

2019年第49回
天文・天体物理若手夏の学校

集録

銀河

謝辞

2019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、理論天文学宇宙物理学懇談会、宇宙線研究者会議、光学赤外線天文連絡会、野辺山宇宙電波からのご支援、また、企業・個人(プログラム集参照)からご寄付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

a1	蛭子 俊大	ダークマターの自己相互作用を考慮した宇宙の構造形成シミュレーション
a2	和間 雄司	AGN ジェットによる乱流とガス円盤でのフィードバックの解析
a3	山崎 雄太	重元素組成比の時間進化: r-process の環境依存性と銀河化学進化
a4	谷口 大輔	銀河系棒状バルジ終端部付近の金属欠乏
a5	大森 清顕	MaNGA データを使った相互作用銀河の研究
a6	梶川 明祐実	近傍銀河における空間分解した星質量と星形成率の関係
a7	八嶋 裕	近傍の棒渦巻銀河 M83 の分子ガスの密度の研究
a8	山本 涼一	SZ 効果を用いた大規模構造に付随する中高温銀河間物質の探索
a9	辻 歩美	XMM-Newton 衛星を用いた楕円銀河 NGC 4472 の広がった X 線放射の研究
a10	山口 友洋	X 線天文衛星 XMM-Newton を用いた初期衝突銀河団 CIZA J1358.9-4750 の構造解析
a11	米山 理可子	X 線観測による遠方銀河団の高温ガスの重元素比の進化
a12	山本 直明	すばる HSC で探る、銀河団の進化段階と内部の銀河の星形成活動
a13	朝野 哲郎	$z \sim 1$ 銀河団の最新観測で探る銀河降着過程と星形成活動の関係
a14	安藤 誠	$z \sim 2$ における原始銀河団コアの探索とメンバー銀河の性質
a15	米倉 直紀	$z = 2.4$ 53W002 原始銀河団における大質量銀河の星形成の調査
a16	牛尾 海登	$z \sim 1.4$ の星形成銀河における分子ガス clump の発見
a17	小山 紗桜	ALMA を用いた $z \sim 3.2$ のサブミリ波銀河 AzTEC8 の構造解析
a18	瀬戸口 健太	Stripe 82X の多波長観測データを用いた電波銀河の研究
a19	小林 宇海	銀河の衝突と合体が活動銀河核に及ぼす影響
a20	城 知磨	AGN の活動性が狭輝線領域の電離ガスに与える影響
a21	山田 智史	[O IV] $25.89\mu\text{m}$ と nuclear $12\mu\text{m}$ の光度比を用いた “塵に埋もれた” 活動銀河核の診断法
a22	小川 翔司	X 線観測で探るセイファート 1 型銀河のトーラス構造
a23	登口 暁	SDSS と WISE を用いた、可視光線で極めて青い Dust-Obscured Galaxies の探索
a24	中野 すずか	銀河衝突はクエーサー活動に影響を及ぼすのか? ~ 撮像・分光データによる検証 ~
a25	Tang Shenli	binary QSOs as tracer of mergers
a26	鹿熊 亮太	超大規模「面分光サーベイ」による AGN サンプル構築と AGN duty cycle の制限
a27	岩下 昂平	HSC-SSP & CHORUS を用いた $z = 4.9$ における Type-II AGNs 探索
a28	菅原 悠馬	星形成銀河のアウトフロー速度の赤方偏移進化
a29	Shimodate Karin	HSC-SSP で探る $z \sim 4 - 5$ の AGN 光度関数
a30	石本 梨花子	宇宙再電離期における暗いクエーサー周囲の近接電離領域
a31	菊地原 正太郎	重力レンズ効果と可視/近赤外深撮像観測で探る $z \sim 6 - 9$ の低質量銀河と球状星団候補
b1	三橋 一輝	ALMA を用いたサブミリ波銀河のクラスタリング解析
b2	美里 らな	すばる Hyper Suprime-Cam で見つかった青い銀河団の X 線の性質
b3	奈女良 朱里	CLUMP-3D: Three-dimensional Shape and Structure of 20 CLASH Galaxy Clusters from Combined Weak and Strong Lensing
b4	大前 陸人	系外銀河の電波源におけるファラデー回転測度と赤方偏移依存性の調査

index

c1	佐藤 裕太	初代銀河からのダークマターの性質の手がかり
c2	大滝 恒輝	ダークマター欠乏銀河の形成過程
c3	奥 裕理	シミュレーションによるダークマターハローへの質量降着と星形成率の関係の考察
c4	福島 啓太	銀河のダークハロー fundamental plane の進化
c5	野村 亮介	CTA で探るダークマター
c6	野口 実沙子	銀河団の衝撃波面で期待される 1 次フェルミ加速
c7	大久保 宏樹	降着衝撃波による逆コンプトン散乱放射の可視光観測に適した銀河団の決定
c8	佐藤 元太	Gaia データを用いた天の川銀河の構造解析
c9	Namiki Shigeru	SDSS と ALFALFA データを用いた近傍銀河のインフロー、アウトフローの解明
c10	石井 菜摘	SDSS システムにおける渦巻銀河の内部減光量補正と腕形態による星形成の比較
c11	赤堀 美桜	銀河の定量的分類とその成因
c12	近藤 千紘	空間分解した銀河におけるスケーリング側の研究
c13	中津野 侃貴	シミュレーションによる銀河中心近傍にある若い星団の個数予測
c14	磯部 優樹	質量とサイズの関係から探る, 初代銀河類似天体としての極金属欠乏銀河
c15	松本 光生	CO 回転振動遷移吸収線を用いた AGN 周辺の分子ガス分布の研究
c16	谷本 敦	Application of X-Ray Clumpy Torus Model to Obscured AGNs
c17	名越 俊平	状態遷移するクエーサー
c18	Zhang Yechi	HETDEX Survey & Ly α Luminosity Function at $z = 1.9 - 3.5$
c19	玉田 望	HSC-SSP を用いた高赤方偏移 DLA の可視光対応天体の探索
c20	青山 皓平	原始銀河団と環境効果

a1

ダークマターの自己相互作用を考慮し
た宇宙の構造形成シミュレーション
千葉大学大学院 融合理工学府
蛭子 俊大

ダークマターの自己相互作用を考慮した宇宙の構造形成シミュレーション

蛭子 俊大 (千葉大学大学院 融合理工学府)

Abstract

冷たいダークマター (CDM) モデルは宇宙の大規模構造を精度良く再現する。しかし、およそ銀河やそれより小さいスケールでは観測結果と矛盾が生じている。例えば矮小楕円体銀河などでは、観測で見積もられるダークマターハローの密度プロファイルはコア構造を示すが、CDM シミュレーションで得られる密度プロファイルはカスプ構造であり、カスプ-コア問題と呼ばれる。また銀河系周辺で観測された衛星銀河の数は、CDM シミュレーションの予測より 1 桁以上少ないという問題がある。以上のような問題を解決するため Self-Interacting Dark Matter (SIDM) モデルが提案されてきた。SIDM モデルは CDM モデルと異なり、ダークマター粒子が互いに衝突し散乱する。高密度領域で衝突は起きやすく、ハローの中心密度は低下しコア構造が形成され、サブハローは潮汐力により壊され易くなると考えられてきた。本研究の目的は、SIDM モデルを用いた低輝度矮小楕円体銀河スケールハローの高分解能シミュレーションを行い、CDM モデルとの違いを定量化し、PFS などの次世代分光観測と比較することで SIDM モデルに制限を付けることである。そのために、まず SIDM モデルを用いて孤立した銀河ハローのシミュレーションを行った。CDM モデルに基づいた宇宙論的 N 体シミュレーションより切り取られたハローに対して、衝突断面積の異なる複数の SIDM シミュレーションと CDM シミュレーションを行い、それぞれの結果を比較した。その結果、衝突断面積が大きいほど急速に中心密度が低下しコアを形成するが、同時により短時間でコアが崩壊し、最終的に CDM シミュレーションより鋭いカスプになった。ハローの形状はコアの形成と共に球状に近づくが、コアが崩壊すると再び非等方性が増加した。サブハローの質量関数は全ての結果で大差はなかった。

1 Introduction

従来のダークマター粒子のみで行われる Cold Dark Matter (CDM) シミュレーションによって再現された宇宙の構造は、大規模であれば様々な面で観測と一致するが、およそ銀河やそれより小さいスケールでは観測結果と矛盾が生じることが知られている。例えば、CDM シミュレーションではハローの中心密度は中心ほど高くなるカスプ構造を形成する (Navarro, Frenk & White 1997)。しかし、観測から見積もられる中心密度は平坦なコア構造を持つことが示唆されている (Naray et al. 2008)。この問題は一般的にカスプ-コア問題と呼ばれている。また CDM シミュレーションで予測される銀河スケールのハローに含まれるサブハローの数は、観測によって銀河系周辺で確認されている衛星銀河の数の 10 倍程度多い (Klypin et al. 1999)。この問題は一般的にミッシングサテライト問題と呼ばれている。

以上のような問題を解決するため、自己相互作用

するダークマター (Self-Interacting Dark Matter : SIDM) を仮定したモデルが Spergel & Steinhardt (2000) により提案された。SIDM モデルでは、ダークマター粒子は CDM モデルとは異なり、衝突によって互いに散乱する。ダークマター粒子は高密度な領域ほど頻繁に衝突するため、ハローの中心密度は低下しコア構造が形成され、サブハローは潮汐力により壊され易くなると考えられた。

本研究ではダークマターの自己相互作用を実装したハローの進化の N 体シミュレーションを行い、ダークマターハローの内部構造やサブハローの数が CDM シミュレーションと比較してどのように変化するかを調べた。

2 Methods

ダークマター粒子の自己相互作用を再現するため、Burkert (2000) で用いられたモンテカルロ法を使用

した. モンテカルロ法では, 各粒子について最近傍の粒子と確率 P で完全弾性衝突させ, 衝突した 2 粒子は速度ベクトルをランダムに変更させる.

衝突確率 P は式 (1) で表せる. 各粒子の衝突断面積を σ , 質量を m として, $\sigma^* = \sigma/m$ と定義する. また, ρ は粒子近傍の局所的な質量密度, v は粒子の速度, Δt は単位時間を意味する.

$$P = l/\lambda = \sigma^* \rho v \Delta t \quad (1)$$

この方法では 2 体間衝突のみを考慮するため, 多体衝突を回避するために式 (2) の条件をタイムステップに付ける. 今回は $\eta = 0.1$ を採用する.

$$\Delta t < \eta(\sigma^* \rho v)^{-1} \quad (2)$$

本研究では, Ishiyama et al. (2009a) によるシミュレーションより切り抜かれたハローを初期条件として用いた. このハローのデータを表 1 に示す.

表 1: 使用したハローのデータ

N	m (M_{\odot})	r_{vir} (kpc)	M_{vir} (M_{\odot})
1601845	1.0×10^6	302.97	1.60×10^{12}

シミュレーションは, 先に説明したモンテカルロ法を実装した TreePM コード GreeM (Ishiyama et al. 2009b) のツリー部を用いて行った. 各シミュレーションの名称と σ^* , タイムステップ, 終了時間の値を表 2 に示す. タイムステップは各シミュレーションで式 (2) の条件を 2000 ステップ目まで満すことを確認して設定した. なお, 全てのシミュレーションで $\epsilon = 700(\text{pc})$, $\theta = 0.5$, $n_{\text{crit}} = 300$ のパラメータを用いた.

表 2: 使用したパラメータ

Name	$\sigma^*(\text{cm}^2/\text{g})$	$dt(\text{Myr})$	$t_{\text{end}}(\text{Myr})$
CDM	0.0	6.984×10^{-1}	7829.3
SIDM ₁	1.0	1.397×10^{-1}	7823.0
SIDM ₁₀	10.0	3.492×10^{-2}	6984.2

3 Results

本研究では, 初期状態のハローの $r \approx 100(\text{kpc})$ での力学的時間 $t_{\text{dyn}} = 488.9(\text{Myr})$ を単位として, 時刻 $t = t_{\text{dyn}}, 2.5t_{\text{dyn}}, 5t_{\text{dyn}}, 10t_{\text{dyn}}, 14t_{\text{dyn}}$ での結果を出力し, ハローの時間進化を観察した.

3.1 密度プロファイル

各シミュレーションでの密度プロファイルの時間進化を図 1 に示す. この図から, CDM シミュレーションでは時間が経過しても密度プロファイルは変化しないが, SIDM シミュレーションではコアが形成されることが確認できる. しかし, SIDM₁₀ では $t = 2.5t_{\text{dyn}}$ 以降からコアが収縮し, 再び中心部の密度が上昇し始めた. そして, $t = 14t_{\text{dyn}}$ では中心部が初期条件より高密度になり, 鋭いカスプ構造ができた.

3.2 ハローの形状

各シミュレーションでの中軸長軸比と短軸長軸比の時間進化を図 2 に示す. この図から, CDM では軸比は時間によらず一定であり, SIDM₁ は時間の経過と共にどちらの軸比も 1 に近付き, SIDM₁₀ では一度どちらの軸比も 1 に近づくが, $t = 2.5t_{\text{dyn}}$ 以降からは中軸長軸比は減少し, 短軸長軸比は一定になっている.

3.3 サブハロー

サブハローの検出には ROCKSTAR を用いた. 各シミュレーションでのサブハローの質量関数の時間進化を図 3 に示す. 図 3 において, CDM の $t = 5t_{\text{dyn}}$ と SIDM₁ の $t = 14t_{\text{dyn}}$ で非常に大きなサブハローが 1 つ検出されているが, この前後 7(My) ではそのようなハローが存在しなかったため, これらのサブハローは検出した際に発生した誤差として考える. 誤差と考えられるサブハローを除くと, すべてのシミュレーションで結果に違いはほとんど見られない.

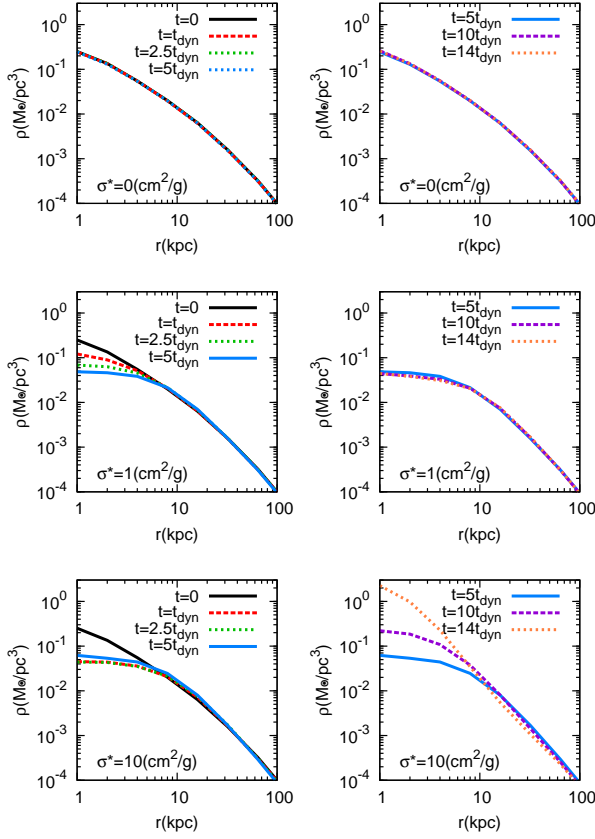


図 1: 密度プロファイルの時間進化. 上が CDM, 中央が SIDM₁, 下が SIDM₁₀ の結果である. 左側の図が $0 \leq t \leq 5t_{\text{dyn}}$, 右側の図が $5t_{\text{dyn}} \leq t \leq 14t_{\text{dyn}}$ の密度プロファイルを表している.

