でリ ング状の構造が見つかるなど、これらの運動情報や サブストラクチャーが、矮小銀河が過去に降着や衝 突を経験した証拠であると示唆されている (del Pino et al. 2014)。また、矮小銀河同士の衝突は宇宙論的 シミュレーションから珍しい事象ではないとされて おり、銀河系矮小楕円体銀河の多くが衝突を経験し ている可能性がある。

さらに、近年の分光観測から UMi dSph やりゅう こつ座矮小楕円体銀河を含む銀河系矮小楕円体銀河 のいくつかで図1で示す様な、中心ほど金属量が高く 速度分散が小さい恒星種族で構成され、外側ほど金 属量が低く速度分散が高い恒星種族により構成され ていることがわかった (Pace et al. 2020)。この様な 中心と外側で分離した2層構造は、いくつかのシミュ レーションで再現されており、活発な議論がなされ ている (Genina et al. 2019)(El-Badry et al. 2016)。 代表的な形成機構として、dwarf-dwarf merger やラ ム圧の影響、銀河系への降着の影響、超新星フィー ドバックによる影響や UV-Background の影響など が考えられており、それぞれの機構によって年齢、金 属量の広がりや、それぞれの種族の速度分散、動径 方向への広がりに違いが生じる。

本研究では UMi dSph の色等級図 (CMD) から星 形成史、金属量分布を同時に導出し、年齢-金属量分 布上で UMi dSph で見つかったそれぞれの種族の星 形成史を分けて探索し、それぞれの種族の星形成史 とシミュレーションの結果を比較することでその形 成機構に制約をかけることを目的としている。



図 1: Keck/DEIMOS による分光観測から得られた、 こぐま座矮小楕円体銀河の金属量が低く速度分散が高 い成分 (左)と金属量が高く速度分散が低い成分 (右) の分布 (Pace et al. 2020)。色はメンバー星である確 率を示す。

# 2 Observations and Data reduction

2015 年にすばる望遠鏡/HSC のgバンド、iバン ドによって UMi dSph の潮汐半径を超える領域を 含む 3 視野分の観測が行われた。観測データについ て HSC pipe ver8.5.3 を用いて一次処理、測光を行 い、CModel 測光と PSF 測光の差分から星と判別さ れたデータのみを抽出し、理想的には恒星だけを含 むカタログを作成した。作成したカタログに対して (Schlegel. 1999) のダストマップを用い減光補正を 行なった。

# 3 Methods

矮小銀河の形成過程を探索する上では星形成史が重 要である。星形成史は観測データから作成した CMD を恒星進化の理論曲線 (isochrone) を用いて作成し た、単一の年齢、金属量によって決まる SSP(Single stellar population) を合成して作成したモデル銀河に よって再現することで推定されている。(Cignoni et al. 2015) では矮小銀河の色等級図とモデル銀河の残 差をメリット関数として、遺伝的アルゴリズムとア ニーリング法を組み合わせたハイブリット遺伝的ア ルゴリズム (HGA) による推定が行われている。本研 究では (Cignoni et al. 2015) を参考に金属量分布も 同時に推定できるよう改良した HGA を用い、年齢-金属量分布の推定を行った。

#### 3.1 モデル銀河の作成

SSP とは、単一の分子雲から誕生する特定の年齢と 金属量だけで構成される恒星系のことを指し、その作 成には isochrone を用いる。本研究では、矮小銀河の 金属量範囲に対応する ([Fe/H] > -3.2)、A Bag of Stellar Tracks and Isochrones(BaSTi)(Pietrinferni et al. 2016) を用いることとした。BaSTi は、10Gyr よりも古い水平分枝星や、漸近巨星分枝まで進化計 算が行われているという特徴がある。SSP 作成のた めに、BaSTiを用いてgバンド、iバンド等級と恒 星質量の関数を作成した。恒星系の連星率を考慮し た初期質量関数 (IMF) を BaSTi から作成した等級 を出力する関数に入力し、SSP のそれぞれの星の等 級を決定した。さらに、望遠鏡で観測した際には等 級が暗いほど測光誤差が大きくなる。そこで等級に 応じた測光誤差を、作成した恒星系の等級に入力す ることで、SSP の条件を観測データに対応させた。 BaSTIの $\alpha$ 元素組成比は  $[\alpha/Fe] = 0.4$ 、ヘリウムフ ラクションは 0.275、連星率を 0.5 とした。

# 3.2 年齢金属量分布推定アルゴリズムの構 築

年齢-金属量分布の推定のために、(Cignoni et al. 2015)で構築された遺伝的アルゴリズムとアニーリン グ法を組み合わせたハイブリット遺伝的アルゴリズ ム (HGA)を星形成史だけでなく金属量分布を同時推 定できるアルゴリズムへと改良した。遺伝的アルゴ リズムは生物の進化のメカニズムをモデル化し、交 叉や突然変異といった過程を経て大域的に最適解を 探査する手法であるが局所解に陥ることがある。ア ニーリング法は、金属工学の技術を応用し解が改悪 された場合も選択される確率を持った最適化手法で あり、この二つのアルゴリズムを組み合わせて使用 することでパラメータ空間を局所解に陥ることなく 大域的に探査する HGA を構築することが可能にな
る。

HGA による年齢-金属量分布の推定のために、3.1 で述べた SSP を 6 14Gyr、-3.2 < [Fe/H] < -1.0 の範囲で 391 通り作成した。作成した SSP を、その 星形成率に対応する総和が 1 となる重みで線型結合 することでモデル銀河を作成する。実際の推定では、 推定に用いる色等級図とモデル銀河の色等級図を 2 次元ヒストグラムで表現し、2 つの 2 次元ヒストグ ラムから求めたカイ二乗値をモデル関数として、最 適なモデル銀河の重みを探索する。探索に用いるカ イ二乗値は (Mighell. 1999) を参考にしており、次 の (1) 式で表す。



#### **3.3** 偽銀河を用いた HGA の精度検証

実際の観測データには測光誤差や年齢と金属量の 分布の広がりがあるため、それぞれを正しく推定する ことは難しい。そこで年齢と金属量をあらかじめ定め た偽銀河の色等級図を作成し、3.2 で構築した金属量 と年齢をパラメータ化した HGA を適用することで、 形成メカニズムのバリエーションを HGA で分離する ことが可能か検証した。年齢-金属量分布は2次元ヒ ストグラムで表現し、年齢のビンを 0.5Gyr、金属量 のビンを [Fe/H]=0.1dex とした。年齢-金属量分布に おいて、2つの年齢と金属量が異なる種族について、 年齢の分散を0.05Gyr、金属量の分散を0.01dexと仮 定した2次元正規分布で仮定した場合と、年齢と金属 量のどちらも分散を持たないと仮定した2組の偽銀 河を用意し、それぞれの CMD を作成した。CMD 作 成時は金属量への感度が強い赤色巨星分枝の先端を含 む16等級から年齢への感度が高い転向点を含む23.5 等級までの範囲を選択し、横軸は0 < (g-i)<sub>0</sub> < 1の 範囲を選択した。偽銀河の CMD に HGA を適用し 年齢金属量分布を推定した結果を図 2B に示す。推定 の結果、偽銀河の星形成のピークを正しく推定でき ており、HGA の精度が十分であることがわかった。



図 2: 図 2A 年齢 (10Gyr,13Gyr) と金属量 ([Fe/H] = -2.0, -2.5) が異なる 2 つの種族を持ち、金属量の分 散を 0.01dex、年齢の分散を 0.1Gyr と仮定した偽銀 河の年齢-金属量分布。図 2B 偽銀河の年齢-金属量分 布である図 2A から作成した CMD に対し HGA を適 用し求めた年齢-金属量分布。どちらも縦横のビン幅 を 0.5 Gyr × 0.1 dex とした

#### 4 Result

UMi dSph の観測データから作成した色等級図に 3.2 で構築した年齢金属量分布推定のための HGA を 適応し、その年齢-金属量分布の導出を行った。結果を 図 3、推定時の CMD を図 4B に示す。図 3 では (Pace et al. 2020) で示された金属量の高い種族 [Fe/H] = -2.05 と [Fe/H] = -2.29 に対応するピークが現れ ている。



図 3: UMi dSph の観測データから推定した年齢金属 量分布。色は星形成率に対応する。縦横のビン幅を 0.5 Gyr × 0.1 dex とした



図 4: 図 4A UMi dSph の CMD。図 4B HGA によっ て導かれた最適解のモデル銀河の CMD。図 4C 観測 CMD からモデル銀河の CMD を引いた残差。赤いほ ど引き残しが大きく、青いほど過剰に引いているこ とを示す。(A)(B) それぞれの色は、縦横 0.025mag × 0.0125 mag のビンの中に入る天体数を示す。

#### 5 Discussion and Future work

#### 5.1 コンタミネーションの評価

偽銀河を用いた年齢金属量分布の推定時、偽銀河 にはコンタミネーションの影響が考慮されていない。 偽銀河を用いて明らかになった HGA の推定精度で観 測データに対して推定したい場合コンタミネーショ ンをデータから取り除く必要がある。しかし、画像 解析の結果 UMi dSph の潮汐半径を超える領域から 作成したコンタミネーションの CMD に UMi dSph の主系列星が含まれることがわかり、観測データか ら取り除くことができなかった。したがって今後、す ばる望遠鏡共同利用観測に応募し、より広い領域を 観測することで UMi dSph のメンバー星が含まれな いコントロールフィールドの観測する必要がある。

#### 5.2 UMi dSph の形成メカニズム

図3に示した年齢金属量分布は12~13Gyrの1Gyr の間にほとんどの星形成を終えたことがわかり、金 属量分布は (Pace et al. 2020) で示された金属量に 対応する範囲を持つことがわかった。この様な年齢-金属量分布は (Genina et al. 2019) で示された3つ の形成メカニズムのうち、dwarf-dwarf merger で説 明される機構に類似していると判断した。しかし、 dwarf-dwarf merger では (Pace et al. 2020) で示さ れた金属量が高い種族よりさらに金属量が高い種族 によって二層構造が作られると考えられており、さ らなる検証が必要である。

さらに、図 4C で示された観測量とモデルの残差 から分かる様に、推定は不十分であると言える。し たがって、最適化手法のパラメータの変更を行いさ らにメリット関数がさらに小さくなる様なモデル銀 河の探索を行う。また、金属量方向の分解能は (Pace et al. 2020) で示された金属量に比べ十分であるとは 言えない。今後、推定時の金属量の分解能を向上さ せることで、より詳細な年齢-金属量分布を導出する ことを目標とする。

#### 6 Conclusion

すばる望遠鏡/HSC によって観測された UMi dSph のデータから年齢金属量分布を導出した。HGA によ る推定では、12~13Gyr にほとんどの星形成を終え、 高い星形成率 (~ 2.0×10<sup>-4</sup> M<sub>☉/ur</sub>) を維持していた ことがわかる。その後金属量が高い方に向かって低 い星形成率 (~0.5×10<sup>-4</sup> M<sub>☉/yr</sub>) を維持し、8Gyr 前 からほとんど星形成を止めていることがわかる。ま た、金属量に注目すれば (Pace et al. 2020) で示さ れた様な金属量の種族にピークがあることが示唆さ れ、UMi dSph に存在する2つの恒星種族を支持す る様な結果となった。また、推定された年齢-金属量 分布では金属量が高い種族も低い種族も同時期に形 成されたことがわかった。本研究の結果は、背景や 前景天体の除去、広がった星形成史に対する推定精 度、金属量の分解能、といった点で不十分であり今 後の改善が必要である。

#### Reference

Tolstoy et al. 2009, ARA&A, 47 371T del Pino et al. 2017, MNRAS 465, 3708 Pace et al. 2020, MNRAS, 495, 3022P Genina et al. 2019, MNRAS, 488, 2312G El-Badry et al. 2016, ApJ, 820, 131E Cignoni et al. 2015, ApJ, 811, 76 Pietrinferni et al. 2021, ApJ, 908, 102 Mighell, K.J. 1999, ApJ, 518, 380 Schlegel, D. et al.1998, ApJ, 500, 525 -index へ戻る

銀河b01

### 銀河団中の電離非平衡プラズマの探査

### 宍戸 萌那

### 銀河団中の電離非平衡プラズマの探索

宍戸 萌那 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

#### Abstract

宇宙最大の天体である銀河団は衝突・合体を繰り返して進化している。実際に X 線観測から Abell 2256 の ように衝突・合体が示唆される銀河団はいくつか発見されている (Tamura et al. 2014)。また、銀河団中の ICM(Intra-Cluster Medium) は一般に電離平衡状態であると仮定されているが、銀河団同士が衝突している 領域では、衝突のタイムスケール (銀河団同士が衝突してから合体するまでに要する時間) から電離非平衡の 条件の  $n_et < 10^{13} {
m s} \cdot {
m cm}^{-3}$  ( $n_e$  : 電子密度、t : 電離非平衡が生じてからの時間) を満たす場合も考えられ る。過去に行われた数値シミュレーションからは、衝突銀河団や銀河団外縁部の衝撃波において ICM の電離 状態が電離平衡時と異なることがわかっており (Takizawa et al. (1999), Akahori et al. (2010))、Abell754 の北西領域の X 線スペクトル解析からは電離非平衡状態の兆候が確認されている (Inoue et al. 2016)。

衝突している銀河団 (以後、衝突銀河団と呼ぶ)の ICM における電離非平衡状態の検出から、これまで銀 河団が電離平衡に達したと仮定して行われた ICM の温度や密度、重元素量の推定をより見直す必要がある と考えられる。さらに、電離パラメータ ( $au = n_e t$ )より ICM で電離非平衡状態が生じてからの時間を見積 もることで銀河団の衝突過程と銀河団の進化の過程を解明することが期待できる。

そこで、本研究では、衝突銀河団の Coma Cluster(z = 0.0231) と Abell 3667(z = 0.0556) の X 線天文衛 星すざく搭載のX線 CCD(XIS)の観測データをもとに、ICMのプラズマの電離状態を調べた。その結果、 Coma Cluster と Abell 3667 の電波レリック領域付近で電離非平衡プラズマの兆候が得られた。

#### 1 Introduction

銀河団は宇宙年齢をかけて進化し、現在も衝突・合 体を繰り返しながら成長している。実際に、いくつ かの銀河団からは、この衝突で生じた衝撃波や乱流 によって相対論的粒子まで加速された ICM 中の電離 による空間的に広がったシンクロトロン放射が観測 されている。また、銀河団中心付近からの放射成分 を「電波ハロー (radio halo)」、外縁部からの放射成 分は「電波レリック (radio relic)」と呼ばれる (北 山哲 2020)。



2017)

電離非平衡状態とは、プラズマの電子温度 T<sub>e</sub>(電子 の運動で定義される温度)と電離温度 T<sub>z</sub>(異なる電離 階数のイオンの個数比で定義される温度) が一致しな い状態である。また、X 線の観測で得られるエネル ギースペクトルに対し、電離非平衡プラズマと仮定 した NEI モデル (電離非平衡プラズマ) を用いてモデ ルで再現を行うと、プラズマの電離状態の指標であ る電離パラメータ $\tau = n_{\rm e}t$  ( $n_e$ :電子密度、t:電離 非平衡が生じてからの時間)が得られる。この電離パ ラメータが、

$$n_{\rm e}t < 10^{13} \ {\rm s} \cdot {\rm cm}^{-3}$$
 (1)

を満たす場合、ICM が電離非平衡プラズマであると 考えられる。

銀河団の電離密度は 10<sup>-3</sup> cm<sup>-3</sup> 程度であり、銀河 団の進化のタイムスケールが数 Gyr であることを考 慮すると、銀河団中の ICM は  $n_{\rm e}t \sim 10^{13}$  で電離平衡 状態であると考えられている。しかし、衝突銀河団 においては、1回の衝突のタイムスケールが 0.5 Gyr 図 1: ABELL 2744 の電波観測 (C.J.J. Pearce et al. であることから、電離非平衡プラズマの存在が期待 できる。

#### 2 Observations

#### 2.1 X線天文衛星すざく

X線天文衛星すざくは、2005年7月10日にJAXA 内之浦宇宙空間観測所から M-V ロケット6号機で打 ち上げられた日本で5番目のX線天文衛星である。す ざく衛星には、1つのX線マイクロカロリメータ(X-Ray Spectrometer; XRS)と4つのX線CCDカメラ (X-ray Imaging Spectrometer; XIS)からなる、5つ の軟X線望遠鏡(X-Ray Telescope; XRT)に加え、1 つの硬X線検出器(Hard X-ray Detector; HXD)が 搭載されている。

XIS は天体の撮像と X 線スペクトルの取得を目的 とし、0.2~12 keV のエネルギー帯域をカバーしてい る。そのエネルギー分解能は約 130 keV である。ま た、すざく衛星は安定な低バックグラウンドのもと での観測ができるため、空間的に広がっていて X 線 表面輝度が低い銀河団の解析に有効的である。そこ で、本研究ではすざく衛星に搭載されている XIS で 取得した Coma Cluster と Abell 3667 の観測データ を用いて、ICM の電離状態を調査した。

#### 2.2 対象天体とデータ

本研究では、銀河団の ICM の電離状態を調べるに あたり。電波観測から衝突・合体の兆候とされる電 波放射がよく視えており、電離非平衡プラズマの検 出の可能性があるものとして、衝突銀河団の Coma Cluster(z=0.0231) と Abell 3667(z=0.0556) を選ん だ。Coma Cluster と Abell 3667 の解析で用いた観 測データをそれぞれ表 1 と表 2 に示す。

表 1: Coma Cluster の解析で用いた観測データ

ObsID	DATE-OBS	EXPOSURE [ks]
801097010	2006-05-31T20:14:41	178.7
803051010	2008-12-23T21:06:23	20.5
802083010	2007-06-21T00:14:27	30.8

表	2:	Abell	3667	の解析で	用いた	:観測デー	-タ
~ ~				- / - /			

ObsID	DATE-OBS	EXPOSURE [ks]
801094010	2006-05-03T17:47:01	94.4
801095010	$2006\text{-}05\text{-}06\mathrm{T}07\text{:}03\text{:}14$	17.3
801096010	$2006\text{-}05\text{-}06\mathrm{T}17\text{:}40\text{:}17$	20.9
805036010	2010-04-12T04:00:59	66.3

### 3 バックグラウンド領域の解析

Coma Cluster と Abell 3667 のビリアル半径より 外側のデータを用いて、各天体についての X 線バッ クグラウンド (Local Hot Bubble;LHB, Milkey Way Halo;MWH, Cosmic X-ray Background;CXB) のス ペクトル解析を行なった。この時、非 X 線バックグ ラウンド (Non X-ray Background;NXB) については 天体の観測日から前後 150 日の夜地球データをもと にした NXB モデルを使用して見積もり、観測データ から NXB データを差し引いて、バックグラウンド 領域のスペクトル解析をした。

その結果、各天体のバックグラウンド領域につい て、いずれも2温度の熱的輻射モデル (光学的に薄 い高温プラズマ) とベキ関数モデル (シンクロトロン 放射) で再現できた (図2, 図3, 表3)。なお、バック グラウンドモデルを決定する際、CXB については Kushino et al. (2002) があすか衛星の観測から求め た  $\Gamma = 1.41$  で固定した。さらに、LHB と MWH の 赤方偏移は0、アバンダンスは1 solar に固定した。



図 2: Coma Cluster のバックグラウンド領域のスペ クトル (赤色:FI データ, 黒色:BI データ)



図 3: Abell 3667 のバックグラウンド領域のスペク トル (赤色:FI データ, 黒色:BI データ)

表 3: バックグラウンド領域のスペクトル解析結果

	Coma Cluster	A3667
$N_{\rm H}^{*}(\times 10^{20} {\rm ~cm^{-2}})$	1.0 (fixed)	$4.7 \ (fixed)$
$kT_{LHB}$ (keV)	$0.10\pm0.01$	$0.12\pm0.01$
$\operatorname{norm}_{LHB}^{\dagger}(\times 10^{-3})$	$4.03^{+2.48}_{-2.47}$	$5.44^{+1.64}_{-1.33}$
$kT_{MWH}$ (keV)	$0.32^{+0.26}_{-0.07}$	$0.32^{+0.03}_{-0.02}$
$\mathrm{norm}_{\mathrm{MWH}}^{\dagger}(\times 10^{-4})$	$1.37\substack{+0.95\\-0.79}$	$12.7^{+1.9}_{-2.0}$
$\Gamma_{\rm CXB}$	1.41  (fixed)	1.41  (fixed)
$\operatorname{norm}_{\operatorname{CXB}}^{\dagger}(\times 10^{-4})$	$8.1\pm0.4$	$11.5\pm0.4$
$\chi^2/d.o.f.$	418/413	680/606

\* Dickey&Lockman (1990)

 $^\dagger$  Units: photons/cm^{-2}/s/keV at 1 keV

以後に示す Coma Cluster と Abell 3667 の ICM のスペクトル解析では、各領域で抽出したスペクト ルから NXB スペクトルを差し引き、ICM の輻射モ デルに、表 3 に示す温度とベキの値で固定した X 線 バックグラウンドを加えた。

#### 4 Coma Cluster の解析と結果

Coma Cluster の電離非平衡プラズマの探索をする ために、電波観測により電波ハローと電波レリックが 観測された領域に着目してスペクトル解析を行った。

#### 4.1 電波ハロー領域

電波ハロー領域については 0'-9' の範囲を 3' 刻みで スペクトルを抽出した。この時、図 4 の緑円の領域 は除き、銀河団中心領域から外側の方向に Reg1,2,3 とした。また、各領域についてスペクトル解析した 結果を表 4 に示す。



図 4: Coma Cluster の電波ハロー領域の vignetting 補正したイメージ (2-10 keV, NXB は差し引いている)

表 4: スペクトル解析の結果

	I	CM	Non-thermal	
	kT (keV)	Abundance (solar)	Г	$\chi^2/d.o.f.$
Reg1	$8.27^{+0.08}_{-0.09}$	$0.257 \pm 0.009$	$2.13^{+0.11}_{-0.24}$	4589.10/4215
Reg2	$8.23_{-0.06}^{+0.07}$	$0.247^{+0.007}_{-0.006}$	2.0  (fixed)	4876.78/4359
Reg3	$7.29_{-0.05}^{+0.04}$	$0.241 \pm 0.007$	-	4896.00/4284

<sup>\*</sup> Units:  $photons/cm^{-2}/s/keV$  at 1 keV

表4より、Reg1,2は1温度の熱的輻射成分にベキ 関数成分を加えたモデルで再現できたと言える。さ らに、Reg3は1温度の熱的輻射モデルで再現でき た。しかし、Reg1,2,3のいずれについても電離非平 衡モデルでは再現できなかった。

#### 4.2 電波レリック領域

電波ハロー領域については3つの5'×17'の長方形 領域からスペクトルを抽出した。この時、図5の緑 円の領域は除き、銀河団中心領域(北東に位置)から 外側の方向に Reg1,2,3 とした。また、各領域につい てスペクトル解析した結果を表5に示す。なお、アバ ンダンスは0.2 solar としてスペクトル解析をした。



図 5: Coma Cluster の電波レリック領域の vignetting 補正したイメージ (2-10 keV, NXB は差し引いている)

表 5: スペクトル解析の結果

		ICM		Non-thermal
	kT (keV)	$n_e t \; (\times 10^{11} \; \mathrm{s \cdot cm^{-3}})$	Г	$\chi^2/d.o.f.$
Reg1	$4.93_{-0.56}^{+0.86}$	$3.52^{+4.95}_{-1.07}$	2.00 (fixed)	1293.46/1281
Reg2	$5.26^{+0.89}_{-0.60}$	$3.02^{+1.36}_{-0.81}$	2.00 (fixed)	1354.27/1404
$\operatorname{Reg3}$	$3.90^{+0.58}_{-0.46}$	4.50(>2.97)	2.00 (fixed)	933.09/1031

 $^{*}$  Units: photons/cm^{-2}/s/keV at 1 keV

表5より、Reg1,2は1温度の電離非平衡モデルに ベキ関数成分を加えたモデルで再現できることがわ かった。さらに、Reg3では*n*etの下限値を得た。

#### 5 Abell 3667の解析と結果

Abell 3667 の電離非平衡プラズマを探索するため に、2 つの電波レリック領域を含む 4 つの観測デー タ (表 2) に着目してスペクトル解析を行った。

図 6 に示すような中心から 4'.5 ごとに円環領域 のスペクトルを取得した。このとき、緑円の領域 は除いた。ここで、最北西の領域から南東の方向 に BKG、Reg1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,11 とする。なお、 BKG は Abell 3667 のビリアル半径より外側に位置 し、バックグラウンドの評価の際に用いた。表 6 に スペクトル解析した結果を示す。



図 6: Abell 3667 の vignetting 補正したイメージ (2-10 keV, NXB は差し引いている)

表 6: スペク	トル解析の結果
----------	---------

	I	CM	Non-thermal		
	kT (keV)	$n_e t \; (\times 10^{11} \; \mathrm{s \cdot cm^{-3}})$	Г		$\chi^2/d.o.f.$
Reg1	$2.20^{+2.16}_{-0.71}$	$0.35^{+0.2}_{-0.1}$	-	-	714.90/688
Reg2	$0.93^{+0.15}_{-0.11}$	24.79(> 1.74)	2.0 (fixed)	$10.4\pm2.4$	621.76/660
Reg9	$5.94^{+1.49}_{-1.00}$	8.22(>4.04)	-	-	730.08/732
Reg11	$2.72^{+2.36}_{-1.38}$	$0.25^{+0.24}_{-0.07}$	-	-	533.41/502

 $^{*}$  Units: photons/cm  $^{-2}/\rm{s/keV}$  at 1 keV

なお、表 6 において、アバンダンスはいずれも 0.2 solar である。

表6より、Reg1,11は1温度の電離非平衡モデルで 再現できたとわかる。また、Reg2は1温度の電離非 平衡モデルに $\Gamma = 2.0$ のベキ関数成分を加えたモデ ルで再現したところ、 $n_{\rm e}t$ の下限値を得た。さらに、 Reg9は1温度の電離非平衡モデルで再現したところ  $n_{\rm e}t$ の下限値を得た。

#### 6 Conclusion

本研究では、X 線天文衛星すざくが観測した衝突 銀河団 Coma Cluster と Abell 3667 のデータを用い て、銀河団中の ICM の電離状態を調べた。その結果、 Coma Cluster の電波ハロー領域は電離平衡状態に達 しているとわかった。さらに、Coma Cluster の電波レ リック領域と Abell 3667 の電波レリック領域付近にお いて、電離非平衡プラズマの条件 n<sub>e</sub>t < 10<sup>13</sup> s · cm<sup>-3</sup> を満たすモデルで再現でき、電離非平衡プラズマの 兆候を得た。しかし、現状のデータでは、電離平衡プ ラズマのモデルにおいても再現できるように、ICM が電離非平衡状態であるかを判定することができな い。そこで、2023 年 8 月に打ち上げを予定している XRISM の Resolve による高エネルギー分解能の観 測から、ICM の電離状態について詳細な情報を導き たい。

#### Reference

Tamura et al. 2014, APJ, 782, 38 Takizawa et al. 1999, APJ, 520, 514 Akahori et al. 2010, PASJ, 62, 335 Inoue et al. 2016, PASJ, 68, S23 北山哲 2020, 日本評論社 C.J.J. Pearce et al. 2017, APJ, 845, 81 Kushino et al. 2002, PASJ, 54, 327

Dickey&Lockman. 1990, ARAVA, 28, 215

-index へ戻る

銀河b02

# 衝突銀河団 Abell 2163のXRISM 衛星観測シミュ レーション

# 白木 天音

### 衝突銀河団 Abell 2163の XRISM 衛星観測シミュレーション

白木 天音 (奈良女子大学大学院 人間文化総合科学研究科)

#### Abstract

銀河団は自己重力系として宇宙最大の天体であり、衝突合体を繰り返しながらボトムアップ式に成長して きたと考えられている。この衝突に伴い、銀河団ガスのバルク運動や乱流運動が引き起こされると予想され ている。この様な銀河団ガスの運動を解明することは、銀河団や宇宙の大規模構造の力学的進化と形成を探 ることにつながる。しかし、バルク運動や乱流運動を精密に測定した例は現在、まだ限られている。XRISM 衛星に搭載されるマイクロカロリメータ Resolve 検出器は約7 eV の優れたエネルギー分解能を持つため、銀 河団ガスの運動を鉄輝線のドップラーシフトから直接観測することができると期待される。そこで本研究で は、激しい衝突の痕跡を多く持つ、明るい衝突銀河団 Abell 2163(z = 0.203) に焦点を当て、XRISM 衛星観 測シミュレーションを通して、バルク運動の検出可能性を探ることを目的とする。衝突中のサブ銀河団 A1, A2 の 2 領域についてそれぞれ熱的放射モデルを仮定し、観測シミュレーションを行った。その結果、各領 域 120 ksec の観測より、視線方向の速度差  $\Delta v$  が  $|\Delta v| \ge 200$  km/s のとき、 $3\sigma$  の有意性でバルク速度の検 出が可能であることがわかった。今後は、バルク速度に加えて乱流速度も含めた、より現実的なモデルを仮 定したシミュレーションを通して、ガス運動の検出可能性を調査することが課題となる。

#### 背景 1

銀河団は、主にダークマター、高温ガス、星の3つ の要素で成り立ち、その質量比はそれぞれ、約85%、 13%,2%である。このうち、高温ガスの温度は数千 万Kにも達する。このように高温な銀河団ガスから は、熱制動放射や輝線放射により X 線が放射される。 また、銀河団は直径1-10 Mpc の自己重力系で宇宙 最大の天体である。標準的な宇宙論では、小さなス ケールの天体が衝突合体を繰り返し、徐々に大きな 天体に成長すると考えられている。そのため、銀河 団の衝突現象を探ることは、銀河団や宇宙の大規模 構造の力学的な形成と進化を理解するために重要で ある。さらに、銀河団は宇宙最大の天体であり、そ の衝突速度が数千 km/s にも達することから、銀河 団の衝突に関わるエネルギーは、ビッグバン以降の 宇宙で最大である。この衝突の際に放出される膨大 なエネルギーの一部はガスのバルク運動や乱流運動 として、数十億年保たれると考えられているが [7]、 直接的な観測例はまだ限られている。

本研究で着目する Abell 2163 銀河団は、比較的近 傍 (z = 0.203) に位置し、ガス温度、光度がそれぞ れ kT = 14.1 keV,  $L_{\rm X \ bol} = 9.0 \times 10^{45}$  erg/s の明 るく高温な衝突銀河団である [1]。また、過去の研究 からダークマター分布とX線ガス分布のピークにず solveと広視野X線 CCD カメラ Xtend を搭載した、

れがあり、質量比4:1のサブ銀河団 A1と A2 が NE/SW 方向を軸に衝突していることが示唆される [2,6,3]。また、可視光の観測から、銀河の速度分散に 1250 km/s の視線速度差が存在することがわかって いるなど、激しい衝突の痕跡を多く持つ[3]。

本研究では衝突銀河団 Abell 2163 に焦点を当て、 XRISM 衛星観測シミュレーションから銀河団衝突に よって引き起こされたガス運動の検出可能性を調べる ことを目的とした。宇宙で最もダイナミックな現象で ある銀河団衝突を XRISM 衛星の優れたエネルギー 分解能を持つマイクロカロリメータ検出器 Resolve で観測することで、これまでにはなかった動力学的 な物理量を得ることができる。このことは、銀河団 や宇宙の大規模構造の成り立ちについて、ダイナミッ クな観点から迫ることにつながる。なお、本研究で は宇宙論パラメータとして  $\Omega_M = 0.3, \Omega_{\Lambda} = 0.7,$  $H_0 = 70 \text{ kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ を採用した。誤差は、特に 断りのない限り 1σ 統計誤差である。

#### XRISM 衛星によるガス運動測 $\mathbf{2}$ 定

XRISM は X 線マイクロカロリメータ分光器 Re-

2023 年度打ち上げ予定の X 線天文衛星である [5]。 本研究のシミュレーションで性能を仮定した Resolve は、軟 X 線 (0.3-12 keV) 帯において約 7 eV の非常 に優れたエネルギー分解能を持つ。X 線望遠鏡 (X-rav Mirror Assembly; XMA) の焦点面に $6 \times 6$  pixel<sup>2</sup>の 配列で X 線マイクロカロリメータ検出器を搭載した 構造をしている。ここで、X 線マイクロカロリメータ はX線光子を熱量として検出し、X線の入射に伴う わずかな温度上昇から、その X 線光子のエネルギー を 0.1%の精度で決定することができる。Resolve に よる鉄輝線のドップラーシフトの精密観測から、高 温ガスの運動の様子がこれまでにない精度で直接測 定することが可能となると期待される。

#### 解析手順 3

衝突銀河団 Abell 2163 のバルク運動の検出可能性 を探るため、XRISM 衛星観測シミュレーションを行 う。まず、図1のようにシミュレーション領域をサ ブ銀河団 A1, A2 に分けて定義する。どちらの領域も 一辺 3'の正方形で、XRISM 衛星の視野を表し、中 心座標はそれぞれのサブ銀河団の銀河密度のピーク 座標を参照し、A1が(16:15:50.9,-6:08:29.0)、A2が (16:15:39.3,-6:09:15.0) である [3]。本研究の XRISM Resolve  $\mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \cup \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I}$  Resolve  $\mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \cup \mathcal{I}$  Resolve  $\mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I}$  Resolve  $\mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I}$  Resolve  $\mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I}$  Resolve  $\mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I}$  Resolve  $\mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I}$  Resolve  $\mathcal{I} \subseteq \mathcal{I} \subseteq \mathcal{I}$ に含まれる Heasim シミュレータを用い、次の通り 行った。



図 1: Abell 2163 の Chandra 衛星による X 線画像と Resolve シミュレーション領域  $(3' \times 3')$ 

#### インプットモデルの作成 3.1

価した高温ガスの性質をもとに、Abell 2163のX線 に必要な赤方偏移の値 z に加え、重素量、X 線放射

放射スペクトルのモデルを立てる。各サブ銀河団を 1温度の熱的放射モデル phabs×BAPEC でモデル化 し、各パラメータは Chandra 衛星のデータ解析結果 から表1の通り与えた。

表 1: インプットモデルパラメータ

パラメータ	A1	A2
水素の柱密度 $n_{ m H} [10^{22}/{ m cm}^2]$	0.1907	0.179
ガス温度 <i>kT</i> [keV]	13.67	10.8
重元素量 $[Z_{\odot}]$	0.239	0.294
赤方偏移 z	0.203	$z_{\rm A2}$
乱流速度 $\sigma$ [km/s]	0.0	0.0
$norm \ [10^{-2}/\text{cm}^5]$	1.367	0.8585

視線方向の速度差 Δv は、±0,±100,±200,±300,  $\pm 400, \pm 500, \pm 750, \pm 1000, \pm 1250, \pm 1500 \text{ km/s} \circ 0.19$ 通りを仮定し、

$$\Delta v = c(z_{\rm A2} - z_{\rm A1}) \tag{1}$$

の関係から A2 の赤方偏移 z<sub>A2</sub> として与えた。

#### シミュレーションの実行 3.2

天体の表面輝度分布は、空間分解能が優れている Chandra 衛星による X 線イメージ画像から与えた。 また、天体の観測時間は各領域 120 ksec を仮定し た。これは、正確な銀河団ガス運動の測定には、6.7 keV の Fe XXV Ka 線のカウント数が 200 カウン ト以上必要であることから計算した [4]。レスポンス ファイルは、RMF: resolve\_h5ev\_2019a.rmf、ARF: resolve\_pnt\_heasim\_noGV\_20190701.arfを使用した。

#### シミュレーション結果の解析 3.3

Resolve シミュレーションによって得られた X 線 スペクトルに対して、インプットモデルと同じ phabs × BAPEC モデルを仮定したモデルフィットを行っ た。モデルフィットには XRISM 衛星の全エネルギー バンドである 0.3 - 12.0 keV を使用した。ここから 得られる2つの赤方偏移の値からバルク速度を計算 し、Abell 2163 銀河団のバルク速度の検出可能性を Chandra 衛星による観測データの解析によって評 探る。このモデルフィットでは、バルク速度の検出 強度を表す norm をフリーパラメータとして扱った。 その他のパラメータにはシミュレーションの入力値 を与え、固定パラメータとした。フィッティングする 際の検定方法には、Resolve による高分解能なデータ を活かすためビンまとめをせずに、C 統計を用いた。

#### 4 結果

はじめに鉄輝線に含まれるカウント数の結果を表 2 に示す。A1,A2 両方の領域のシミュレーションで 6.7 keV の Fe XXV Kα線のカウント数が 200 カウ ントを超えていることから、鉄輝線のドップラーシ フトから正確にガス運動の測定ができると期待され る。A1, A2 の Resolve スペクトルの鉄輝線を拡大し たグラフが図 2 であり、実際に鉄輝線の中心エネル ギーのずれが確認できる。

表 2: 鉄輝線のカウント数

	A1	A2
Fe XXV K $\alpha$ (counts/120 ksec)	206	237
Fe XXVI Ly $\alpha$ (counts/120 ksec)	313	230



図 2: Resolve スペクトルの鉄輝線の拡大図。赤が A1, 青が A2 を表す。上パネルは十字が観測シミュ レーションで得たデータ点、実線がフィットした1温 度熱的放射モデルを示す。下パネルは残差を示す。

次にシミュレーションで得られた A1, A2 の領域そ れぞれの Resolve スペクトルに対し、input モデルと 同じ phabs×BAPEC モデルを仮定したモデルフィッ トの結果を示す。ここでは、銀河の速度分散から予 測される視線の速度差である、 $\Delta v = -1250$  km/s を 仮定したときの結果を例として示す。図3に A1, A2 のフィット結果を示し、表3にモデルフィットから得 られたパラメータの値を示す。

表 3: Resolve スペクトルに対するフィット結果

パラメータ	A1	A2
ガス温度 <i>kT</i> [keV]	$13.07^{+0.31}_{-0.25}$	$10.50_{-0.16}^{+0.16}$
重元素量 $[Z_{\odot}]$	$0.243_{-0.013}^{+0.013}$	$0.296^{+0.015}_{-0.015}$
赤方偏移 z	$0.203003\substack{+0.000050\\-0.000049}$	$0.198833^{+0.000052}_{-0.000039}$
$norm \ [10^{-3}/cm^5]$	$9.442_{-0.035}^{+0.033}$	$5.775_{-0.030}^{0.031}$



図 3: 上図: A1 Resolve スペクトルに1 温度熱的放 射モデルをフィットした結果、下図: A2 Resolve ス ペクトルに1 温度熱的放射モデルをフィットした結 果。各図の上パネルがモデルフィットの結果、下パ ネルが残差を示す。上のパネルで黒の十字が観測シ ミュレーションで得られたデータ点を表し、緑の実 線がモデルを表す。

表3より、A1, A2両方の領域で、ガス温度が $2\sigma$ の誤差内で一致、重元素量、赤方偏移が $1\sigma$ の誤差内 で一致することがわかった。*norm*の値はシミュレーションのインプット値に対してシミュレーションで 得られたスペクトルのフィット結果が30-31%小さい 値となった。その他の視線速度差 $\Delta v$ の場合も同様 のフィット結果が得られ、ガス温度、重元素量、赤方 偏移は $1-2\sigma$ の誤差内で一致、*norm*はフィット結果 が30-33%小さい値となった。

フィット結果から得られた赤方偏移と (1) 式を使っ てバルク速度を求めると、 $\Delta v = -1250 \text{ km/s}$ のと き、 $v_{\text{bulk}} = -1260^{+53}_{-51} \text{ km/s}$ と求められ、検出有意 性は 23.8 $\sigma$  である。ここで、誤差は 1 $\sigma$  統計誤差と、 XRISM 衛星の輝線の中心エネルギーの決定精度を 1 eV とした時の系統誤差の二乗和から求めた。同様に 他の  $\Delta v$ の結果を図 4 にまとめた。



図 4: 視線速度差の測定結果。横軸:仮定した視線速 度差、縦軸:シミュレーション結果で得られたバル ク速度を示す。エラーバーは 1σの統計誤差に機器誤 差を含めたものを表す。

#### 5 議論

はじめに、Resolve シミュレーションの妥当性につ いて議論する。モデルフィットの結果より、仮定した 全ての視線速度差 Δv のシミュレーションでガス温 度、重元素量、赤方偏移は 1-2σ の誤差内で一致して いることから、シミュレーションは妥当であると判 断する。normの値がシミュレーションのインプット に対して、フィット結果が 30-33%小さい値となる原 因は、広がった天体に対して点源用の arf を用いてい ることだと考えられる。

次に、バルク速度の検出有意性について議論する。 図 4 にまとめた結果より、A1, A2 の各領域 120ksec の観測で視線方向の速度差  $\Delta v$  が $|\Delta v| \ge 200$  km/s のとき、3 $\sigma$  の有意性でバルク速度の検出が可能であ ることがわかった。銀河団衝突に伴うガス運動の視 線速度差を正確に測ることができれば、銀河団の奥 行き情報が得られ、3 次元的な衝突現象の理解につ ながる。もし、銀河とガスの視線速度に違いが見つ かれば、それらの比較から衝突銀河団の 3 次元的な 質量構造の議論が可能になると期待される。

### 6 まとめと今後の課題

激しい衝突の痕跡を多く持つ、明るい衝突銀河団 Abell 2163(z = 0.203) に焦点を当て、XRISM 衛星 観測シミュレーションを通して、鉄輝線のドップラー シフトからバルク運動の検出可能性を探った。シミュ レーションでは、Chandra 衛星による観測データの解 析によって評価した高温ガスの性質をもとに、Abell 2163 のサブ銀河団 A1, A2 について領域を分け、それ ぞれを 1 温度の熱的放射モデル phabs ×BAPEC で モデル化した。その結果、Abell 2163 のサブ銀河団の 各領域 120 ksec の観測から、視線速度差  $|\Delta v| \ge 200$ km/s のとき、3 $\sigma$  の有意性でバルク速度が検出でき る可能性を示した。

本研究ではバルク速度のみを仮定したが、実際に は衝突に伴って乱流運動も起こっていると考えられ る。そのため、今後の課題として、バルク速度と乱 流速度の両方を仮定したシミュレーションを行う必 要がある。

#### Reference

- [1] Rojas Bolivar, et al., 2021, ApJ 906:87 (13pp)
- [2] G. Soucail, 2012, A&A, 540, A61
- [3] S. Maurogordato, et al., 2008, A&A, 481, 593-613
- [4] N. Ota, et al., 2018, PASJ, Volume 70, Issue 3, id.51
- [5] Tashiro, et al., 2018, SPIE, Volume 10699, id. 1069922 12 pp.
- [6] H. Bourdin, et al., 2011, A&A, 527, A21
- [7] Norman, M. L., & Bryan, G. L., 1999, The Radio Galaxy Messier 87, 530, 106

-index へ戻る

銀河b03

# 各赤方偏移及び銀河星質量における銀河衝撃波時間 発展

照井 勇登

### 各赤方偏移及び銀河星質量における銀河衝撃波時間発展

照井 勇登 (防衛大学校理工学研究科前期課程)

#### Abstract

ミッシングバリオン (Missing Baryon) 問題解決のためには高赤方偏移 (high-z) におけるバリオンの構造形 成を理解する必要があるが、未解明な部分が多い。我々は宇宙再電離期における銀河形成及び進化過程が関 係していると考え、その鍵は銀河衝撃波伝搬の様相が握っていると考える。

銀河衝撃波の伝搬距離及び方向を決定する主要な要素としては、銀河が存在する赤方偏移 z 及び銀河星質 量 *M*<sub>\*</sub> の二つがある。赤方偏移 z により、銀河間空間のバリオン密度 ρ<sub>IG</sub> とともに、銀河の星形成率 (SFR) も変化する。

本研究では、high-z における銀河衝撃波伝搬を計算した。その結果、各赤方偏移 z 及び銀河星質量 M<sub>\*</sub> が 増加する程、伝搬距離が大きくなった。銀河星質量 M<sub>\*</sub> における銀河衝撃波時間発展の様相を計算した結果 を図で示す。この手法は Sofue(1994) において天の川銀河に適用されていたが、本研究によって high-z を含 む他の銀河にも適用できることが示唆されたと考える。

#### 1 Introduction

宇宙論においてビッグバン (Big Bang) 直後に推定 されるバリオン量と近傍宇宙での観測から推定され るバリオン量に大きな差異が存在する問題は「ミッシ ングバリオン (Missing baryon)」として天文学で広 く認識されており、前者は宇宙背景放射の観測等から 全宇宙のエネルギー量の 4.8% に相当するとされてい るが、天体の観測によるバリオン量はその半分程度 でしかないというものである (Ade et al. 2016)(Shull et al. 2012)(谷口 他 2013)。

Missing baryon は銀河間物質(IGM)に高温で形状 としては薄く広がっておりさらに X 線を放射する 程高温ではないと考えられている (Tanimura et al. 2019)(Nicastro et al. 2018)。本研究では、この様な 構造は宇宙再電離期において、初期銀河の中心部で の超新星爆発の連続発生が原因で矮小銀河から噴出 した銀河風により形成されると考える。大規模な超 新星爆発により形成された双極構造 (Super Bubble) が銀河円盤の Scale height の数倍を超えると、銀河 ハローへと噴出する銀河風となる(谷口 他 2007)。 噴出した銀河風と IGM との境界に銀河規模の衝撃波 (銀河衝撃波)が形成される (Sofue 1994)。銀河衝撃 波は、銀河の外側に伝搬していき、加熱した領域は X 線等の高エネルギー放射光を出すと考えられる。 実際に天の川銀河周辺部の X 線観測によって Super bubbleの双極構造が観測されている (Predehl 2020)。

ここでは、特に銀河衝撃波に着目する。銀河内の星 間ガス (ISM) が銀河外へと流出するためには銀河衝 撃波が銀河円盤外まで流出するための十分なエネル ギーが必要になる。本研究では先行研究で示された 銀河衝撃波伝搬の時間発展式を様々な赤方偏移及び 質量の銀河に適用することを考えた。

#### 2 Methods

#### 2.1 Formulation

銀河衝撃波の時間発展に関する式を求める。本節 の内容は (Sakashita & Ikeuchi 1996) を参考にした ものである。非一様媒質中の点源爆発による衝撃波 の解を求める方法に Laumbach-Probstein によって 考案された方法 (L-P 法)がある。まず、座標系と して極座標系 (r, θ) を用いる。ここで、

i )流れの流線は動径(r)方向を向いているとする。

ii)爆発による衝撃波では物質は衝撃波面の後方 に強く集中するので、流体粒子の位置を表す量を衝 撃波面の近傍で展開する。

という2つの近似を用いる。

これらの近似の下、流体粒子の位置を Lagrange 座 標  $r_0$ を用いた極座標  $(r_0, \theta)$  により、軸対象な密度分 布を

$$\rho_0 = \rho_0(r_0, \theta) \tag{1}$$

とおく。以下の議論では Lagrange 座標  $r_0$  を用いる が、 $r_0$  はt = 0 での流体粒子の位置である。i )の近 似を用いると、Lagrange の連続の式は

$$\rho_0 r_0^2 dr_0 = \rho r^2 dr \tag{2}$$

となる。また、動径方向の運動方程式は

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + \frac{r^2}{\rho_0 r_0^2} \frac{\partial p}{\partial r_0} = 0.$$
(3)

となる。衝撃波面を通過した後の流れは断熱的とす れば、エネルギー式は

$$\frac{p(r_0,t)}{p_1(r_0)} = \left\{\frac{\rho(r_0,t)}{\rho_1(r_0)}\right\}^{\gamma}.$$
(4)

と表される。ここで、 $\gamma$ は比熱比を表し、添え字1 は衝撃波後面での値を意味する。

衝撃波が十分強いとすると、Rankine-Hugoniotの関 **2.2** 係式は

$$\rho_1 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0 \tag{5}$$

及び

$$p_1 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 \dot{R}^2.$$
 (6)

となる。ここで、Rは任意の $\theta$ での衝撃波面の位置  $R(t;\theta)$ を表し、は時間微分を表す。

さらに流線は動径方向を向いているから、単位立体 角あたりのエネルギー保存の式は

$$\frac{E}{4\pi} = \int_0^R \frac{p}{\gamma - 1} r^2 dr + \int_0^R \frac{1}{2} \left(\frac{\partial r}{\partial t}\right)^2 \rho_0 r_0^2 dr_0 \quad (7)$$

E は爆発のエネルギーで、右辺の第1項は内部エネ ルギーで、便宜上 Euler 座標で表示しており、第2 項は運動エネルギーである。式 (1) (6) を式 (7) に代 入すると、各方向 θ での衝撃波の時間発展の式

$$\frac{E}{4\pi} = \frac{2R}{3(\gamma-1)(\gamma+1)^2} \left[ 2(2\gamma-1)\ddot{R} + (\gamma-1)I\dot{R}^2 + \frac{(7\gamma+3)(\gamma-1)\dot{R}^2}{(\gamma+1)R} \right] J + \frac{2}{3(\gamma-1)(\gamma+1)}\rho_0 R^3 \dot{R}^2$$
(8)

が得られる。尚、

$$I(R,\theta) = \left(\frac{d\ln\rho_0}{dr_0}\right)_R,\tag{9}$$

及び

$$I(R,\theta) = \int_0^R \rho_0(r_0,\theta) r_0^2 dr_0,$$
 (10)

である。衝撃波の時間発展式 (8)、(9) 及び (10) を銀 河衝撃波の計算に適用する際、*R* は銀河中心からの 距離、 $\theta$ は天頂角、*E* は銀河中心部の爆発エネルギー を表す。また、極座標系 ( $r, \theta$ ) において、座標原点は 銀河中心、 $\theta = 0$  は銀河円盤に対し水平方向(銀河面 方向)、 $\theta = \pi/2$  は銀河円盤に対し垂直方向(銀河極 方向)を表す。

ここで、式 (8) の計算は 4 次の Runge-Kutta 法を、 式 (10) の積分計算はシンプソン法を使用している。

#### 2.2 Density distribution of galaxies

Sofue (1994) では、銀河のバリオン密度分布を

$$\rho_0(\omega, z_h) = \rho_{thin} e^{(-(\omega/\omega_{thin})^2 + (z_h/z_{thin})^2)} + \rho_{thick} e^{(-z_h/z_{thick})} + \rho_{IG}.$$
(11)

とおいているので、本研究でもこれを採用した。右辺 の第1項は銀河の thin disk を、第2項は thick disk を表している。 $\omega$  は銀河回転軸からの距離、 $z_h$  は 銀河円盤からの距離を表している(すなわち、 $\omega = Rsin\theta, z_h = Rcos\theta$  である。)。また、 $\rho_{thin}$  は thin disk のバリオン密度、 $\rho_{thick}$  は thick disk のバリオ ン密度、 $\rho_{IG}$  は IGM のバリオン密度であり、 $\omega_{thin}$ 及び  $z_{thin}$  はそれぞれ thin disk の scale length 及び scale height、 $z_{thick}$  は thick disk の scale height で ある。

# 2.3 Setting of each parameter and initial value

先行研究 (Yoachim & Dalcanton 2006; Asencio et al. 2022; Salpeter 1955; Popesso et al. 2022; Shen et al. 2003; Prole et al. 2021 and Martin 2006) を 用いて、式 (8) 及び式 (11) のパラメータ及び位置 *R* 及び速度 *R* の初期値を計算する。その結果、これら 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

は全て赤方偏移 *z* 及び銀河星質量 *M*<sub>\*</sub> から計算でき るので、インプットパラメータはこの2つだけにな る。

尚、エネルギー E は銀河の星形成率 (SFR) から計算 できるが、その際に以下の条件を設定した。

i ) 同 SFR での星形成が 10<sup>6</sup>yr の間持続した (Sofue 1994)。

i i) 初期質量関数 (IMF) は Salpeter IMF(Salpeter 1955) を採用。

iii) 1個の超新星爆発のエネルギーは 10<sup>44</sup>(J) である
 と考えた (Sofue 1994)。

また、銀河衝撃波の初期位置 R<sub>0</sub> に関しては、以下の条件を設定した。

i)~10<sup>7</sup> yr 経過後に放射冷却により 10<sup>6</sup>(K) のプ ラズマ球が形成される。

i i) そのプラズマ球の密度は銀河 thick disk と同程度 である。

#### 2.4 Conditions for galactic shock wave calculation

銀河衝撃波が発生するための条件は、銀河中心部 での超新星爆発により銀河衝撃波面に吹き込むガス 速度 V が V > 7.20(km/s) でなければならない。こ の V に関する条件式は、Martin(2006)の式により、

$$\log(SFR(M_{\odot}/yr)) > -2.007 \tag{12}$$

という銀河星形成率 (SFR) の条件に置き換えること ができる。

一方、本研究の物理モデルを適用するためには、  $\rho_{thin} > \rho_{thick}$ でなければならないが、Yoachim & Dalcanton(2006)の式によれば、銀河回転速度 $V_c$ について、

$$V_c > 41.89(km/s).$$
 (13)

を満たせばよい。これは、Shen et al.(2003)、Prole et al.(2021) 及び Martin(2006) の式を使って

$$M_* > 5.867(M_{\odot}). \tag{14}$$

という銀河星質量 *M*<sub>\*</sub> の条件式で表せる。よって、 本研究では式 (12) 及び (14) を満たす銀河を研究 対象とする必要がある。よって、ここでは各赤方 偏移  $(0 \leq z \leq 10)$  に存在する質量  $M_* = 10^8, 10^9, 10^{10}, 10^{11} M_{\odot}$ の銀河衝撃波を計算した。

#### 3 Results

図1では、z = 0,10及び $M_* = 10^8, 10^{11} M_{\odot}$ の 4通りの場合について、銀河周辺部における $1.0 \times 10^7, 1.5 \times 10^7, 2.0 \times 10^7$  yr の各時点での銀河衝撃波面 の位置をthin disk 及びthick disk との位置関係によ り表している。衝撃波面は銀河面に対し対称である が、ここでは銀河面に対し片側のみ表示している。



図 1: z = 0or10、 $log(M_ast(M_odot)) = 6.0or11.0$ の 場合の銀河周辺部での銀河衝撃波の伝播。原点は銀河 中心、横軸は銀河円盤に対して水平方向、縦軸は垂直 方向、距離スケールは  $10^2(pc)$  である。赤と黄色の部 分がそれぞれ thin disk と thick disk で、横軸に scale length、縦軸に scale height をとる。銀河中心部での 大爆発から  $t = 10^7$  年後(橙線)、 $t = 1.5 times 10^7$ 年後(黄色線)、 $t = 2.0 times 10^7$  年後(青線)の衝 撃波面をそれぞれ内側から示す。実際には衝撃波面 は銀河円盤に対して対称(縦軸で y = 0 に相当)で あり、銀河面に対して対称な二極構造(スーパーバ ブル)も生成されるが、本研究では縦軸で y < 0 の 部分は省略する。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

#### 4 Discussion

図1より、同質量の銀河同士で比較すると、高赤 方偏移(high-z)の方が伝播距離が増大しているこ とが分かる。赤方偏移 z によって変化する物理量は 銀河の SFR 及び IGM のバリオン密度 ρ<sub>IG</sub> である。 前者は初期の爆発によるインプットエネルギーを増 大させるので衝撃波伝搬距離を伸長させる一方、後 者は衝撃波は低密度な領域程伝搬しやすいという性 質をもつため伝播距離を抑制する働きをもつ。よっ て、high-z では SFR 上昇の効果が打ち勝っていると 考えられる。

一方、同赤方偏移の銀河同士で比較すると、高質量 銀河の方が伝搬距離が大きいが、これはより単純な 理由があり、高質量銀河では星の個数が増大するた め、SFR 値が上昇するためであると考えられる。

しかしながら、今回検証した場合ではいずれも  $(z = 10, \log(M_*(M_\odot)) = 11.0$ の場合でさえも) 銀河衝撃波は銀河 (thick disk) から大きく飛び出 すことは無かった。そこで、実際の銀河に本モデ ルを適用した場合、Low-zの銀河 KS1(Isobe et al. 2021) 及び High-z の銀河平均値  $(\log(M_*(M_{\odot}))) =$  $8.31, \log(SFR(M_{\odot}yr^{-1})) = 1.03, z = 8 -$ 10)(Nakajima et al. 2023) では銀河衝撃波が thick diskの領域外まで伝搬することが分かった(図2)。こ の事は starburst 銀河のような比星形成率 (sSFR) が 大きい銀河では銀河風によるガス流出が盛んに観測 される事実と一致していると言える。また、high-zに 存在する銀河においても同様に衝撃波が銀河外まで 飛び出していることは、high-z での伝搬距離が lowzと比較して大きくなる傾向にあることも併せて考 えると、「過去にバリオンが銀河から流出し、今日の Missing baryon 問題を誘発した」という仮説を支持 することが示唆される。

#### 5 Conclusion

Sofue(1994)の手法を応用させることで、様々な z 及び質量の銀河に対象を拡張することができた。銀 河衝撃波が銀河外まで伝搬するためには sSFR 値が 大きい (Starburst 現象の発生)が重要な要素である ことが確認でき、high-z では low-z と比較してガス 流出がより盛んであることも示唆された。