4 Discussion

SIDM シミュレーションではハローがコア構造を形成することが確認できた. 図 1 の SIDM₁₀ に見られるコア形成後に密度増加が起きる現象は Burkert (2000) でも議論されている. この現象は次のように説明できる. はじめに CDM のカスプ状のハローは中心部の速度分散が小さく, 周囲よりも冷い状態になっている. SIDM ではダークマター粒子同士が衝突することで, 運動エネルギーが外側から中心部へと伝わり, 中心部が加熱され等温的なコアが形成される. ここで中心部が加熱されすぎると, コア内の速度分散がコア外より大きくなる. つまりハローの中心部がその周辺よりも高温になる. すると熱がコア内

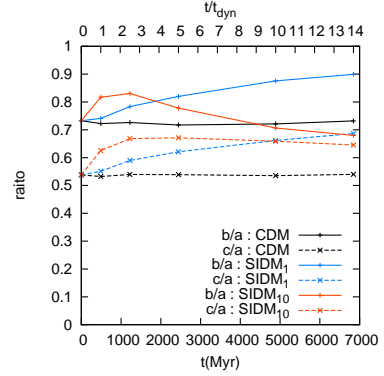


図 2: 中軸, 短軸の長軸に対する比. この図では a が長軸, b が中軸, c が短軸を意味する. それぞれの比が 1 に近いほど球体に近い形状を示す.

から外側へ流出する. ハロー中心部はこの放熱により冷却され, 運動エネルギーを失いポテンシャルが高くなり中心密度が増大する. エネルギーの伝播は σ^* が大きいほど活発になるため, 大きい σ^* ほどこの現象が起りやすい.

図 2 から, CDM の軸比は時間によらず一定であり, ハローの形状の変化はほぼ無いと言える. 一方で, SIDM₁ では時間と共に中軸長軸比, 短軸長軸比共に 1 に近づくことから, ハローの形状は球に近づいていることがわかる. SIDM₁₀ では $t = 2.5t_{\text{dyn}}$ まで中軸長軸比, 短軸長軸比のどちらも SIDM₁ のときよりも急に 1 に近づく. しかし, それ以降は中軸長軸比が減少に転じ, 短軸長軸比はほぼ一定となった. ここから SIDM₁₀ でのハローの形状は, $t = 2.5t_{\text{dyn}}$ まで球に近付き, それ以降では再び非等方的な形状に変形することがわかる. これらの結果は図 1 で見られた密度プロファイルの時間進化と同期しているように見られる. つまり, ハローの形状はコアの形成過程において球に近付き, コアの収縮, 中心密度の増大の過程で再び非等方的な形状に変化する考えられる.

サブハローの質量関数と空間分布は, 誤検出と思われるサブハローを除くとどのシミュレーションの結果でも差はほとんど見られなかった. これは SIDM シミュレーションでもミッシングサテライト問題が生じることを示唆している. 同様の結果が Rocha et al. (2013) でも示されている.

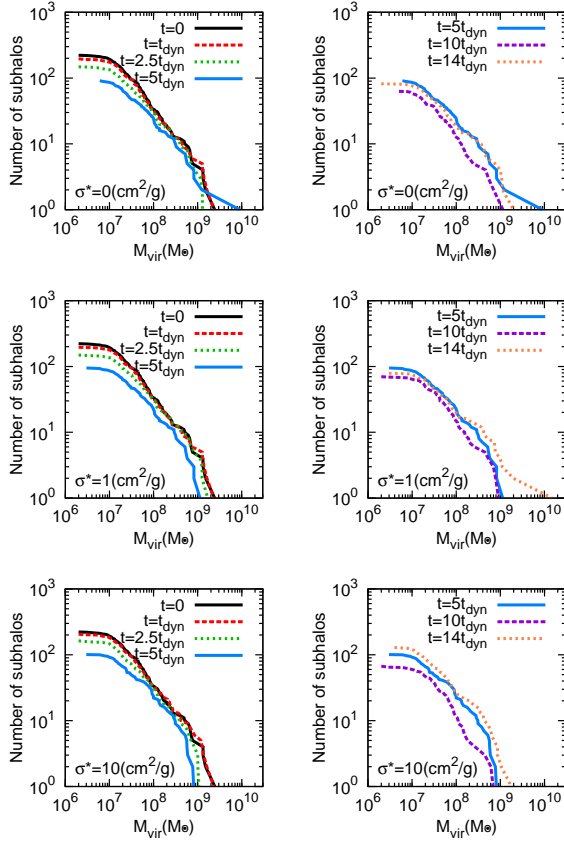


図 3: サブハローの質量関数の時間進化. 上が CDM, 中央が SIDM₁, 下が SIDM₁₀ の結果である. 左側の図が $0 \leq t \leq 5t_{\text{dyn}}$, 右側の図が $5t_{\text{dyn}} \leq t \leq 14t_{\text{dyn}}$ のサブハロー質量関数を表している.

5 Conclusion

本研究ではモンテカルロ法とツリー法を用いて SIDM のシミュレーションを行い, 銀河スケールのダークマターハローの内部構造やサブハローの数が CDM シミュレーションと比較してどのように変化するかを調べた. その結果を以下にまとめる.

- SIDM シミュレーションではコア構造を持つ銀河スケールのハローを再現できるが, 今回の条件では $\sigma^* = 10(\text{cm}^2/\text{g})$ のとき $t = 2.5t_{\text{dyn}}$ 以降でコアは収縮し, 中心密度が増大していくことが確認された.
- SIDM シミュレーションにおいて, ハローの形状

はコアの形成過程で球に近付き, コアの収縮, 中心密度の増大の過程で非等方な形状に変化する考えられる.

- サブハローの質量関数は CDM シミュレーションと SIDM シミュレーションでほとんど差は見られないため, SIDM シミュレーションでのミッシングサテライト問題の解決は困難であると考えられる.

今後の展望として, 粒子数 2048^3 , ボックスサイズ $8\text{Mpc}/h$ で SIDM モデルに基づいた高分解能な宇宙論的 N 体シミュレーションを行い, それによって得られた質量 $10^7 \sim 10^8 M_{\odot}$ 程度の低輝度矮小楕円体銀河サイズのサブハローのデータと, PFS サーベイなどの観測及び CDM シミュレーションによって得られた低輝度矮小楕円体銀河のデータを比較し, SIDM モデルに制限を付けられるか検討する予定である.

Reference

- Burkert, A. 2000, ApJ, 534, 143
- Ishiyama, T., Fukushige, T., Makino, J. 2009a, ApJ, 696, 2115
- Ishiyama, T., Fukushige, T., Makino, J. 2009b, PASJ, 61, 1319
- Klypin, A., Kravtsov, A.V., Valenzuela, O. 1999, ApJ, 522, 82
- Kuzio de Naray, R., McGaugh, S.S., de Blok, W.J.G. 2008, ApJ, 676, 920
- Narvarro, J.F., Frenk, C.S., White, S.D.M. 1997, ApJ, 490, 493
- Rocha, M., Peter, A.H.G., Bullock, J.S., Kaplinghat, M., Garrison-kimmel, S., Oñorbe, J., Moustakas, L.A. 2013, MNRAS, 430, 81
- Spergel, D.N., Steinhardt, P.J. 2000, Phys. Rev. Lett., 84, 3760

a2

AGN ジェットによる乱流とガス円盤で
のフィードバックの解析

筑波大学大学院 数理物質科学研究科
和間 雄司

AGN ジェットによる乱流とガス円盤でのフィードバックの解析

和間 雄司 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

一般に、ガス密度が高いほど星形成は活発であると考えられるが、高密度ガスが存在しながら、星形成の兆候が見られない銀河が観測的に知られている。3C326-N はその一例であり、速度分散が大きいことなどから乱流による影響が考えられる。数値流体計算のシミュレーションにより相対論的ジェットと ISM の相互作用を調べた先行研究では、ジェット等によって円盤内に強い乱流が発生したことが示されており、本研究では、ジェット由来の乱流が円盤内での星形成を制御するかを調べた。先行研究のシミュレーション結果データを利用し、乱流の程度を表すと考えられる物理量として速度分散や渦度を考え、それらと星形成率との間の相関を調べた。ジェットの噴出によって、ジェット領域では星形成率の低下が見られたものの、その外縁領域においては、星形成率が増大している箇所が見られた。また、パラメータの 2 次元分布の解析から、ジェットがある場合は、ジェットがない場合と比べて星形成率が高い領域で速度分散や渦度の値が上昇していることが分かった。この結果は、ジェットによって正のフィードバックが起きている可能性を示唆していると考えられ、より詳細な解析を提案する。

1 Introduction

観測の進展により、多くの銀河の中心に超大質量ブラックホール (SMBH) が存在することが分かってきた。そして、SMBH の降着率密度と母銀河の星形成率密度が密接に関連していること (Madau & Dickinson 2014) や、中心 SMBH とバルジの速度分散との間に強い相関があること (McConnell & Ma 2013) から、銀河と SMBH は何らかの形で共進化してきたと考えられている。しかし、共進化過程は未だ解明されていない。過程の 1 つとして、活動銀河核 (AGN) によるフィードバック (AGN フィードバック) が考えられている (Silk & Rees 1998)。AGN フィードバックは、中心 SMBH へ降着するガスの重力エネルギー解放によって明るく輝く AGN が、輻射や中心 SMBH の降着円盤風、ジェットによって、SMBH からエネルギーや運動量を輸送し、それらの一部を星間物質 (ISM) の中へ蓄える機構である。フィードバックには、ガスを圧縮して星形成を促進する正のフィードバックと、ガスを加熱したり、吹き飛ばしたり、速度分散を上昇させるなどして星形成を抑制する負のフィードバックが存在する。しかし、正/負どちらのフィードバックが共進化において物理的に重要な過程であるかは十分に解明されていない。

本研究において着目するのは、AGN から噴き出すジェットと ISM との相互作用によるフィードバックである。先行研究 (Mukherjee et al. 2018) では、ガス円盤と相対論的ジェットの相互作用を調べるためにシミュレーションを実施した。その結果、質量排除によるフィードバックが主な原因である可能性の低さや、ジェット由来の衝撃波やせん断流が、円盤内で強い乱流を発生させている可能性が示された。

前世代の星の超新星爆発によって生じた乱流は、次世代の星形成率を制御することが知られている (Federrath & Klessen 2012) が、AGN が生み出した乱流を通じて、星形成を大きく規制できるかは知られていない。3C326-N のように、大質量円盤内に大量の分子ガスを抱えているにもかかわらず、星形成が非常に低く、AGN の強いアウトフローも無い銀河が観測的にも知られている (Nesvadba et al. 2011)。従って、AGN が乱流を通して星形成を規制することが可能であることが示されたとすれば、銀河形成における AGN フィードバックの理論の新たな枠組みになると考えられる。そこで本研究は、AGN がジェット由来の乱流によって円盤内の星形成を制御するのかを調べる。特に、乱流を特徴づける指標として、速度分散と渦度を取り上げ、星形成との相関を調べる。

2 Methods

2.1 解析データ概要

本研究では、先行研究 (Mukherjee et al. 2018) のシミュレーション結果を解析した。シミュレーションは、3次元流体力学の数値計算シミュレーションであり、オープンソースソフトウェアである PLUTO (Mignone et al. 2007) の相対論的流体力学モジュールを利用して行われた。シミュレーションの概要については先行研究を参照されたい。ここでは、本研究で利用した解析データのうち、特にシミュレーションごとに設定が変わっているものに関して、表 1 にまとめた。ただし、 θ は円盤法線とジェットのかなす角である。

名称	A	B	C
ジェット	無	有	有
θ [deg]	—	0	70

2.2 速度分散

本研究においては、速度分散とは「局所的な 3次元速度分散」を考えるものとする。その範囲は $3 \times 3 \times 3 = 27$ セルの領域 (およそ 1 辺 15 pc の立方体となる) として考える。つまり、 (i, j, k) の速度分散 $V_{\sigma(i,j,k)}$ は、

$$V_{\sigma(i,j,k)} = \sqrt{u_{\sigma(i,j,k)}^2 + v_{\sigma(i,j,k)}^2 + w_{\sigma(i,j,k)}^2} \quad (1)$$

となる。ここで、 $u_{\sigma(i,j,k)}$ は速度の x 成分の分散であり、他の成分に関しても同様であって、

$$u_{\sigma(i,j,k)}^2 = \frac{1}{27} \sum_{(l,m,n)} (u_{l,m,n} - \overline{u_{i,j,k}})^2 \quad (2)$$

である。ここで、和は $i-1 \leq l \leq i+1$, $j-1 \leq m \leq j+1$, $k-1 \leq n \leq k+1$ の範囲を走るものとする。もちろん、 $\overline{u_{i,j,k}}$ はこの領域における速度の x 成分の平均であって、

$$\overline{u_{i,j,k}} = \frac{1}{27} \sum_{(l,m,n)} u_{l,m,n} \quad (3)$$

である。

2.3 星形成率・比星形成率

星形成率は式 (4) で計算した。

$$\text{SFR} = \epsilon_{\text{SFR}} \frac{\rho_{\text{gas}} d^3 x}{t_{\text{ff}}} \quad (4)$$

ここで、 $\epsilon_{\text{SFR}} = 0.015$ は星形成効率、 $t_{\text{ff}} = \sqrt{3\pi/32G\rho_{\text{gas}}}$ は自由落下時間である。ただし、すべてのセルに対して星形成率を計算するのではなく、星形成が起きているかを以下の 3 条件で判定し、すべて満たされている場合にのみ星形成率を計算し、条件を満たさない場合は値 0 を返すようにした。

条件 1 冷却が効く

星形成に必要なガスの冷却のタイムスケールが、渦の散逸タイムスケールである渦の転回時間より短いとして、

$$\frac{P}{\gamma - 1} \frac{1}{\Gamma(T)} < \frac{5\Delta x}{V_{\sigma}} \quad (5)$$

ここで、 P : 圧力、 $\gamma = 5/3$: 比熱比、 V_{σ} : 速度分散 (式 (1)) であり、 $\Gamma(T)$: 冷却率は状態方程式から温度 T を求め、 Γ と T の対応表から値を出した。また、転回時間は系の典型的長さ/速度分散であり、典型的長さとして $5\Delta x$ (Δx : 格子長) を採用した。

条件 2 ガス圧縮が起きている

Lagrange 描像での連続の式

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho(\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0 \quad (6)$$

から、この条件は $D\rho/Dt > 0$ より $\nabla \cdot \mathbf{v} < 0$ である。 $\nabla \cdot \mathbf{v}$ の計算は、微分を中心差分で近似する。ただし、この計算に必要なのは $\nabla \cdot \mathbf{v}$ の符号のみであるため、格子長で割る計算は省略した。

条件 3 重力不安定が起きている

系の典型的な長さが、重力不安定の指標である Jeans 長より短いことを条件とした。つまり、系の典型的な長さは条件 1 と同じく $5\Delta x$ として、

$$5\Delta x > c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} \quad (7)$$

である。

また、星形成率をガス密度で割った比星形成率 (sSFR) も計算した。

2.4 渦度

式 (6) から、 $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ のとき、非圧縮と言える。また、ベクトル場に対する Helmholtz の定理より、速度場 \mathbf{v} を $\nabla \times \mathbf{v} = \mathbf{0}$ の成分と $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ の成分に分解することができる。そこで、 $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v}$ を計算することで、流体の非圧縮成分の特徴をつかむことができる。 $\nabla \times \mathbf{v}$ の計算は $\nabla \cdot \mathbf{v}$ の計算と同様に中心差分近似で行った。

3 Results

3.1 密度・星形成率・速度分散・渦度

解析した結果を図 1 から図 4 に示した。ここでは紙面の都合上、A と B のうち、円盤方向の断面図だけを掲載した。

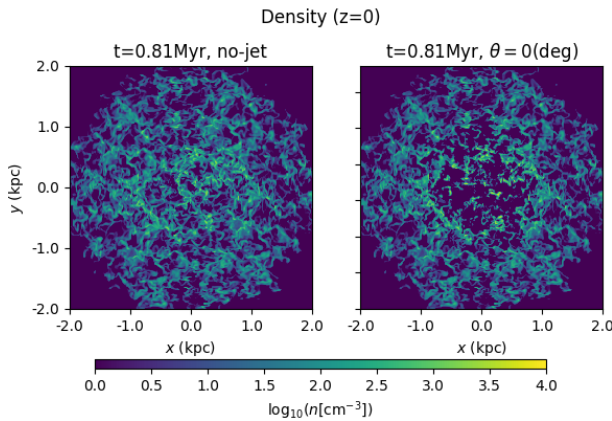


図 1: 密度の空間分布

各図から、ジェットがある場合とない場合について、中心領域での密度が低下し、速度分散や渦度が増加していることが分かった。また、中心から 1 kpc 弱離れたあたりで星形成率が増加していることが分かった。