図 2: low-z に存在する銀河 KS1(Isobe et al. 2021) 及び high-z( $z \sim 8 - 10$ )の平均的な銀河 (Nakajima et al. 2023)周辺部での銀河衝撃波の伝播。原点は 銀河中心、横軸は銀河円盤に対して水平方向、縦軸 は垂直方向、距離スケールは  $10^2(pc)$  である。赤と 黄色の部分がそれぞれ thin disk と thick disk であ る。銀河中心部での大爆発から  $t = 10^7$  年後(橙線)、  $t = 1.5 times 10^7$  年後(黄色線)、 $t = 2.0 times 10^7$  年 後(青線)の衝撃波面をそれぞれ内側から示す。縦 軸で y < 0の部分は省略する。

#### Reference

Ade et al. 2016, A&A, 596, A106 Shull et al. 2012, ApJ, 759, 15 谷口義明 他, 2013, 講談社 Tanimura et al., 2019, MNRAS, 483, 223 Nicastro et al. 2018, Nature, 558, 406 谷口義明 他, 2007, 日本評論社 Sofue 1994, ApJ, 431, 91 Predehl 2020, Nature, 588, 227 Saito 1979a, PASJ, 31, 181 Saito 1979b, PASJ, 31, 193 坂下&池内 1996, 培風館 Yoachim & Dalcanton 2006, AJ, 131, 226 Acensio et al. 2022, MNRAS, 515, 2981 Salpeter 1955, ApJ, 121, 161 Popesso et al. 2022, MNRAS, 519, 1526 Shen et al. 2003, MNRAS, 343, 978 Prole 2021, MNRAS, 506, L59 Martin 2009, ApJ, 647, 222 Martin 2009, ApJ, 647, 222 Isobe et al. 2021, ApJ, 918, 14 Nakajima et al. 2023, arXiv:2301.12825

-index へ戻る

# 銀河b04

# Changing State Quasar モニター観測と広輝線領域の 推定

及川 雄飛

### Changing-State Quasar モニター観測と広輝線領域の推定

及川 雄飛 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

天文学における一つの問題として「超巨大ブラックホール (SMBH: Super Massive Black Hole) がどのよ うに形成されたか」がある。SMBH の統計的研究には SMBH の質量推定が重要であるが、SMBH 質量を推 定するのに用いる広輝線領域に関しては不明な点が多くある。銀河中心に存在する SMBH が質量を獲得し 強く光る過程はクェーサーとして発見され、SMBH の形成過程を知る上でクェーサーは重要な天体となって いる。近年、状態遷移クェーサー (CSQ: Changing-State Quasar) と呼ばれる、短期間 (1~5 年程度) で広 輝線強度が明確に変化するクェーサーが発見されてきた。この特徴を用いて本研究では CSQ の広輝線領域 の出現過程を観測し広輝線領域の起源 (ガスを得る過程や速度分布等) を調査することを目的とした。CSQ は広輝線強度が強くなると同時に明るさが明るくなる特徴がある。そこで本研究の主なターゲットとして、 等級カタログ (ZTF: Zwicky Transient Factory) で直近 2~3 年にで明るさが 2~15 倍程度 (g-band 等級で 0.3mag /y) 明るくなり、可視光で Hβ(Hα) 広輝線を観測できる天体 (z=0.2~0.8) を用いた。これらの天体 を1~2ヵ月間隔で分光観測を行い、広輝線の変化から広輝線領域の構造の変化を調査し物理的解釈を与える。 本研究は未だに結論まで至ることはできていないが、合計 15 天体の分光モニター観測を行うことに成功し現 在解析中である。解析天体の中には、物理的解釈が困難な天体 (例:広輝線領域を楕円型としてとらえた場 合に離心率が 0.8 より大きく、非常に横長に広がってしまっている等) が散見されたため、解析手法や使用モ デルに関してはさらなる検討の余地が必要であることが判明した。今後の展望としては、十分によい S/N で 観測が行われ観測回数の多い天体から順に解析を進め物理的解釈を進めるとともに、使用モデルに関するさ らなる検討や人為的なミスの確認を行う。最終的には複数天体の広輝線領域の変化を比較することを目指す。

#### 1 Background

宇宙の歴史を知るための系外銀河研究過程で多くの 銀河中心に存在する質量が $10^{6-9}$ 太陽質量  $(M_{\odot})$ の超 巨大ブラックホール (SMBH: Super Massive Black Hole) が確認されてきた。一方で恒星質量ブラック ホール  $(10^{1\sim2}M_{\odot})$  と SMBH の中間の質量である  $(10^{3\sim6}M_{\odot})$  ブラックホールの観測例は多くない。そ のため SMBH が質量を獲得する過程は宇宙の形成に 関する問題となっている。SMBH が質量を獲得し降 着円盤が明るく輝く天体をクェーサーと呼ぶ。クェー サーの構造を知ることは SMBH の形成過程を理解す ることにつながる。

一般的にクェーサーの中心部分は統一モデル (図 1) で解釈されている (Antonucci 1993)。統一モデル では中心に SMBH と降着円盤があり、その上空 (~ 0.1pc) に広輝線領域 (1000km/s以上の幅の広輝線が 放射される領域) がある。その周囲 (~1pc) にはダ ストトーラスと呼ばれる領域が存在し、ダストトー ラスは光学的に厚く、広輝線領域から放射される輝 線を遮ってしまう。クェーサーの観測スペクトルに は広輝線が確認されるものと観測できないものがあ り、この違いはダストトーラスによって広輝線領域 が隠されるかどうかで決まると一般的に解釈されて きた。広輝線領域は SMBH の質量測定に用いられる など、SMBH の形成過程の理解の上でも特に重要な 要素である。

近年では広輝線が短期間 (1~5 年程度) で出現 (消滅) する状態遷移クェーサー (CSQ:Changing-State Quasar) が発見されてきた。また広輝線の出現 (消滅) に伴い明るさが 10 倍程度明るく (暗く) なること も発見された (LaMassa et al. 2015)。CSQ は発見さ れてから研究例がそれほど多くなく、短期間で広輝 線が大きく変化するという特徴を持った非常に興味 深い天体である。



図 1: クェーサー統一モデル。

中心の SMBH 周囲に降着円盤、広輝線領域がある。 外側にはダストトーラスが存在している。トーラス 越しの視線方向では広輝線が観測されない。中心の 広輝線領域が降着円盤からエネルギーを受けると広 輝線を放出する。

#### 2 Objectives

一般的に SMBH の研究において SMBH の質量を 推定して議論が行われる。この時に (主に Hβ) 広輝 線を用いるが、広輝線を放出している広輝線領域 (ガ ス)の構造は不明な点が多く、仮定を通して広輝線か ら BH 質量を推定している。増光 CSQ では広輝線が 出現するため、増光中の CSQ を複数回分光すること で広輝線が出現する過程を見ることができる。クェー サーの広輝線から広輝線領域の形状を推定すること ができるので、増光 CSQ を観測することで広輝線領 域の起源を議論することができる。

本研究においては、学部生時代に確立した手法に 基づいて新天体のモニター観測を目指し、広輝線領 域の起源に関する理解を深めることを目指す。

#### 3 Methods

#### 3.1 CSQ の発見

光度曲線カタログである Zwicky Transient Facility(ZTF) 等を用いて増光の予兆があるクェーサーを 観測する。具体的には ZTF(Data Release 10) 中の 20 億天体 (銀河やクェーサーを含む) から、クェーサー 名カタログのうち最も天体が含まれている milliquas に含まれる天体を抽出する。抽出されたクェーサーの 直近 (2~3 年以内の) 等級変化を調べ増光した (例:1 年で平均 0.3 等級以上増光) 天体を候補天体とし増光 の継続の有無の判定をするため測光観測する。等級 変化の予測と比較し増光が継続していた場合増光天 体として次の分光観測を行う。

#### 3.2 分光モニター観測

(単調)増光する CSQ を発見後、各 CSQ を増光 が終わるまで一定間隔 (1~2ヵ月)ごとに分光観測を 行う。観測スペクトルに対して (Shen et al. 2015)、 (Guo et al. 2018)、(Wang et al. 2018)を元に作成さ れたプログラムである PyQSOfit を用いて、Hβ(Hα) の広輝線成分のみをとりだす。その後広輝線成分の 変化を調べるため、楕円モデル (Eracleous 1995)を ベースにしたモデルを用いて広輝線領域の情報を調 べる (図 2)。このモデルは一般相対論効果等を含ん でおり、一般的な広輝線を再現するのに適している。 増光過程以前のスペクトルが広域のサーベイアーカ イブデータの Sloan Digital Sky Survey(SDSS)等に 公開されている場合は同様に解析し比較する。



図 2: 楕円モデルと hotspot の概念図、楕円は視覚的 な楕円ではなくリアルに楕円型をしていることを仮 定している。さらに楕円の disk 上に一点 hotspot と 呼ばれる放射源も加えて仮定している。

#### 4 Results

#### 4.1 増光中 CSQ の発見

ターゲット天体を測光観測し同時に分光観測を行っ た比較結果を示す。図3はターゲット天体の一つであ る SDSSJ2256(z=0.25) の測光結果である。2018 年 から 2021 年でのプロット点は ZTF による観測結果 であり、2021 年以降の赤点と緑点が実際に新たに観 測した点である。このように SDSSJ2256 は増光中で あったため分光観測を行いその結果を図4に示した。



図 3: SDSSJ2256 の測光結果、紫、青の 2018 年から 2021 年までのプロットは ZTF によって観測された アーカイブデータ。図の直線は ZTF のプロット点を 1 次関数でフィッティングを行った結果の直線。2021 年 8 月の観測結果は赤点で示され ZTF で観測された 増光が継続していることが確認された。2021 年 12 月 にも同様に観測を行った (緑点) が、8 月時点より減 光してしまっていた。



図 4: SDSSJ2256の分光結果の比較。紫が 2001 年の SDSS で観測された点、緑は 2021 年 10 月に、青は 2021 年 12 月に観測した点。強度比は OIII 狭輝線強 度を一致させることで調整した。2021 年の観測では 2001 年に弱かった広輝線 (赤丸内) が強くなったこと が確認できる。

#### 4.2 広輝線のフィッティング結果

分光観測結果の内、フィットの悪い例 (図 5) と良 い例 (図 6) を示す。SDSSJ1137 に関しては広輝線と フィット結果の形状に大きさ差は見られなかった。



図 5: SDSSJ1413(z=0.23)の Hβ 広輝線のフィッティ ング結果。紫線が観測された広輝線、緑線がフィッ ティング結果をプロットしたもの、ピーク周辺や短 波長の裾の尾付近でフィッティング結果がずれている ことが確認できる。



図 6: SDSSJ1137(z=0.19)のフィッティング結果。破線がフィッティング結果。短波長側でのずれは図 5 と同様にずれが見られる。具体的なフィッティング 結果は視線からの傾き i=40°、楕円の半径 g=570~  $30000r_g$ 、楕円の傾き  $\phi_0=0°$ 、離心率 e=0.87、単位面 積の輝線の広がり  $\sigma=800$ km/s、hotspot:g=794.328、  $\phi=22°$ 

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

#### 5 Discussion

CSQ を発見する方法に関しては図 3、図 4 で示し たような増光中のクェーサーを発見することが可能 であることが確認された。同時に観測したスペクト ルと SDSS(Sloan Digital Sky Survey)で観測された 2001 年のスペクトルを比較すると広輝線が非常に強 くなっていることが確認できる。

スペクトルの解析に関しては図 5 で示された SDSSJ1413のように、頂点周辺と短波長側の広がり 部分が十分にフィットできていない天体が散見され た。フィットが不十分な箇所としては波長のピーク がより長波長側にある点と短波長側の広がりの再現 が不十分な点である。この解決の糸口として hotspot の導入や楕円モデルの理解を深めることが必要であ ると考えている。

また最もよくフィットされた SDSSJ1137(図 6) に 関しても短波長側の広がりを十分に再現できていな い点に加えて、物理パラメータのうち離心率が 0.8 を 超えているため物理的に考えるには横長に広がりす ぎている結果が現れた。

この原因としては、使用モデル以外にも変数の縮 退や広輝線成分の抽出時の人為的な差し引きの過不 足等も考えられる。

#### 6 Conclusion

本研究の手法によって広輝線が出現する過程を調べることが可能であることが確認された。また ZTF から効率よく広輝線が出現するターゲット天体を抽 出することができるため、サンプル天体数を 15 天体 得ることができた。一方で解析部分でモデルの不十 分性や物理的解釈が難しい結果が確認されたため、今 後の検討が必要であることが理解された。

#### 7 Future Works

本研究のこれからの目標として年内には広輝線が 観測された15天体の中から特にS/Nが良いものを 優先的に解析を進め数天体での比較を行うことを考 えている。また解析手法に関しては、広輝線の変化の うち固定成分を変化成分があるという仮説の元、過 去のスペクトルとの差分スペクトルの変化を調べる ことも考えている。最終的には今後の観測天体数を 増やすとともに統計的な議論を行うことを目指す。

### 8 参考文献

#### Reference

Antonucci 1993, RAAA

LaMassa et al. (2015), Apj

Shen et al. (2015), Apj

Guo et al. (2018), Astrophysics Source Code Library

Wang et al. (2018), Astronomical Journal

Eracleous (1995), Apj

-index へ戻る

銀河b05

### BAL クェーサー周辺でみられる近接効果の異方性に ついて

前田 祐輔

### BALクェーサー周辺でみられる近接効果の異方性について

前田 祐輔 (信州大学大学院 総合理工学研究科)

#### Abstract

銀河間ガス (intergalactic medium; IGM) を、クェーサーのスペクトル上で検出すると、クェーサーの近傍 では中性水素 (HI) ガスによる吸収線の強度と検出頻度が減少することが知られている。これはクェーサー の近傍では IGM の電離状態が高いことを示唆する (クェーサーの「近接効果」)。この効果の等方性を調べ るために、離角の小さいペアクェーサーを探し出し、手前のクェーサーの接線方向にある HI ガスを、背後 にあるクェーサーのスペクトル上で吸収線として捉えるという観測が行われた。その結果は、クェーサーの 接線方向では HI 吸収が超過することが明らかになり、接線方向の IGM の電離状態が低いことが示唆され た (Prochaska et al. 2013; Jalan, Chand, & Srianand, 2019)。本研究では、ダストトーラスによる影響を 確認する為に、降着円盤を edge-on に近い方向から観測したときに検出される広吸収線 (broad absorption line; BAL )をもつペアクェーサーを対象として、同様の解析を行った。先行研究 (Misawa et al. 2022)で 問題となった、クェーサーのサンプル数の少なさをペアクェーサー選定に対する条件を緩めることで約4倍 に増やした結果、「近接効果」がダストトーラスによる紫外線放射の偏りで説明できる可能性が高いことが分 かった。今後は今回の解析結果の統計的精度を更に向上させるために、追加解析を行う予定である。

#### 1 Introduction

活動銀河核 (active galactic nuclei; AGN )の統一 モデル (図 1) では、銀河中心の大質量ブラックホー ル周辺に降着円盤があり、さらに外側にトーラス状 の吸収体 (ダストトーラス) が存在していると考えら れている。このモデルでは、観測する方向によって、 あらゆるタイプの AGN を説明することができる。こ のモデルはクェーサーにも適応可能であり、同じく トーラスが存在していると考えられる。しかし、中心 に高輝度の降着円盤が存在することや、ダストトー ラスのサイズが数光年から数百光年と非常に小さい 為、空間的に分解する観測は極めて難しい。しかし、 ダストトーラスによって中心からの光がさえぎられ ることで、クェーサーの放射に異方性が存在すると いった間接的な観測は可能である。

この異方性を調べるために Prochaska et al. (2013) では、離角の小さいペアクェーサーを探し出し、手 前のクェーサーの接線方向にある HI ガスを、背後 にあるクェーサーのスペクトル上で吸収線として捉 えるという観測を行った (図 2)。その結果、クェー サーの接線方向では光学的に厚いとされる HI 柱密度 ( $N_{\rm HI} > 10^{17.2} {
m cm}^{-2}$ )を超過した IGM が多く検出 された (接線距離  $R_{\perp} < 100 {
m kpc}$ で約 60 %、 $R_{\perp} \cong 1$ Mpc で約 20 % )。この結果より、ダストトーラスに



図 1: AGN 統一モデルの図 (ⓒNASA/CXC/SAO)

よってクェーサーからの紫外線放射が、非等方的に なった結果、周囲の IGM の電離状態にも異方性がも たらされている可能性が示唆された。しかし、この シナリオを検証するためには、降着円盤の傾きを確 認する必要があった。

そこで、Misawa et al. (2022) では、降着円盤を edge-on に近い方向から観測したときに検出される 広吸収線 (broad absorption line; BAL) をもつペア クェーサーを対象とした同様の研究が行われた (図 3)。その結果、上記ダストトーラスによる説明と矛 盾しない傾向が見られたものの、サンプル数が少な く、統計的に有意な結論を得ることは出来なかった。

本研究では、ペアクェーサー選定に対する条件を 変えて、サンプル数を増やし、以下の調査を行った: 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

- 1. BAL クェーサーは降着円盤を edge-on に近い 方向から観測したと言えるのか?
- 2. クェーサーの異方性シナリオは正しいのか?



図 2: 前景クェーサーが non-BAL クェーサーの場 合。接線方向にある IGM の電離状態は低い (ⓒ 信州 大学)



図 3: 前景が BAL クェーサーを使った場合。図1と は逆で、前景クェーサーの接線方向では、クェーサー からの紫外線放射により高い電離状態であるといえ る (ⓒ 信州大学)

#### 2 Sample Selection

先行研究同様に、SDSS/BOSS DR16 (Lyke et al. 2020) のクェーサーカタログから以下の基準を満た すペアクェーサーを選定した:

- 1. 前景クェーサーの赤方偏移が *z* ≥ 2.0
- 2. 離角が θ <120"(z >2.5 で約1 Mpc に対応)
- 前景クェーサーが BAL クェーサー (BI > 0)
   背景クェーサーが non-BAL クェーサー (BI=0、 AI=0)

- 4. 前景クェーサーと背景クェーサーの視線速度差 が  $\Delta v \ge 5000 \text{ km/s}$  (背景クェーサーによる近 接効果を避けるため)
- Lyβ フォレストによるコンタミネーションを避けるため、(1+z<sub>f/g</sub>) × 1216 ≥ (1+z<sub>b/g</sub>) × 1026 の条件を適応する (前景クェーサー赤方偏移 z<sub>f/g</sub>、 後景クェーサー赤方偏移 z<sub>b/g</sub>)
- 6. 背景クェーサーのみ、gバンド等級 (m<sub>g</sub>) が m<sub>g</sub> ≤ 20

先行研究では前景クェーサーの g バンド等級にも m<sub>g</sub> ≤ 20 の制限を設けたが、本研究では、前景クェーサー の光度によって結果が大きく変わることが考えづら いことから、前景クェーサーの g バンド等級の制限 をなくした。その結果、総サンプル数を先行研究の 12 から 47 に増やすことができた。

#### 3 Analysis & Result

#### 3.1 Fitting

本研究では、主成分分析 (Principal Component Analysis; PCA: Ishimoto et al. 2020) と低次スプ ライン関数 (3次) の 2 つのフィッティングを使い、 後景クェーサースペクトルの規格化を行った。PCA は、本研究の解析対象である、Lya の森を Lya 輝 線より長波長側のスペクトルを参考にして、推測す るための手法である。また使用する主成分スペクト ルの数は、各サンプルによって精度が違うので、先 行研究と同様に、7~10 個の主成分から目視で使用す る主成分を決めた。

PCA による規格化ではスペクトルを過大、過少評 価してしまうことが起こる。そこで低次スプライン関 数で再度、規格化を行った。その状態で、前景クェー サーとの速度差 ±10000 km/s の範囲における平均フ ラックスを Faucher-Giguère et al. (2008) で導かれ た、前景クェーサーの赤方偏移付近における Lyα の 森の予想フラックスと一致するように補正を行った。

#### 3.2 Parameter

前景クェーサー近傍の HI ガスの電離度は、前景 クェーサーから放射される電離光子の総数、HI ガス



図 4: 各パラメータと HI 柱密度を比較した図。横軸は求めた各パラメータを、縦軸は前景クェーサーか ら速度差 ±1500 km/s 内の最大の吸収線の HI ガスの柱密度を表している。また青点は Prochaska et al. (2013) で解析された non-BAL クェーサーを表しており、赤点は本研究で解析した BAL クェーサーを示 す。水平な緑線は光学的に厚いか薄いかを決める指標となる  $N_{\rm HI} = 10^{17.2} {\rm cm}^{-2}$ を示す。

と前景クェーサーの距離、背景紫外光の強度に依存 する。本研究では、前景クェーサーからの紫外光に よる近傍の HI ガスの電離度を調査するため、電離 光子の総数、HI ガスと前景クェーサーの距離をパラ メータとした解析を行った。

電離光子の総数の目安として、クェーサーの電離 光子のフラックス (F<sub>qso</sub>) と銀河間における電離光 子のフラックス (F<sub>uvb</sub>) の割合を示す指標 (g<sub>UV</sub> =  $\frac{F_{\rm qso}+F_{\rm uvb}}{E_{\rm mut}}$ ) と、クェーサーの電離光子による HI ガ スのイオン化率 ( $\Gamma_{
m qso}$ ) と銀河間における電離光子に よる HI ガスのイオン化率 (Γ<sub>uvb</sub>) の割合を示す指標  $(1+\omega_{\rm UV} = \frac{\Gamma_{\rm qso} + \Gamma_{\rm uvb}}{\Gamma_{\rm uvb}})$ を使用した。ここでクェーサー の電離光子のフラックスや HI ガスのイオン化率につ いては、 $\lambda_{rest}$ =1325Å の位置で吸収のないフラック スから broken power-law で外挿される  $\lambda_{rest}=912$ Å におけるフラックスを評価して導いた (Vanden Berk et al. 2001, Telfer et al. 2002)。また銀河間におけ る電離光子のフラックスや HI ガスのイオン化率つ いては Prochaska et al. (2013) と比べるために、フ ラックスの強度が周波数の-1.8のべき乗係数で比例 すると仮定して求めた。(Hennawi et al. 2006)

HIの柱密度に関しては、後景クェーサーのスペクト ル上で、前景クェーサーからの速度差が±1500km/s の領域で、最も強い吸収線の柱密度を採用した。本 研究では、この柱密度を測るために、フォイクト輪 郭でフィッティングを行う MINFIT (Churchill et al. 2003) と mc2fit (Ishita et al. 2021)を使い、MIN-FIT で対象領域内の複数成分の吸収の検出、および その吸収線の柱密度の測定を行い、その後 mc2ft で MINFIT のパラメータ情報を元に、より正確なフィッ ティングを行うという流れを採用した。今回は MIN-FIT で求めた HI の柱密度の予備調査の値に基いて、 考察を行う。

#### 3.3 Result

図4に横軸に各パラメータを、縦軸に HI の柱密 度をサンプルごとにプロットした散布図を示す。HI の柱密度は MINFIT による結果である。また前景 クェーサーからの速度差  $\pm 1500$  km/s の領域内に 減衰ライマン  $\alpha$  吸収線系 (Damped Lyman-Alpha system: DLA) が確認された 2 つのサンプルについ てのみ、mc2fit を使った HI の柱密度をプロットし ている。

#### 4 Discussion & Future work

図 4 より光学的に厚い HI 吸収線は本研究では 2 つのみ見つかり、その他のサンプルはすべて光学的 に薄く  $(N_{\rm HI} < 10^{17.2} \text{ cm}^{-2})$ であり、クェーサーの 接線方向で光学的に厚い HI の柱密度が検出された割 合は、 $R_{\perp} < 1$  Mpc で約 4.5 % と Prochaska et al. (2013)の結果 (接線距離  $R_{\perp} < 100$  kpc で約 60 %、  $R_{\perp} \cong 1$  Mpc で約 20 % )と比べて有意に低い値で あった。また、光学的に厚い HI ガスの検出率 (C<sub>f</sub>) は 200 kpc  $< R_{\perp} < 1$  Mpc で、 $C_{\rm f} = 0.04^{+0.14}_{-0.02}$ 、であっ 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

た。Prochaska et al. (2013) の non-BAL クェーサー では  $C_f=0.19\pm0.02$  であった。このことから、本研 究の結果は、BAL クェーサーの接線方向には吸収体 が少なく、周辺の HI ガスの電離が進んでいる可能 性が高いことが考えられる。

しかし本講演は、MINFIT のみを用いた HI の柱 密度の結果を使用しているので、サンプルによって は値がずれている可能性も考えられる。今後は、

- 1. より精度の高いフィッティングが行える mc2fit による解析を行い HI の柱密度の結果の精度を 上げる。
- 2. 全サンプルのスペクトルの重ね合わせを行うこ とで、S/N 比を向上させ、BAL クェーサーの 接線方向の領域の HI ガスの平均吸収強度を測 定する。

この2つの調査を行い、本研究結果の統計的精度を 向上させる予定である。

#### Reference

- Churchill. C W. et al. 2003 , AJ, 125, 98
- Faucher-Giguère et al. 2008 , ApJ,  $681,\,831$
- Hennawi, et al. 2006, ApJ, 651, 61
- Ishimoto, R., et al. 2020, ApJ, 903, 60
- Ishita, D , et al. 2021, ApJ, 921, 119
- Lyke et al. 2020, ApJS, 250, 8
- Misawa et al. 2022 , ApJ, 933, 239
- Jalan, P., Chand, H., & Srianand, R. 2019, ApJ, 884, 151
- Prochaska, J. X., et al. 2013, ApJ, 776, 136
- Telfer, et al. 2002, ApJ, 565, 773  $\,$
- Vanden Berk, et al. 2001, AJ, 122, 549.

-----index へ戻る

銀河b07

### PFS観測に向けたターゲットセレクション

### 山田 祐佳

### PFS 観測に向けた z~1.6-2.4の [OII] 輝線銀河のターゲットセレクション

山田 祐佳 (東京大学大学院 理学系研究科)

#### Abstract

すばる広視野分光観測 (Subaru PFS) では、その広い波長領域を利用し、視野 1.098 deg<sup>2</sup> に渡る z~0.8-2.4 の [OII] 輝線銀河の観測が期待されている。本研究ではメインターゲットを z~1.6-2.4 の [OII] 輝線銀河に据 えてターゲット選定を行う。選定には HSC 撮像データと、COSMOS2015 の撮像データを HSC の 5 つの 測光バンド等級に焼き直したカタログ (ELCOSMOS) を用いて選定を行った (Shun et al. 2022)。HSC 観 測は COSMOS2015 と比較して 1000 倍程度大きい観測範囲を持つ一方、ELCOSMOS は観測バンドが前者 (HSC) の観測よりも多く、より正確な測光赤方偏移が得られる。それぞれの強みを生かすことで、より多く の目的の銀河を効率よく選ぶ選定が期待される。HSC と ELCOSMOS から求められる [OII] 輝線銀河の色 分布は、z> 2.4 の領域で特に大きな違いを示していた。解析の結果、分布の違いは主に HSC に含まれる銀 河プロファイルとのフィッティングエラーと、表面輝度の小さい天体に起因することがわかった。本研究で は HSC と ELCOSMOS の色分布を一致させ、両方のデータで測光赤方偏移が 1.6 から 2.4 の [OII] 輝線銀 河を 19% 程度含むセレクション g - r < 0.15 または i - y > 2(g - r) - 0.15 を提案する。

#### 1 Introduction

現在の宇宙の加速膨張は暗黒エネルギーによって 引き起こされていると考えられているが、その物理 については未だわからないことが多く、暗黒エネル ギーモデルの全体像を解明するためには宇宙膨張の 歴史や大規模構造の構造進化に関するより深い理解 が欠かせない。銀河の広視野分光観測では数多くの スペクトルから銀河の赤方偏移が求められるので、こ の二つの目的を実現する強力な手段であり、過去には 様々な観測が行われてきた (e.g. 2dFGRS; Colless et al. (2003) ,SDSS; York et al. (2000) ,BOSS;Dawson et al. (2013))。

現在準備が進められている PFS 観測では、すばる 望遠鏡の大口径 (8.2 m) と、近赤外領域までまたが る広い波長領域 (380  $\leq \lambda \leq$  1260 nm) を活かし、今 まで広視野分光観測のターゲットとなったことがな い z>1.7 領域も含めた z~0.8-2.4 の [OII] 3726, 3728 Å で明るい銀河(以下、[OII] 輝線銀河)を、視野角 1.098 deg<sup>2</sup> にわたって分光観測を行う。PFS 観測の 強みは、同時に 2400 個ほどの赤方偏移 2.4 までの銀 河を広範囲に渡って分光観測できる点である。これ により当時の大規模構造の様子を明らかにし、宇宙 論パラメーターをより精度よく求めることができる。 さらに、過去の広視野分光観測データと組み合わせ ることで、宇宙が減速膨張から加速膨張の転じたと 考えられている z~0-3 の領域全体をカバーすること ができ、暗黒エネルギーモデルにより強力な制限を かけることが期待されている (Takada et al. 2013)。

PFS 観測から推定される宇宙論パラメーターの精 度は、観測できる [OII] 輝線銀河の数が多いほど良く なるが、一度に分光観測できる天体の数は限られてい るので、可能な限り効率的に目的の銀河(z~0.8-2.4 の [OII] 輝線銀河)を観測するためのターゲット選定 が必要となる。本研究では、特に z~1.6-2.4 の [OII] 輝線銀河を主なターゲットに据えて、ターゲット選 定を行った。

#### 2 Data

ターゲット選定は測光観測データをもとに行う。 測光観測では輝線を直接捉えることができないので、 赤方偏移ごとの色分布を推測するために、代わりに 銀河の色情報から推定した赤方偏移 (photo-z) を用 いる。しかし、z~1.6-2.4 の領域は今まで広視野分光 観測の対象となったことがないため、その性質やス ペクトルは未知な点が多く、photo-z は大きな不定性 を含むことが予想される。そのため、本研究では選 定の信憑性を高めるために二つの異なる性質をもつ データ、HSC 観測データと ELCOSMOS カタログを 用いた。

HSC 観測データは 1470 deg<sup>2</sup> に渡る広視野測光 観測結果であり、主に 5 つの測光バンド g,r,i,z,y の 等級で構成されている(図 1)。以下の解析は ra~ 140°-150°、dec~-1°-4°の範囲に含まれる、photo-z ~0.0-5.7 の銀河 12127580 個を用いて行った。一方、 ELCOSMOS は COSMOS2015 の測光観測データに SED テンプレートをフィッティングし、スペクトル から HSC の 5 つの測光バンドごとの等級や輝線の 光度を求めたカタログであり、photo-z~0.0-6.0 の銀 河 518404 個を含む。HSC データは広大な観測範囲 により多くの銀河の色情報を含んでいる一方、EL-COSMOS は元となった COSMOS2015 が 31 個の測 光フィルターで観測を行っているので、HSC 観測と 比較して精度よく photo-z が推定できる。



図 1: 上図:HSC 観測で用いられる 5 つの測光フィルター (長波長側から g,r,i,z,y)の応答関数。下図:大気の輝線 (Aihara et al. 2018)

#### 3 Methods

以下の解析では g バンドの等級が 22.5 mag<g<24.5 mag の銀河を用いた。等級の上 限値は赤方偏移 0.6 以下の銀河を取り除き、等級の 下限値は ELCOSMOS の [OII] 輝線光度をもとに、 SNR>6 となるように定めた。

#### 3.1 Color distribution

図 2 は HSC(赤線) と ELCOSMOS (黒線) それ ぞれに対して 4 つの赤方偏移領域 (a)*z*<sub>photo</sub> < 0.6、 (b) $0.6 < z_{photo} < 1.6$ 、(c) $1.6 < z_{photo} < 2.4$ 、 (d) $2.4 < z_{photo}$  ごとに色分布を示したものである。 HSC と ELCOSMOSHSC と ELCOSMOS の色分布 を比較すると、HSC は ELCOSMOS より広がって分 布していることがわかる。さらに、赤方偏移の大き い (d) 領域では分布の中心も右上の青い領域にずれ ていることがわかる。色分布が異なっていると選定 基準が変わってしまうため、以下では分布の違いの 原因を考察する。



図 2: HSC(赤線) と ELCOSMOS (黒線) の色分布。4 つ の図はそれぞれ異なる赤方偏移領域を表す。

#### 3.2 Looking into the descrepancy

色分布の違いをもたらす原因として、本研究では 1. 銀河プロファイルのフィッティングによる誤差 2. 表面輝度の小さいターゲット に注目した。

#### 3.2.1 Magnitude error

HSC 観測では、観測した銀河に銀河プロファイル (銀河に表面輝度を銀河中心からの距離の関数として 表したもの)のテンプレートをフィッティングして5 つの測光バンドの等級を求めている。特に表面輝度 が小さい銀河は等級のエラーも大きくなるので、色分 布が ELCOSMOS と比べて広がった形状となること が予想される。そこで、HSC と ELCOSMOS の色分 布を同じ条件で比較するために ELCOSMOS のデー タにも HSC と同様なエラーを加えることを考えた。

HSC の 5 つの測光フィルターごとに (a),(b),(c) と (d) の 4 つの赤方偏移領域で、等級エラーと等級の関 係性を調べた (図 3)。次に、ELCOSMOS カタログ に含まれている銀河一つ一つに対して、等級と等級 エラーの関係性を用い、等級と photo-z に応じた等 級エラーを加えた。



図 3: 左図:gバンド等級 vsgバンド等級エラーダイアグ ラム上の銀河分布。ビンの色がビンに含まれる銀河の数に 対応する。黒い点と矢印がgバンド等級ごとのgバンド等 級エラーの平均値と標準偏差に対応する。緑の線はフィッ ティングした関数である。右図:gバンド等級のビンごと にgバンド等級エラーの標準偏差をプロットした。

#### 3.2.2 Artifacts and noisy objects

HSC の観測データには、背景光が大きく正確な等 級の測定が困難であると思われる銀河や、そもそも 銀河ではなくノイズであると見受けられる天体が含 まれていた(図 4)。

このようなデータは実際の銀河の色分布を歪める 可能性があるので、取り除く必要がある。一般に等 級の測定が困難である銀河やノイズは銀河プロファ イルのフィッティングが成功していないので、等級 エラーが大きくなる。よって本研究ではgバンドの 等級エラー (*gerr*) が一定以上の値をとるターゲット を取り除いた。

$$g_{err} < 0.05g - 1.1$$

#### 4 Results

上記の通りの手法で ELCOSMOS に等級エラーを 加え、等級エラーの大きいターゲットを HSC のデー タから取り除き、再び二つの色分布を比較した (図 5)。図 2 と比べると、分布の中心や分布の広がりの



図 4: HSC 観測で撮影された等級エラーが大きいターゲットのサンプル。観測ターゲットが各図の範囲の中心に来るように配置し、上下左右 2arcsec で切り取られている。

ずれが抑えられたことがわかる。この色分布をもと に、以下のようなターゲット選定を行った。 g-r < 0.15またはi-y > 2(g-r) - 0.15



図 5: エラーの挿入と等級エラーの多いターゲットを取り 除いた後の、HSC(赤線) と ELCOSMOS(黒線)の色分 布。2 つのパネルはそれぞれ赤方偏移 1.6~2.4 と赤方偏移 2.4~の領域。上と右にあるヒストグラムはそれぞれgフィ ルター等級-r フィルター等級と i フィルター等級-y フィル ター等級に対するヒストグラム。

今回のターゲット選定で選ばれた銀河の赤方偏移

分布は図 6 のようになった。HSC と ELCOSMOS そ れぞれの赤方偏移分布が概ね一致していることがわ かる。このことから、g - r < 0.15 または i - y > 2(g - r) - 0.15 を現状、信憑性の高いターゲット選 定として提案する。



図 6: 上 2 枚の図が今回提案するターゲット選定(黒の実 線)である。異なる色の点線はそれぞれ z<sub>photo</sub> < 0.6, 2.4 < z<sub>photo</sub>(黒線)0.6 < z<sub>photo</sub> < 1.6 (青線)1.6 < z<sub>photo</sub> < 2.4 (赤線)の分布に対応する。下 2 枚の図が選定前(青)と 選定後(橙)の銀河の赤方偏移分布に対応する。

表 1: ターゲット選定後の赤方偏移分布(割合)

	HSC	ELCOSMOS
$1.6 < z_{\rm photo} < 2.4(\%)$	19.5	19.4
$0.6 < z_{\rm photo} < 1.6 \ (\%)$	75.4	74.5

#### 5 Discussion and Conclusion

今回の解析の結果として二つの異なる性質を持つ データ HSC と ELCOSMOS で色分布を概ね一致さ せることに成功した。このことから、z~1.6-2.4 の領 域も含めて、信憑性の高い色分布を求めることができ たと考えられる。一方、現在のターゲット選定は測 光観測データから推定した photo-z をもとに決めた ものなので、photo-z の不定性の影響をうけている。 そのため、ターゲット選定として信憑性を確保する ためには実際にスペクトルから求められる赤方偏移 を利用した選定基準の評価、改善が欠かせない。

銀河の色は赤方偏移以外にも重元素率や星形成率 などそれぞれの銀河が持つ性質に依存しているので、 似た性質を持つ銀河は色分布上で特定の領域に分布 していると考えられる。そのため、例えば今後分光 観測データの結果、ある特定の銀河の photo-z が実 際の赤方偏移から大幅にずれていたことがわかった 時、色分布上での領域に対応させ、その領域をター ゲット選定から外す(入れる)などの作業を容易に 行うことができる。現在、試験的に分光観測が行わ れており、得られたスペクトルデータを用いてさら に今回提案したターゲット選定の評価、改善を行っ ていく。

#### 6 Ackknowledgement

研究の指導、監督をしていただいている Princeton 大学の ChangHoon さんは、忙しい中毎週欠かさず 進捗確認と疑問点に対する丁寧な解説をしてくださ り、心から感謝しています。同じ研究室の仲里さん、 稲熊さん、山崎さんにはスライドの添削や発表の改 善のために忙しい中お時間を割いていただき、非常 に感謝しています。また、指導教官の吉田先生は、研 究には直接かかわりがなくとも研究を進めていくう えで必要な宇宙物理の知識について真摯に指導して いただき感謝しています。最後に、いつも励ましの 言葉や、研究者としてあるべき姿を見せてくれる学 友たちや宇宙論グループの先輩方に敬意と感謝の意 を表します。

#### Reference

- Shun, S., Sylvain, T., Olivier, I., Cedric, D., & Jean, C. 2022, MNRAS 000, 1-18
- Colless, M., Peterson, B. A., Jackson, C., et al. 2003, arXiv e-prints, astro
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, John E., J., et al. 2000, AJ, 120, 1579
- Dawson, K. S., Schlegel, D. J., Ahn, C. P., et al. 2013, AJ, 145, 10
- Takada, M., Ellis, R., Chiba, M., et al. 2014, Astron. Soc. Jpn, 66 (1), R1 (1–51)
- Aihara, H., Arimoto, N., Armstrong, R., et al. 2018 Astron. Soc. Japan 00(0), 1–16

-index へ戻る

銀河b08

# extreme emission line galaxyの探査

### 今井 聖也

#### Extreme Emission Line Galaxies の探査

今井 聖也 (総合研究大学院大学 先端学術院 天文科学コース)

#### Abstract

宇宙の進化を知る上で、再電離期の詳細な物理プロセスを知ることは重要です。再電離に寄与した銀河の 特徴として高い星形成率と金属欠乏が考えられます。大変興味深いことに、類似した性質を持つ銀河が現在 の宇宙に存在することが観測から明らかになりました。これらの銀河は強い輝線を放射していることから EELG(Extreme Emission Line Galaxy) と呼ばれ、特に (Hβ +[OIII]λ4959,5007) で輝いているものは可 視光域で緑色に輝く小さな銀河であるため green pea とも呼ばれています。過去の研究として z~3 において EELGs を探査した Onodera et al 2020 などがあります。彼らは広帯域フィルターを用いてカタログから候 補天体を選択し、分光観測することで spectral energy distribution fitting から、星質量、星形成率、イオン 化パラメータなどを求めてその性質を議論しています。また、z>6 の EELGs を観測することは困難であっ たが、現在では JWST の活躍によって高赤方偏移の EELG も多数観測されており、z>9 のような超高赤方 偏移の EELG も発見されました。その結果、現在の宇宙では green pea は希少な銀河だが、高赤方偏移では 普遍的な銀河であることが分かりました。本講演では、JWST で観測された EELG の最新の論文と筆者の 研究を紹介します。

#### 1 Introduction

宇宙全体の中で銀河がどのように誕生し進化して きたのかを知ることは天文学の重要な問題の一つで す。銀河の中では大量の星が生成され、超新星爆発 や他の銀河との衝突などの激しい現象を経て一部は 星生成活動を終えてほとんど星を作らない静かな銀 河になります。このような銀河の星生成活動の激し さを表す星生成率は銀河の進化を知る上で重要な物 理量です。また、現在考えられている銀河進化のシ ナリオとして、小さな銀河が成長して大きくなると いうボトムアップモデルが支持されています。しか し、市民天文学者によって現在の宇宙で星形成率が 高い質量の小さな珍しい銀河が発見されました (図 1:Cardamone et al. 2009)。

これらの銀河は強い [OIII]+H $\beta$  輝線を持ってい ます。[OIII]+H $\beta$  輝線が可視光帯域で緑色に見える ことと、非常にコンパクトな銀河であることから、 現在の宇宙に存在するこれらの銀河は"green pea galaxy(GP)"と呼ばれています。その後、GPs に似 た特徴をもつ銀河がより遠くの宇宙でも発見されま した (e.g. Onodera et al. 2020)。これらの銀河は EW>100Å を超える強い [OIII]+H $\beta$  輝線を持つこと から"Extreme emission line galaxy(EELG)"と呼ば れています。James Webb Space Telescope(JWST)



図 1: Cardamone et al 2009 で発見された green pea galaxy

の登場によってz > 6を超える高赤方偏移でも EELGs は多数発見され、z > 9を超えるような EELGs も発見され始めています。EELGs の持つ特 徴として高い比星形成率、低質量の他に金属量が少 ないといったことが挙げられます。JWST の活躍に よって高赤方偏移では EELGs は普通の銀河であるこ とがわかってきました。 (e.g. Matthee et al. 2023) また、強い輝線を出していることから高赤方偏移の EELGs が宇宙再電離に重要な役割を果たしたかもし れません。このように EELGs の研究の重要性は日々 高まっています。 以下2章では、JWST によって明らかになった高赤 方偏移における EELGs について Withers et al. 2023 のレビューを通して紹介します。最後に3章では,筆 者の研究について現状と今後の方針を紹介します。

#### 2 Review of paper

この論文は JWST の中間域フィルターを用いて、 1.7 ~ z ~ 6 で 118 個の EELG を同定した論文です。

#### 2.1 Observation and Sample Selection

#### 2.1.1 observation

この論文では CANUCS(Willott et al. 2022, GTO ID 1208)の一環として取得された画像を用 いました。CANUCS は中間域約 28.9 等級、広帯 域約 29.4 等級の深さで 5 枚の広帯域フィルター (F090W,F115W,F150W,F277W,F444W)と 9 枚の 中間域フィルター (F140M, F162M, F182M, F210M, F250M, F300M, F335M, F360, F410)で銀河団を観 測しました。この論文では MACS J0417.5-1154の近 くの領域を加えて、約7割の隣接された領域は 2 枚の HST WFC3/VICS フィルター (F438W と F606W) で約 28.4 等級まで観測されました。

#### 2.1.2 color selection

図 2 にこの論文で用いた color cuts の一例を示し ました。上の 2 枚のパネルでは Yggdrasil SED fitting(Zackrisson et al. 2011) を使用しました。下の 4 つのパネルは今回選択された  $3.5 \leq z \leq 5.5$  の EELG に使用された 4 つの色がどのように redshift で変わるのか示しています。斜線領域は ± 0.5 の色 範囲を表し、中間帯域フィルターの H $\alpha$  および [OIII] + H $\beta$  輝線によってそれより強い color-exess が生じ る領域を示しています。カラーカットの例として、こ れらの中帯域フィルターを使用して、2 つの極端な 色を持つ銀河をターゲットにすることにより、4.8 ~ 5.5 の赤方偏移範囲内の EELG を選択できます:強 い H $\alpha$  が引き起こす F360M - F410M> 0.5 と 強力 な [OIII] + H $\beta$  によって引き起こされる F300M -F335M < - 1。



図 2: color cut の一例。上の2枚のパネルは Flux を 縦軸、波長を横軸に取って使用したフィルターとその 波長域を示しました。上: 広帯域,下: 中間帯域。下の 4枚のパネルでは color-excess と redshift の関係を 示しました。紫:F250M-F300M, 青:F300M-F335M, 緑:F335M-F360M,赤:F360M-F410M

#### 2.2 Result and Discussion

この論文では合計で 118 個の EELGs が報告され ました。図 3 にその 118 天体を赤方偏移で 4 分割した EW([OIII]+H $\beta$ ) と EW(H $\alpha$ ) の分布を示しました。



図 3: 赤方偏移のビン (右上:z ~ 1.7 - 2.9, 左 上:z ~ 3.3 - 4.2, 右下:z ~ 4.3 - 5.5, 左下:z ~ 5.5-6.7) ごとにわけた EW の個数分布。青:EW(Ha), 紫:EW([OII]+H\beta), 灰色の一点鎖線:EW(Ha の平均 値), 灰色の点線:EW([OIII]+Hβ) の平均値

図 3 より 1.7  $\leq z \leq 6.7$  において [OIII]+H $\beta$  と

 $H\alpha$ の両方で EW > 1000Å を超えるような非常に強 い EW をもつ EELGs が存在することを示しました。 5.5 < zのような高赤方偏移では EW > 3000Å を超 える天体も発見された。また、赤方偏移が小さくな るにつれて EW の平均値が小さくなっています。こ の結果から EW が進化する可能性が示唆されます。 しかし、図 3 からもわかるように。極端に輝線が強 い EELGs は非常に稀であり、今回の結果は非常に 小さなサンプルであることに注意しなければなりま せん。

#### 3 About my research

2章で扱ったz < 4のような高赤方偏移ではJWST による観測となるため、暗い天体まで検出可能だが 広域サーベイである CEERS でも 100 平方分程度で 視野は狭いです。一方 z 1 では SDSS によるサーベ イを用いることができるため広い領域をカバーでき ている。しかし1 ≤ *z* ≤ 3 の中間赤方偏移では、深 さも視野の広さも欠けています。私たちの研究では 広い視野で u バンドから K バンドまでの多色を備え たユニークなカタログである u2k カタログを用いて z < 1の統計量を $z \simeq 3$ まで拡張させることを目指 しています。これにより希少な 1000Å を超えるよう な EELGs の中でも等価幅の強い EELGs の統計量を 大きく改善します。そしてそれらの統計の物理的性 質を調べることで EELGs が中間赤方偏移で果たす 役割を明らかにして、 $z \simeq 1$ までの研究と $z \simeq 3$ の 高赤方偏移の研究と組み合わせることで EELGs の 果たす役割の体系的理解をすることが最終的な目標 です。

#### 3.1 u2k

u2k は Subaru の HSC-Subaru Strategic Program(SSP) の Deep/UltraDeep サーベイ と CHORUS、CFHT の CLAUDS、UKIRT の DUNES と UKIDSS DXS/UDS、VISTA の VISTA/UltraVISTA を組み合わせることで合計 17 平方度とuバンドからKバンドまで多色を兼ね備 えたユニークなカタログです。図4にu2kに使用さ れている波長域と各フィルターを示した。また、図 5にu2kでカバーしている領域を示した。このカタ ログは *z* 0 の低赤方偏移から *z* 4 の高赤方偏移まで 銀河やクェーサーを研究するために非常に有用です。



図 4: u2k で使用されているフィルター。狭 帯域フィルターを上、広帯域フィルターを下に 示しました。狭帯域フィルターは赤、青が Subaru/HSC,緑が VISTA/VIRCAM。広帯域フィル ターは紫、桃色:CFHT/MegaCam,黒:Subaru/HSC, 緑:VISTA/VIRCAM,橙:UKIRT/WFCAM



図 5: u2k のサーベイ領域。青い領域は HSC-SSP の wide サーベイの範囲、緑色の範囲が HSC-SSP の Deep/UltraDeep サーベイの領域を表していま す。HSC-SSP の緑色の領域を拡大して u2k の他の サーベイ領域と重ねたものを上に重ねました。斜 線:UKIDSS, 塗りつぶし:VIDEO, 緑枠:CLAUDS, 橙 枠:DUNES2

#### 3.2 progress

中間域で EELGs を効率的に探すための適切なカ ラーセレクションを模索中です。適切なカラーセレ クションを見つけるためには [OIII]+Hβ のそれぞれ
の赤方偏移に対応した波長域で明るい候補を探す必 要があります。そのためには color plot を作ること が有用です。図6はu2kからXMM-LSSの領域を切 り出してr+i+zで作成した2色図です。EELGs は 強い [OIII]+Hβ 輝線を持っているため、[OIII]+Hβ を含むフィルターは隣接するフィルターと比較して color excess が強くなります。図6ではiバンドの color excess を確認できるため、1バンドで明るい天 体を探すことを目的としていて、i-z(横軸)が小さ く、*r - i*(縦軸) が大きい銀河が EELGs の候補とし て考えられます。しかし、現状では銀河が散らばっ ており、-2.5 < i - z < -1.5、-0.5 < r - i < 1.5に ある天体を HSC のビュワーである HSCmap を用い て確認したところ天体を検出する際に誤検出された ものが多数存在していることが確認できました。こ れらのコンタミネーションを取り除くことは EELGs を探査する上で重要な問題であり、現在、武田佳大 (東京大学) さんが開発したマスクを使用することを 検討しており、非常に狭い領域では成功しています。



図 6: riz の color plot。横軸が i-z(mag), 縦軸が ri(mag)。図の右上から中央にかけて星の主系列が確 認できます。また、中央から左上にかけて右肩下が りの傾向が確認できます。横軸が小さいほど、また 縦軸が大きいほど *i* バンドで明るいため、*i* バンドで color-excess が大きい EELGs の候補となります。

#### 3.3 future work

現在は引き続きコンタミネーションの除去に取り 組みつつカラーセレクションの方法を確立すること を目標としています。手法を確立したのち、今後リ リースされる u2k の次バージョンを用いて EELs 候 補天体を選択し、分光フォローアップを行うことで 赤方偏移、Spectral energy distribution fitting など を行い物理量を推定します。

### Reference

Cardamone et al.2009 MNRAS, 399, 1191 Onodera et al. 2020 ApJ, 904, 180 Matthee et al. 2023 ApJ, 950, 67 Withers et al. 2023 2304.11181 Zackrisson et al 2011 ApJ, 740, 13 -index へ戻る

# 銀河b09

# COSMOS領域におけるz 0.8の中心に非対称成分を示 す Post-starburst 銀河の色勾配

# 藤本 淳也

# COSMOS 領域における $z \sim 0.8$ の中心に非対称成分を示す Post-starburst 銀河の色勾配

藤本 淳也 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

銀河は、星形成をしている銀河 (Star-forming galaxies, SFG) と、星形成をしていない銀河 (Quiescent galaxies, QG) に分けられることが知られているが、星形成を止めた原因については明らかになっていない。この原因を探るために、爆発的に星を形成した直後に星を作らなくなった銀河 (Post-starburst galaxies, PSB) の特性を調べることで、星形成を止めるメカニズムを調査する。COSMOS 領域の赤方偏移 0.7 < z < 0.9 の調査で、PSB は SFG や QG に比べて非対称成分の中心集中度 (C<sub>A</sub>) が高くなることが発見されている (Himoto & Kajisawa 2023)。

本研究では、PSB で見られる C<sub>A</sub> の高さの原因を探るために、COSMOS 領域のハッブル宇宙望遠鏡 (HST)/ACS F814W バンドの撮像データと、COSMOS 領域の一部を観測した COSMOS-DASH サーベイ の HST/WFC3 F160W バンドの撮像データを用いて、これらの銀河の色が中心から外側へ向かってどのよ うに変化するかを調査した。その結果、PSB は SFG や QG と比較して、外側に比べて内側の方が青いカ ラーを示すこと、特に C<sub>A</sub> が高い PSB においてその傾向が顕著であることが分かった。また、 C<sub>A</sub> の高い PSB の中で、外側よりも内側の方が極端に青いカラーを示す天体は外側の星形成が内側より早い段階で止ま り、内側のみが直近で星形成をやめたということが示唆される。

### 1 Introduction

宇宙には星形成銀河 (star-forming galaxies, SFG) と星形成活動をしていない銀河 (quiescent galaxies, QG) が存在する。 $z \leq 1$ では、QG は中心に集中し た楕円の形をしている傾向があり、多くの SFG は渦 巻き状の円盤と楕円型のバルジを持っている。この ような、2 種類の銀河の特徴は、いくらかの SFG が なんらかのメカニズムによって星形成をやめ、QG に 進化したことを示している (Faber et al. 2007)。

主要な2つの種族間の進化という点で SFG から QG への変化は、銀河の進化において重要なプロセ スである。しかし、星形成の減衰のメカニズムは明 らかになっていない。SFG から QG への移行期の銀 河の特性を調べることは、星形成の減衰のメカニズ ムを明らかにする1つの方法である。

本研究では、爆発的に星を形成した直後に星を作ら なくなった銀河(Post-starburst galaxies, PSB)を 調査する。PSB は急激な星形成の減少をしているた め SED の特徴を利用して選び出せる。

これまで我々は COSMOS 領域の z = 0.7 - 0.9 の 銀河について、PSB を選出し、これらの銀河が SFG や QG に比べて高い非対称成分の中心集中度 (C<sub>A</sub>) を 示すことを発見している (Himoto & Kajisawa 2023) 。 PSB だと logC<sub>A</sub> > 0.6 の天体の割合が 65 % と、 41 % の QG や 14 % の SFG よりも高い。

今回の研究では、PSB で見られる C<sub>A</sub> の高さの原因 を探るために、COSMOS 領域のハッブル宇宙望遠鏡 (HST)/ACS F814W バンドの撮像データと、COS-MOS 領域の一部を観測した COSMOS-DASH サー ベイの HST/WFC3 F160W バンドの撮像データを 用いて、これらの銀河の色が中心から外側に向かっ てどのように変化するかを調査した。

# 2 Sample

本研究では、Himoto & Kajisawa 2023 で使用さ れたサンプルを使用した。このサンプルは、COS-MOS2020 カタログ (Weaver et al. 2022) を用いて *i* < 24 の銀河に対して、ノンパラメトリックな星形 成歴史を仮定した SED フィッティングを行い、星形 成率や赤方偏移を推定したものである。観測された SED を各時代に生まれた星のスペクトルの一次結合 で次のように表している。 
$$\begin{split} & \mathrm{SED} = \mathrm{C_{1}SED_{0-40Myr}} + \mathrm{C_{2}SED_{40-321Myr}} + \mathrm{C_{3}} \\ & \mathrm{SED_{321-1000Myr}} + \mathrm{C_{4}SED_{1-2Gyr}} + \mathrm{C_{5}SED_{2-4Gyr}} + \\ & \mathrm{C_{6}SED_{4-8Gyr}} + \mathrm{C_{7}SED_{8-12Gyr}} \end{split}$$

*C*<sub>1</sub> – *C*<sub>7</sub> はフリーパラメータで、各期間の星形成 率と結びついている。

PSBの選出条件は sSFR (比星生成率)を用いて、

$$SSFR_{321-1000Myr} > 10^{-9.5} \text{ yr}^{-1} \&$$
  

$$SSFR_{40-321Myr} < 10^{-10.5} \text{ yr}^{-1} \& \qquad (1)$$
  

$$SSFR_{0-40Myr} < 10^{-10.5} \text{ yr}^{-1}$$

とした。比較する銀河として、星形成銀河 (SFG) の 選出条件を

$$SSFR_{40-321Myr} = 10^{-10} - 10^{-9} \text{ yr}^{-1} \&$$
  

$$SSFR_{0-40Myr} = 10^{-10} - 10^{-9} \text{ yr}^{-1}$$
(2)

星形成をしていない銀河 (QG) の選出条件を

$$SSFR_{321-1000Myr} < 10^{-10.5} \text{ yr}^{-1} \&$$
  

$$SSFR_{40-321Myr} < 10^{-10.5} \text{ yr}^{-1} \&$$
 (3)  

$$SSFR_{0-40Myr} < 10^{-10.5} \text{ yr}^{-1}$$

とした。本研究でのサンプル数を表1に示す。

表 1: サンプル数

	PSB	QG	SFG
全て	33	330	1126
$\log C_{\rm A} > 0.6$	22	131	206

また、Himoto & Kajisawa 2023 では、 ACS/F814W バンドデータを用いて、銀河の 非対称成分の中心集中度  $C_A$  を測定している。非対 称成分の中心集中度  $C_A$  とは、元の銀河画像から銀 河画像の回転中心を中心に 180 度回転した画像を引 き、残った非対称成分の 80% のフラックスが含ま れる半径を  $r_{A,80\%}$ 、20% のフラックスが含まれる 半径を  $r_{A,20\%}$  とした時、  $C_A = r_{A,80}/r_{A,20}$ で表さ れる。

本研究では、このサンプルの質量や非対称成分の 中心集中度 *C<sub>A</sub>* のデータも使用している。

#### 3 Data

本研究では、銀河の各半径での色を測定するた めに、COSMOS HST/ACS *I*<sub>F814W</sub> バンドデータ version 2.0 (Koekemoer et al. 2007) と COSMOS-DASH サーベイ HST/WFC3  $H_{F160W}$  バンドデータ (Mowla et al. 2019)を使用した。これらは z=0.7-0.9 の静止系 B バンド及び z バンドに相当する。