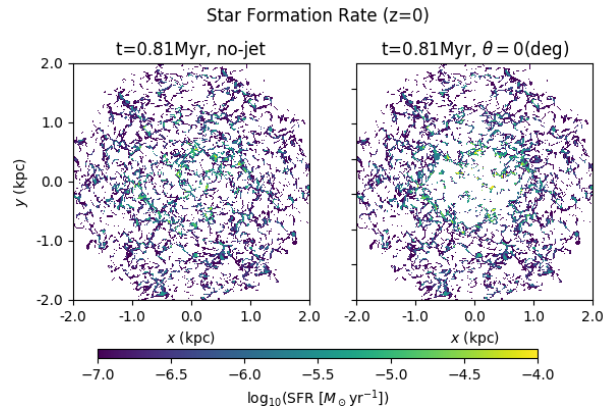


図 2: 星形成率の空間分布

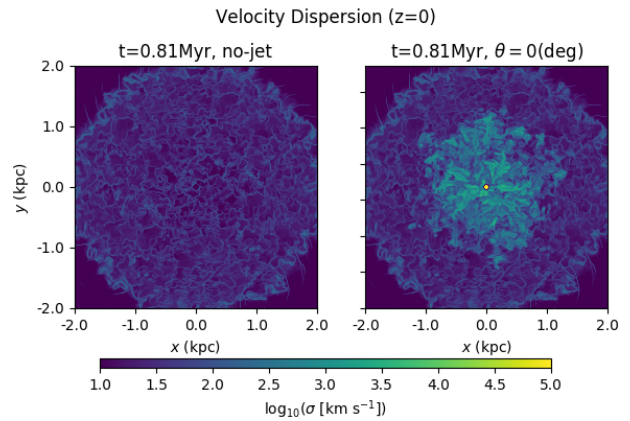


図 3: 速度分散の空間分布

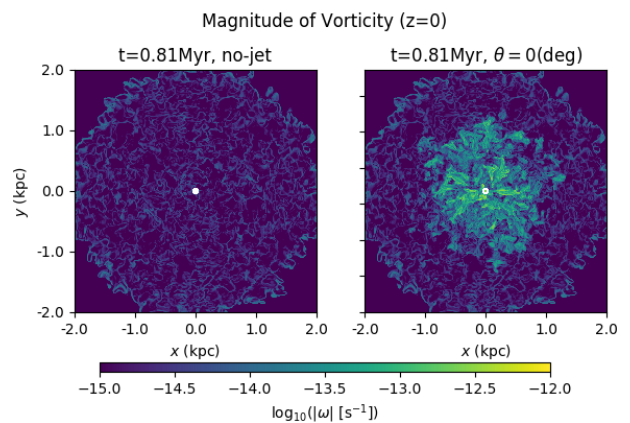


図 4: 渦度の空間分布

3.2 速度分散・渦度と星形成率の相関

sSFR と速度分散の相関を調べるために作成した 2 次元ヒストグラムを図 5, 図 6 に示す. この図から, ジェットがある場合はない場合と比べて, 速度分散が大きく増加している部分があり, それらの sSFR が比較的高い値を持っていることが分かった.

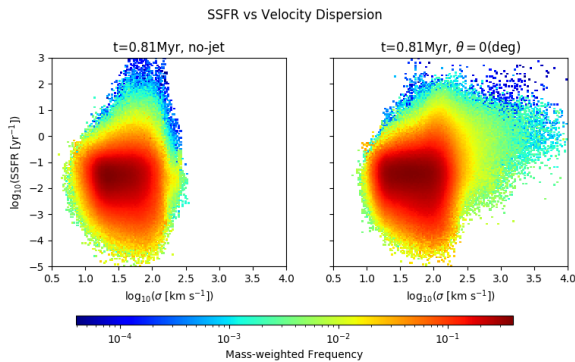


図 5: sSFR と速度分散の相関

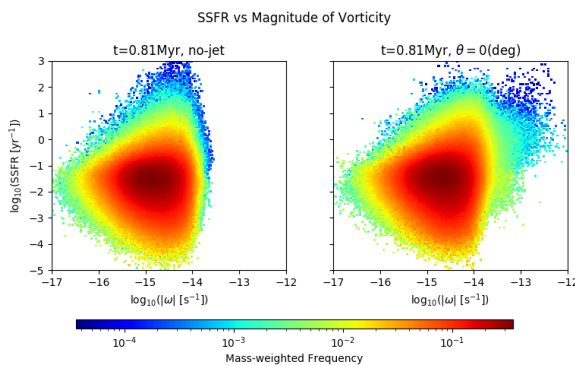


図 6: sSFR と渦度の相関

4 Discussion

空間分布の変化からジェットが噴出したことによる変化で, 速度分散や渦度の上昇が起きたことが分かった. また, 星形成率との 2 次元ヒストグラムにおいて, ジェットが噴出したことによる変化で, 速度分散や渦度の上昇した領域の星形成率や比星形成率は比較的高い値であったことや, 速度分散や渦度の

値が大きい領域がジェットが噴出したことによってやや右に傾くように変化しているように見受けられることから, ジェットによって乱流が強くなり, 星形成がより進められるという, 正のフィードバックが起きている可能性を示唆していると考えられる.

しかし, 今回行った解析だけでは不十分である. 空間分布については時間変化をより詳細に調べる必要があり, 2 次元ヒストグラムについても, ジェットの有無による変化分のみに着目するなどの詳細な解析が必要であると考えられる. 更には, 乱流の特徴をつかむ指標として渦度を考えたが, 速度場の圧縮/非圧縮成分を直接解析するという観点からは Helmholtz 分解等を導入することが必要と考えられる.

Reference

- Federrath & Klessen, 2012, ApJ 761
- Madau & Dickinson, 2014, ARAA 52
- McConnell & Ma, 2013, ApJ 764
- Mignone et al., 2007, ApJ 170
- Mukherjee et al., 2018, MNRAS 479, 5544
- Nesvadba et al., 2011, A&A 536
- Ralph S. Sutherland and Michael A. Dopita, 2017
- Silk & Rees, 1998, A&A 331

a3

重元素組成比の時間進化に関する理論
計算

東京大学大学院 理学系研究科天文学専
攻 / 国立天文台
山崎 雄太

重元素組成比の時間進化: r-process の環境依存性と銀河化学進化

山崎 雄太 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻 / 国立天文台)

Abstract

r-process とは高速な中性子捕獲過程であり、宇宙における重元素合成の約半分を担っている。中性子を非常に高速で捕獲する過程であり、現在の核物理では実験的に生成不可能な核種を経由して進むため、未だその詳細は明らかにされていない。また、反応自体のみならず、発生場所についても十分に明らかにされていない。本研究では候補天体として 2 種類の重力崩壊型超新星と中性子星合体、コラプサーを考え、r-process 元素全体の銀河化学進化を計算した。

1 Introduction

宇宙における元素進化の解明は宇宙物理学における最も重要な課題の一つである。核子あたりの束縛エネルギーは鉄で最大値をとり、主系列星内部での核融合で作られる最も重い元素である。鉄より重い元素は陽子によるクーロンバリアが大きく、核融合で作ることはできないのである。そのような重元素を形成する主な過程が中性子捕獲過程である。核種は電荷を持たない中性子をさらに捕獲することで質量数を増やし、その後ベータ崩壊を経てより元素番号の大きな安定核となる。r-process とは、ベータ崩壊の典型的なタイムスケールと比べ非常に早い速度で中性子を捕獲し、より重い核種を次々と形成していく過程である。安定核へ崩壊するよりも早く中性子を捕獲することで、通常の核物理実験では生成することのできない核種が形成される。そのため、r-process には未検証の議論が多く残されており、重元素の起源の解明には r-process に関する研究が不可欠である。また、過程自体のみならず r-process の発生場所すらも未だ定まっていない。中性子に富む環境として、超新星爆発や中性子星合体をはじめとして様々な候補が検証されてきた。特に、ユーロピウム (Eu) は r-process 元素の中でも比較的観測が行いやすいことから、金属量とユーロピウムの観測の関係性を銀河化学進化の観点からいかに理論的に説明するかに焦点が置かれ、研究が行われてきた。一方で、様々な発生場所に関して、合成される r-process 元素量が理論的に計算されてきた。[1][2][3] 詳細には発生環境やモデル依存性が大きいものの、発生環境の中

性子量によって r-process で多く合成される元素の質量数は大きく異なることは広く認められている。従って、銀河化学進化もユーロピウムのみならず、様々な元素について議論されるべきである。本研究では、r-process が超新星爆発・中性子星合体・コラプサーで発生すると仮定し、元素番号 32 から 90 にわたる r-process 元素全体の組成比について、銀河化学進化の計算を行い理論的な予測を行った。現在までに得られている金属欠乏星の元素組成観測データからは強い制限を得ることは難しいものの、今後予定されている TMT などの次世代望遠鏡を用いた天文観測によって元素組成のデータが得られると期待されている。本研究はそれらの観測に先駆けて、r-process 元素全体の進化を理論的に予測する初めての研究である。

2 銀河化学進化 (Galactic Chemical Evolution)

銀河化学進化 (GCE) とは、銀河内の星形成史を元素の進化とともに計算するものである。本研究では、銀河内での一様と瞬間的な物質混合を仮定する One-zone モデルを用いて理論計算を行った。天体ごとのばらつきを考慮できないなど、現実の銀河の物理状態を表現しきれないなど短所もあるものの、モデルの単純さゆえ高速に計算を行うことが可能である。本研究は元素合成から星形成まで、多くの先行研究の結果を用いて議論する必要があり、多くのパラメータ空間を短期間で処理、検討ができる One-zone

モデルは非常に効果的である。

σ_{gas} を銀河内のガスの密度、 $B(t)$ を時刻 t における単位体積あたりの星形成率とすると、One-zone GCE におけるのもっとも基本的な銀河進化の表式は以下の通りである。[4]

$$\frac{d\sigma_{gas}}{dt} = \text{Inflow}(t) - B(t) + \int B(t - \tau(m))\Psi(m) dm \quad (1)$$

Inflow は銀河外部からのガス流入であり、 $\Psi(m)$ は初期質量関数、 $\tau(m)$ は質量で定まる恒星の寿命である。

また、 σ_i を元素 i の密度とすると、

$$\frac{d\sigma_i}{dt} = -\frac{\sigma_i}{\sigma_{gas}} B(t) + \int B(t - \tau_*) \Psi(m)/m X_i dm + \text{decay} \quad (2)$$

第一項は星形成による恒星大気への閉じ込めを表している。また、第二項は元素合成によって新たに生成される量を表している。前半部分は元素合成イベントの回数の表式であり、 X_i は一回の元素合成によって生成される元素 i の量である。 τ_* は星形成から元素合成イベントまでの遅れ (Delay Time) を表し、特に r-process 元素合成においては時間進化に大きな影響を及ぼす。

3 Dealy Time

星形成から元素合成までの遅れの時間は Delay Time と呼ばれ、元素進化に非常に大きな影響を与えることが知られている。特に r-process は中性子過剰な環境で起き、一般に恒星進化の最終段階で発生する過程であるため、この Dealy Time を考慮に入れることが不可欠である。本研究では、r-process が起こり得る環境として重力崩壊型超新星爆発、中性子星連星合体、コラプサーを考える。恒星が主系列星段階を離れてからその終状態まで進化するタイムスケールは主系列星寿命に比べると短いため、コラプサーや重力崩壊型超新星爆発の Delay Time は親

星の主系列星寿命でよく近似できる。一方、中性子星連星合体に関しては、合体にかかるタイムスケールは少なくとも約 1 億年以上が必要と見積もられている。これは重力崩壊型超新星爆発を起こすような重い恒星の寿命が数百万年から数千万年であることに比べると非常に長く、化学進化の中で、中性子星連星合体からの寄与は遅れて現れることを示唆している。現在までに発見されている中性子星連星は 14 と非常に少ないながらも、そこから予想されている Delay Time Distribution を用いて [5] 計算を行った。

4 Result

4.1 [Eu/Fe] の時間進化

太陽系組成への、各天体からの寄与は未だ議論の残る課題であり、現在の観測や理論から結論を導くことは難しい。しかし、各天体からの寄与が現在までにどのように変化してきたかは計算可能である。図 1 に各天体からの寄与の時間変化を示した。太陽系、つまり $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ で 0 となるように規格化されている。

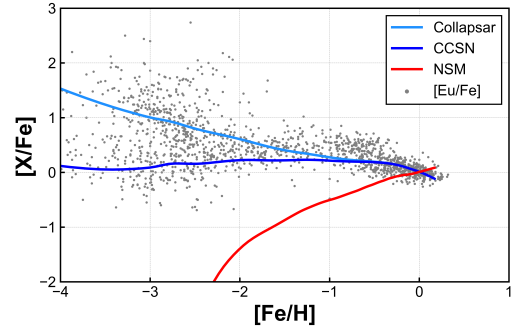


図 1: [Eu/Fe] と各天体からの寄与の時間変化

今回の単純な One-zone モデルでは超新星爆発、中性子星合体、コラプサーのうちもっとも寄与の大きなサイトを特定することはできないものの、ユーロピウムの観測データと矛盾ない結果が得られた。[Eu/Fe] がおよそ -0.5 を下限として観測データが見られないのは、現在の観測能力では十分な SN 比を得ることが難しいことがためであり、今後の超巨大望遠鏡の稼働が待たれる。

4.2 元素組成比の時間進化

r-process の代表的な元素として、元素量の観測が簡単なことからユーロピウムが頻りに議論されてきた。しかし、異なる元素は異なる時間進化を経てきたことがわかっており、これは r-process 元素合成の起きる環境の中性子の量に応じて生成されやすい元素は異なることが原因と考えられる。本研究では、r-process 元素全体に渡って時間進化を計算し、その組成比を太陽系と比較した。(図 2) また、近年、金属欠乏星の元素組成も観測がされており、二つの金属欠乏星 [6][7] についても同時に示した。

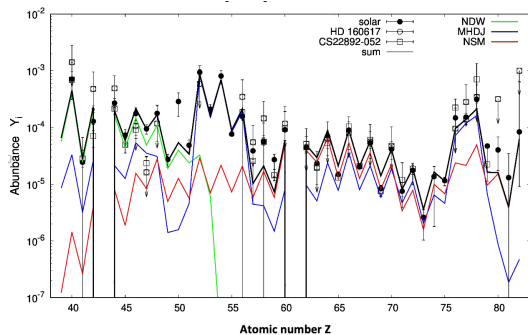


図 2: 理論計算で得られた $[\text{Fe}/\text{H}]=0$ での元素組成比と太陽・金属欠乏星の比較

r-process 元素の universality がよく再現されていることが確認された。また、 $[\text{Fe}/\text{H}]$ が 1 以下の段階においても、元素番号 60 から 70 付近の r-process hill における組成比パターンは普遍であることも確かめられた。一方で、中性子星連星合体における元素合成のモデルによっては、元素番号 51 から 56 における r-process の第 2 ピークと hill の存在量の比が変化することもわかった。しかし、第 2 ピークに位置する Xe や Te などの元素は一般に天文観測が非常に難しく、現状では数例しか観測がない [8]。

5 Conclusion&Suggestion

r-process 元素合成は未だ多くの謎を残しているものの、2017 年の重力波とキロノヴァの同時観測以来、急速に研究が進んできた。本研究では、ユーロピウムだけに着目するのではなく、r-process 元素全体に

ついてその時間進化を追い、組成比パターン全体の時間進化を理論的に予測した。Delay Time に注目することで、r-process 元素合成の発生場所を同定できる可能性があり、今後の重力波観測による進展が期待される。また、元素進化史に有意な制限をつけるには $[\text{Fe}/\text{H}]$ が -1.5 以下の超金属欠乏星の元素組成の観測や、観測の困難な第 2 ピークすることが必要なことがわかった。近年、数例ではあるが観測が可能になり始めており、今後の観測が待たれる。