### 4 Analysis

銀河の中心領域と外側の領域でのカラーを測定す るために、まず、ACS 画像と WFC3 画像の点像分布 関数 (PSF) 合わせを IRAF/PSFMATCH を用いて 行なった。PSF の半値全幅が ACS/F814W バンド では ~ 0.1 arcsec、WFC3/F160W バンドでは 0.21 arcsec と空間分解能が異なるため、銀河の色を正確 に測定するには PSF を合わせる必要がある。

次に、SExtractor を用いて、PSF を合わせた ACS 画像とWFC3画像の銀河の半径ごとにフラックスを 測定した。本研究では、銀河の中心領域を半径 0.1 arcsec の円、銀河の外側の領域を Kron 半径の 2-2.5 倍の円環でのカラーを測定する。初めに、フラック スを半径が 0.1 arcsec、Kron 半径の 2.0 倍、Kron 半径の 2.5 倍の円で測定を行なった。銀河の内側の フラックスを半径 0.1 arcsec の円で測定したフラッ クス、銀河の外側のフラックスを Kron 半径の 2.5 倍 のフラックス – Kron 半径の 2.0 倍のフラックスと した。0.1 arcsec は約 0.75 kpc に相当し、これはお およそ C<sub>A</sub> が高い銀河の r<sub>A,20</sub> に相当する。次に、そ れぞれ、測定したフラックスから AB 等級を求めた。 これらの等級の差 *I*<sub>F814W</sub> - *H*<sub>F160W</sub> を内側と外側の領域でそれぞれ求め、  $\Delta I - H = (I - H)_{\text{内側}} - (I - H)_{\text{外側}}$ を内側と 外側の色の差として用いた。

#### 5 Results

初めに、C<sub>A</sub> と  $\Delta I - H$  の関係を調べた。(図 1)  $\Delta I - H$  が負の場合は、外側の色より内側の色が青 いことを示し、反対に  $\Delta I - H$  が正の場合は、外側 の色より内側の色が赤いことを示す。銀河の種類ごと の  $\Delta I - H$  の中央値は、PSB は -0.0488、SFG は 0.3585、QG は 0.0518 であり、PSB は他の銀河に比 べて  $\Delta I - H$  が全体的に低くなっている。PSB、QG、 SFG いずれの種族でも C<sub>A</sub> が高くなると  $\Delta I - H$  が 高い天体の割合が減少し、 $\Delta I - H$  の中央値が減少す



図 1: 各銀河の種類ごとの  $C_A$  と  $\Delta I - H$  の関係。 左が PSB、中央が QG、右が SFG。赤い点は  $C_A$  の 範囲が 0.2 dex ごとの  $\Delta I - H$  の中央値を示す。PSB には各銀河ごとに誤差を示している。QG と SFG に は 0.2 dex ごとの誤差の中央値を下に示している。

る。SFG では特にこの現象が大きい。PSB では  $C_A$ が高い天体の割合が大きいことが  $\Delta I - H$  の平均や 中間値が低いことに寄与している。

次に、銀河の中心部分(半径 0.1 秒角の円)の色 と、外側部分(半径が Kron 半径の 2 倍から 2.5 倍に 含まれる円環)の色の分布を  $C_A$  が高い PSB と他の 銀河で比較した(図 2)。中心部分の色は、 $C_A$  の高い PSB は QG や SFG よりも青い傾向がある。 $C_A$  の高 い SFG とは分布が一致した。外側部分の色は、 $C_A$ の高い PSB は QG より青く、分布のピークは SFG と同程度の色になっている。

#### 6 Discussion

C<sub>A</sub> が高い銀河は、外側に比べて中心部分が青く なっているため、中心の非対称成分の主な原因は非 対称なダスト吸収によるものよりも、中心部分で星 形成をしている、または、最近まで星形成していた ことによる場合が多いと考えられる。

SFG に見られる顕著な  $\Delta I - H$  の  $C_A$  依存性の原 因として、SFG の多くは渦巻銀河であり、渦巻き腕 で星形成を行なっているため、外側部分に非対称が 現れ非対称成分の中心集中度  $C_A$  が小さくなり、ま た、腕の部分は若い星が多く、中心部分には古い星が いるため  $\Delta I - H$  の値が大きくなるのに対して、相 互作用/合体により中心で爆発的星形成が起きた銀河 では  $C_A$  が高くなるとともに中心が青くなるからだ



図 2: 中心と外側の色の分布

左:ダスト吸収を補正する前の中心の色の比較 右:ダスト吸収を補正する前の外側の色の比較 上段:SFG, 中段:QG, 下段:C<sub>A</sub> の高い SFG

と考えられる。

中心と外側の色について、ダストの影響を除外し 元々の色の比較をするため、銀河全体に対する SED 解析から得られた E(B-V)を用いて、ダスト吸収を 補正した色の比較を行なった(図3)。ダスト吸収は 1つの銀河全体で同じ値としているため、結果を解 釈する際に注意が必要になる。

ダスト吸収補正後は、中心の色は C<sub>A</sub> が高い PSB と SFG で同じような値になっているが、C<sub>A</sub> が高い SFG よりは赤くなっている。C<sub>A</sub> が高い SFG が中心 で星形成を今も行っている銀河だと考えると、その 中心の色よりもやや赤いため C<sub>A</sub> が高い PSB では中 心で星形成が止まっていると考えられる。現状、星 形成が止まっていると考えると、中心の色の青さは、 中心部分の星の構成が古い星が支配的でないことを 示し、最近に強いバーストを起こしていた可能性を 示唆している。SFG の多くで、外側の星形成をして いる円盤に比べて中心部のバルジでのダスト吸収が 小さくなっている場合には、今回のダスト吸収補正 は過大になっており、実際には SFG 全体の中心部分 の色はもう少し赤い分布である可能性もある。

C<sub>A</sub> が高い PSB の外側の色は SFG よりも赤く、



図 3: ダスト吸収補正後の中心と外側の色の分布 左:ダスト吸収を補正後の中心の色の比較 右:ダスト吸収を補正後の外側の色の比較 上段:SFG,中段:QG,下段:C<sub>A</sub>の高いSFG

QG よりも青い側に偏っている。そのため、C<sub>A</sub> が高 い PSB の外側の色も Post-starburst 的な色になって いる。

 $C_A$ の高い PSB の色は、中心部分と外側部分の両 方で、 $C_A$ の高い SFG の色より赤い側に分布してい るため、 $C_A$ の高い PSB は  $C_A$ の高い SFG から進化 した可能性が考えられる。

 $C_A$  の高い PSB は、ダスト吸収が小さい天体の 方が  $\Delta I - H$  が小さい傾向がある(図 4)。また、  $\Delta I - H < -0.2$  の  $C_A$  の高い PSB の色勾配はおよ そ 0.2 arcsec 以内の中心部分(1.5 kpc 以内に相当) で急に青くなっている傾向がある(図 5)。よって、ダ ストが晴れている天体には  $\Delta I - H$  が特に小さいも のが多く、それらは中心で急に青くなっている。 $C_A$ が高いが、 $\Delta I - H$  が大きい天体は、中心部分がダス トに覆われて元の色より赤くなっているため  $\Delta I - H$ が大きくなっている可能性が考えられる。

 $-0.2 < \Delta I - H < 0$ の C<sub>A</sub>の高い PSB は、半径 変化とともに色が滑らかに上昇している(図 5)。ま た、I - Hを見ると、0付近から 0.8付近まで、ど の色の範囲にも滑らかな色変化の天体が存在するた め、滑らかな色勾配のまま進化している C<sub>A</sub>の高い



図 4:  $\log C_A > 0.6 \text{ op PSB} \text{ op } \Delta I - H \ge A_V \text{ opg係}$ 



図 5: log C<sub>A</sub> > 0.6, $\Delta I - H < 0$ の高い PSB の半径 ごとの色の変化

銀河の半径 0.1 arcsec の円、Kron 半径の 0.5-1.0, 1.0-1.5, 1.5-2.0, 2.0-2.5 倍の円環の色を示している。 実線は Δ*I* – *H* < -0.2、

点線は $-0.2 < \Delta I - H < 0$ 。

PSB も存在すると考えられる。そのため、C<sub>A</sub> の高 い PSB の進化過程は一つではないと言える。

#### Reference

Faber S. M. et al., 2007, ApJ, 665, 265

Himoto & Kajisawa, 2023, MNRAS, 519, 4110

Koekemoer A. M., Aussel H., et al., 2007, ApJS, 172, 196

Mowla L. A., van Dokkum P., et al., 2019, ApJ, 880, 57

Weaver J. R. et al., 2022, ApJS, 258, 11

-index へ戻る

銀河b10

# 遠方銀河の数密度を考慮したダスト放射進化モデルの 拡張

加納 龍生

# Extension of dust radiation evolution in distant galaxies

Ryusei Kano (Nagoya University)

# Abstract

In the study of galaxy evolution, the presence of dust within galaxies plays a crucial role in various physical aspects, such as the spectral energy distribution (SED) and the efficiency of star formation. To account for the dust evolution of galaxies over time, our research incorporates a comprehensive model that considers both dust and chemical evolution, as proposed by Asano and Nozawa (Asano et al. 2013) (Nozawa et al. 2015). By adopting this framework, we have successfully constructed a galaxy SED model, as described in the work by Nishida (Nishida et al. 2022), enabling us to accurately compute the SED of galaxies. Through extensive validation against observations of nearby dusty galaxies and our own Milky Way, these models demonstrate their ability to reproduce key observational properties. However, when we try to apply our SED model to distant galaxies (e.g., (Tamura et al. 2019)), some modification is necessary to reproduce their observational properties. In this work, we try to resolve the problems of the current SED model and reproduce the observed SEDs of very high-redshift galaxies. The molecular cloud around a young star is called a clump, which is considered to be a sphere. Since distant galaxies are considered to be compact, the density in the clumps should be higher than that of nearby galaxies. Therefore, we made the clump radius have a different dependence from the entire galaxy dependence, and by increasing the number density of dust in a clump, we were able to obtain high dust emission, the same as the observed value. This approach allows for more highly reproducible simulations.

The results suggest that distant galaxies have a higher dust number density than nearby galaxies and therefore emit more dust radiation.

# 1 Introduction

A galaxy is composed of stars, interstellar medium like gas and dust, and dark matter. It evolves by interacting with its components. Considering the situation of inter-stellar medium directly affects galaxy evolution theory. Notably, dust grains in galaxies play an essential role in the formation and evolution of galaxies. A significant portion of a mass of stars is expelled into the ISM through processes like stellar winds and supernova explosions, effectively recycling the released material back into the surrounding space. The abundances of dust grains strongly affect the mass of next generation stars. We review important processes affected by dust grains in galaxies.

First, to understand the effect of galaxy evolution by dust, knowledge of the site of star formation is needed. Stars are formed in dense regions such as giant molecular clouds. The density fluctuations within the clouds lead to gravitational collapse. Once the density surpasses a critical threshold, it triggers the formation of protostars. The accretion of the surrounding gas increases the mass of the protostars. Protostars first shine by the release of gravitational energy, not hydrogen burning. After they increase their internal temperature, it begins hydrogen burning, and it becomes a star.

The abundance of hydrogen molecules, the most abundant molecules in the Universe, might play a role in determining the efficiency of star formation (e.g., (Schruba et al. 2011)). The efficient formation of hydrogen molecules occurs on the surfaces of dust grains (e.g., (Cazaux & Tielens. 2004)). The direct formation of H<sub>2</sub> molecules through a collision of two hydrogen atoms is prohibited due to the inability to release energy through dipole radiation. Nevertheless, when this reaction takes place on the surface of dust grains, H<sub>2</sub> molecules are efficiently formed, as the binding energy can be released into the grain as thermal energy. Thus, dust grains are essential for star formation.

The spectral energy distribution (SED) of galaxies is an intensity distribution of electromagnetic waves. A galaxy emits energy that corresponds to its physical conditions and components. In general, objects with higher temperatures emit radiation with higher energy. Dust grains absorb short wavelengths like ultraviolet (UV) and optical, and re-emit the lights from mid-IR (MIR) to far infrared (FIR). Consequently, the presence of dust alters the shape of the SED.

# 2 Methods

# 2.1 Dust evolution model: Asano model

We adopt the dust evolution model which is based on the chemical evolution by Asano et al. (2013) and Nozawa et al. (2015). The model takes into account eight dust-related processes: dust production through asymptotic giant branch (AGB) and type II supernova (SNe II) stars, dust destruction caused by SN shocks, dust grain growth via metal accretion in the cold neutral medium (CNM) and molecular clouds (MC), and two types of grain-grain interactions, namely coagulation and shattering, occurring in the warm neutral medium (WNM), CNM, and MC.

Star formation rate is expressed by Schmidt law (Schmidt 1959), it has a relationship as SFR  $\propto$   $M_{\rm ISM}^{\rm n}$ . In this study, we use n = 1 for simplicity. Thus,

$$SFR = \frac{M_{ISM}}{\tau_{SF}},$$
 (1)

where  $\tau_{\rm SF}$  is timescale of star formation. In our model, we utilize the instantaneous recycling approximation. This implies that massive stars experience prompt death shortly after their formation, while less massive stars have indefinite lifetimes. Additionally, the elements produced during stellar evolution are instantaneously mixed with the ISM. We also adopt a gas infall model. Considering that the gas of early galaxies is not contained metal, by defining the amount of metal as metal mass rate into ISM,  $Z \equiv M_Z/M_{\rm ISM}$ , the amount of metal is

$$Z(0) = 0.$$
 (2)

In this model, gas increase gradually with time developing, so the infall gas rate I(t) is

$$I(t) = \frac{M_{\text{infall}}}{\tau_{\text{infall}}} \exp\left(-\frac{\mathbf{t}}{\tau_{\text{infall}}}\right),\tag{3}$$

where  $M_{\text{infall}}$  is gas infall mass and  $\tau_{\text{infall}}$  is infall timescale. (Inoue 2011).

The evolution of dust mass considering dust sizes is denoted by



Figure 1: This figure shows the temporal variation of the dust-to-gas mass ratio concerning the characteristics of the Milky Way.(Asano et al. 2013)

$$\frac{dM_{d}(a,t)}{dt} = -\frac{M_{d}(a,t)}{M_{ISM(t)}} SFR(t) + Y_{d}(a,t) \\
-\frac{M_{swipt}}{M_{ISM(t)}} \gamma_{SN}(t) [M_{d}(a,t) \\
-m(a) \int_{0}^{\infty} \xi(a,a') daf(a',t) da'] \\
+\eta_{CNM} [dm \frac{\partial [m(a)f_{m}(m,t)]}{\partial t}] \\
+\eta_{WNM} [\frac{dM_{d}(a,t)]}{dt}]_{shat,WNM} \\
+\eta_{CNM} [\frac{dM_{d}(a,t)]}{dt}]_{shat,CNMK} \\
+\eta_{WNM} [\frac{dM_{d}(a,t)]}{dt}]_{coag,WNM} \\
+\eta_{CNM} [\frac{dM_{d}(a,t)]}{dt}]_{coag,WNM}, \quad (4)$$

where  $M_{\rm d}$  is dust mass,  $Y_{\rm d}$  is the total amount of dust as loss mass in unit time,  $M_{\text{swept}}$  is the swept ISM mass by a SN shock,  $\gamma_{\rm SN}(t)$  is the SN rate compared to all stars, m(a) is the dust mass released by a star with dust radius a,  $\xi(a, a')da$  is the number fraction of grains, eroded from the initial radii [a', a' + da'] to radii [a, a + da] by sputtering in the SN shock, f(a)da is the number density of dust grains with radii in the range [a, a + da], and  $\eta_{\rm CNM}$  and  $\eta_{\rm WNM}$  are the mass fraction of WNM and CNM in the ISM, respectively. On the right-hand side, the first term accounts for the reduction of dust due to astration, while the second term represents the ejection of dust from stellar sources. The third term describes dust destruction resulting from SN shocks, and the remaining terms correspond to the shattering and coagulation effects within each phase of the ISM, respectively. (Asano et al. 2013) The time evolution of dust-to-gas mass ratio with

the properties of MilkyWay shown in Figure 2.

#### 2.2 Construction of galaxy SED

In the first step, we employ the simple stellar population (SSP) method to compute the spectrum emitted by stars. In the second step, we determine the dust size distribution using various techniques, and our model incorporates the chemical evolution model mentioned in §2.1 to calculate the dust properties. Moving on to the third step, we assess the dust attenuation of stellar radiation through the radiative transfer method, taking into account the dust properties derived in the previous step. In the fourth step, the dust emission is calculated using the stochastic heating method. Lastly, we combine the stellar spectral SED, the attenuation curve, and the dust emission obtained from the aforementioned steps to construct the galaxy SED. (Nishida et al. 2022)



Figure 2: SED of MW galaxy. The blue, orange, green, and red line shows SED when MW is 100 Myr, 1Gyr, 5Gyr, and 13Gr, respectively.(Nishida et al. 2022)

#### 2.3 Application of the Model to Distant Galaxies

Our SED model in §2.2 could reproduce nearby galaxies. To reproduce distant galaxies, we changed the parameters of the model (Table1), considering that distant galaxies can be more young and compact, and the star formation rate is higher than nearby galaxies. These parameters are came from fitting.

Table 1: Change model parameters from MW to distant galaxies. These values are came from fitting.

	Milky Way	Distant galaxy
Galaxy age	13Gyr	0.1Gyr
Star formation timescale	3Gyr	0.1Gyr
Gas infall timescale	15Gyr	0.5Gyr
Number density of CNM	$10^{3}$	$10^{5}$

Table 2: Data of MACS0416Y1 (z=8,312) credit: Tamura et al. (2019)

Wavelength $(\mu m)$	Flux density (nJy)
1.25	$99^{+7}_{-6}$
1.40	$134^{+6}_{-6}$
1.55	$139^{+7}_{-6}$
2.152	$103^{+44}_{-31}$
4.5	$384_{-90}^{+117}$
850	$137^{+26}_{-26} \times 10^3$
1140	$116 \times 10^{3}$
$10^3$	$10^{5}$

# 3 Results

To compare the results of our improved model, Tamura et al. (2019) are used. The data is shown in Table2. Firstly, Figure3 and Figure4 show the effect of decreasing star formation timescale and gas infall timescale. When these timescale decrease, the SED of the dust range increases. Figure5 shows combined SED with decreasing star formation timescale and gas infall timescale. Secondly, we increased number density of CNM in a galaxy, with fixing dust clumps' radius. Figure6 shows the result of our total simulation. It totally reproduces the observation of dust radiation. By decreasing the star formation timescale and gas infall timescale, and increasing number density of dust with fixing dust clump radius, the model reproduces observation. It implies that star formation is more intensive and the number density of dust is higher than near by galaxies.

#### 4 Future prospects

First, there is parameter inconstancy in our model. By using Markov chain Monte Carlo (MCMC), we can decide range of parameters. Second, the clump radius was fixed in this study, we need to formularize it not only fix it.



Figure 3: Effect of decreasing star formation timescale, the SED becomes close to the observation.



Figure 4: Effect of decreasing gas infall timescale, the SED becomes close to the observation.

# Reference

Asano, R.S. et al. 2013, Earth Planet.

Nozawa T. 2015, MNARS.

Nishida et al. 2022, MNARS.

Yoichi Tamura et al 2019, ApJ.

Andreas Schruba et al 2011, AJ.



Figure 5: Effect of decreasing star formation timescale and gas infall timescale, the SED becomes close to the observation.



Figure 6: Effect of decreasing star formation timescale and gas infall timescale, the SED becomes close to the observation.

Cazaux & Tielens 2004, APJ. Schmidt, M 1959, ASJ. Inoue, A.K. 2011, Earth Planet. -index へ戻る

銀河b11

# 近傍銀河における分子ガス-原子ガス比と星生成の 関係

# 濵響子

# 近傍銀河における分子ガス-原子ガス比と星生成の関係

浜 響子 (北海道大学大学院 理学院)

#### Abstract

原子ガス ご 分子ガスの変化が銀河進化に与える影響について注目し、36 個の近傍銀河を対象に星間ガスの 定量化を行った。分子ガスが比較的豊富に分布する内側の領域 (光学半径の 70 % の領域) において恒星質量 面密度と、分子ガスと原子ガスの相対質量比  $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$  の間には相関係数 r = 0.60 の正の相関が確認され、 星生成率面密度と  $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$  の間の相関係数は r = 0.30 と、原子ガス質量より分子ガス質量が多い銀河で は星生成が活発な傾向にあった。さらに銀河の内側領域と外側領域での比星生成率を比較すると、晩期型の 銀河の方が早期型よりも差が大きく、 $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$  や領域の違いによる差はあまり見られなかった。

### 1 Introduction

銀河の進化を考える上で銀河における星生成の理 解を深めることは重要であるが、銀河ごとあるいは 銀河内部の領域における星生成活動の活発さが異な る要因は、未だ明らかではない。様々な銀河に対して 分子ガスと原子ガスの相対質量を算出することによ り、分子雲生成がどの程度進んでいるかを推定するこ とは可能である。Young & Knezek (1989) や Young & Scoville (1991)、Nishiyama & Nakai (2001) など の先行研究から、星間ガス質量や分子ガスと原子ガ スの相対質量比  $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ が銀河のハッブル型に依 存していることが報告されており、これらの関係が 銀河形態の発現を明らかにする上で一助となること も期待される。そこで本研究では原子ガスから分子 ガスへ、、そしてその逆方向への変化が銀河進化とと もにどのように進むのかに着目した。

# 2 Data and Methods

#### 2.1 Data

分子ガスとして野辺山宇宙電波観測所 45 m 電波望 遠鏡の COMING(CO Multiline Imaging of Nearby Galaxies) プロジェクトで観測された <sup>12</sup>CO (J = 1-0) 輝線 (静止周波数 115 GHz) のデータを使用した。 COMING プロジェクトでは 147 個の近傍銀河が観測 されたが、後述の中性水素原子 21 cm 線のデータも 揃っており、また相互作用を行う銀河や不規則銀河 を除いた計 36 個の銀河を本研究の対象としている。

この 36 個の銀河それぞれのハッブル型の分類は図 1 に示す通りである。



図 1: サンプル銀河のハッブル型

サンプルの銀河は 3.63-39.3 Mpc の距離にあり、  $1.43 \times 10^9 M_{\odot} < M_* < 1.97 \times 10^{11} M_{\odot}$ の星質量 を持つ。原子ガスとしては米国の超大型干渉計 VLA で観測された中性水素原子の 21 cm 線 (HI)(静止周 波数 1.4 GHz) のデータを使用した。さらにそれぞれ のデータの3次元データキューブや2次元のモーメ ントマップは、COMING プロジェクトで準備された ものを利用した。いずれのデータも CASA を用いて imsmooth タスクと imregrid タスクを実行し、空間 分解能を 17"×17"、1 ピクセルのサイズを 6"×6" とした。このデータキューブやマップデータの他に 星生成率 SFR(Star Formation Rate) と恒星質量 M<sub>\*</sub> も併せて使用している。本研究で採用している SFR は遠紫外線と遠赤外線の強度の値より算出したもの であり (Muraoka et al. 2019)、恒星質量は WISE 3.4µm の強度の値より算出したものである (Sorai et al. 2019).

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

#### 2.2 Methods

取得した 0 次モーメントマップ (積分強度図) から ガスの分布を確認できる。例として、図 2 に NGC 4030 の中性水素原子と <sup>12</sup>CO (*J* =1–0) の積分強度 図を示す。



図 2: NGC 4030 の原子ガス (左)、分子ガス (右) の積 分強度図。色は積分強度の大きさを表しそれぞれ単位 は Jy beam<sup>-1</sup> km s<sup>-1</sup>(左)、K km s<sup>-1</sup>(右) である。ま た、画像サイズはいずれも 21.'1×21.'1。右図の黒塗 りの箇所は観測されていない領域である。

この積分強度図に対して次の関係式を用いてガス 質量を算出をした。

$$M_{\rm HI} = m_{\rm p} \times N({\rm HI}) \times S \tag{1}$$

$$M_{\rm H_2} = m_{\rm p} \times N({\rm H_2}) \times S \tag{2}$$

ここで $m_p$  は陽子質量、N(HI),  $N(H_2)$  は原子ガス・ 分子ガスそれぞれの柱密度をマップ全域にわたって 足し合わせたものであり、S は 1 ピクセルあたりの 面積である。銀河のガス質量  $M_{gas}$ (式 (3))、バリオ ン質量  $M_{baryon}$ (式 (4)) は

$$M_{\rm gas} = M_{\rm HI} + M_{\rm H_2} \tag{3}$$

$$M_{\rm baryon} = M_{\rm gas} + M_* \tag{4}$$

を使って導出した。

#### **3** Results

初めに各銀河でガスの動径分布を作成し、分子ガ スと原子ガスの面密度分布が銀河中心からの距離の 関数としてどのように変化するのかを調べた。以下 に例として NGC 4030 のガスの面密度の動径分布を 示す。

Sofue et al.(1995) などの先行研究でも示されて いるように、銀河中心部分には両ガスの広がりが確



図 3: NGC 4030 の動径分布

縦軸は面密度の大きさ、横軸は銀河中心からの距離 を R<sub>25</sub> で規格化した値である。

認でき、原子ガスは外側にまで広がっている。さら に、銀河による個体差はあるが面密度の値がおおよ そ 10  $M_{\odot}$  pc<sup>-2</sup> を境として、より外側の領域では分子 ガスから原子ガスへ面密度の支配的な成分が入れ替 わっている。2.2 節で記した計算により  $M_{\rm HI}, M_{\rm H_2}$ 、 さらに恒星質量面密度  $\Sigma_*$  や星生成率面密度  $\Sigma_{\rm SFR}$ (単 位面積あたりどれだけの星が単位時間内に生まれて いるのか)、比星生成率 sSFR(単位星質量あたりの星 生成率)を求めた後、各銀河で分子ガスが比較的豊富 に存在する内側の領域(光学半径  $R_{25}$  の70%の領域) とそれより外側の領域に分け、 $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ と各物理 量との間にどのような関係があるのかを調べた。

図4より、内側領域においては分子ガス質量の割 合が大きいほど  $\Sigma_{SFR}$  と  $\Sigma_*$  が大きいことが確認で き、分子ガス質量の割合が高くなるほどこれまでに より多くの星が生成され、現在星生成が活発な傾向 にあることが確認できる。

ガスとバリオンの相対質量比  $M_{gas}/M_{baryon}$  と  $M_{H_2}/M_{HI}$  の間には負の関係が確認された (図 5)。 これより、分子ガス質量比が大きくなると恒星質量 の占める割合が大きくなり、ガスから星になる分量 がより多いことが窺える。さらに内側領域ではこの  $M_{gas}/M_{baryon}$  が比較的小さい銀河には晩期型のもの が多く、早期型の銀河は値の大きいものが多かった。 一方で外側領域ではこのような銀河形態による違い は見られない。

それに対し、図6に示すように、内側領域における 単位星質量あたりの星生成率を表す比星生成率 sSFR と *M*<sub>H2</sub>/*M*<sub>HI</sub> の間の相関係数は 0.06 と特に相関は見



図 4: 内側の領域 0–0.7 $R_{25}$ (左) と外側の領域 0.7 $R_{25}$ – $R_{25}$ (右) における  $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$  と  $\Sigma_{\rm SFR}$ (上段)、 $\Sigma_{*}$ (下段) との関係

銀河のハッブル型によって色分けされており、早期 型から晩期型にかけて黄 (Sab)、緑 (Sb)、水 (Sbc)、 青 (Sc)、紫 (Scd)、ピンク (Sd) の色の順である。



図 5: 内側の領域 0–0.7 $R_{25}$ (左) と外側の領域 0.7 $R_{25}$ – $R_{25}$ (右) における  $M_{\rm gas}/M_{\rm baryon}$  と  $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ の関係



図 6: 内側の領域 0-0.7*R*<sub>25</sub>(左) と外側の領域 0.7*R*<sub>25</sub>-*R*<sub>25</sub>(右) における sSFR と *M*<sub>H2</sub>/*M*<sub>HI</sub> の関係 色分けは図 4 と同様。

られなかった。そのような中 NGC 3310 は相対質量 比  $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$  の値に対して比較的大きい sSFR の値 を取る結果が得られた。この銀河は図 4 においても他 の銀河より  $\Sigma_{\rm SFR}$  が大きく、現在星生成がより活発で あることが示唆される。一方で外側の領域において も相関関係はなく、またこの領域内で見られる傾向 から大きく異なる銀河はない。これより NGC 3310 は内側の領域においてのみ、本来推定される量より 多くの原子ガスが存在していると考えられる。銀河 の外側から内側への動径方向の流入による可能性や、 活発な星生成による分子ガスから原子ガスへの解離 などの可能性がある。

#### 4 Discussion

動径分布が示すように、分子ガスと原子ガスの存 在領域は銀河の内側と外側で顕著に異なる。そこで 銀河の内側の領域と外側の領域の両者の間で、ガス の相対質量比の変化に応じて sSFR がどのように変 化するかを図7に示した。図の縦軸は $0.7R_{25}$ より内 側 (内側領域)における sSFR と $0.7R_{25}$ - $R_{25}$ (外側領 域)の sSFR の差を取り、横軸は同じく内側領域と外 側領域での $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ の差を示したものである。



図 7: ΔsSFR と ΔM<sub>H2</sub>/M<sub>HI</sub> の関係 0.7R<sub>25</sub><R<R<sub>25</sub> と 0<R<0.7R<sub>25</sub> で差を取ったもの。 色分けは図 4 と同様。

他の銀河と比較して $\Delta$  sSFR が最も小さい値を取っ ている水色のプロットは NGC 3310 である。図 6 で も記したように、この銀河の内側領域では sSFR が 大きい値を取る一方で外側の領域では他の銀河の値 と大きく差がないことから、 $\Delta$  sSFR は大きくなかっ た。この例外の銀河 (NGC 3310)を除くと、内側領 域と外側領域による  $\Delta$ sSFR の違いはあまり見られ なかった。また、 $\Delta$ sSFR とガス質量比  $\Delta M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ との依存関係もほぼ存在しなかった。しかし全体と してある  $\Delta M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$  に注目すると、より早期型の 銀河 (黄色や緑色のプロット) は晩期型の銀河 (青色 2023 年度 第 53 回 天文·天体物理若手夏の学校

やピンク色のプロット) と比較してΔ sSFR が大きい 傾向にあった。

# 5 Coclusion

近傍銀河 36 個に対して中性水素原子の 21 cm 線 (HI)(原子ガス) と <sup>12</sup>CO (J = 1-0)輝線 (分子ガス) のデータを導出し、この 2 つのガスの相対質量比  $M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$  と  $M_*$ や SFR, sSFR などとの関係を調べ た。分子ガス質量比が大きい銀河ほどこれまでによ り多くの星が生成され、現在星生成が活発な傾向に あり、ガスから星になった分量がより多いことが確認 された。また、内側領域での  $\Sigma_{\rm SFR}$ 、 $M_{\rm gas}/M_{\rm baryon}$ 、  $\Sigma_* はガス質量比 <math>M_{\rm H_2}/M_{\rm HI}$ と関係している可能性が 示唆される一方、内側領域と外側領域での sSFR に 大きな差はなかった。現段階では紫外線放射場が星 生成に与える影響をないものとしているため、今後 紫外線による水素原子の電離や水素分子の解離を考 慮する必要がある。

# Reference

Elmegreen, B. G., 1993, ApJ, 411, 170
Muraoka, K., et al., 2019, PASJ, 71, S15
Nishiyama, K., & Nakai, N., 2001, PASJ, 53, 713
Sofue, Y., 1996, ApJ, 458, 120
Sofue, Y., Honma, M., & Arimoto, N., 1995, A&A, 296, 33
Sorai, K., et al., 2019, PASJ, 71, S14
Young, J. S., & Knezek, P. M., 1989, ApJ, Lett347, L55
Young, J. S., & Scoville, N. Z., 1991, ARA&A, 29, 581

-index へ戻る

銀河b12

# 近傍銀河NGC 1068 における星形成率分布の高精度の 画像化

長嶋 悠月

# 近傍渦巻銀河 NGC 1068 の星形成率分布の高精度な画像化

長嶋 悠月 (福島大学大学院共生システム 理工学研究科)

#### Abstract

銀河の形成・進化過程を解明することは現代天文学の大きな目的の一つである. そのためには銀河の構成要素 である星の形成プロセスを知る必要がある. 星形成に関連して, 大量の大質量星が短期間に形成される現象は, スターバーストと呼ばれる. 一部の渦巻銀河では渦状腕に沿ってリング状の構造を作ることから, その領域は スターバーストリング (SB ring) と呼ばれる. 星の形成メカニズムを知るためには星形成率 (Star Formation Rate; SFR) の正確な測定が不可欠である. しかし塵による減光の影響で SFR の正確な測定は簡単ではない. この問題に対するアプローチとして, 塵の減光を受けない電波領域の連続波および、強度の強い近赤外線領域 の水素再結合線を用いた手法が報告されており, 信頼性の高い星形成率が求められている (e.g., Michiyama et al. 2020). この手法で使われる 2 つのトレーサーは, 若い星が放射する紫外線が星間の水素原子を電離す ることで形成される電離水素領域 (HII 領域) からの放射をトレースするため, 個々の HII 領域を見分けるこ とができる程度の分解能のデータを用いる必要がある. 本研究では, その手法を 60 pc 分解能で観測された近 傍の典型的なセイファート銀河 NGC 1068 のデータに適用し, SB ring 全体の SFR 分布図を作成した.

# 1 背景

星は原料となる分子ガスの密度が高い場所で重力 収縮して形成される.星形成は銀河の力学的進化に 密接に関わっているため,銀河の進化において重要な 役割を担っている.

銀河を特徴づける指標の1つとして SFR が知られ ている. SFR は1年間に形成される星の総質量を. 太陽の質量を単位として表現したものである (単位: M<sub>☉</sub>/yr).

SB ring だけでなく, 銀河中心の超巨大ブラック ホールに周囲のガスが落下することで, 大量のエネ ルギーを強い電磁波として放射する活動銀河中心核 (Active Galactic Nucleus; AGN) もよく観測される 現象である.銀河内の物質が放射する電磁波をさまざ まな波長で測定することで,銀河内の領域の特性や星 の形成プロセスを特徴づけることができる.

# 2 目的

本研究の目的は,銀河の形成プロセスを知るために 必要な,星形成の精密な分布図を近傍渦巻銀河 NGC 1068 を対象に作成することである.前述の通り,銀 河の形成・進化を調べるために,星形成の分布を知 ることは重要なことである.しかし,正確な SFR を

導出するためには, SFR トレーサーとする電磁波か ら他の放射成分からの様々な寄与を正確に除去する 必要があるため, 1 つの銀河で詳細な SFR 分布図を 作成できた例は過去ほとんどない (e.g., Michiyama et al. 2020). 本研究の観測天体である近傍渦巻銀河 NGC 1068 についても, Tsai et al. 2012 によって, SB Ring を 25 個の領域に分けた SFR の研究がなさ れているが, SFR 分布図の作成には至っていない. そ こで本研究では, SFR トレーサーとして相補的な特 徴を持つ 2 つの電磁波を使って, NGC 1068 の詳細 な SFR 分布図を初めて作成する.

#### 2.1 星形成率 (SFR)

SFR は, 若く青い大質量星からの放射に基づいて 導出される. 寿命が数 1000 万年程度の若い星からの 放射は, 銀河のタイムスケール (例えば銀河が一回転 するのは数億年かかる)の中で, 「誕生したばかりの 星」だとみなすことができるため, 現在の SFR を導 出する際に利用されている. 導出する際に, 星質量関 数を仮定することで, 小さい質量の星と大きい質量の 星の割合を決め, 観測した電磁波の強度から SFR に 変換している.

#### 2.2 観測銀河: NGC 1068

本研究の観測天体である NGC 1068 は, 比較的近 く (14 Mpc) にある銀河で観測がしやすく, 強い電磁 波を出す中心領域である AGN や, 大質量星が多数形 成している SB ring をもつ活動的な銀河である. 図 1 で示すように, 中心部に AGN があり, 周囲の渦巻 の腕の部分に SB ring がある.



図 1: NGC 1068(可視光)(Credit: NASA, ESA& A. van der Hoeven, 2013)

# 3 研究方法

SFR のトレーサーとして, 水素再結合線の Paα と, ffc の 2 つを照らし合わせ, 高精度の星形成の分布図を 作成する. 分布図の作成フローは図 2 のようになる.



図 2: 高精度の SFR 分布図を制作するためのフロー チャート

(図2上段から)

**1 段目**:目的として「NGC 1068 の正確な星形成 分布図を作る」ことを掲げている. 2 段目: トレーサーとして, 相補的である 100 GHz 帯の ffc と, 近赤外線領域にある Paα を使用する. 相 補的な不利点をもつトレーサーのペアを使用する相 乗効果により, 弱点に影響されにくい SFR を得られ ると期待できる.

3 ~ 5 段目: 正確な SFR を得るために, 以下の較 正を行う.

- 他の連続波成分(シンクロトロン放射, cold dust)
   の寄与を除去する (ffc の場合)
- ノイズの3シグマ以上のデータを使用する
- 高エネルギーの放射現象に由来する、AGNのout flowを除外する

**6,7 段目**:電子温度 *Te* を変化させていくことに より,両者の SFR の値がより近づく電子温度 *Te* を 見つけ,高精度の SFR 分布図を完成させる.

\_\_\_\_\_

先行研究 (Michiyama et al. 2020) では, 本研究とは 異なる銀河 NGC 3256 で行われた, 同じ手法での結 果が報告されている. 先行研究では星形成のトレー サーとして水素再結合線の H $\alpha$  と 99 GHz 帯の ffc を使用しており, それにより求められたそれぞれの SFR は一致し, NGC 3256 の信頼性のある SFR を 導いている.

本研究では, 先行研究の手法に加えて 100 GHz ffc から, 星形成由来でない他の連続波 (星間塵 (本研究で は cold dust と呼ぶ), シンクロトロン放射)の強度分 布図を使い, それらの寄与を除去する (フローチャー ト 3 段目). それにより, より高精度の SFR を得られ ることが期待できる.

# 3.1 使用する SFR トレーサー: 100GHz ffc および, Paα

本研究で SFR トレーサーで使用する電磁波は, 近赤 外線領域にある水素再結合線の一つである  $Pa\alpha(パッ シェンアルファ) と 100 GHz 帯の自由-自由放射 (free$ free continuum; ffc) である. この二つの波長の特徴は表 1 である.

100 GHz ffc は, 電波領域の比較的長い波長 (3 mm 帯) なため, 紫外線, 可視光線, および近赤外線よりも ダスト減光の影響を受けない一方で強度が弱い. Paα は星間塵による吸収を強く受ける一方で, 強度が強

表 1: 100 GHz ffc と Paα の特徴			
	波長	利点	不利点
$100~{\rm GHz}~{\rm ffc}$	電波領域	ダスト減光を受けない	強度が弱い
$Pa\alpha$	近赤外線領域	強度が強い	ダスト減光を受ける

い, という特徴を持つ. 波長が 1 μm を超える赤外線 は星間塵に対して強い透過力をもっており, Paα(波 長:1.875 μm) はその赤外線領域の水素再結合線の中 でも特に強い輝線である (e.g., Tateuchi et al. 2013).

# 4 使用する Pa<sup>α</sup> と100 GHz ffcの 強度分布図

**3 研究方法**で記載したように先行研究 (e.g., Michiyama et al. 2020)と同様, 2つの波長から高精 度の SFR 分布図を作成するために 100 GHz ffc と, 水素再結合線の Paα を用いる.

図 3,4 が本研究で使用する SB ring の 100 GHz ffc, Pa $\alpha$  の強度分布図 (フラックス密度) である.フ ラックス密度は単位面積,周波数,時間あたりのエネ ルギーである.エネルギーの単位は Jy か erg がよく 用いられる.Jy はエネルギーの単位であり, SI 単位で 表すと 1 Jy = 10<sup>-26</sup> W m<sup>-2</sup> Hz<sup>-1</sup>, CGS 単位系で表 すと 1 Jy = 10<sup>-23</sup> erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> Hz<sup>-1</sup> となる.どちら もノイズ RMS の 3 シグマ以下のデータは使用して いない.



図 3: 100 GHz ffc の強度分布図

なお 100 GHz ffc の強度分布図はアルマ望遠鏡 (ALMA; Atacama Large Millimeter/submillimeter Array), Paa の強度分布図は HST(ハッブル宇宙望遠 鏡) で観測している.本研究で必要な Paa の強度分布 図は, García-Burillo et al. 2014, Sanchez-Garcia et al. 2022 を使用し, Mingozzi et al. 2019 の減光マッ プを用いて減光量の補正をしている.



図 4: Paa の強度分布図

なお画像の各点は, データ点に対して六角形サンプ リングを行い, 画像に出力している.

#### 4.1 ALMA、および HST について

ALMA は, 2011 年に科学観測を開始した. 従来の すばる望遠鏡やハッブル宇宙望遠鏡を1桁上回る解 像力をもつ大型電波干渉計である. 波長 3.6 mm か ら 315 µm (84 - 950 GHz) のサブミリ・ミリ波帯で 観測ができる. 惑星誕生のメカニズムや、有機物の探 査により地球外生命の可能性を明らかにし, 私たちの ルーツを宇宙にたどることがアルマ望遠鏡の1つの 大きな使命である.

HST は, 1990年に打ち上げられた宇宙望遠鏡である. ハッブルの観測波長領域は, 紫外光から可視光を 経て近赤外にまで及ぶ. ハッブルの機能は, 30年以上 の運用で大幅に成長しており, 現在まで運用されている.

# 5 結果

- 本研究の手法で得られた最も妥当な Te は 5800<sup>+300</sup><sub>-200</sub> Kであった
- それにより得られた NGC 1068 の SB ring の SFR は 8.7± 0.4 M<sub>☉</sub>/yr となった \*<sup>1</sup>.

図 5, 6 は本研究の手法により求めた SFR 分布図 とヒストグラムである.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>AGN のアウトフローに影響される,中心 0.8kpc 以内のシン クロトロン放射 (RMS の 5 σ以上) の部分を除外した値.



図 5: NGC 1068 の SFR 分布図



図 6: NGC 1068 の SFR ヒストグラム

以上は求められた一つの電子温度 (5800 K) を SB ring 全体で仮定しているが、その温度の依存性を調 べるため, 各データにおける Te を, それぞれのデー タの周囲 (半径 0.25 kpc 内) にあるデータと比較し, 矛盾のない温度となるように求めた. その結果, 得ら れた Te の分布図は図 7, Te のヒストグラムは図 8 と なった. この分布図およびヒストグラムの中央値は 4560<sup>+1224</sup> K である.



図 7: 得られた Te の分布図



図 8: 得られた Te のヒストグラム

# 6 考察

本研究における考察は以下である.

- 図5のSFRの分布図においてバーエンド(銀内の流れに沿って星間物質が流れ着く領域)でSFRが高い値を示している.星の原料となる分子ガスが大量に存在するためだと考えられる.
- NGC 1068 の星質量を約 10<sup>10</sup> M<sub>☉</sub>/yr(Leroy et al. 2021)と仮定すると、星質量と SFR の比は主系列銀河と一致する.
- 図 7 から星形成が盛んな右下, 左上部分で温度 の低い傾向が見られる.
- 図7上部の腕の、下流側にかけて (矢印の方向)Te の正の勾配が見られる.NGC 1672(z~0.004)の 上腕の温度勾配と一致している (Ho et al. 2018). これは金属量の分布が大きく関係すると考えられる.Ho et al. 2019によると渦巻腕の下流側に かけて金属量が低くなる傾向があり、それに伴ってTe が高くなっている.

# Reference

Michiyama et al. 2020, ApJ, 895, 85
M. Tsai et al. 2012, ApJ, 746, 129
García-Burillo et al. 2014, A&A, 567, A125
M. Sánchez-García et al. 2022, A&A, 660, A83
Leroy et al 2021, ApJS, 257, 43
Ho et al. 2019, ApJL 885 L31
Ho et al. 2018, A&A, 618, A64

——index へ戻る

銀河 c01

ニュートリノ観測実験ICECUBEによる10年間の一般 公開観測データを用いた AGN 探索

久田 凜太郎

# ニュートリノ観測実験 ICECUBE による 10 年間の一般公開観測データ を用いた AGN 探索

久田 凜太郎 (京都産業大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

ICECUBE はマルチメッセンジャー天文学の一端を担うニュートリノ天文学の一員としてその性能を発揮 している。ICECUBE は高エネルギーニュートリノを追っており、高エネルギー粒子の加速現象に付随する ニュートリノを主として調べることができる。高エネルギー粒子の加速機構は未だ解明されていないことが 多く、今後の研究が待たれる分野である。本研究では、2021 年に IceCube Collaboration (2021) にて公開 された ICECUBE による 10 年間分のニュートリノ観測データを用いて、Aartsen et al. (2020) にて発表が なされた SeyfertII 銀河に分類される NGC1068 における 4.9σ の検出を同様の解析手法で再現を試した。ま た、候補天体として名前が上がっていた NGC4151 と TXS0506+056 についても調べ、最終的には全天にお いてのマッピングを行った。

# 1 Introduction

マルチメッセンジャー天文学とは大きく分けて3 つ、電磁波による天文学、宇宙線やニュートリノな どの粒子による天文学、重力波による天文学で多角 的観測することで総合的に解明する天文学である。3 つの天文学の短所と長所を互いに補うことにより新 たな発見が期待される。実際に2017年には中性子星 合体による重力波検出と電磁波による追観測により 中性子星合体で起こる現象の解明につながっている (Abbott et al. 2017)。

高エネルギー宇宙線(10<sup>19</sup> – 10<sup>20</sup> eV)の観測は半 世紀以上にわたって続けられており、宇宙粒子の強 力な加速機構の存在が考えられているが、その原理 と飛来方向については謎が多い。X線や γ線などの 高エネルギー光子では吸収や散乱、高エネルギー荷 電粒子では物質や光、磁場などとの相互作用の影響 を受け進行方向が変化し、正確な位置測定が難しい。 また、進行方向の変化と同時にエネルギー損失も発 生してしまう。しかし、ニュートリノは電荷を持た ず物質との相互作用や吸収などの影響少ないため高 エネルギー加速機構の理解に重要な役割を果たすと 期待されている。

活動銀河核(AGN)とは活動銀河の銀河内部にあ る、大質量ブラックホール (SBMH) を含んだコンパ クトで非常に明るい領域である。AGN は統一モデル (Antonucci 1993) によると SMBH の周りにできる降 着円盤を取り囲むようにダストでできたドーナツ状 の領域(トーラス)があるとされ、地球からの視線 方向によって特徴づけられる。例えば、SeyfertII 銀 河に分類される AGN はトーラスが横から観測され、 AGN の中心部はトーラスによって遮られる形とされ る。また、AGN は SMBH から噴き出るジェット構 造が付随する場合があり、もし中心部がトーラスに よって遮られずジェットの軸方向に地球があった場合 には強い電波源として観測がされる Blazar に分類さ れる。こうした SMHB 系である AGN は、ニュート リノなどの高エネルギー宇宙線の加速機構の候補と なっている (Berezinskii & Ginzburg 1981)。

2020年、ICECUBEによる10年間の観測結果の報 告において全天で最も明るい Seyfert II 銀河 NGC1068 がニュートリノ源と同定されたとの論文が発表された (Aartsen et al. 2020)。論文によると NGC1068の天 球面座標から 0.35°離れた場所においてニュートリノ の個数が $n_s = 61.2$ 、統計有意性が  $4.2\sigma$  であるとされ た。また、全天で最も明るい Seyfert I 銀河 NGC4151 も天球面座標からおよそ 0.18°離れた場所にニュート リノ源があるとも報告 (IceCube Collaboration 2022) がされている。Blazar である TXS0506+056 では Ice-Cube Collaboration (2018) によると天球面座標から 0.1°離れた場所で統計有意性が  $3\sigma$  であるとされる と同時にフェルミガンマ線宇宙大面積望遠鏡 (Fermi Lat) によってもガンマ線放射を観測 (IceCube Collaboration 2018) がされ完全に同定されることとなった。

# 2 Methods/Instruments and Observations

#### 2.1 ICECUBE

ICECUBE 実験は南極点に程近いアムンゼン・ スコット基地の地下に設置されている観測所で行わ れている、高エネルギーニュートリノを観測する国 際共同プロジェクトである。観測装置では分厚い南 極氷床が使用されており、光電子検出器が高さ1km、 直径 1km の六角柱状に埋設されている。検出器は 86 本のケーブルに連なっており計 5160 個が使用されて いる。比較のために岐阜県飛騨市神岡鉱山にあるスー パーカミオカンデを紹介すると、同じく円柱状で高さ 42m、直径 39m の水槽が使用され、水槽の壁面に光 センサーが計 1.3 万本取り付けれられている (Super-Kamiokande Collaboration 2003)。ICECUBE の特 徴は、観測装置が大きいことで検出効率が高くなる ことや、特に検出器が観測装置を満たすように設置 されているためニュートリノの飛来方向の角度分解 能が高いことである。ICECUBE の飛来方向の角度 分解能がおよそ 0.2°の精度であるのに対して、スー パーカミオカンデでは 20° 以上となっている。

#### 2.2 データセット

ICECUBE の観測期間とイベント数は Table.1 に 示している。ICXX と表記されている XX の部分は 各観測期間でのケーブルの本数を表しており、IC86 では 2011 年の観測期間と 2012 から 2018 年まで連 続した観測期間の 2 つとなっている。

Table 1: Data Sample

Year	Events	Start day	End day
IC40	36900	2008/04/06	2009/05/20
IC59	107011	2009/05/20	2010/05/31
IC79	93133	2010/06/01	2011/05/13
IC86-I	136244	2011/05/13	2012/05/15
IC86-II-VII	760923	2012/04/26	2018/07/08

一般公開された観測データでは主なものとして各
 ニュートリノのイベントについての時刻 [MJD]・赤
 経 (RightAscension)[deg]・赤緯 (Declination[deg])・

エラーアングル [deg]・エネルギー [*log*<sub>10</sub>(*E/GeV*)] が 含まれている。

公開データには観測される全てのニュートリノが 含まれているわけではなく、ある程度の選別が行わ れている。しかし、宇宙の天体現象起源と大量に観 測される地球大気起源のニュートリノとを選別して いないため、地球大気起源のニュートリノはノイズ となってしまう。また、イベントの面密度も十分に 高くない、よって次に述べる最尤法によって天体起 源と大気起源のニュートリノを統計的に見分けるこ とになる。

#### 2.3 最尤法マッピング

最尤法マッピングの手順は Braun et al. (2008) と Abbasi et al. (2011) での方法に従い計算を行った。

最尤法は統計学の手法の1つで、標本からそれら が従う確率分布の母数を推定する手法である。具体 的に、あるパラメータ z を含む変数 x による確率分 布 P(x|z) に従う母集団から標本を N 個だけとった 時、標本のみからパラメータ z を推定することを考 える。この時、尤度関数 L(z) を次のように定義する。

$$L(z) = \prod_{i=1}^{N} P(x_i|z) \tag{1}$$

尤度関数 *L*(*z*) は各標本が取る確率の総乗となってい るため、標本が各値を取る同時確率を表している。こ の尤度関数 *L*(*z*) を最大化させることでパラメータ *z* を推定することができる。

最尤法を用いるために必要な確率分布を、確率密度 関数 PDF(Probability Density Function) と呼ぶ。宇 宙ニュートリノを signal、大気ニュートリノを background として、それぞれが従う確率密度関数 *S<sub>i</sub>、B<sub>i</sub>* \_を次のように定義する。

$$S_i = N(\vec{x}_i | \vec{x}_s, \sigma_i) \cdot P(E_i | \gamma, \delta_i)$$
<sup>(2)</sup>

$$B_i = N_{Atm}(\vec{x}_i | \vec{x}_s) \cdot P(E_i | Atm, \delta_i)$$
(3)

ここで  $\vec{x}_i = (\alpha_i, \delta_i) \ge E_i \ge \sigma_i$  はそれぞれ観測された ニュートリノの赤経 (RA)・赤緯 (Dec) とエネルギー とエラーアングルを表し、 $\vec{x}_s$  はある地点に signal が あるとしたときの source の位置を表す。source はべ き乗のスペクトルを持つと仮定し、これを  $E^{-\gamma}$  とお く。N(x) の項は空間的な広がりを表す PDF である。 background では観測装置の感度の影響で RA の依 存性はなく Dec のみに依存性があるが、Dec の依存 性は  $P(E_i|Atm, \delta_i)$  に含まれているので  $N_{Atm}(\vec{x}|\vec{x}_s)$ は考える必要がなくなる。signal での N(x) は 2 次元 ガウシアンを用いて次のように表される。

$$N(\vec{x}|\vec{x}_s,\sigma_i) = \frac{1}{2\pi\sigma_i^2} \exp\left(-\frac{|\vec{x}-\vec{x}_s|}{2\sigma_i^2}\right) \qquad (4)$$

これにより、*S<sub>i</sub>* と *B<sub>i</sub>* が空間的にもエネルギー方向 に対しても規格化されていれば PDF として扱うこと ができるようになる。

また、 $P(E_i|\gamma, \delta_i) \geq P(E_i|Atm, \delta_i)$ はそれぞれエネ ルギーを変数とする signal と background の PDF で あり、これらはそれぞれ予め計算できる (Braun et al. 2008)。background の PDF は観測データから計算さ れ、これは「観測データは background が signal を 無視できるほどに優勢である」 (Abbasi et al. 2011) という仮定のもと実現される。

これにより、得られた signal と background の PDF を用いて尤度関数を次のように定義する。

$$L(n_s, \gamma) = \prod_{i=1}^{N} \left( \frac{n_s}{N} S_i + \left( 1 - \frac{n_s}{N} \right) B_i \right)$$
 (5)

ここで、パラメータ $n_s$ は $x_s$ の位置で signal イベントの貢献度を表し、Nは推定に使われたイベント数の総数である。この尤度関数を最大化することで、 $n_s$ と $\gamma$ の推定量を得ることができる。

次に、得られた推定量から検定量 (Test Statistic) を次のように定義する。

$$TS = -2 \cdot \log \frac{L(ns=0)}{L(\hat{n_s}, \hat{\gamma})} \qquad n_s \ge 0 \qquad (6)$$

 $n_s = 0$ 、すなわちイベントが全て background とす る仮説を帰無仮説という。この検定量は帰無仮説が 棄却される信頼度を示す指標となる。さらにこの検 定量は自由度が 3 の  $\chi^2$  分布にしたがっているため、 帰無仮説が棄却される確率 (p-value) を求めることが できる。

### 3 Results

#### 3.1 解析内容

本研究で使用した観測データは Table1 において一番観測期間が長い IC86-II-VII のみである。その他の

観測期間のデータは観測感度が異なることによる解 析の複雑化を避けるために用いないこととした。期 間を限定することで観測データは少なくはなるが、そ れでも解析には十分な観測量があると判断した。

解析に使用した言語は Python3.10.4 で、尤度関 数の最大化には Scipy の minimize 関数を用いた (minimize(-log L) とすることで L が最大化される)。

#### 3.2 高解像度マッピング

IceCube Collaboration (2022) において既にニュー トリノ放射候補天体として名前が挙げられていた 3 つの天体の位置に限って 1 ピクセルが 0.1°×0.1°の 解像度でマッピングを行った。得られたマップ画像 は下の Fig1 である。各図で青点が放射源と思われる 天体の位置であり、赤点が画像の 3°×3°の領域で p-value が最も小さい位置を表している。各赤点での 値と推定量を Table2 にまとめてある。3 つの天体の 中で最も p-value が小さかったのは NGC1068 である ことがわかり、これは Aartsen et al. (2020) で全天 において最も p-value が小さいとされたことと矛盾 していない。



Fig 1. 左から NGC1068,TXS0506+056,NGC4151 周辺の p-value マップ

また、Table2 にある NGC1068 の p-value は、 Aartsen et al. (2020) での報告では NGC1068 の p-value= $3.5 \times 10^{-7}$  と比べてやや大きな値となっており統計有意性は  $4.4\sigma$  であるがおよそ同程度であると考えることができる。やや大きな値となっているのはおそらく観測期間を限定したことが要因であると思われる。

#### 3.3 全天マッピング

Fig.2 は1ピクセルが 1/3° で γ を 2.5 に固定し作 成した全天マッピングである。前の節で調べた 3 つ の天体以外の場所においてもニュートリノ放射源と

Table 2:	解析結果
----------	------

Target	p-value	$n_s$	$\gamma$
NGC1068	$4.3~{\times}10^{-6}$	56.92	2.20
TXS0506 + 056	$8.9~{\times}10^{-5}$	23.9	1.40
NGC4151	$5.1 \times 10^{-2}$	20.31	1.26

思われる箇所が多数見受けられ、これらの候補天体 については確認されていない。



Fig 2. 全天マッピング。ただし、 $-70^\circ \leq \mathrm{Dec} \leq 70^\circ$ の範囲に領域が限定されている。

# 4 Discussion

本研究ではまず、AGN に分類される NGC1068、 TXS0506+056、NGC4151 ニュートリノ放射が観測 されたことを確認した。中でも NGC1068 は突出し て p-value が小さくニュートリノ放射天体候補であ ることが有力である。NGC1068 は SeyfertII に分類 されており、統一モデル Antonucci (1993) によると SeyfertII では電磁波がトーラスによって遮られ内部 の観測は難しい、しかしもし仮に高エネルギーニュー トリノがトーラス内部からの放射であれば、ニュー トリノ放射は等方的でトーラスに遮られていない可 能性がある。よって、ニュートリノからトーラス内 部からの情報を得ることができ AGN 中心での天体 現象解明につながることが期待される。