Reference

- [1] Nakamura et al. 2015, ApJ
- [2] Suzuki et al. 2018, ApJ
- [3] Shibagaki et al. 2016, ApJ
- [4] Timmes et al. 1995, ApJ
- [5] Paz Beniamini & Tsvi Piran 2019, ApJ
- [6] Sneden et al. 1996, ApJ
- [7] IU. Roederer et al. 2012, ApJ
- [8] IU. Roederer et al. 2012, ApJ

a4

銀河系棒状バルジ終端部付近の金属
欠乏

東京大学大学院 理学系研究科 天文学
専攻

谷口 大輔

銀河系棒状バルジ終端部付近の金属欠乏

谷口 大輔 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻 M2)

Abstract

近年の近赤外線高分散分光の発展により、激しい減光により可視光では観測が困難な銀河系内縁部の恒星の金属量分布の研究が進捗しつつある。とりわけ銀河中心から 4kpc あたりより外側においては、銀河中心から外側に行くほど金属量が低くなる金属量勾配の存在が既によく知られている。一方、若い大質量星団 RSGC1 と RSGC2 と RSGC3 ($R_g \sim 4$ kpc) の元素組成解析により、棒状バルジの終端あたりでは、上記の金属量勾配からの予想よりずっと金属量が低い ($[Fe/H] \sim -0.2$ dex) ことが示唆されている。しかしながら、この示唆は少ない数のサンプルに基づいているため、新たな天体の観測により検証することが必要不可欠である。そこで我々は棒状バルジ終端部にある分子雲複合体 G23.3-0.4 ($R_g \sim 5$ kpc) 近傍の金属量を決定することを試みた。我々は近赤外線高分散分光器 WINERED を用いてこの分子雲複合体中の 2 つの赤色超巨星の高分散分光スペクトルを取得し、それらの金属量を決定した。得られた 2 つの赤色超巨星の金属量はどちらも金属量勾配から予想されるものより低く、棒状バルジ終端部での金属量の欠乏を支持するものであった。この結果は、銀河間物質/ハロー/銀河系外縁部から棒状バルジ終端部への効率的な低金属量ガスの輸送を化学進化モデルに取り入れる必要があることを示すものである。

1 Introduction

これまでの Cepheid 等に代表される若い恒星の組成解析と距離の決定の努力により、銀河系中心からの距離と若い恒星の金属量の関係がよく調べられてきた (e.g. Andrievsky et al. 2002; Genovali et al. 2014)。これに加え、近年の近赤外線高分散分光の目覚ましい進展により、これまでの可視光では限られた領域しか観測することができなかった銀河系内縁部の恒星の完成も進んでいる (e.g. APOGEE; Majewski et al. 2016)。この結果、銀河系内縁部においても、銀河中心からの距離 (R_g) が 4 kpc あたりより外側においては、銀河中心から外側に行くほど金属量が低くなる金属量勾配がよく成立することが分かってきた (e.g. Inno et al. 2019)。

一方、近年の近赤外線撮像データにより、複数の若い大質量星団が銀河系棒状バルジ終端部付近 ($R_g \sim 4$ kpc) に発見されつつある (Figer et al. 2006; Davies et al. 2008, 2007; Clark et al. 2009; Alexander et al. 2009; Negueruela et al. 2010, 2011; González-Fernández & Negueruela 2012; Ramírez Alegría et al. 2012)。これらの若い大質量星団は赤色超巨星 (RSG) を含むのに十分なだけの質量を持って

いるため、しばしば赤色超巨星が存在していることから発見されてきた。これらの若い大質量星団の発見から間もなく、?は RSGC1 (Figer et al. 2006; Davies et al. 2008) と RSGC2 (Davies et al. 2007) 中のいくつかの赤色超巨星を Keck II に搭載された近赤外線高分散分光器 NIRSPEC を用いて H バンドで高分散分光し組成解析をすることで、RSGC1 と RSGC2 の金属量が通常金属量勾配から予想されるよりはるかに低い (~ -0.2 dex) ことを発見した。またその後、Origlia et al. (2013) が RSGC2 (Davies et al. 2007) 中の、Origlia et al. (2016) が RSGC3 (Clark et al. 2009; Alexander et al. 2009) 中のいくつかの赤色超巨星を TNG に搭載された近赤外線高分散分光器 GIANO を用いて Y バンドから K バンドにわたって高分散分光し組成解析をすることで、RSGC2 と RSGC3 が同様に低い金属量を持つことを確かめた。

しかしながら、これらの示唆は RSGC1 と RSGC2 と RSGC3 という 3 つの数少ない若い大質量星団をもとに得られたものである。ゆえに、これが本当に銀河系棒状バルジ終端部付近の円盤にある若い恒星の特徴なのか、それともこれらの若い大質量星団に特有のものなのか定かではない。そこで我々は銀河系

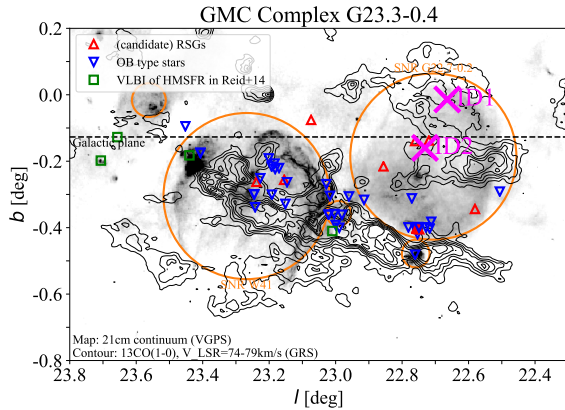


図 1: 巨大分子雲複合体 G23.3–0.4.

棒状バルジ終端部付近付近にある別の若い恒星、しかも若い大質量星団中にはないもの、の観測と組成解析を試みた。具体的には、我々は巨大分子雲複合体 G23.3–0.4 (図 1) に付随する赤色超巨星に着目した。この巨大分子雲複合体はその運動学的距離や付随する若い恒星の spectro-photometric distance や大質量星形成領域の VLBI 観測での三角視差等より、銀河系中心から 4–5 kpc に存在することが示唆されていて (e.g. Albert et al. 2006; Messineo et al. 2014), その方角も合わせるに、銀河系棒状バルジ終端部付近に存在すると言える。また、いくつかの星団が付随する (e.g. Messineo et al. 2010) とともに、若い恒星と赤色超巨星を含む多くの重く若い恒星が同定されている (Messineo et al. 2014)。我々はこの巨大分子雲複合体に付随する赤色超巨星を近赤外線高分散分光観測することによってそれらの金属量を導出し、それらが RSGC1, RSGC2, RSGC3 と同じく、金属量勾配から予想されるよりも低い金属量を持つかどうかを確かめ、またその起源についても検討を行った。

2 Observation

我々は巨大分子雲複合体 G23.3–0.4 方向にある Messineo et al. (2014) が同定した赤色超巨星候補のうち明るい 2 天体、ID1 と ID2¹ を棒状バルジ終端部

¹Messineo et al. (2014) が ID39 と ID42 として定めたもの。

表 1: 観測天体.

Name	SpType	Jmag	Exp [s]	ObsDate
<i>Main target RSGs in the direction of the GMC complex</i>				
ID1	K5I	7.36	1200	2015-08-15
ID2	K3I	8.79	2400	2015-08-15
<i>Nearby RSGs for comparison</i>				
Betelgeuse	M1-2Ia-ab	−3.00	12	2013-02-22
HD44537	K5-M1Iab-Ib	1.51	180	2013-02-22
HD37536	M2Iab	2.09	120	2015-10-28
HD219978	K4.5Ib	2.16	120	2015-10-31
HD52005	K3-Ib	2.92	180	2015-10-28
HD200905	K4.5Ib-II	0.93	20	2016-05-14

スペクトル型と等級は SIMBAD (?) より。

付近に位置することが期待できる観測対象として選んだ (表 1)。また合わせて、我々の赤色超巨星に対する組成解析手法の正しさを確認するために、太陽近傍 ($d < 1.5$ kpc) にある 6 つの赤色超巨星も観測対象とした。我々はこれらの合計 8 天体を 2013 年 2 月 22 日から 2016 年 5 月 14 日にかけて、神山天文台荒木遠望鏡 ($D = 1.3$ m) のナスミス台に搭載した近赤外線高分散分光器 WINERED (Kondo et al. 2015; Ikeda et al. 2016) の WIDE モードを用いた観測した。WINERED の WIDE モードは一度の露光で z' , Y , J バンド (0.91–1.35 μm) を $R \sim 28,000$ で高い効率 ($> 50\%$) で観測することができる。我々のターゲットのうち、太陽近傍の 6 天体は非常に明るい ($-3.0 < J < 3.0$ mag) ので、各天体に対して 12–180 s) の露光で S/N が 100 を超えている。また、棒状バルジ終端部付近に位置すると期待している ID1 と ID2 も、赤色超巨星であるためもともと明るい上に減光の影響も比較的に弱いため、 J バンドでそれぞれ 7.4 mag と 8.8 mag (2MASS; Cutri et al. 2003) と比較的に明るい。このため、WINERED の非常に高い効率も合わせて、日本国内の 1 m クラス望遠鏡で S/N が 100 程度の高分散分光スペクトルを取得することに成功した。また合わせて、各天体用の大気吸収標準星として A0V 型星を観測した。

3 Data Analysis

3.1 Spectra Reduction

一次処理は基本的に Taniguchi et al. (2018) によって述べられた方法と同様な方法で行ったが、ここで簡

単に要約する。基本的な一次処理は WINERED チームによって PYRAF² をベースに開発されたパイプラインを用いた行った。パイプラインが出力した一次元スペクトルから、A0V 型星の観測スペクトルを用いた高度大気吸収補正手法 (Sameshima et al. 2018) を用いて大気吸収線を除去し、赤色超巨星のプレートモデルスペクトルとの相互相関関数を用いて視線速度を決定して天体の rest-frame (標準大気波長) に直した。この後、必要に応じて手で連続波の規格化をやり直した。

3.2 Abundance Analysis

近赤外高分散分光スペクトルの組成解析手法は未だ発展途上にある分野といえ、様々なグループが様々な手法を開発して用いている。基本的に近赤外線では可視光と比べて有用な原子吸収線の本数 (特に Fe I と Fe II の本数) が少ないため、可視光高分散スペクトルの解析で広く使われてきた鉄吸収線のみを用いて恒星大気パラメーターを決定する手法をそのまま適用することは難しい。かわりに、恒星スペクトルの中のいくつかの特徴 (e.g. H と K バンドにある CO band head) や測光データを用いて恒星の各大気パラメーターを順番に決めていく方法 (e.g. Davies et al. 2009; D'Orazi et al. 2018) や、スペクトル全体のモデルフィッティング (e.g. ASPCAP; García Pérez et al. 2016) や、更にはデータ駆動型手法 (e.g. The Cannon; Ness et al. 2015) 等の手法が考案されてきた。我々は、これらの手法のうち、WINERED の波長帯が比較的豊富な数の原子吸収線を持つことと、各大気パラメーターの決定過程を丁寧に追うことが可能であるメリットを鑑みて、一つ一つの大气パラメーターを順番に決めていく方法を用いることとした。なお、我々の天体はすべて似たような大気パラメーターを持つ赤色超巨星なので、同じ手法を同じようにすべての天体に適用する限り、天体間の系統誤差は生じにくいことが期待できる。

まず最初に、我々は有効温度 (T_{eff}) をライン強度比 (line-depth ratio, LDR) と呼ばれる高分散分光スペクトル中の特徴を用いた方法で決定した。この

手法は、太陽と同程度かそれ以下程度の有効温度の恒星では中性元素の低励起吸収線の強度は高励起吸収線に比べて T_{eff} に敏感である (Gray 2008) ため、それらの吸収線の深さの比が T_{eff} の良い指標となることを用いた手法である (Gray & Johanson 1991; Fukue et al. 2015, and references therein)。この手法は経験的な手法であるため、まず最初に LDR と T_{eff} の間の関係を較正する必要がある。この関係の較正は、Taniguchi et al. (2018) が行った手法と全く同じ手法を Fe I 吸収線のペアだけを対象に赤色巨星で行った。そして得られた赤色巨星での関係をそのまま赤色超巨星に適用したが、同じ元素の吸収線ペアの LDR は光度階級にあまり依存しない (Jian et al. in prep.) ため、大きな系統誤差は生じないことが期待できる。

続いて、表面重力 ($\log g$) を天体の光度 (L)、質量 (M)、有効温度 (T_{eff}) を用いて、

$$\log g = \log(M/M_{\odot}) + 4 \log T_{\text{eff}} - \log(L/L_{\odot}) - C$$

$$C \equiv \log(4\pi\sigma GM_{\odot}/L_{\odot}) = 10.607$$

という式で計算した。

最後に、マイクロ乱流 (ξ) と金属量 ($[\text{Fe}/\text{H}]$) は Fe I 吸収線に対する line-by-line fitting を用いた手法 (Kondo et al. 2019) を用いて決定した。具体的には、まず最初に比較的他の吸収線からのブレンドが少ない Fe I 吸収線を 49 本選んだ。それぞれの吸収線に対して、マイクロ乱流を変えながら、 $\pm 40 \text{ km/s}$ の幅の観測スペクトルをモデルスペクトルでフィットした。得られた各吸収線の $[\text{Fe}/\text{H}]$ が X 指標、 $X \equiv \log(gf) - \text{EP} \times \theta_{\text{exc}}$ 、 $\theta_{\text{exc}} \equiv 5040 \text{ K}/(0.86 \times T_{\text{eff}})$ (Maggain 1984; Gratton et al. 2006) に依存しないようになるマイクロ乱流を決定した。

4 Results and Conclusion

図 2 に、今回の組成解析の結果を示した。まず太陽近傍の赤色超巨星を見ると、これらは $\sim 0.1 \text{ dex}$ 程度の系統誤差の範囲内でこれまで知られていた Cepheid を用いた若い恒星の金属量勾配と一致する結果が得られた。続いて、ターゲットである ID1 と ID2 に関しては、これまでの RSGC1 と RSGC2 と RSGC3 で

²PYRAF is a product of the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA for NASA.