今回の高解像度マッピングでの確認により3つの AGNではニュートリノ放射源である可能性が高いこ とがわかる。しかし、3つの AGN は既に報告された 中から AGN であるものを意図的に選び確認してい るため、AGN であることでニュートリノ放射天体と なるか、もしくは、AGN だけがニュートリノ放射天 体であるかどうかは不明である。実際、全天マッピン グでは今回確認していないニュートリノ放射と思わ れる箇所があり、これらのニュートリノ放射源にお ける Blazer が占める割合はわずか 13 %程度である とも言われている (McDonough et al. 2023)、AGN が主要なニュートリノ放射源ではない可能性もある。 しかし、今後多くの AGN がニュートリノ源として 同定されれば、AGN での高エネルギー宇宙線の加速 機構の解明が進むのではと考える。

# Reference

- Aartsen, M. G., et al. 2020, Phys. Rev. Lett., 124, 051103. https://arxiv.org/abs/1910.08488
- Abbasi, R., et al. 2011, ApJ, 732, 18, doi: 10.1088/ 0004-637X/732/1/18
- Abbott, B. P., et al. 2017, ApJ, 848, L12, doi: 10. 3847/2041-8213/aa91c9
- Antonucci, R. 1993, ARA&A, 31, 473, doi: 10. 1146/annurev.aa.31.090193.002353
- Berezinskii, V. S., & Ginzburg, V. L. 1981, MN-RAS, 194, 3, doi: 10.1093/mnras/194.1.3
- Braun, J., et al. 2008, Astroparticle Physics, 29, 299, doi: https://doi.org/10.1016/j. astropartphys.2008.02.007
- IceCube Collaboration. 2018, Science, 361, eaat1378, doi: 10.1126/science.aat1378
- —. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2101.09836, doi: 10. 48550/arXiv.2101.09836
- —. 2022, Science, 378, 538, doi: 10.1126/science. abg3395
- McDonough, K., Hughes, K., Smith, D., & Vieregg,
  A. G. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2307.04194,
  doi: 10.48550/arXiv.2307.04194
- Super-Kamiokande Collaboration. 2003, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 501, 418, doi: 10.1016/S0168-9002(03)00425-X

-index へ戻る

銀河 c02

# z ≤ 1 における銀河のダストの減少についての準解析 的モデルを用いた解析

# 五十嵐 諒

# $z \lesssim 1$ における銀河のダストの減少についての準解析的モデルを用いた 解析

五十嵐 諒 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

### Abstract

ダストは星間空間に存在する ~ 1 – 10<sup>-3</sup> µm ほどの大きさの固体微粒子である。ダストは紫外線を吸収し 赤外線を放射するため、銀河のスペクトルエネルギー分布に大きな影響を及ぼす。さらにダストは銀河進化 において重要な役割を担っており、ガスの冷却や、H<sub>2</sub> などの分子形成に寄与するばかりでなく、銀河中心の 超巨大ブラックホールへのガス降着の促進がもたらされる可能性が示唆されており、その影響は大きい。 本講演は (Parente et al. 2023) のレビュー講演である。観測によって約 8Gyr 前から現在までの間で銀河の ダストの量がおおよそ 2 ~ 3 倍減少していることが示唆されている。この研究では準解析的モデルの 1 つで ある L-Galaxies2020 をベースに、(i): 2 サイズ近似を適用したダストモデル、(ii): バルジと中心ブラック ホールの成長に関してアップデートした円盤不安定性のモデル,という 2 つの新たなモデルを導入すること で、ダストの減少を説明できる可能性があることを示した。新モデルはダストのスケーリング則を再現した うえ、赤方偏移  $z ~ 1 \rightarrow 0$  でのダストの減少を予測した。

### 1 Introduction

### 1.1 銀河について

銀河は恒星、ガス、ダスト、ダークマターなどで 構成される自己重力系天体である。銀河は宇宙の構 造・進化を考えるうえで重要な天体であるが、バリ オンの相互作用が複雑に絡み合いながら進化してい るため、その形成と進化の過程はいまだ十分に理解 されていない。銀河の形成と進化を知るための手段 は主に2つある。

1つは遠方の銀河を観測するという方法である。観 測は生の情報を得られるというのが大きなメリット であり、さらに遠方の銀河を観測することで過去の情 報を得られるため、その進化を知る手掛かりとなる。

もう1つはシミュレーションを使う方法である。シ ミュレーションには直接シミュレーションと、準解析 的モデルによるアプローチ方法がある。直接シミュ レーションは粒子1つ1つに対して重力や流体など のダイナミクスを計算する方法である。この方法は ダイナミクスを(数値的に)解くことができ、内部構 造を知ることができるが、計算コストが高くなって しまう問題がある。一方の準解析的モデルはダイナ ミクスを解くのではなく、銀河の形成・進化にかか わる各物理過程をそれぞれモデル化し、それらを組 み合わせて計算する。今回レビューする論文では後 者の準解析的モデルを用いており、扱った準解析的 モデルは L-Galaxies2020(Henriques et al. 2020) で ある。

#### 1.2 ダストについて

ダストは星間空間に存在するおおよそ~1-10<sup>-3</sup>µm ほどの大きさの固体微粒子である。ダスト は紫外線を吸収し赤外線を放射するため、銀河のス ペクトルエネルギー分布に大きな影響を及ぼす。さ らにダストは銀河進化において重要な役割を担って おり、ガスの冷却や、H<sub>2</sub> などの分子形成に寄与する ばかりでなく、銀河中心の超巨大ブラックホールへの ガス降着の促進がもたらされる可能性が示唆されて いるため、ダストの影響を無視することはできない。

# 2 Modelling

#### 2.1 ダストモデル

ダストはそのサイズの違いによって銀河進化に及 ぼす影響が異なるため、この論文ではダストを Small grain と Large grain の2サイズに近似してダスト成 長をモデル化している。この着想は (Hirashita 2015) による。



図 1: (Peroux & Houwk 2020)より。遠赤外線によ る観測データのプロットからダストの減少が示唆さ れている。

この研究では簡単のため、シミュレーションの各タ イムステップで、各プロセスの質量率を計算し、それ を使って銀河の cold gas、hot gas、stellar ejectaの3 領域について、Small grain (S) と Large grain (L) の全体の質量変化を評価することを想定している。

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

$$M_S^{cold} = M_{acc} - M_{coag} + M_{shat} - M_{astr} - M_{SN}$$
<sup>(2)</sup>

$$\dot{M}_L^{hot} = \dot{M}_*^{hot} - \dot{M}_{spu} \tag{3}$$

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

$$\dot{M}_{L,S}^{ej} = -\dot{M}_{spu} \tag{5}$$

ここで $\dot{M}_{*}$ は恒星によって生成されたダストの質量 で、星は cold gas と hot gas の両方を Large grain で enrich にすると仮定され、 $\dot{M}_{acc}$ は金属降着によって成 長したダストで、Small grain にのみ作用する。 $\dot{M}_{shat}$ と $\dot{M}_{coag}$ の項は hattering と coagulation 過程を表し ていて、全ダスト量を変えることなく、Small grain と Large grain の質量を交換する。 $\dot{M}_{astr}$ は astration によって星形成の最中に cold gas からリムーブされ たダスト質量。 $\dot{M}_{SN}$ は SN ショックによって破壊さ れたダスト。 $\dot{M}_{spu}$ は熱的 sputtering を表していて、 stellar ejecta と hot gas におけるダストに対するモ デルである。

この研究では構成要素間のガス質量移動を引き起

こすすべての過程(例えば、SN 駆動風による cold gas の放出、hot gas から cold gas への冷却、銀河の 合体など)において、一般にダストは保存されると 仮定している。

#### 2.2 円盤不安定性モデル

このモデルでは円盤不安定性モデルのアップデー トも実施している。具体的には不安定性の基準を変 更している。準解析的モデル内においては、円盤不 安定性が生じることで円盤内の物質を再配置し、バ ルジ成分に物質を移動させる。このプロセスは中間 質量のバルジ成分の生成や、ブラックホール成長に もつながる可能性がある。

(Henriques et al. 2020) では恒星成分のみを考慮し ていたが、この研究では、エ円盤全体 (恒星+ガス) を考慮するような不安定性基準を採用した。円盤成 分の安定性はパラメータ *ϵ<sub>tot</sub>* で評価される。

$$M_{\rm disc,tot}\epsilon_{\rm tot} = M_{\rm disc,stars}\epsilon_{\rm stars} + M_{\rm disc,gas}\epsilon_{\rm gas}$$
 (6)  
 $\Xi \Xi \overline{C}$ 

$$\epsilon_i = c_i \left(\frac{GM_{\text{disc},i}}{V_c^2 R_{\text{disc},i}}\right)^{0.3} \quad (i = [\text{stars}, \text{gas}]) \qquad (7)$$

 $V_c$  はホストハローの回転速度、 $M_i$  は構成成分の質量で $R_i$  はその半径。 $c_i$  はパラメータ。基準モデルでは $c_i = 1$ としている。

 $\epsilon_{tot} > 1$ なら不安定である。このとき、安定性が復活するまでガスが星形成をし、ガスが SMBH に降着し、恒星がディスクからバルジに移動するとする

### 3 Results

図 (2) に各赤方偏移に対する銀河ダスト質量密度 Ω<sup>ISM</sup> を、いくつかの観測データとほかのシミュレー ションモデルからの予測とともに示した。ここでは アップデートした円盤不安定性モデルと、アップデー ト前の円盤不安定性モデルとを比較しており、どち らにも新たなダストモデルを適用している。

アップデートしたモデルと旧モデルは、どちらも データとファクター2以内で一致する。旧モデルは、  $z \gtrsim 1$ のデータをより良く再現する一方、アップデー



図 2: 赤方偏移と銀河ダスト存在量の関係。赤い実 線がこの論文の基準モデル。青い実線は旧円盤不安 定性モデル、緑の実線は本モデルにおいて円盤不安 定性時のブラックホール降着を停止した場合。各プ ロットはそれぞれの観測データを表し、各点線はほ かの銀河形成シミュレーションによる結果を表す。

トしたモデルは、特に観測された  $\Omega_{dust}^{ISM}$  の減少に関 する限り、より低い赤方偏移でより良い性能を発揮 することがわかった。この2つのモデルの性能の違 いは、ディスク不安定時の BH 降着とそのクエンチ ングへの影響に厳密に関係している。このことは、 ブラックホール降着をコントロールするパラメータ  $f_{BH,unst}$  について、 $f_{BH,unst} = 0$ とした場合 旧モデ ルと同様の性能を持ち、 z = 0 に向かって ISM が 減少するという望ましい現象を再現していないこと からも確認された。

図 (2) は、これまで発表されたほとんど全ての宇 宙論的計算(SAM や流体力学的シミュレーション) によって、観測された  $\Omega_{dust}^{ISM}(z)$ の再現性が低いこと を示しており、それらはデータを過剰に予測する傾 向があり、 $z \sim 1$ からz = 0への減少はあったとして も非常に穏やかでしかないことを示している。唯一 の例外は SIMBA シミュレーション (Li et al. 2019) で、これは我々のフィデューシャルモデルと非常に 似た ISM 進化を示す。

## 4 Conclusion

この研究では、 $z \leq 1$ で生じる銀河ダスト現象に ついて準解析モデルを用いて研究をした。観測され たダスト質量関数を赤方偏移  $0 < z \leq 2.5$ の範囲で 比較すると、ダストの総量は現在から過去8(Gyr)の 間に~2~3倍に減少したことが示唆されるが、そ の理由は理論的にはまだ明らかにはならなかった。

準解析的モデル:L-Galaxies2020を用いて、ダスト モデルと円盤不安定性モデルをアップデートした。前 者は2サイズ近似に基づくもので、ダスト生成、降 着、SN ショックによる破壊、sputtering、shattering、 coagulation が考慮されている。円盤不安定性モデル は、新たにガス成分も考慮するものとし、不安定性の 基準を満たした場合に星形成と大質量ブラックホー ル成長を可能にするものとした。

主な結論は、*z* ≤ 1 において観測された銀河ダス ト減少はダストの生成と進化に関する処方を仮定す ることで再現できる可能性があるということである。 この減少は、この研究の円盤不安定性と大質量ブラッ クホールの成長の扱いによって強化され、*z* = 0 に おいてダストリッチな銀河の進化抑制し、観測され た銀河ダスト量との良い一致をもたらした。しかし、 異なる処方でも同等の結果が得られる可能性がある とも推測され、実際、多くのプロセスが銀河のガス 量に影響を与える可能性がある。

# Reference

- Parente M., Ragone-Figueroa C., Granaro G. L. & Lapi A. 2023, MNRAS, 521, 6105-6123
- Henriques B. M. B., Yates R. M., Fu J., Guo Q., Kauffmann G., Srisawat C., Thomas P. A., & White S. D. M., 2020, MNRAS, 491, 5795

Peroux C. & Houwk J. C. 2020, ARA&A, 58, 363

Hirashita H., 2015, MNRAS, 447, 2937

-index へ戻る

銀河 c03

# 活動銀河核によって生まれる銀河風のダイナミクスに ついて

# 坂井 延行

# 活動銀河核円盤風からの電波・ガンマ線放射

坂井 延行 (大阪大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

活動銀河核 (AGN) はその強い輻射によって降着円盤からアウトフロー(AGN 円盤風)を生み出している。 しかし、AGN 円盤風のダイナミクスや放射の詳細はいまだによく分かっていない。そこで本講演では、AGN アウトフローに関する論文 (Faucher-Giguere & Quataert 2012 [1]) をレビューするとともに、この論文を 参考にしたモデルを用いて AGN 円盤風と星間物質の衝突によって放射されるスペクトルを発表する。具体 的には、絶対光度が 10<sup>46</sup> erg/s の AGN によって光速の 10%で放出された AGN 円盤風によって圧縮された 星間物質が衝撃波を生み、その衝撃波が星間物質に含まれる電子を加速するという衝撃波加速 (1 次フェルミ 加速) モデルを採用した。加速された電子は星間磁場や周辺の光子場と相互作用して、中心から 100 pc の距 離でシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱放射をすると仮定する。これらの放射を計算した結果、電波領 域ではシンクロトロン放射が、ガンマ線領域では逆コンプトン散乱放射が支配的であることが分かった。

#### 1 Introduction

銀河の中には、中心部の非常に狭い領域から銀河 全体を凌駕するような強い電磁波を放射しているも のがあり、このような銀河中心部領域を活動銀河核 (AGN)という。AGNの中心には巨大質量ブラック ホールがあり、その近傍(~0.01シュヴァルツシル ド半径)には降着円盤があると考えられている。ま た、AGN はその強い輻射によって中心付近からアウ トフロー (AGN アウトフロー)を生み出している。

過去の研究 (Faucher-Giguere & Quataert 2012 [1])では、AGN アウトフローの研究がされて いる。この論文では、AGN アウトフローが降着ガ スや星間物質と衝突することで、2枚の衝撃波面が 形成されると結論付けている。AGN アウトフロー の起源として降着円盤からのアウトフロー (円盤風) が考えられているが、この円盤風の物理は未だに分 からないことが多い。

そこで本講演では、円盤風と星間物質の間にでき る衝撃波で加速される電子からの電波およびガンマ 線放射の計算結果を発表する。このプロシーディン グの構成は以下の通りである。第2章で、モデル・設 定・方程式の詳細を述べて、第3章では電波・ガン マ線のスペクトルの計算結果を説明する。第4章で は、電子分布の計算で考えるべき冷却メカニズムに ついて議論する。

#### 2 Methods

#### 2.1 円盤風の運動モデル

AGN 円盤風からの放射を計算するために、 Faucher-Giguere & Quataert 2012 [1] のモデルに基 づいた Nims et al. 2015 [2] モデルを用いた。これら のモデルでは、AGN からの輻射圧によって円盤風が 外側に向かって運動することを考えており、簡単の ため運動は球対称であると仮定している。また、円 盤風が星間物質と AGN への降着ガスと衝突するこ とで、それぞれ前方衝撃波・後方衝撃波が作られると する。本研究では、円盤風と星間物質との衝突で生 まれる前方衝撃波に着目する。衝撃波面の位置 *R<sub>sh</sub>* の時間発展は自己相似解である、すなわち時間 *t* に 対する依存性を

$$R_{sh} \propto t^{\alpha}$$

とし、星間物質は球対称に

$$n_{ISM} = 10 \text{ cm}^{-3} \left(\frac{R_{sh}}{100 \text{ pc}}\right)^{-1}$$

と分布しているとする。計算すると、 $R_{sh} = 100 \text{ pc}$ の位置で、衝撃波の速さは $v_{sh} = \dot{R}_{sh} \approx 3400 \text{ km/s}$ であることが分かる。

#### 2.2 電子の加速メカニズムと電子分布

本研究では、前方衝撃波によって加速される電子 が放射する電磁波のスペクトルを計算する。衝撃波 ルミ加速)を考える。簡単のため、衝撃波面ではロー に適用すると、ルミノシティは レンツ因子  $\gamma_e$  をもつ電子に対して

$$q(\gamma_e) = q_0 \gamma_e^{-2} e^{-\gamma_e/\gamma_e}$$

というべき乗・カットオフの形で単位時間・体積に エネルギーが注入されるとする。カットオフが起こ る電子ローレンツ因子 γ<sub>c</sub>は加速効率がシンクロトロ ン放射・逆コンプトン散乱放射による冷却効率を下 回るときの値である。この状況下での電子のエネル ギー分布  $dn_e/d\gamma_e$  を求めるために、以下の平衡状態 における輸送方程式

$$\frac{d}{d\gamma_e} \left( \frac{\gamma_e}{t_{cool}} \frac{dn_e}{d\gamma_e} \right) + \frac{1}{t_{dyn}} \frac{dn_e}{d\gamma_e} = q(\gamma_e)^2$$

を解く必要がある。ここで、t<sub>cool</sub>, t<sub>dyn</sub> はそれぞれ冷 却と円盤風の運動のタイムスケールである。この方 程式の解は

$$\frac{dn_e}{d\gamma_e} = \frac{t_{cool}}{\gamma_e} \int_{\gamma_e}^{\infty} q(\gamma'_e) e^{-T(\gamma_e, \gamma'_e)} d\gamma'_e$$
$$T(\gamma_1, \gamma_2) = \frac{1}{t_{dyn}} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \frac{t_{cool}}{\gamma_e} d\gamma_e$$

で与えられる。

#### 2.3 シンクロトロン放射放射

シンクロトロン放射は電子と磁場が相互作用して 電磁波を放射する現象である。エネルギー γ<sub>e</sub>mc<sup>2</sup> を 持つ電子がランダム磁場 Bの中を運動するときに単 位時間・単位周波数あたりに放射するエネルギーは

$$P_{syn}(\nu, \gamma_e) = \frac{\sqrt{3}e^3B}{2\pi mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$$
$$F(x) = x \int_x^\infty K_{\frac{3}{5}}(\xi)d\xi$$
$$\nu_c = \frac{3eB}{4\pi mc}\gamma_e^2$$

で与えられる (Rybicki & Lightman 1985 [3])。ただ し、K<sub>3</sub>は変形ベッセル関数である。この P<sub>sun</sub> をも とに、得られた電子分布による放射係数と吸収係数 を計算すると

$$j_{syn}(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_{1}^{\infty} P_{syn}(\nu, \gamma_e) \frac{dn_e}{d\gamma_e} d\gamma_e$$
$$\alpha_{syn}(\nu) = -\frac{1}{8\pi m\nu^2} \int_{1}^{\infty} P_{syn}(\nu, \gamma_e) \gamma_e^2$$
$$\times \frac{d}{d\gamma_e} \left(\frac{1}{\gamma_e^2} \frac{dn_e}{d\gamma_e}\right) d\gamma_e$$

加速のメカニズムは拡散衝撃波加速 (DSA, 1 次フェ となる。ここで、これらの結果を SAM からの放射

$$L_{syn}(\nu) = 4\pi (4\pi R_{sh}^2) \frac{j_{syn}}{\alpha_{syn}} \left(1 - e^{-\alpha_{syn}R_{sh}}\right)$$

計算できる。図2の青線は vL<sub>sun</sub> を光子のエネルギー に対してプロットしたものである。

#### 逆コンプトン散乱放射 2.4

逆コンプトン散乱放射は、高エネルギーの電子が 低エネルギーと衝突することで、光子にエネルギー を与えて高エネルギー光子を生み出す現象である。 ローレンツ因子 γ をもつ電子が等方的な種光子場の 中を運動している状況を考える。ただし、電子のエ ネルギーは種光子の典型的なエネルギーよりも十分 に大きいとする。また、エネルギー ϵ<sub>0</sub> をもつ種光子 の個数密度を $N_{ph}(\epsilon_0)$ とかく。このとき、電子が単 位時間に放出するエネルギー *ϵ* を持つ光子の個数は

$$\frac{d^2 N}{d\epsilon dn_e} = \int N_{ph}(\epsilon_0) d\epsilon_0 \ \frac{8\pi cr_0^2}{b\gamma_e} \left[1 + \frac{z^2}{2(1-z)} + \frac{z}{b(1-z)} - \frac{2z^2}{b^2(1-z)^2} - \frac{z^3}{2b(1-z)^2} - \frac{2z}{b(1-z)} \ln \frac{b(1-z)}{z}\right]$$

となる (Khangulyan et al. 2014 [4])。ただし、b =  $4\frac{\epsilon_0}{m_ec^2}\gamma_e, \ z=\epsilon/\gamma_e/(m_ec^2)$  である。また、 $r_0, \ m_ec^2$ はそれぞれ電子古典半径と電子の静止エネルギーで ある。これに電子分布をかけて積分することで放射 係数が以下のように求まる。

$$\frac{dN}{d\epsilon} = \int_{1}^{\infty} \frac{d^2N}{d\epsilon dn_e} \frac{dn_e}{d\gamma_e} d\gamma_e$$

ここで、種光子場 N<sub>ph</sub> に黒体放射とシンクロトロン 放射を代入することで、それぞれのスペクトルを計 算できる。

#### 3 Results

#### 3.1電子分布

電子分布の輸送方程式を解いた結果、図1のよう な電子分布が得られた。 $\gamma_e < 10^2$ の範囲では、放射 による冷却の効率が、衝撃波による加速の効率に比 べて無視できるため、電子分布のべきが衝撃波加速 のべき (-2) と一致している。 $10^2 < \gamma_e < 10^6$ の範囲 では、10 eV の黒体放射を種光子とする逆コンプトン散乱によって電子が冷却される。10<sup>6</sup> <  $\gamma_e$  < 10<sup>8</sup> では、クライン仁科効果が効き始めるので、冷却メカニズムとしてはシンクロトロン放射が支配的になる。10<sup>8</sup> ~  $\gamma_c$  <  $\gamma_e$  では加速の時間スケールが冷却の時間スケールを上回るので、電子が加速されず電子分布は急激に低下する。



図 1: 平衡状態の輸送方程式を解くことで得られた電 子分布

# 3.2 シンクロトロン・逆コンプトン散乱放 射

この節では、シンクロトロン放射と、黒体放射・シ ンクロトロン放射をそれぞ種光子とする逆コンプト ン散乱放射のスペクトルの計算結果を示す。図2は それぞれのスペクトルを光子のエネルギーに対して プロットしたグラフである。このグラフから分かる ように、電波領域ではシンクロトロン放射が、ガン マ線領域では逆コンプトン散乱放射がそれぞれ支配 的であることが分かる。

### 4 Discussion

# 4.1 電子分布を求めるときの冷却メカニズ ム

電子分布を求めるとき、黒体放射を種光子とする 逆コンプトン散乱とシンクロトロン放射による冷却 のみを考慮しており、シンクロントロン放射を種光子 とする逆コンプトン散乱の効果を無視している。こ



図 2: 得られた放射スペクトル。青線がシンクロトロ ン放射、オレンジ線が黒体放射を種光子とする逆コ ンプトン散乱放射、緑線がシンクロトロン放射を種 光子とする逆コンプトン散乱である。また赤太線は それらを合計した全放射スペクトルである。

れは、黒体放射の絶対光度が $L_{AGN} = 10^{46}$  erg/s であるのに対して、シンクロトロン放射の絶対光度は $L_{syn}^{(bol)} \sim 10^{41}$  erg/s であることが図 3 から分かるので、 $L_{syn}^{(bol)}/L_{AGN} \sim 10^{-5} \ll 1$ となる。ゆえに、種光子としてのシンクロトロン放射を無視して電子分布を求めることが正当化される。



図 3: 逆コンプトン散乱・シンクロントロン自己吸収 を考慮しない、単純化された電子分布からのシンク ロトロン放射のスペクトル。実際には、逆コンプト ン散乱・シンクロントロン自己吸収がはたらくので、 このスペクトルよりも小さくなる。

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

# 5 Conclusion

本研究では、AGN 円盤風と星間物質の相互作用に よって加速された電子から放射される電磁波のスペ クトルを計算した。計算の結果、電波領域シンクロ トロン放射が、ガンマ線領域では逆コンプトン散乱 放射がそれぞれ支配的であることが分かった。

今後は、このモデルが正しいか否かを判断するために、観測結果と比較する予定である。また、陽子-陽子相互作用からくるガンマ線を定量的に計算する 必要がある。

# Reference

- [1] Faucher-Giguere & Quataert (2012)
- $\left[2\right]$  Nims et al.  $\left(2015\right)$
- [3] Rybicki & Lightman (1985)
- [4] Khangulyan et al. (2014)

—index へ戻る

銀河 c05

# AGNアウトフローの変動メカニズムの解明

# 劉強
# Line-locked AGN アウトフローの変動メカニズムの解明

劉 強(信州大学大学院総合理工学研究科)

#### Abstract

あらゆる銀河において、母銀河とその銀河中心に存在する巨大質量ブラックホール(SMBH)の質量比はお およそ数百倍である。この相関関係は銀河と SMBH が同時に進化してきたこと(共進化)を示唆する。共 進化を実現するためには、何らかの方法で両者が情報交換を行う必要がある。この情報交換におけメッセン ジャーの役割を果たすいくつかの候補の中で、現在、最有力候補として注目されているのがクェーサーから吹 き出すガスの流れ「アウトフロー」である。アウトフローの諸性質の解明は銀河と SMBH の共進化メカニズ ムの解明に繋がる可能性があると期待されている。本研究では、アウトフローに起源を持つ特徴(line-locking 現象)を示す吸収線を用いて、AGN アウトフローの変動メカニズムの原因の調査を行った。結果として、 line-locking 現象を示す天体(HE0151-4326)に見られる時間変動の原因は 1)背景光源が連続光であるガ スの放出運動、あるいは 2) ガスの電離状態変動であることの2つにまで絞り込むことができた。

## 1 Introduction

宇宙に存在する銀河の中心部には巨大な大質量ブ ラックホール (Supper massive black hole; SMBH) が存在する。両者の大きさは最大で 10 桁も異なるに も関わらず、その質量比はおよそ 500 倍程度に収ま ることが知られている (Magorrian et al. 1998)。こ の相関関係は銀河と SMBH が同時に進化したこと (共進化)を示唆している (Kormendy & Ho 2013)。 この共進化を実現するためには、何らかの方法で両 者が情報交換を行う必要があり、この情報交換メッ センジャーを特定することは共進化メカニズムの解 明に繋がると期待されている。

現在、情報交換メッセンジャーのいくつかある候補 の中で、最有力なのがクェーサーから吹き出すガスの 流れ「アウトフロー」である (Dunn et al. 2010)。ア ウトフローはそのガスの物理的性質等をクェーサー のスペクトル上に吸収線として示すため、吸収線研究 として発展してきた (Barlow et al. 1992)。アウトフ ロー由来の吸収線に見られる特徴には 1)時間変動、 2)隠蔽率の変化、3) line-locking 現象がある。時間 変動とは、アウトフローの活動性により一部の吸収 線がその強度やプロファイルに時間変動を示すこと である。ガスの柱密度だけでなく、吸収体が視線上 で背景光源を覆う割合である部分隠蔽率 ( $C_f = 1$  の 時は完全隠蔽、 $0 < C_f < 1$  の時は部分隠蔽) も時間 変動を示す (Barlow et al. 1992)。 Line-locking 現 象は  $C_{IV}$ 吸収線などの二重共鳴吸収線で見られる特 徴である。同じ吸収体の内部であっても場所により 速度の差が出るので、同じ吸収体であっても二重共 鳴線を作ることができる。短波長側吸収線の red 成 分 ( $C_{IV}$  なら  $C_{IV}$   $\lambda$  1551、以下 Short-red, Sr)と 長波長側吸収線の blue 成分 ( $C_{IV}$  なら  $C_{IV}$   $\lambda$  1548、 以下 Long-blue, Lb)の吸収線が波長的に近い時、Sr と Lb が重なってひとつの強い吸収線になる (Chen et al. 2021)現象である (図 1)。同じ吸収体の内部 で大きな速度の差を作るにはアウトフローでないと 不可能であり、かつ放出方向が視線方向と同じでな いと line-locking 現象が現れない。そのため、 linelocking 現象を示す天体は視線方向にアウトフローが 吹き出していることが担保されている。