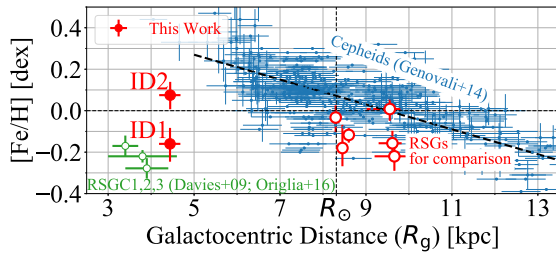


図 2: Cepheid での金属量勾配と今回の赤色超巨星での結果の比較。

の結果と同じく、金属量勾配から予想されるよりも低い金属量が得られ、過去の若い大質量星団での示唆が巨大分子雲複合体に付随する赤色超巨星でも変わらないという、普遍性が明らかとなった。

Acknowledgement

本研究は松永典之先生他皆様との共同研究です。また観測にあたっては多くの皆様にご助力頂きました。ここに篤くお礼申し上げます。

Reference

Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2006, *ApJ*, 643, L53
 Alexander, M. J., Kobulnicky, H. A., Clemens, D. P., et al. 2009, *AJ*, 137, 4824
 Andrievsky, S. M., Kovtyukh, V. V., Luck, R. E., et al. 2002, *A&A*, 392, 491
 Clark, J. S., Negueruela, I., Davies, B., et al. 2009, *A&A*, 498, 109
 Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, 2MASS All Sky Catalog of point sources.
 Davies, B., Figer, D. F., Kudritzki, R.-P., et al. 2007, *ApJ*, 671, 781
 Davies, B., Figer, D. F., Law, C. J., et al. 2008, *ApJ*, 676, 1016
 Davies, B., Origlia, L., Kudritzki, R.-P., et al. 2009, *ApJ*, 696, 2014
 D’Orazi, V., Magurno, D., Bono, G., et al. 2018, *ApJ*, 855, L9
 Figer, D. F., MacKenty, J. W., Robberto, M., et al. 2006, *ApJ*, 643, 1166

Fukue, K., Matsunaga, N., Yamamoto, R., et al. 2015, *ApJ*, 812, 64
 García Pérez, A. E., Allende Prieto, C., Holtzman, J. A., et al. 2016, *AJ*, 151, 144
 Genovali, K., Lemasle, B., Bono, G., et al. 2014, *A&A*, 566, A37
 González-Fernández, C., & Negueruela, I. 2012, *A&A*, 539, A100
 Gratton, R., Bragaglia, A., Carretta, E., & Tosi, M. 2006, *ApJ*, 642, 462
 Gray, D. F. 2008, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*
 Gray, D. F., & Johanson, H. L. 1991, *PASP*, 103, 439
 Ikeda, Y., Kobayashi, N., Kondo, S., et al. 2016, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9908, Proc. SPIE, 99085Z
 Inno, L., Urbaneja, M. A., Matsunaga, N., et al. 2019, *MNRAS*, 482, 83
 Kondo, S., Ikeda, Y., Kobayashi, N., et al. 2015, arXiv e-prints, arXiv:1501.03403
 Kondo, S., Fukue, K., Matsunaga, N., et al. 2019, *ApJ*, 875, 129
 Magain, P. 1984, *A&A*, 134, 189
 Majewski, S. R., APOGEE Team, & APOGEE-2 Team. 2016, *Astronomische Nachrichten*, 337, 863
 Messineo, M., Figer, D. F., Davies, B., et al. 2010, *ApJ*, 708, 1241
 Messineo, M., Menten, K. M., Figer, D. F., et al. 2014, *A&A*, 569, A20
 Negueruela, I., González-Fernández, C., Marco, A., & Clark, J. S. 2011, *A&A*, 528, A59
 Negueruela, I., González-Fernández, C., Marco, A., Clark, J. S., & Martínez-Núñez, S. 2010, *A&A*, 513, A74
 Ness, M., Hogg, D. W., Rix, H. W., Ho, A. Y. Q., & Zasowski, G. 2015, *ApJ*, 808, 16
 Origlia, L., Oliva, E., Maiolino, R., et al. 2013, *A&A*, 560, A46
 Origlia, L., Oliva, E., Sanna, N., et al. 2016, *A&A*, 585, A14
 Ramírez Alegría, S., Marín-Franch, A., & Herrero, A. 2012, *A&A*, 541, A75
 Sameshima, H., Matsunaga, N., Kobayashi, N., et al. 2018, *PASP*, 130, 074502
 Taniguchi, D., Matsunaga, N., Kobayashi, N., et al. 2018, *MNRAS*, 473, 4993

a5

MaNGA データを使った相互作用銀河の
研究

名古屋大学大学院 理学研究科

大森 清顕

MaNGA データを使った相互作用銀河の研究

大森 清顕 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河は衝突合体を繰り返し成長する。この為、銀河の相互作用は銀河進化を議論する際の重要なプロセスである。相互作用銀河についての研究は多く行われているが、まだ理解出来ていない点も多く、銀河内で起きている物理過程についての定量的な結論も自明ではない。我々は相互作用銀河に対する理解を深める為に、相互作用銀河の星形成史に着目した研究を進めている。Mapping Nearby Galaxies at APO(MaNGA) (Bundy et al. 2015) は Sloan Digital Sky Survey(SDSS) の近傍銀河 ($z \sim 0.003$) を空間分解している。これまでの SDSS サーベイは銀河中心のスペクトルしか得られなかったが、MaNGA は 17 の "integral field units" を使用する事で、銀河面全体に対して領域ごとのスペクトルの取得に成功した。これにより星質量や金属量など銀河の領域ごとの物理量の計測が可能となり、銀河の一生・進化過程についての理解が進む事が期待される。本研究では MaNGA カタログの銀河を Ackermann et al. (2018) の畳み込みニューラルネットワーク (CNN) を使用して相互作用・非相互作用に分類し、相互作用と分類された銀河に対して複数のデータや手法を用い解析し、星形成史を探っている。まず、我々は MaNGA 銀河スペクトルに対し SED フィッティングコード FIREFLY (Wilkinson et al. 2017) を行った MaNGA FIREFLY Value Added Catalog(Goddard et al. 2017) のデータを使い、各領域の星種族の年齢を求めた。これにより衝突銀河の衝突領域では他の領域と比べ若い星種族が存在する事が明らかになった。続いて我々は各領域のスペクトルに対し PCA(主成分解析)を行った。Rowlands et al. (2018) で使用され、4000 Å ブレイクとバルマー吸収線を主成分として各領域を「星形成」、「スターバースト」、「ポストスターバースト」、「静穏」、「グリーンバレー」と分類している。PCA の結果、衝突領域は「星形成」または「スターバースト」と分類されているケースが多く、これらは若い星種族が存在する領域と一致した。本発表ではこれまでの発見、そして HI ガスや CO ガスデータの解析など今後の研究展望について議論する。

1 Introduction

Galaxy interaction is a highly fundamental process when discussing galaxy evolution. It is one of two main theories, the other being primordial collapse, concerning how galaxies have shaped up to the form they are today. However, despite its importance, the process itself remains largely unknown, and many quantitative studies are not trivial. In this work, statistical analysis is conducted on merging galaxies to investigate how galaxy interaction affects star formation. There are various theories of how galaxy interaction can possibly accelerate star formation, including gas compression due to cloud-cloud collision and shocks, gas inflow. Details of such theories are discussed in detail in

Barnes & Hernquist (1992).

Hierarchical merging was first suggested by Searle & Zinn (1978, hereafter S&Z 1978). In S&Z 1978, a study was done on Galactic globular clusters, and it was seen that there was a lack of metallicity gradient, and the age of components was not uniform. It was concluded in S&Z 1978 that these clusters could have formed through merging of protogalaxies to form the present galactic halo. Subsequent studies, such as, have hypothesized that the Milky Way formed and evolved through such merging processes. Similar signs of merging have been demonstrated in other galaxies such as the Sagittarius dwarf galaxy. As a general conclusion, galaxies have been theorized as taking shape through merging

and collisions of smaller protogalaxies and accretion of other satellites, which makes galaxy mergers a very important process when discussing galaxy evolution.

The first hypotheses related to galaxy interaction and mergers were done in the 1940s by Swedish astronomer Erik Holmberg (1937), but extensive studies on the topic were not done until the 1970s due to many reasons, such as the fact that the monolithic collapse model was believed more, and notions such as; a) properties exhibited by interacting galaxies could not be explained using gravitation, and b) galaxy interactions and collisions were deemed rare, irregular events (Schweizer 1986). Galaxy mergers and interaction gained more interest when the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) observed a high number of interacting/merging/colliding galaxies in 1984, and that energy emissions from such galaxies were caused by bursts of star formation. This observation, combined with conclusions made in works such as Toomre & Toomre (1972), Zwicky (1956) and Arp (1966), hypothesized that galaxy interactions have a strong relation with gas transport theories that result in star formation.

Fast-forwarding to the 21st century, and many more works have been done regarding interacting galaxies. However, many works concern merger rates and frequency of merging galaxies (such as Lacey & Cole 1933), but not so much on the morphologies. The first works related to morphology of interacting was the simulations conducted by Toomre & Toomre in 1972. This work concluded that the interaction between two spiral galaxies would create an elliptical galaxy, and this conclusion remains widely believed even in present day. However, starting with simulations by Hopkins et al. (2009), there have been works that showed that spiral galaxies can survive merger activity. This led to the motivation of the works conducted by Darg et al. (2010), hereafter D09. in the Galaxy Zoo project (Lintott et al. 2011). In order to fully

understand the impact of mergers on galaxy evolution, properties and environment in and around merger galaxies need to be known, which correlate with morphology. The Galaxy Zoo project, a visually classified morphological catalogue, provides us with a snapshot of galaxies in the local universe, which will help us identify mergers and their morphologies.

This work will use a sample of interacting galaxies identified using Deep Learning methods, and analyze their spatially resolved star formation histories to investigate how the interacting galaxies have evolved. We aim to look at where the star formation is increasing in interacting galaxies, if it is at all, and the physical processes that are ongoing in their various regions.

2 Methods

The galaxy sample used in this study comes from the Mapping Nearby Galaxies at APO (MaNGA) (Bundy et al. 2015) catalogue, part of recent releases of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (Aguado et al. 2018). Previous SDSS surveys could only make measurements at the center of galaxies, but MaNGA surveys makes measurements across the face of galaxies. MaNGA surveys give us spatially resolved measurements of each galaxies, so we understand the locational physical properties of galaxies. Interacting galaxies are said to have an increased star formation, and by looking at spatially resolved properties, we can confirm if the increased star formation is occurring in the areas of interaction or in another region due to a potentially different physical process.

To identify the interacting galaxies within the MaNGA catalogue, we have used `space.ml` :: Transfer Learning Using transfer learning to detect galaxy mergers Ackermann et al. (2018, hereafter A18). A18 is a Convolutional Neural Network (CNN) model that also uses Transfer Learning. The

CNN is trained using data from D09, using 3003 galaxies considered merging and 10000 considered nonmerging. Transfer Learning, a method which involves using a pre-trained model for a new task, is also used in this CNN model, to prevent overfitting. Overfitting occurs when the training set is small and the neural network is complex, such as when dealing with rare astronomical objects. In A18, the model is pre-trained using the IMAGENET dataset (Deng et al. 2009). Using A18, we have classified cutout images of MaNGA galaxies as merging or nonmerging. Of 4675 galaxies, A18 classified 67 as merging, of which we have removed 18 due to uncertainty or mistakes in classification. Our sample includes 49 galaxies.

We have analyzed the star formation histories (SFH) of our sample galaxies using two methods.

The first method uses the MaNGA FIREFLY Value Added Catalogue (VAC) (Goddard et al. 2017). FIREFLY (Wilkinson et al. 2017) is an SED Fitting Code that resolves galaxy spectra into a combination of stellar populations. The MaNGA FIREFLY Value Added Catalogue conducts this fitting process onto each spatially resolved spectra of a MaNGA galaxy, which allows us to obtain the spatially resolved star formation history by analyzing the properties of the stellar populations composing each area. Detailed information about each stellar population is returned, such as age and mass-weight, which allows us to draw a picture of how the galaxy evolved.

We have also obtained more recent SFH through the Principal Component Analysis conducted in Rowlands et al. (2018). This PCA defines the principal components as the strength of the 4000 Å break and total excess Balmer absorption of each spatially resolved galaxy spectra to make investigations about the stellar population in each region. Each region is classified as the following, based on the boundaries in the figure below: Blue (starforming), yellow (starburst), purple (post-starburst), green (green valley) and red (quiescent).

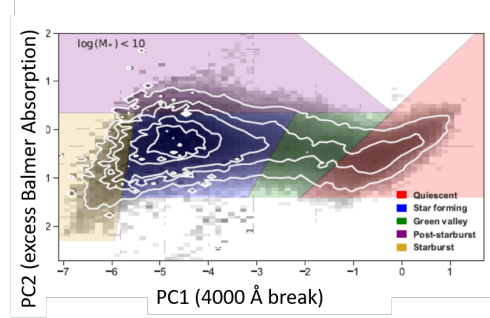


Figure 1: The boundaries between the different populations of galaxies determined by the PCA (Rowlands et al. (2018)).

3 Results and Discussion

For this section, we will focus on one particular galaxy. The galaxy in focus is MaNGA plateifu ID 7443-12703, more commonly known as Markarian Galaxy 848. It is believed to be a merging galaxy between Binary AGN and starforming-composite pair. The SFH obtained through the MaNGA

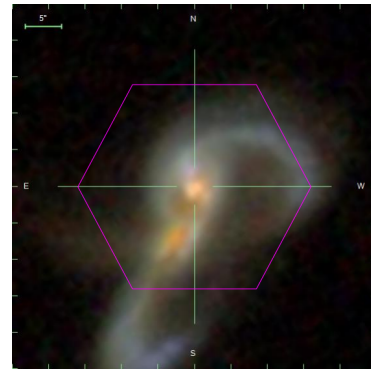


Figure 2: MaNGA Galaxy 7443-12703

FIREFLY VAC is shown below, in Figure 3. The results show that the central region of the galaxy, where the interaction is occurring, has a young stellar population as indicated by the blue colour. This indicates that a star formation episode is indeed occurring due to interaction. However, there are also young stellar populations in regions where there is no visible interaction between the two galaxies.

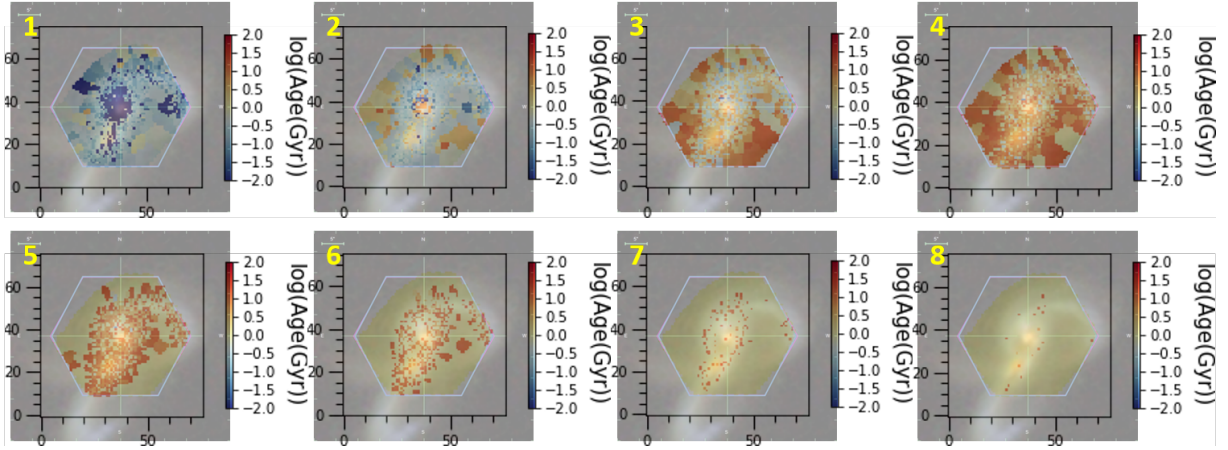


Figure 3: Star Formation History of 7443-12703, with each region sorted from youngest to oldest stellar population. Image 1 shows the youngest stellar population in each region, and 8 the oldest.

Most other non-interacting regions show a combination of older stellar populations.

The results from PCA show somewhat similar results to the results from MaNGA FIREFLY VAC. The PCA results show a yellow region in the central interacting region, indicating a starburst. This recent increase in star formation is consistent with the young stellar population shown in previous results. However, a starbursting region can also be seen in the tail of the upper galaxy, which is inconsistent with the previous results. Whether this starburst is caused by the interaction or another process is a question for future studies.

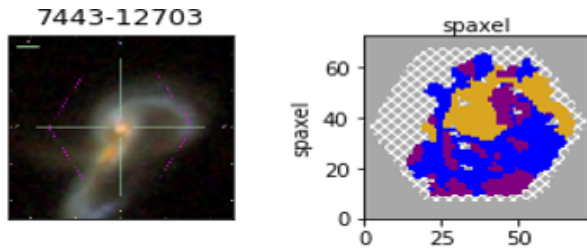


Figure 4: PCA Results of 7443-12703

4 Conclusion

We have analyzed the star formation history of local interacting galaxies using two methods. As the results from 7443-12703 show, star formation is increasing in the areas of interaction, but there is increased or recent star formation in areas where it there does not seem to be a merging event. We will continue our studies to investigate the physical processes ongoing in these regions.