本研究は、1)時間変動、2)隠蔽率の変化、3) line-locking 現象を示すクェーサー HE0151-4326 を ターゲットに選定することで、アウトフロー吸収線 の時間変動のメカニズムの解明を目標とした研究で ある。

## 2 Sample & Method

SQUAD (南米チリの超大型望遠鏡 VLT に搭載 された高分散分光器 UVES で取得された 467 天体 のクェーサースペクトルアーカイブ; Murphy et al. 2019)から line-locking 現象 (C<sub>IV</sub> 吸収線)と時間 変動現象の両方を示す天体 (HE0151-4326、または J015327-431137)を選定しメインターゲットにした。



図 1: line-locking 現象

手に入れた観測データの line-locking 現象を示す部 分を観測時期により 4 つのエポック分けた(表 1)。

「MINFIT」(吸収線フィッテングコード)を用い て4つのエポックに対しフィッテングし、各物理量 の時間変動を追跡した。

## 3 Results & Discussion

e3 (2001/11) と e4 (2007/09) の1側 (二重吸収 線の長波長側)の掩蔽率の時間変動 (3σ以上)が確 認できた (図 2)。



図 2: 掩蔽率の時間変動

この掩蔽率の時間変動の原因に関して、以下 2 つ の仮説を検討した。

#### 3.1 ガス運動シナリオ

吸収体であるアウトフローガスの視線を横切る運 動が掩蔽率時間変動の原因だと仮定する。アウトフ ローの速度(合成速度)が放出速度(アウトフローが クェーサーから輻射圧を受け視線方向へ放出される 速度)と回転速度(アウトフローガスがクェーサー の周りをケプラー運動する速度)のベクトル和であ る。Misawa et al. (2005)により、掩蔽率の変化量 と背景光源の大きさを用いて、回転速度 v<sub>cross</sub> は

$$v_{\rm cross} = [C_{\rm f}(2) - C_{\rm f}(1)] \times \frac{2R}{\Delta t} \tag{1}$$

計算できる。R は背景光源の半径、Δt は静止系にお ける観測期間の間隔である。このシナリオに関して は制限条件がある。アウトフローガスの運動方向が 視線方向に向いていないと line-locking 現象が現れな いので(1 章参照)、本研究では、視線方向と合成速 度のなす角が 5 deg より小さい場合のみ line-locking 現象が現れると仮定した。背景光源は連続光光源と 広輝線領域光源 2 種類の可能性がある。

#### 3.1.1 連続光 (cont) 光源

このモデルでは、背景光源が連続光光源であり、吸 収体であるアウトフローガスがクェーサーからの輻 射圧と万有引力の影響を受けて回転しながら放出さ れていると仮定する。

回転速度の計算には掩蔽率の変動以外、背景光源 の半径と観測期間間隔が必要である。背景光源の半 径 *R*<sub>cont</sub> は

$$R_{\rm cont} = 5R_{\rm s} = \frac{10GM_{\rm BH}}{c^2} \tag{2}$$

で見積もった。 $R_{\rm s}$  はシュバルツシルト半径、 $M_{\rm BH}$ は中心ブラックホールの質量である。中心ブラック ホール質量は Vestergaard & Peterson (2006) により 計算した。このモデルから回転速度として $v_{\rm cross_{c}ont} =$  $(6.80 \pm 1.08) \times 10^2 \, {\rm km \ s^{-1}}$ を得た。吸収体のレッド シフトから計算した放出速度 $v_r = 8.12 \times 10^3 {\rm km \ s^{-1}}$ であり、視線方向と合成速度のなす角は 5 deg より 小さいことが確認できた。また、ガスの中心距離に対 して $r \leq (1.62 \pm 0.04) \times 10 \, {\rm pc}$ という上限値を得た。

epoch	Date	$T_{\rm exp}$	R	Proposal-ID
e1	2001 Sep 18–22	18000	$\sim 40,000$	166.A-0106(A)
e2	2001 Oct $9-10$	14400	$\sim \!\! 40,\!000$	166.A-0106(A)
e3	2001 Nov 16–19	28800	$\sim \!\! 40,\!000$	166.A-0106(A)
e4	$2007~{\rm Sep}~5$	3000	$\sim \!\! 40,\!000$	079.B-0469(A)

表 1: エポック分けした HE0151-4326 の観測歴。左からエポック名、観測期間、積分時間 T<sub>exp</sub>、波長分解 能 *R* とプロポーザル情報である。

#### 3.1.2 広輝線領域(BLR)光源

Lira et al. (2018) により、広輝線領域の半径も計 算できる。3.1.1 のようにフィッテングされたスペク トルから計算し、最後に回転速度  $v_{\text{crossBLR}} = (2.21 \pm 1.07) \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$ が得られる。この場合、合成速度 と視線速度のなす角が  $\arctan \frac{v_{\text{crossBLR}}}{v_r} \approx 69 \text{ deg } と$ なり、line-locking を再現するうえで無視できない障害となるため、このモデルは棄却される。

#### 3.2 電離状態変動シナリオ

Narayanan et al. (2004) は、アウトフローの時間 変動の原因として、ガスの電離状態の変動を提案し ている。同じ原子であっても、その電離状態(イオ ンレベル)によって吸収する電磁波の波長が異なる。 例えば  $C_{IV}$  を例として考えると、電離状態の低下と ともに電子との再結合が起こる。 $C_V$  から  $C_{IV}$  への 変化、または  $C_{IV}$  から  $C_{III}$  への変化が起こるが、前 者の場合、 $C_{IV}$  の等価幅と掩蔽率は増加し、後者の場 合は減少する。逆に電離レベルが上がる場合は、電 子の剥ぎ取りが促進されるため、 $C_{III}$  から  $C_{IV}$ 、ま たは  $C_{IV}$  から  $C_V$  の変化が起こる。前者の場合、 $C_{IV}$ の等価幅と掩蔽率は増加し、後者の場合は減少する。 本研究で対象とした吸収線は掩蔽率が増加している ため、再結合が時間変動の起源であれば  $C_V$  から  $C_{IV}$ への再結合が起こったと考えられる。

Arnaud & Rothenflug (1985) によると、T = 20000 K の場合、C <sub>V</sub> から C <sub>IV</sub> への再結合係数は  $\alpha = 5.29 \times 10^{-12}$  cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup> である。また、ガスの 電離状態を表すパラメータ (電離パラメータ) は以下の式で定義される。

$$U = \frac{n_{\rm r}}{n_{\rm e}} \approx \frac{1}{4\pi R^2 n_{\rm H} c} \int_0^{\lambda_{\rm LL}} \frac{\lambda L_\lambda}{hc} d\lambda \tag{3}$$

ここで、*R*は中心(本研究ではブラックホール)から の距離、 $n_r$ は電離光子密度、 $n_e$ は電子密度、 $n_H$ は水 素原子の密度である。電子密度は $n_e \approx n_H \approx \frac{1}{\alpha \Delta t}$ を 仮定し、さらに典型的なクェーサーのスペクトルエ ネルギー分布 (Spectral Energy Distribution; SED) を仮定すると、式(3)は

$$U \approx 0.09 \frac{L_{47}}{n_{10}R^2}$$
(4)  
$$\approx 0.02$$

となる (Narayanan et al. 2004)。 $L_{47}$  は  $10^{47}$  erg s<sup>-1</sup> で規格化された光度  $L_{bol}$ 、 $n_{10}$  は  $10^{10}$  cm<sup>-3</sup> で規格 化された電子密度である。。。フィッテングされたスペ クトルからクェーサー光度を算出し、最後にアウト フローガスの中心からの距離を評価すると、

$$R \approx \sqrt{0.45 \frac{L_{\rm bol}}{n_{\rm e}}} \approx 1.09 \times 10^1 \; \rm kpc \tag{5}$$

となる。この時点でこのモデルを棄却する理由がな い。そのため、このモデルと前述した連続光光源+ 放出回転モデルが、可能性のあるモデルとして残さ れる。

#### 4 Conclusion

本研究では、銀河中心に存在する巨大ブラックホー ルとその母銀河の共進化メカニズムを解明すること を最終的な目標として掲げ、その最有力候補である アウトフローによる情報伝達の可能性を探った。そ の足がりとして、まずはアウトフローの諸性質(主 に時間変動の原因解明)の解明に取り組んだ。

アウトフローについては数多くの先行研究が存在す るが、line-locking と時間変動の両方を示す吸収線に 注目したものはほぼ皆無であり、さらにモデルフィッ トを適用することでアウトフローガスのパラメータ (放出速度、柱密度、ドップラーパラメータ、掩蔽率) の変動を定量的にモニターしたのは、私が認識する 範囲において本研究が初めてである。以下、本研究 の結果を箇条書きでまとめる。

- 本研究で対象としたクェーサー HE0151-4326 は、VLT/UVES で取得されたクェーサーの高 分散分光アーカイブデータ SQUAD のなかから 選んだものであり、line-locking を示しつつ明ら かな時間変動がみられる極めてユニークなター ゲットである。
- このクェーサーの視線上で検出された  $C_{IV}$ mini-BAL に対し、MINFIT による吸収線モデルフ ィットを行い、各物理量の変動を探った。その結 果、掩蔽率についてのみ明らかな変動(増加)が みられた。この掩蔽率の増加に関して、2 種類の 可能性(ガス回転モデルと電離状態変動モデル) の可能性を検証した。ガス運動シナリオを採用 したところ、連続光領域を背景光源として、中 心ブラックホールから $r \leq (1.62 \pm 0.04) \times 10$  pc という距離にあるガスであれば観測結果を再現 できることが分かった。電離状態変動シナリオ を採用した場合、光源から  $R \approx 1.09 \times 10^1$  kpc の距離に存在するガスが、クェーサーの光度変 動に伴って電離状態を変化させているという考 えで説明が可能である。
- このように本研究では、HE0151-4326の視線上 で検出されたアウトフローに起源をもつ吸収線 の変動シナリオを2つにまで絞り込むことに成 功したが、既存のデータだけではこれ以上の絞 り込みは困難であると結論付けた。

将来的展望としては、

- HE0151-4326 に対する高分散分光観測を継続し、 変動パターンをより長期的にモニターする。
- 同じガスを起源とする他のイオンの吸収線も検出・解析し、アウトフローの電離状態をより精密に評価する。
- クェーサーの長期測光観測を実施し、吸収線の 変動とクェーサー光度の変動が同期しているか どうかを確認する。

を検討している。

すべての観測結果を再現できる理想的なモデルが 確定した場合、そのモデルに対応するアウトフローガ スの力学エネルギー放出率 (kinetic luminosity;  $\dot{E}_k$ ) を算出し、エディントン光度 ( $L_E$ ) との比を計算し、 その比率 ( $\dot{E}_k/L_E$ ) が銀河との情報交換(フィード バック)を再現するのに十分な大きさ (Hopkins & Elvis2010; Scannapieco & Oh 2004) を有するかどう かを確認することを最終的な目標に掲げる。

#### 5 Reference

Arnaud, M., & Rothenflug, R. 1985, A&AS, 60,425

Barlow, T. A., Junkkarinen, V. T., Burbidge, E.M., et al. 1992, ApJ, 397, 81

Chen, C., Hamann, F., Ma, B., & Murphy, M.2021, ApJ, 907, 84

Dunn, J. P., Bautista, M., Arav, N., et al. 2010, ApJ, 709, 611

Hamann, F., Barlow, T. A., Beaver, E. A., et al. 1995, ApJ, 443, 606

Hopkins, P. F., & Elvis, M. 2010, MNRAS, 401,7 Kormendy, J. & Ho, L. C. 2013, Araa, 51, 511

Lira, P., Kaspi, S., Netzer, H., et al. 2018, ApJ,865, 56

Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, Aj, 115, 2285.

Misawa, T., Eracleous, M., Charlton, J. C., &Tajitsu, A. 2005, ApJ, 629, 115

Murphy, M. T., Kacprzak, G. G., Savorgnan, G.A. D., & Carswell, R. F. 2019, MNRAS, 482, 3458

Narayanan, D., Hamann, F., Barlow, T., et al.2004, ApJ, 601, 715

Scannapieco, E., & Oh, S. P. 2004, ApJ, 608, 62
 Vestergaard, M., & Peterson, B. M. 2006,
 ApJ,641, 689

-index へ戻る

銀河 c06

# U/LIRG の Pa α 輝線観測による銀河進化プロセス の 研究

幸野 友哉

# $U/LIRG の Pa \alpha$ 輝線観測による銀河進化プロセスの研究

幸野 友哉 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻修士1年)

#### Abstract

超/高光度赤外線銀河 (Ultra/Luminous Infrared Galaxy, U/LIRG) は、赤外線光度が  $L_{ir} > 10^{11}(10^{12})L_{\odot}$ を超える銀河であり、内部で活発に星形成活動を行っている。U/LIRG は銀河形成進化の理解においてたい へん重要な銀河種族であり、我々は Paa 輝線による U/LIRG の観測を行う PARADISES プロジェクトや 近赤外線分光装置 SWIMS を用いた U/LIRG の分光観測などを行っている。

本集録では、PARADISES プロジェクトの概要と SWIMS による分光観測の目的や進捗について発表する。 SWIMS による観測では [FeII] や [SiVI] の輝線を用いて、銀河内部での電離源、星間物質の物理状態、それ らによる星形成活動への影響の解明を目指している。

# 1 Introduction

今日の銀河天文学における重要な未解決問題の一 つに、銀河の形成過程がある。銀河はそれぞれ異な る星形成活動や力学構造、形態などの物理的性質を 持つ。銀河によって物理的性質が違うことは、それ ぞれの銀河が異なる進化段階にあるか、異なる進化 過程を辿ってきたためと考えられるため、銀河形成 のメカニズムを研究するうえで星形成活動や力学構 造を調べることは重要である。

銀河形成の研究のため様々な深宇宙サーベイのデー タを解析した結果、z=1-3 における星形成活動量 が現在の 30 倍に達するなど (Rujopakarn et al. 2010)、過去であるほど星形成が活発であること が示された (図 1 上)。中でも 1983 年に始まった IRAS(Infrared Astronomical Satellite) の中・遠赤 外線全天サーベイによって見つかった銀河種族であ る U/LIRG(Ultra/luminous infrared galaxies) は赤 外線光度が  $L_{ir} > 10^{11} (10^{12}) L_{\odot}$  を超える銀河であ り、過去にさかのぼるほどその数を増していき、z=1 における星形成の約70%がU/LIRG で行われている ことが分かっている (Le Floc'h, E. et al. 2005)(図1 下)。したがって、U/LIRG は銀河形成の研究を行う 上で有用な観測対象である。だが z=1 の U/LIRG は 非常に遠方にあり、見かけの大きさが小さいため現在 の観測技術では十分な解像度が確保できず、U/LIRG 内の星形成活動や力学構造を詳細に調査することが できない。一方、分光観測により、遠方の ULIRG は 近傍の LIRG と比較的似た星形成活動を行うことが 示唆されている (Soifer et al. 2000)。そのため、より

近傍にある U/LIRG の観測を行うことで遠方の星形 成を理解しようとする試みがなされている (Tateuchi et al. 2015)。

近傍 U/LIRG の強い赤外線放射には星形成や活動銀 河核 (AGN), 衝撃波などが寄与していると考えられて いるが、それらが銀河内部の物理的状態に与える影響 についてはよくわかっていない。しかし U/LIRG は、 中心部付近に多くのダストを含むため可視光での減 光が強く、可視光での観測は困難である。そのため、 波長が長くダスト減光の影響を受けにくい近赤外線 で分光観測を行い U/LIRG の放射源の影響を明らか にすることを目指す SWIMS 分光観測を進めている。 SWIMS とは、TAO 望遠鏡の第一期近赤外線観測装 置である。この装置は、広い視野にわたって(9.6') 近赤外線の2つの波長域 (0.9-1.4/1.4-2.5µm) を同時 に撮像・多天体分光できる (Konishi et al. 2020)。こ の SWIMS 分光観測では、U/LIRG を Paa 輝線によ り狭帯域撮像する PARADISES プロジェクトで観測 された銀河の一部を対象に分光観測を行い、[FeII] や [SiVI] などの輝線を検出する。これらの輝線の強度 や強度比を用いて、銀河内部の星間物質の物理状態 を調べることで、星形成や AGN、衝撃波が銀河の物 理状態に与える影響を明らかにし、銀河合体シナリ オの検証や銀河のクエンチングメカニズムの理解を 試みる。

この集録では、2章で観測天体のターゲット選定に かかわる PARADISES について説明し、3章では SWIMS 分光観測および直近数か月の分光観測にお ける進展を紹介し、4章では今後の展望について述 べる。



図 1: (上) 赤方偏移 z の変化に伴う UV,IR フラックス の星形成密度の変化 (Madau & Dickinson 2014)(下) 赤方偏移 z の変化に伴う赤外線光度密度の変化。オ レンジや薄ピンク、マゼンタの各領域は赤外線光度密 度の測定値で、黄緑と赤の点線は、IR フラックスの うち LIRG、ULIRG 由来の放射が占める値を示す。 (G.Rodighiero et al. 2010)

の減光を受けづらく、ダストに隠された星形成まで トレースできる。また、より波長の長い中間赤外線 や遠赤外線のほうがダスト影響の影響は受けないが、 空間分解能が粗くなってしまう。したがってダスト減 光の軽減と高い空間分解能の両立ができる近赤外線 が観測波長として最適である (図 2)。これまで Ρaα 輝線は水蒸気による大気吸収が強く地上からの観測 が困難であったが、Subaru や TAO の利用により低 水蒸気量での観測が行えるため、その解決が期待さ れている。



## 2 PARADISES

PARADISES(Paschen-Alpha Resolved Activity and Dynamics of Infrared Selected Extreme Starbursts with Subaru/SWIMS) プロジェクト (PI: 小 山佑世 (国立天文台)) は、LIRG や ULIRG を、水素 再結合線の Pa $\alpha$  輝線で観測して、ダストに埋もれた 銀河内部の星形成活動の解明を目指すプロジェクトで ある。PARADISES のサンプル (49 天体) は AKARI 衛星の 90 $\mu$ m で検出した天体のうち、SDSS で対応 する天体があり、U/LIRG の条件を満たすもので構 成されている。Pa $\alpha$  輝線は波長 1.875 $\mu$ m の水素再結 合線であり、星形成活動に起因する HII 領域の直接 的なトレーサーである。水素再結合線でもっともよ く用いられるのは可視光の H $\alpha$  輝線であるが、ダス ト減光の影響の強い U/LIRG では星形成率の測定が 困難である。それに対して、Pa $\alpha$  輝線はダストなど 図 2: (上) 水素電離輝線における可視光減光の 等級と輝線の減光の関係図。(Tateuchi 2014)(下) 可降水量と高度による近赤外線の大気吸収シミュ レーション。上から TAO サイト (高度 5640m/可 降雨量 0.5mm)、マウナケア (4200m/1.8mm)、パラ ナル (2600m/2.4mm)。赤点線は Paα 輝線の波長。 (Tateuchi et al. 2015)

# 3 SWIMS 分光観測

SWIMS 分光観測 (PI: 櫛引洸佑 (東京大学)) では、 SWIMS の PI 共同利用運用中にすばる望遠鏡に搭 載した SWIMS を用いて近赤外領域で U/LIRG の分 光観測を行った (すばる共同利用 S22A-064)。この SWIMS 分光観測ではクエンチングが始まった直後 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

の銀河の性質を探るため、やや暗い LIRG をターゲッ トとして観測する。Colina et al.(2015)では、いく つかの low-z LIRG のサンプルを VLT の近赤外線観 測装置 SINFONI で面分光し、[FeII] 輝線や H<sub>2</sub> 輝線 の光度を調べ、LIRG の内部での空間分解した放射 源 (AGN やスターバーストなど)を輝線比から決定 できる診断図の作成を行っている (図 3)。SWIMS 分 光観測でも同様に、近赤外線の輝線比から U/LIRG の放射源を特定することで、銀河のクエンチングメ カニズムの解明を目指す。SWIMS は近赤外線の波長 帯 (0.9-2.5μm)を一度に分光でき、複数輝線の観測 を効率よく行える。

表1はSWIMS 分光観測で取得した観測データの諸 元である。



図 3: [FeII] と H<sub>2</sub> 輝線比から放射源を特定する診断 図。左は銀河内部の明るい領域の診断図で、星形成領 域は青、SN は赤、AGN は緑である。右は広がった diffuse な領域の診断図で、ダストに覆われた AGN が黄色、一般的なダストは白である。(Colina et al. 2015)

表 1: SWIMS 分光観測諸元

観測日	天体 ID	天体名	天体座標 (RA,Dec)	赤方偏移 z	積分時間 (s)
2022/2/9	PAR-high1	LEDA 1032901	(47.575134, -6.434767)	0.069021	$300 \times 6$
	PAR-high3	2MASX J08173815+1105089	(124.40894, 11.085844)	0.076003	$300 \times 8$
	PAR-high4	Gaia DR3 610230675699628288	(132.18108, 16.738169)	0.078829	$300 \times 8$
	PAR-high2	IRAS 09297+1508	(143.11734, 14.914288)	0.077099	$300 \times 7$
2022/2/10	PAR-high5	LEDA 169826	(22.474588, -1.1979036)	0.077964	$300 \times 4$
	PAR-mid4	2MASX J08213503+1900124	(125.39611, 19.003393)	0.082672	$300 \times 4$
	PAR-high6	IRAS 09188+0404	(140.3565, 3.8620234)	0.085575	$300 \times 12$

現在、iraf/pyrafを利用した SWIMS 分光観測デー タの解析パイプラインの開発が行われている。解析 パイプラインの主な流れは以下のとおりである。

1. ドームフラット画像を用いて生データに分光フ ラット補正を行う。

バッドピクセルと宇宙線のピクセルを補正する。
 モザイキングを行う (図 4)

4. 画像を回転しグリズムの傾きを補正する



図 4: PAR-high5 のモザイキング後のデータの一部。 上は 0.9-1.4µm, 下は 1.4-2.5µm のもの。

5. スペクトル領域を画像から切り出す

6. 波長較正を行い (手動)2 次元スペクトルを取得する (図 5)

7. 2次元スペクトルを切り出して1次元スペクトル に変換する (図 6)

 分光標準星のスペクトルと恒星大気モデル (Castelli & Kurucz (2004))を用いてフラックス較 正を行う

現在は 6. の工程までパイプライン整備が完了してお り、引き続き整備が行われている。また、Subaru で 取得した SWIMS の分光観測データの解析も同時進 行で行われている。

今回は、試験観測で取得したデータのうち、7. までの解析が終了した PAR-high5の観測データを提示する。



図 5: 抽出した 2 次元スペクトル。上は 0.9-1.4µm, 下は 1.4-2.5µm のもの。

#### 4 Future

今後、整備途上にあるパイプラインの整備に注力 し、並行して試験観測のデータ解析を完了させる。そ して、得られたスペクトルから輝線強度や強度比を



図 6: 現状の1次元スペクトル

計算することで銀河内部の電離源について議論する。 また、24 年度以降に TAO 望遠鏡における SWIMS の 観測が予定されているため、その準備を行う。TAO の位置するアタカマ高地は非常に乾燥した環境であ り、Paα 輝線をはじめとした近赤外線の撮像および 分光観測に適しているため、貴重な観測データを得 られることが期待される。

#### Acknowledgement

本発表を行うにあたって、指導教員の本原顕太郎 国立天文台教授、PARADISES プロジェクト PI の 小山佑世国立天文台准教授、東京大学理学系研究科 特任研究員 小山舜平氏、東京大学理学系研究科特任 研究員 櫛引洸佑氏にご指導・ご助言をいただきまし た。誠に感謝申し上げます。

# Reference

- Rujopakarn, W., Eisenstein, D. J., Rieke, G. H., Papovich, C., Cool, R. J., Moustakas, J., Jannuzi, B. T., Kochanek, C. S., Rieke, M. J., Dey, A., Eisenhardt, P., Murray, S. S., Brown, M. J. I., & Le Floc ' h, E. 2010, ApJ, 718, 1171
- Le Floc ' h, E., Papovich, C., Dole, H., Bell, E. F., Lagache, G., Rieke, G. H., Egami, E., P 'erez-Gonz ' alez, P. G., Alonso-Herrero, A., Rieke, M. J., Blaylock, M., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Hines, D. C., Misselt, K. A., Morrison, J. E., & Mould, J. 2005, ApJ, 632, 169
- B. T. Soifer, G. Neugebauer, K. Matthews, E. Egami, E. E. Becklin, A. J. Weinberger, M. Ressler, M. W. Werner, A. S. Evans, N. Z. Scoville, J. A. Surace, & J. J. Condon, 2000, AJ, 119, 509

- Andrew M. Hopkins & John F. Beacom 2006, ApJ, 651, 142
- Maragkoudakis, A., Zezas, A., Ashby, M. L. N., Willner, S. P., 2017, MNRAS, 466, 1192
- G. Rodighiero, M. Vaccari, A. Franceschini, L. Tresse,
  O. Le Fevre, V. Le Brun, C. Mancini, I. Matute,
  A. Cimatti5, L. Marchetti, O. Ilbert, S. Arnouts, M.
  Bolzonella, E. Zucca, S. Bardelli, C. J. Lonsdale, D.
  Shupe, J. Surace, M. Rowan-Robinson, B. Garilli, G.
  Zamorani, L. Pozzetti, M. Bondi, S. de la Torre, D.
  Vergani, P. Santini, A. Grazian, & A. Fontana 2010,
  A&A 515, A8
- Piero Madau & Mark Dickinson 2014, ARA&A, 52, 415
- Ken Tateuchi, Masahiro Konishi, Kentaro Motohara, Hidenori Takahashi, Natsuko Mitani Kato, Yutaro Kitagawa, Soya Todo, Koji Toshikawa, Shigeyuki Sako, Yuka K. Uchimoto, Ryou Ohsawa, Kentaro Asano, Yoshifusa Ita, Takafumi Kamizuka, Shinya Komugi, Shintaro Koshida, Sho Manabe, Tomohiko Nakamura, Asami Nakashima, Kazushi Okada, Toshinobu Takagi, Toshihiko Tanabe, Mizuho Uchiyama, Tsutomu Aoki, Mamoru Doi, Toshihiro Handa, Kimiaki Kawara, Kotaro Kohno, Takeo Minezaki, Takashi Miyata, Tomoki Morokuma, Takeo Soyano, Yoichi Tamura, Masuo Tanaka, Ken'ichi Tarusawa, & Yuzuru Yoshii 2015, ApJS, 217, 1

Tateuchi 2014, PhD thesis, University of Tokyo

- Masahiro Konishi, Kentaro Motohara, Hidenori Takahashi, Natsuko Kato, Kousuke Kushibiki, Hiroki Nakamura, Nuo Chen, Tadayuki Kodama, Masao Hayashi, Ichi Tanaka, Ken-ichi Tadaki, Jun Toshikawa, Yusei Koyama, Rhythm Shimakawa, Tomoko L. Suzuki, Tetsuro Asano, Hirofumi Okita, Shintaro Koshida, Ken Tateuchi, Soya Todo, Yutaka Kobayakawa, Yutaro Kitagawa, Hirofumi Ohashi, Yukihiro Kono, Yasunori Terao, Tsutomu Aoki, Kentaro Asano, Mamoru Doi, Bunyo Hatsukade, Takafumi Kamizuka, Kotaro Kohno, Takeo Minezaki, Takashi Miyata, Tomoki Morokuma, Mizuki Numata, Shigeyuki Sako, Hiroaki Sameshima, Takao Soyano, Toshihiko Tanab'e, Masuo Tanaka, Ken'ichi Tarusawa, Ryou Ohsawa, Kengo Tachibana, Tsubasa Michifuji, & Yuzuru Yoshii 2020, Proc. of SPIE, 11447, 114475H
- L. Colina, J. Piqueras López, S. Arribas, Rogerio Riffel, Rogemar A. Riffel, A. Rodriguez-Ardila, M. Pastoriza, T. Storchi-Bergmann, A. Alonso-Herrero5, & D. Sales, 2015, A&A, 578, A48
- Fiorella Castelli & Robert L. Kurucz, 2004, IAU Symp. No 210, Modelling of Stellar Atmospheres, eds. N. Piskunov et al. 2003, poster A20