Reference

- Ackermann, S., Schawinski, K., Zhang, C., Weigel, A. K., & Turp, M. D. 2018, MNRAS, 479, 415
- Barnes, J. E., & Hernquist, L. 1992, ARA&A, 30, 705
- Bundy, K., Bershady, M. A., Law, D. R., et al. 2015, ApJ, 798, 7
- Darg, D. W., Kaviraj, S., Lintott, C. J., et al. 2010, MNRAS, 401, 1043
- Goddard, D., Thomas, D., Maraston, C., et al. 2017, MNRAS, 466, 4731
- Lintott, C., Schawinski, K., Bamford, S., et al. 2011, MNRAS, 410, 166
- Rowlands, K., Heckman, T., Wild, V., et al. 2018, MNRAS, 480, 2544
- Wilkinson, D. M., Maraston, C., Goddard, D., Thomas, D., & Parikh, T. 2017, MNRAS, 472, 4297

a6

近傍銀河における空間分解した星質量
と星形成率の関係
北海道大学大学院 宇宙物理学研究室
梶川 明祐実

近傍銀河における空間分解した星質量と星形成率の関係

梶川 明祐実 (北海道大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

星形成の活発さは単位時間あたりに形成される星の総質量として定義される星形成率 (Star Formation Rate; SFR) で与えられる。銀河全体の星質量 M_* と SFR には良い相関関係が見られており、この平面上で銀河の進化を語る事が近年勢力的に行われてきた。しかしながら、同じような相関関係が銀河を空間分解した場合の星質量面密度 Σ_* と SFR 面密度 Σ_{SFR} の間にも見られるかは研究例が少なく、よくわかっていない。本研究では、野辺山宇宙電波観測所レガシープロジェクト COMING で観測された銀河に含まれる 73 個の天体について空間分解した Σ_* - Σ_{SFR} 関係を調べた。この結果、対象天体を棒状構造 (バー) の有無に基づいて分類するとこの関係が異なり、バーを持たない銀河の中心付近では Σ_{SFR} が相関関係にある場合の値よりも低くなっていることが明らかになった。このことは、形態によって銀河内部での星形成が異なっていることを示す。さらに、COMING で得られた $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ データを用いて分子ガス質量面密度を求め、銀河内部における星質量に対する分子ガス質量の割合を調べた。この結果、バーを持つ銀河では中心付近の分子ガスの割合が高く、バーを持たない銀河では低くなることが明らかになった。このことから、COMING で観測されたような分子ガスの豊富な銀河では、バーがある場合はそれによりガスが中心付近に輸送されるが、バーが無い場合はガス輸送がないため、星形成にガスが使われることで星形成が終わりに近づいていることが示唆される。

1 Introduction

銀河内ではガスから星が形成されており、銀河の進化を明らかにするためには、星やガスの質量がどのように変化してきたかを調査する必要がある。銀河の進化を語る上で重要な関係として「星質量-星形成率関係」が広く知られている。銀河全体での星形成率と星質量との間には図 1 のような関係が見られ、以下のようなべき乗で表される (Elbaz et al. 2007) :

$$\text{SFR} \propto M_*^{0.77} \quad (1)$$

この対数線形関係を持つ銀河は、恒星の主系列になぞらえて、星形成主系列 (Star Formation Main Sequence; SFMS) と呼ばれる (Brinchmann et al. 2004)。星形成を現在行っている銀河は SFMS に沿う傾向が見られている。一方で、星形成が抑制されているような銀河は、 M_* -SFR 平面上において SFMS よりも下側に分布することが知られている。銀河は星形成が活発な段階から抑制される段階へと進化が進むと考えられているため、銀河の進化をこの平面から推測する事ができる。

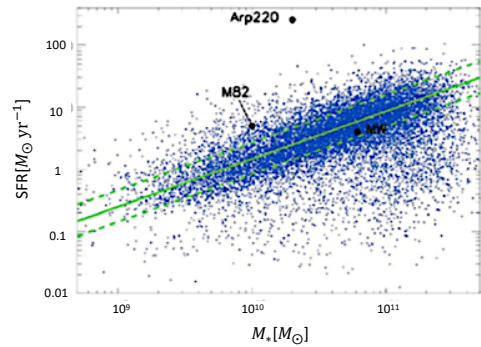


図 1: 銀河の星質量-星形成率関係。横軸は銀河の星質量、縦軸は星形成率を示す。SDSS によって観測された $z \leq 0.1$ の銀河を用いている。Elbaz et al. (2007) を引用、編集。

上記の関係が、銀河を空間分解した場合の Σ_* と Σ_{SFR} の間にも成り立つとすれば、この平面上で銀河内部の星形成の変化をたどることができる。本研究では、個々の近傍銀河を円環に区切ることで銀河内部

を空間分解し、それぞれの円環における Σ_* と Σ_{SFR} の平均を求めこの平面上でどのように分布するかを調べた。これにより、銀河内部での星形成がどのように変化してきたか、もしくはこれからどのような星形成が行われるのかを考察し、銀河の形態による星形成の違いについて述べる。

2 Observations and Data

本研究では、国立天文台野辺山宇宙電波観測所 45m 電波望遠鏡のレガシープロジェクト COMING (CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies, Sorai et al. 2019) で観測された銀河を用いた。このプロジェクトは、多数の近傍銀河を観測し、星の材料となる低温の分子ガスの分布や物理的性質を調査するものである。

本研究では物理量として、星形成率、星質量、分子ガス質量を用いた。星形成率の導出には、GALEX FUV と WISE 22 μm のアーカイブデータを使用した。星質量の導出には、WISE 3.4 μm のアーカイブデータを使用した。分子ガス質量の導出には、COMING によって観測された $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線の積分強度のデータを使用した。

サンプルには、COMING プロジェクトで観測された天体のうち、相互作用をしておらず、GALEX FUV と WISE 22 μm のアーカイブデータがどちらも存在するものを選択した。それにより得られた 73 天体を用いて $\Sigma_* - \Sigma_{\text{SFR}}$ 関係を調べ、さらに分子ガス質量面密度 Σ_{gas} から星質量に対する分子ガスの割合を求め、星形成との関わりを調べた。

3 Methods

3.1 物理量の導出

3.1.1 星質量

星質量は、WISE の 3.4 μm バンドの光度 $\nu L_\nu(3.4 \mu\text{m})$ を用いて、マップの各ピクセルに対して以下の式 (Wen et al. 2013) より計算した。

$$\log_{10} \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right) = (0.679 \pm 0.002) + (1.033 \pm 0.001) \times \log \left[\frac{\nu L_\nu(3.4 \mu\text{m})}{L_\odot} \right] \quad (2)$$

さらに、各ピクセルにおいて星質量を銀河面の面積で除算し、星質量面密度のマップを作成した。

3.1.2 星形成率面密度

星形成率面密度 Σ_{SFR} は、GALEX FUV の強度 I_{FUV} と WISE 22 μm バンドの強度 $I_{22\mu\text{m}}$ を用いて、マップの各ピクセルに対して以下の式 (Casasola, et al. 2017) より計算した。

$$\left(\frac{\Sigma_{\text{SFR}}}{M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}} \right) = 8.1 \times 10^{-2} \left(\frac{I_{\text{FUV}}}{\text{MJy sr}^{-1}} \right) \times \cos i \times 1.59 + 3.2 \times 10^{-3} \left(\frac{I_{22\mu\text{m}}}{\text{MJy sr}^{-1}} \right) \times \cos i \times 1.59 \quad (3)$$

ここで、 i は銀河円盤の視線方向への傾斜角度である。

3.1.3 分子ガス質量面密度

分子ガス質量面密度 Σ_{gas} は COMING によって得られた $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の積分強度 $I_{12\text{CO}(1-0)}$ を用いて、マップの各ピクセルに対して以下の式より計算した。

$$\left(\frac{\Sigma_{\text{gas}}}{M_\odot \text{ pc}^{-2}} \right) = 3.20 \times 1.36 \times \cos i \times \left(\frac{I_{12\text{CO}(1-0)}}{\text{K km s}^{-1}} \right) \times \left[\frac{X_{\text{CO}}}{2.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}} \right] \quad (4)$$

ここで、 X_{CO} は CO-to- H_2 変換係数 (Bolatto et al. 2013) である。

3.2 サンプルの区分方法

銀河の進化において周囲から与えられる影響や自身に与える影響が、銀河の全質量や赤方偏移によって異なるということが知られている (Peng et al. 2010)。そのため、我々は全サンプルを銀河の全星質量 $M_* = 5 \times 10^{10} M_\odot$ で区切り、二つのグループに分けた。

さらに、本研究では銀河の形態による星形成の違いに着目しているため、各グループにおいてサンプル銀河をドボークール分類に基づき SA 銀河、SAB 銀河、SB 銀河に区分した。

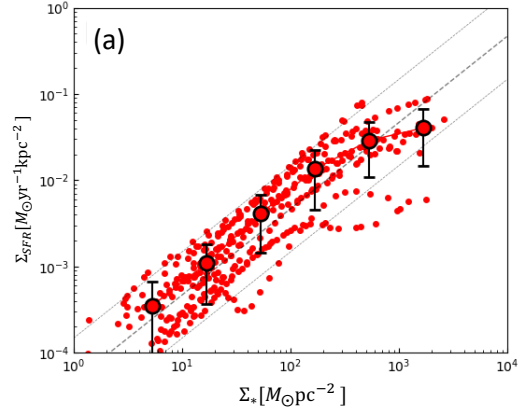
4 Results

4.1 Σ_* - Σ_{SFR} 関係

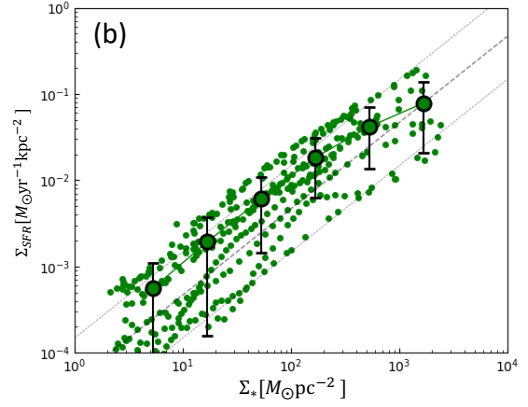
銀河中心から 0.5 kpc ごとの円環内での平均の Σ_* 、 Σ_{SFR} を求めた。さらに、区分したサンプル銀河間での比較を見やすくするために、得られた図上で Σ_* を $10^{0.5} M_\odot$ ごとに区切り、各 Σ_* の範囲内に含まれている Σ_{SFR} について平均を取った。この結果、銀河の全星質量が大きいグループでは形態によって Σ_* - Σ_{SFR} 関係に違いが見られた。この関係を図 2 に示す。 Σ_* が高いほどより銀河中心部に近づくことを示しており、SB 銀河は銀河中心にかけて Σ_{SFR} の増加率が高くなる一方で、SA 銀河では中心部で SFR が増加せずほぼ一定になっていることが分かる。SAB 銀河は典型的な星形成銀河と同様な Σ_* - Σ_{SFR} 関係が見られる。

4.2 分子ガスの割合

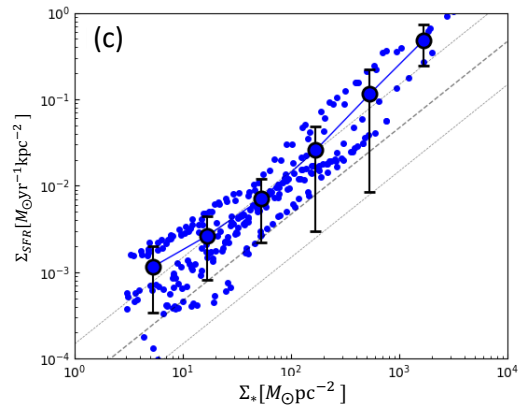
分子ガス質量についても同様に円環平均を取り、各円環でのガスの割合 $f_{\text{gas}} (= \Sigma_{\text{gas}}/\Sigma_*)$ を求め、 Σ_* に対する f_{gas} について調べた。銀河の全星質量が大きいグループでの結果を図 3 に示す。 Σ_* が低い部分では形態間での違いはあまり見られない一方、高い部分、すなわち銀河中心付近ではその差が顕著であることが分かる。



(a) SA 銀河



(b) SAB 銀河



(c) SB 銀河

図 2: 銀河の全星質量が大きいグループにおける形態ごとの Σ_* - Σ_{SFR} 関係。それぞれ (a)SA 銀河 (b)SAB 銀河 (c)SB 銀河を示す。横軸は星質量面密度、縦軸は星形成率面密度である。誤差棒は各 Σ_* 内の Σ_{SFR} の分散を示している。また、黒色の斜線は SFMS の Σ_* - Σ_{SFR} 関係である (Heish, et al. 2017)。中央の斜線は $\log \Sigma_{\text{SFR}}/\Sigma_* = -10.33$ を示しており、その上下の斜線はそれぞれ $\log \Sigma_{\text{SFR}}/\Sigma_* = -9.83, -10.83$ を示している。

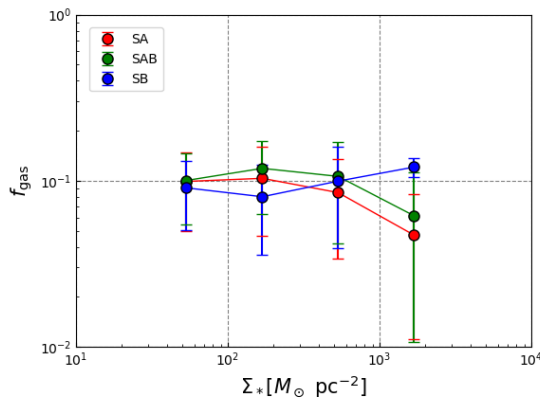


図 3: 銀河の全星質量が大きいグループにおける分子ガスの割合。横軸が星質量面密度、縦軸がガスの割合である。

5 Discussion

棒渦巻銀河は、棒状に分布した星のポテンシャルを持っている。銀河内のガスは銀河中心の周りに回転運動を行っており、回転過程で棒状構造に突入する。この時、ガスが棒状構造に角運動量を渡すことで中心領域に輸送されるということが知られている (Downes & Reynaud 1996)。これより、質量の大きい SB 銀河の中心領域では星形成は進んでいるものの、その棒状構造によってガスが銀河中心に輸送されることで新たなガスが供給され、星形成が未だに活発に行われているということが考えられる。実際に、今回の結果において SB 銀河の中心領域でガスの割合が下がっていないことから、この仮説に矛盾しない。

一方で、SA 銀河は棒状構造を持っておらず、ガスが銀河中心部へ効果的に流入するという現象が起こらない。これより、質量の大きい SA 銀河の中心領域では以前に星形成が進み、現在はガスが少なくなっているために星形成があまり活発ではなくなっているということが考えられる。

6 Conclusion

本研究では銀河を空間分解した Σ_* - Σ_{SFR} 関係を用いて、銀河の形態により内部での星形成の違いがあるかどうかを調べた。その結果、以下のことがわかった。

1. 全星質量の大きい銀河では銀河の中心領域での星形成率が形態間で異なり、SB 銀河の Σ_{SFR} は典型的な SFMS の値よりも高く、SA 銀河の Σ_{SFR} は低い。
2. 同様の銀河で分子ガスの割合についても調べ、SB 銀河では銀河の中心領域でのガスの割合が上昇する一方、SA 銀河では低下している。
3. これらの原因として、棒状構造によってガスが銀河の中心に輸送されることにより、銀河中心でのガスの割合が高くなり星形成が進むことが示唆される。
4. 棒状構造のない銀河ではガスの輸送がないため以前に星形成によってガスが使われ、次第に星形成が抑制されていると考えられる。

Reference

- Bolatto, A.D., Wolfire, M., & Leroy, A.K. 2013, *ARA&A*, 51, 207
- Brinchmann, J. et al. 2004, *MNRAS*, 351, 1151
- de Vaucouleurs, G. 1959, *Handbuch der Physik*, vol.53, 275
- Downes, D., & D.Reynaud 1996, 461, 186
- Elbaz, D. et al. 2007, *A&A*, 468, 33-48
- Peng, Y. et al. 2010, *ApJ*, 721,193
- Sorai, K. 2019, *PASJ*, submitted
- Wen, M. Q. 2013, *MNRAS*, 433, 2956

a7

近傍の棒渦巻銀河 M83 の分子ガスの密
度の研究

北海道大学大学院 宇宙物理学研究室
八嶋 裕

近傍の棒渦巻銀河 M83 の分子ガスの密度の研究

八嶋 裕 (北海道大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

銀河内での星形成は一様ではない。中心部分に棒状構造をもつ棒渦巻銀河の渦状腕と棒状構造では同じガスの量であっても星の生まれやすさが異なることが知られている。本研究では ALMA の観測により得られた近傍の棒渦巻銀河 M83 の渦状腕と棒状構造内の分子雲について $\sim 30\text{pc}$ スケールの $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線 (以下、 ^{13}CO) と $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ 輝線 (以下、 C^{18}O) のデータを用いて各構造の分子雲に違いがあるかを調べた。まず、 ^{13}CO の輝線強度の空間分布図により分子雲を同定した。同定した各構造内の分子雲について $\text{C}^{18}\text{O}/^{13}\text{CO}$ の輝線強度比に違いがあるかを調べた。その結果、同定した分子雲全体で 0.19 となりほとんど差が見られなかった。この ^{13}CO のデータと野辺山 45m 望遠鏡で観測された $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ (以下、 ^{12}CO) から $^{13}\text{CO}/^{12}\text{CO}$ の輝線強度比をとると、渦状腕で棒状構造に比べて 1.3 倍高いことがわかった。 ^{12}CO は分子ガス全体、 ^{13}CO は分子雲の比較的密度の高い領域、 C^{18}O は分子雲コアをトレースするので、分子ガス全体に対する分子雲の比較的密度の高い領域の割合は渦状腕と棒状構造で変化するが分子雲の比較的密度の高い領域に対する分子雲コアの割合は渦状腕と棒状構造で変化しないと考えられる。これは、広がった分子ガス全体から分子雲の形成には銀河の構造が影響するが、分子雲コアのような高密度な領域を形成するにはそれらの構造が影響しない可能性を示している。

1 Introduction

銀河は主に星からできており、星は低温の分子ガスが収縮することによって作られる。そのため、銀河の進化を考える上で星形成やその現場となる分子雲の状態を理解することは重要である。

単位質量あたりの分子ガスからどの程度星が生まれるかを表す星形成効率 (SFE, Star Formation Efficiency: SFE) は、単位時間あたりに生まれる星の質量を表す星形成率 (Star Formation Rate: SFR) の表面密度 Σ_{SFR} とガスの表面密度 Σ_{gas} を用いて以下のように定義される。

$$\text{SFE}[\text{yr}^{-1}] = \frac{\Sigma_{\text{SFR}}[\text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{pc}^{-2}]}{\Sigma_{\text{gas}}[\text{M}_{\odot}\text{pc}^{-2}]} \quad (1)$$

星形成効率は、銀河や各銀河の内部でも異なっている。中心部分に棒状構造を持つ棒渦巻銀河では、渦状腕に比べて棒状構造で星形成効率が低いことが知られている (例えば、Momose et al. 2010, Hirota et al. 2014)。その原因として、棒状構造では分子ガスの運動が激しいために重力的に束縛されていない可能性 (Sorai et al. 2012) や分子雲同士の相対速度が

速いために大質量星が形成されない可能性 (Fujimoto et al. 2014) などが指摘されているがその原因は明らかではない。また、星形成効率は分子ガス全体に対する密度の高いガスの割合と正の相関があることが報告されている (例えば、Gao et al. 2004)。

分子雲は主に H_2 ガスから構成されているが分子雲のような低温な領域 (数十 K) では放射することができない。そのため、 H_2 をトレースする一酸化炭素 CO 分子を使う。 CO には、いくつかの構成する同位体が異なるものが存在し、多い順に ^{12}CO 、 ^{13}CO 、 C^{18}O などがある。これらはその存在比の違いから異なる CO 輝線を観測すると異なる密度の領域が観測されると考えられる。すなわち、 ^{12}CO は分子ガス全体を、 ^{13}CO は分子雲の比較的密度の高い領域を、そして C^{18}O は分子雲コアのような高密度な領域をそれぞれトレースする。本研究では、主に ^{13}CO と C^{18}O を用いて各構造の分子雲スケールでその比に違いが見られるかを調べた。

今回研究対象とした M83 は距離 4.3 Mpc と近傍にある棒渦巻銀河であり、また銀河円盤の視線方向に対する傾きが 24° とフェイスオン銀河であるので

渦状腕や棒状構造などがはっきりと確認できる。このため、銀河の各構造での分子雲の違いを調べるのに適した銀河である。

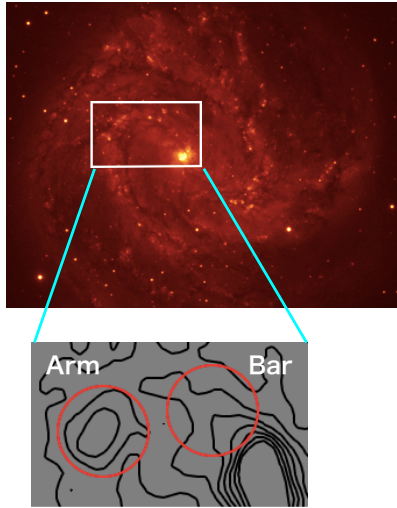


図 1: 上が B バンドで見た M83(Cook et al. 2014)。下が $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の積分強度図の等輝度線 (Kuno et al. 2007)。赤丸で囲んだ部分が今回、渦状腕 (arm)、棒状構造 (bar) として観測した領域である。

2 Observation and Reduction

本研究では、ALMA 望遠鏡 (Atacama Large millimeter/sub-millimeter Array) のサイクル-2 で観測された $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線および $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ 輝線のデータを用いた。観測した領域を図 1 に示す。CLEAN アルゴリズムによりダーティ・マップから真の強度分布を推定した。CLEAN をするにあたって、CASA(Common Astronomy Software Applications) の tclean を用いた。角度分解能は ^{13}CO が $1''.39 \times 1''.13$ で、 C^{18}O が $1''.40 \times 1''.16$ である。各構造で得られた輝線の積分強度図を図 2、図 3 に示す。

また、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ は Nobeyama CO Atlas of Spiral Galaxies(Kuno et al. 2007) のデータを利用した。このデータはビームサイズが $15''$ であったので ^{12}CO と比較する際は ^{13}CO のデータを $15''$ にコンボリューションして分解能を揃えた。

分子雲スケールでの物理状態を調べるために dendrogram(Rosolowsky et al., 2008) というアルゴリズム

を使った astrodendro というソフトウェアを用いて ^{13}CO のデータから分子雲を同定した。同定した渦状腕と棒状構造での分子雲を図 4 に示す。

3 Results and Discussion

同定された分子雲は、渦状腕で 14 個、棒状構造で 7 個であった。同定された各分子雲についての平均したスペクトルを求めた結果、渦状腕で 9 個、棒状構造で 5 個の分子雲について C^{18}O が検出できた。 C^{18}O が検出できた分子雲について $\text{C}^{18}\text{O}/^{13}\text{CO}$ 比を調べると渦状腕で 0.21 ± 0.05 で、棒状構造で 0.20 ± 0.03 (±の後ろの数値は各構造の分子雲の $\text{C}^{18}\text{O}/^{13}\text{CO}$ 比の標準偏差を表す) となった。同定された各分子雲の $\text{C}^{18}\text{O}/^{13}\text{CO}$ 比を図 5 に示す。また各構造で同定した分子雲全てを平均したスペクトルから求めた比も渦状腕で 0.19 でほとんど差は見られなかった。各構造の分子雲についての $\text{C}^{18}\text{O}/^{13}\text{CO}$ 比を図 5 に示す。一方、領域全体での $^{13}\text{CO}/^{12}\text{CO}$ 比は渦状腕で 0.089 ± 0.005 、棒状構造で 0.069 ± 0.02 となり、渦状腕の方が棒状構造に比べて 1.3 倍高かった。

この結果は、広がったガスが収縮し分子雲を作るまでには銀河の各構造の kpc スケールの運動が影響するが、分子雲コアのようなより高密度な領域を形成するにはそれらの運動が影響しない可能性を示していると考えられる。

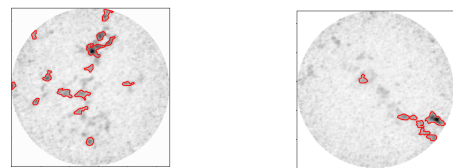


図 4: 渦状腕(左)と棒状構造(右)で同定した分子雲。 ^{13}CO のピーク強度図に同定した分子雲を赤色で囲んで示している。

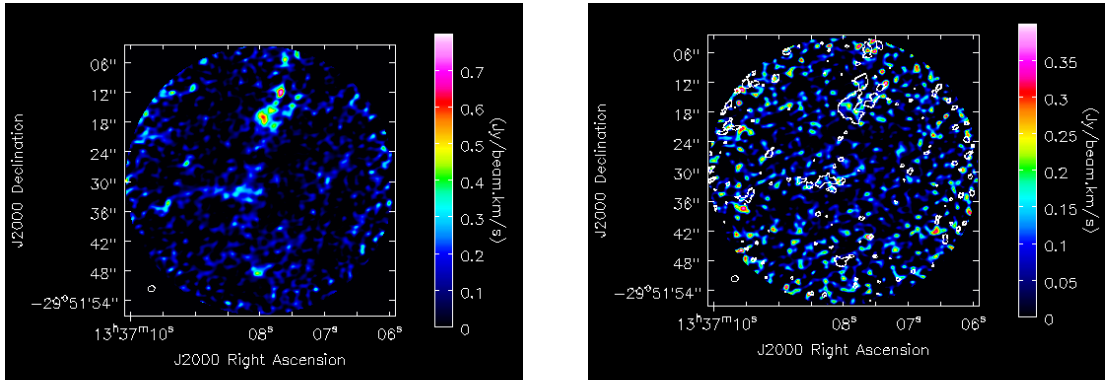


図 2: 渦状腕での各輝線の積分強度図。左側が ^{13}CO 、右側が C^{18}O を表している。 C^{18}O の図には ^{13}CO の等輝度線をひいている。

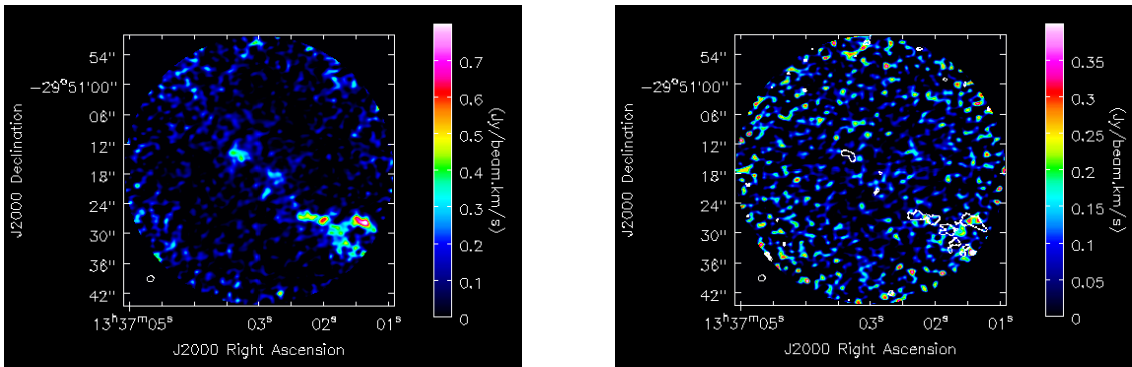


図 3: 棒状構造での各輝線の積分強度図。左側が ^{13}CO 、右側が C^{18}O を表している。 C^{18}O の図には ^{13}CO の等輝度線をひいている。

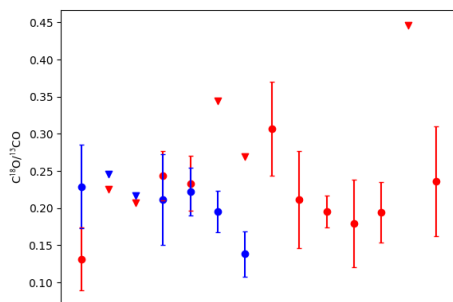


図 5: 各分子雲での $\text{C}^{18}\text{O}/^{13}\text{CO}$ 比。赤色が渦状腕の分子雲、青色が棒状構造の分子雲での比を表す。図中の誤差棒のない逆三角形は 3σ の上限値を表す。横軸はこちらでつけた雲の番号であるので物理的意味はない。

4 Conclusion

本研究では ALMA 望遠鏡を用いて M83 の渦状腕と棒状構造の分子雲スケールでの ^{13}CO と C^{18}O の各輝線の強度比が異なるのかを調べた。

1. 渦状腕と棒状構造で同定された分子雲の $\text{C}^{18}\text{O}/^{13}\text{CO}$ 比は、両者ともに 0.2 程度であり違いが見られなかった。一方で $^{13}\text{CO}/^{12}\text{CO}$ 比は渦状腕の方が棒状構造に比べて 1.3 倍高かった。
2. この結果は広がった分子ガス全体から分子雲の形成には銀河の各構造が影響するが、分子雲コアのような高密度な領域を形成するには銀河の構造が影響しない可能性を示している。

Reference

Momose, R., Okumura, S. K., Koda, J., & Sawada, T.,
2010, ApJ, 721, 383

Hirota, A., et al., 2014, PASJ, 66, 46

Sorai, K., et al., 2012, PASJ, 64, 51

Fujimoto Y., Tasker E. J., & Habe A., 2014, MNRAS,
445, L65

Gao, Y., & Solomon, P. M., 2004, 606, 271

a8

SZ 効果を用いた大規模構造に付随する
中高温銀河間物質の探査
広島大学大学院 理学研究科
山本 涼一

SZ 効果を用いた大規模構造に付随する中高温銀河間物質の探査

山本 涼一 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

現在近傍宇宙で観測されているバリオンはビッグバンの軽元素合成比から推定されている量の約半分ほどであり、観測されないダークバリオンをめぐる問題は未解決である。ダークバリオンの候補の一つとして構造形成シミュレーションから大規模構造のフィラメントにガスの状態で分布していると予想されている中高温銀河間物質 (WHIM) がある。X 線の放射効率率は電子数密度の二乗に比例するため、WHIM のような極めて希薄なガスを、X 線によって検出することは難しい。一方、CMB フォトンとガスとの逆コンプトン散乱によって、CMB 黒体放射スペクトルが変形する Sunyaev-Zel'dovich 効果 (SZ 効果) の変位を示すコンプトンパラメーター y は電子数密度と温度に比例するため、希薄なガスの探査に適している。今回我々は HSC-SSP サーベイで発見された銀河団カタログを利用して $1-10h_{70}^{-1}$ Mpc の距離にある銀河団ペアを作成し、それに対応したコンプトンパラメーター y マップを Planck 全天 y マップから切り出し重ねあわせることで銀河団間に存在すると期待される WHIM の検証を行った。また、フィラメント成分と銀河団ハローの成分を分離するために、経験的に知られている銀河団ハローの分布である β モデルのパラメーターを マルコフ連鎖モンテカルロ (MCMC) 法を適用することで推定し、銀河団ハローのモデルマップを作成、その差分マップを作った。ここからフィラメントにある WHIM の制限を与え、考察を行った。

1 Introduction

現在、近傍宇宙で星や銀河間物質などの直接観測されているバリオンの総量と初期宇宙の原子核合成から推定される量が一致しないという問題がある (Fukugita & Peebles 2004)。この問題の解消のために、中性水素輝線や X 線では観測が難しい、中高温銀河間物質 (WHIM; Warm-Hot Intergalactic Medium) の存在が有力視されている。WHIM は $10^5\text{K} < T < 10^7\text{K}$ の水素であり、図 1 に示すように構造形成のシミュレーションから $z = 0 \sim 1$ で全バリオンの 40 ~ 50% に相当すると見積もられている (Cen & Ostriker 2006)。WHIM はほとんどが電離しているため中性水素輝線では一部しか捉えられず、また銀河団内物質に比べて希薄であるため X 線では観測が難しく、その全貌は把握されていない。

WHIM を捉える手段はいくつかあるがそのうちの一つに Sunyaev-Zel'dovich (SZ) 効果を用いた方法がある。SZ 効果は宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background; CMB) 光子が逆コンプトン散乱によって電子からエネルギーを受け取ることで、CMB のスペクトルが変形する効果である。X 線の表

面輝度 S_x は $S_x \propto n_e^2 T^{1/2}$ であるのに対し、SZ 効果のコンプトンパラメーター y は $y \propto n_e T$ なので、大部分の希薄な WHIM の検出には SZ 効果のほうが適している。

本研究では、銀河団間フィラメントに付随する WHIM の探査を目標とする。銀河団カタログから銀河団ペアを作り、その間に存在すると期待されるフィラメント状の WHIM を SZ 効果を用いて探査を行う。一つの銀河団ペアから得られた SZ 信号はノイズレベルよりも低いいため WHIM からの SZ 信号を検知することは難しい。そのため多くの銀河団ペアのマップを重ねることで統計的にノイズレベルを下げる手法を用いた。

2 Methods

本研究では、The Hyper-Suprime-Cam Subaru Strategic Program the S18A internal data release のデータを CAMIRA (Cluster-finding Algorithm based on Multi-band Identification of Red-sequence galaxies, (Oguri et al. 2018)) が同定した

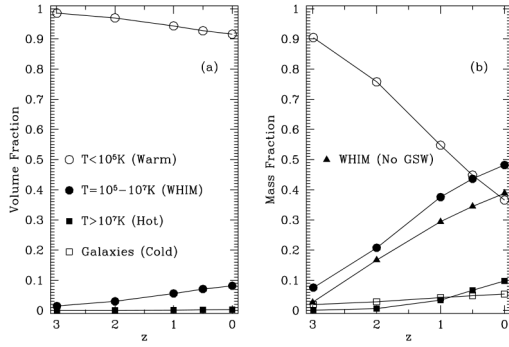


図 1: 構造形成シミュレーションによるガスの体積比率 (左) と質量比率 (右)(Cen & Ostriker 2006)

CAMIRA 銀河団カタログを使用した。この銀河団カタログの情報は銀河団中心の座標、測光的赤方偏移、リッチネスで構成される。リッチネスは赤い銀河の数に対応する量で銀河団質量と相関がある。銀河団カタログから以下の 4 つの条件を課して銀河団ペアを選別した; リッチネス $N_{\text{cor}} > 15$ 、方位角方向の距離 $1h_{70}^{-1}\text{Mpc} < dr < 10h_{70}^{-1}\text{Mpc}$ 、方位角方向の角度差 $d\theta < 10\text{arcmin}$ 、銀河団間の赤方偏移 $dz < \frac{1+z}{c}\sqrt{dv_H^2 + dv_p^2}$ (Hubble 後退速度 dv_H 、銀河団の特異速度 $dv_p \sim 1000\text{kms}^{-1}$)。選別したペアはリッチネスが大きい銀河団を main、小さい銀河団を sub とした。作成した銀河団ペアカタログのデータを表 1 に示す。

表 1: 銀河団ペア

N_{pair}	374
$\langle dr \rangle [h_{70}^{-1}\text{Mpc}]$	6.4
main $\langle z \rangle$	0.61
main $\langle M_{200} \rangle [10^{14}h^{-1}M_{\odot}]$	2.0
sub $\langle z \rangle$	0.61
sub $\langle M_{200} \rangle [10^{14}h^{-1}M_{\odot}]$	1.2

次に、作成した銀河団ペアカタログを用いて、銀河団ペアの SZ 信号マップをスタッキングした。SZ 信号のデータとしては Planck collaboration が提供している Planck Release2 MILCA(Modified Internal Linear Combination Algorithm) ymap(Planck Collaboration et al. 2016) を使用した。ymap は天球面上でいたるところでのコンプトンパラメーター

y のマップである。作成の際に CAMIRA カタログと Planck では銀河団中心がずれている可能性があるため角度分解能内で最も明るいピクセルを銀河団中心とした。重ね合わせに用いるマップの x_1, x_2 方向のピクセル数は 243×243 で 2 つの銀河団中心は main を (81,122)、sub を (163,122) に配置し、このマップに合わせてそれぞれのペアのマップを変形した。それぞれのペアのマップを重ねる際に以下のように y マップとノイズマップを作成した。

$$\langle y \rangle = \frac{\sum_i y_i \times M_i \times W_i}{\sum_i M_i \times W_i} \quad y \text{ マップ} \quad (1)$$

$$\sqrt{\langle \delta y^2 \rangle} = \sqrt{\frac{1}{\sum_i W_i \times M_i}} \quad \text{ノイズマップ} \quad (2)$$

$$M = M_{\text{mask}} \times M_{\text{point source}}, \quad W = \sigma^{-2} \quad (i : \text{銀河団ペア})$$

作成に用いたマップは SZ 信号 y 、銀河系マスク M_{mask} 、ポイントソースマスク $M_{\text{point source}}$ 、ノイズ σ の四枚である。銀河系マスクは近傍に星が集中して明るい銀河系を、ポイントソースマスクは銀河系方向以外の明るい天体を省くマスクである。マスクマップは被覆率 60% のものを使用した。ノイズマップは SZ 信号のノイズであり、各ピクセルの重み付けに使用した。作成した y マップを図 2 に載せる。

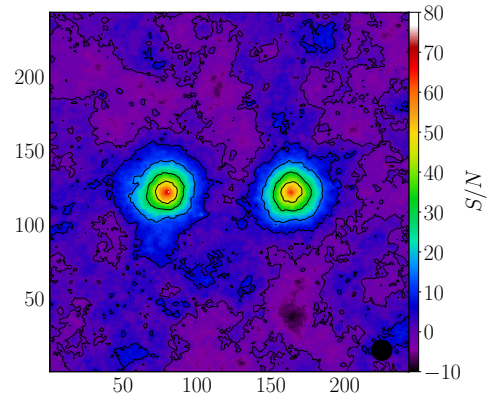


図 2: スタッキングした y マップ

次に、銀河団成分を除外するため、銀河団ペアのモデルマップを作成した。得られたマップに対して

β モデルを仮定しパラメーターを MCMC 法を用いて推定する。式 3 が銀河団ペアのソースモデルである。

$$y_{\text{source}} = y_1 + y_2 + y_b =$$

$$y_{10} \left(1 + (r_1/r_{c1})^2\right)^{0.5-\beta_1} + y_{20} \left(1 + (r_2/r_{c2})^2\right)^{0.5-\beta_2} + y_b \quad (3)$$

$$r_1 = \sqrt{(x_1 - 81)^2 + (x_2 - 122)^2} \quad r_2 = \sqrt{(x_1 - 163)^2 + (x_2 - 122)^2}$$

実際に観測されるのは点源が角分解能だけ広がりをもった画像なのでその効果を Point Spread Function (PSF) として式 3 に畳み込んだものになる。以下の式 4 が銀河団成分のモデル関数になる。

$$y_{\text{model}}(\mathbf{x}) = \int dx'_1 \int dx'_2 y_{\text{source}}(\mathbf{x}') \text{PSF}(\mathbf{x}' - \mathbf{x}) \quad (4)$$

パラメーターは $\theta = \{y_{10}, y_{20}, r_{c1}, r_{c2}, \beta_1, \beta_2, y_b\}$ の 7 つである。

このパラメーターを MCMC 法を用いて推定する。MCMC 法は確率分布に対してその分布のサンプリングを得る手法である。推定方法は分布の最も確率が高い点を推定値とする MAP 推定と大きな外れ値に対してロバストな推定値を与える CBI 推定を用いた。得た推定値を表 2 に示す。また MCMC 法によって得た事後分布を図 3 に示す。このパラメーターを用いて作成したモデルマップが図 4 である。

表 2: パラメーターのベストフィット

	MAP	CBI
y_{10}	3.33×10^{-6}	$3.34 \pm 0.01 \times 10^{-6}$
y_{20}	2.823×10^{-6}	$2.823 \pm 0.007 \times 10^{-6}$
r_{c1}	1.46×10^1	$1.46 \pm 0.01 \times 10^1$
r_{c2}	4.7×10^1	$4.7 \pm 0.1 \times 10^1$
β_1	2.07	2.07 ± 0.01
β_2	9.3	9.4 ± 0.3
y_b	1.27×10^{-8}	$1.27 \pm 0.03 \times 10^{-8}$

3 Discussion

フィラメントの成分の定量的な評価は次のように行った。図 2 と図 4 の差分マップ図 5 を作成し、横が main と sub の銀河団中心の間、縦が銀河団中心から上下に典型的な銀河団半径 $\sim 1h_{70}^{-1}\text{Mpc}$ に相当する幅の領域をフィラメント領域 (図 5 の白破線) とする。銀河団マップ上の距離と物理的距離の関係は

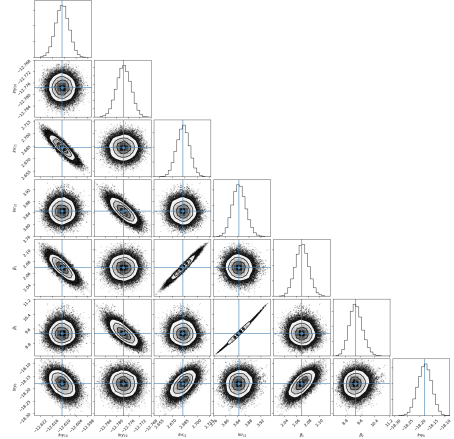


図 3: モデルフィッティングの事後分布

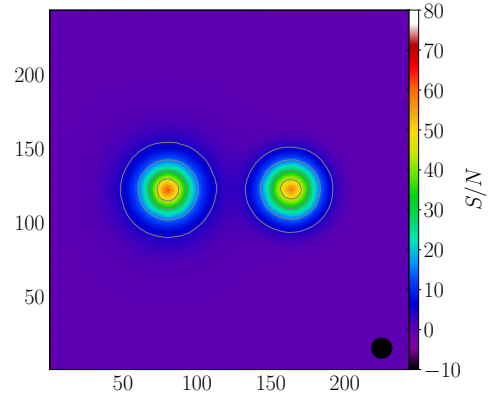


図 4: スタッキング画像のモデルマップ

銀河団ペアの平均距離から求めた。この領域内のすべてのピクセルについて以下の式で S/N を求めた。

$$S/N = \frac{\sum \delta y / N_{\text{pix}}}{\sqrt{\sum \sigma^2 / N_{\text{pix}}}} \simeq -2.2 \quad (5)$$

S/N が負なので WHIM は検出されていない。つまり今回観測した WHIM のコンプトンパラメーター y は観測ノイズレベルより小さいと言えるので、フィラメントに存在する WHIM の平均コンプトンパラメーターに $y < 5.0 \times 10^{-8}$ の制限を与えられた。本解析の結果は WHIM の存在を有意に示唆するものではなかった。

また、観測ノイズではなくランダムな構造によるノイズを検証するため、画像の全ピクセルに対して標準偏差を求めた。ランダムな構造によって WHIM が隠されている時、与える制限は $y < 10^{-7}$ であった。後者のノイズが前者より大きいため、今回の結果として WHIM のコンプトンパラメーターに $y < 10^{-7}$ の制限を与えた。

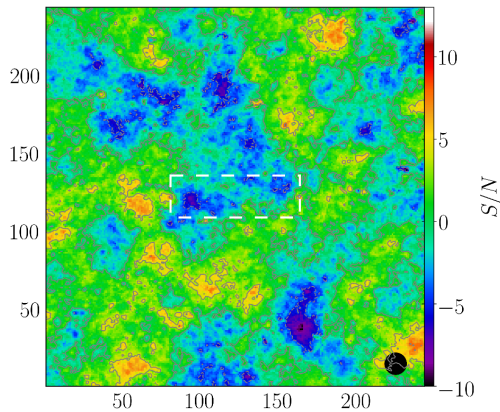


図 5: スタッキングマップとモデルマップの差分

4 Conclusion

WHIM は近傍宇宙での全バリオンの半数以上を占めていると予想されている物質でありながら未だに完全に観測されてはいない。WHIM の分布を精査することは大規模構造形成の背景に迫る上で重要な意義がある。今回我々は $\sim 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ スケールの銀河団間に存在すると予想される WHIM の検出を目的とした。まず、HSC-SSP の CAMIRA による銀河団カタログから $1 \sim 10 h_{70}^{-1} \text{Mpc}$ の銀河団ペアを選別し、Planck collaboration の提供する全天 y マップを利用して数百の銀河団ペアを重ねあわせた銀河団マップを作成した。次に銀河団マップに等方 β モデルを適用し、MCMC 法を用いて銀河団成分のモデルマップとその差分マップを作成した。差分マップのフィラメント領域の信号から WHIM の存在を示す有意な結果はなかったため、WHIM のコンプトンパラ

メーターは本解析のノイズレベル以下であるとして $y < 10^{-7}$ を与えた。

Reference

- Fukugita M., & Peebles P. J. E., 2004, ApJ, 616, 643
 Cen R., & Ostriker J. P. 2006, ApJ, 514, 1
 Oguri M., et al., 2018, PASJ, 70, S20
 Planck Collaboration et al., 2016, A&A, 594, A22

a9

XMM-Newton 衛星を用いた楕円銀河
NGC 4472 の広がった X 線放射の研究
金沢大学大学院 自然科学研究科
辻 歩美

XMM–Newton 衛星を用いた楕円銀河 NGC 4472 の 広がった X 線放射の研究

辻 歩美 (金沢大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

NGC 4472 (M 49) はおとめ座銀河団の中心からおよそ 1.5 Mpc 南に位置する X 線で非常に明るい巨大楕円銀河で、NGC 4472 を中心とする銀河群が銀河団中心に向かって落下途中である。本研究では、XMM–Newton 衛星の 2016 年のデータも用いて、NGC 4472 周辺の X 線放射領域を詳細に調査した。hardness ratio の空間構造を調べたところ、北東–南西方向はスペクトルが soft で、それを挟むように北と南側はスペクトルが hard であることが新たにわかった。スペクトル解析より、中心領域は温度 (kT) ~ 1.0 keV と ~ 1.6 keV の少なくとも 2 つの成分が存在する。さらに、接触不連続面の形状とスペクトルの hardness に相関が見られた。これらの結果より、NGC 4472 周辺の高温ガスは以下の特徴を持つ。1. 北東–南西方向に伸びた温度 1.0 keV 程度の低温ガスと、球形に近い温度 1.6 keV 程度の高温ガスが存在する。2. tail の温度も 1.0 keV 程度である。3. 2 つの成分で接触不連続面の位置が異なる。

1 Introduction

銀河団に属する銀河は銀河団ガス (ICM) など周囲の環境によって様々な相互作用を受ける。特に、銀河が銀河団中を移動する際に星間ガス (ISM) が ICM から受ける動圧によって剥ぎ取られることがある。この動圧剥ぎ取りと呼ばれる現象は、銀河や銀河団の進化を考える上で重要である。

本研究ではおとめ座銀河団の中心からおよそ 1.5 Mpc 南に位置する X 線で非常に明るい巨大楕円銀河 NGC 4472 (M 49) に着目した (図 1)。本天体を中心とする銀河群が銀河団中心に向かって落下途中であるため、銀河と銀河団の相互作用を調べるのに適した天体である。ROSAT 衛星による観測では、長く尾を引いた tail 構造が報告され、動圧剥ぎ取りの結果だと考えられている (Irwin & Sarazin 1996)。XMM–Newton 衛星による観測では、銀河中心の北側およそ 20 kpc の位置に NGC 4472 の ISM とおとめ座銀河団の ICM との接触不連続面の存在が示唆されている。また、南西方向に 60 kpc 以上伸びた tail を発見し、NGC 4472 が銀河団中心の北方向ではなく、北東方向に落下していることを示唆した (Kraft et al. 2011)。しかし、Kraft et al. (2011) では tail 全体を完全にとらえきれておらず、tail について議論不十分であっ

た。Su et al. (2019) では、XMM–Newton 衛星の新たな観測も含めた複数のデータを使用し、広い範囲に渡って温度と元素量のプロファイルと tail の物理量について詳細に調べている。本研究では XMM–Newton 衛星で 2016 年に観測されたデータも用いて、NGC 4472 周辺の X 線放射領域を詳細に調査した。なお、NGC 4472 の赤方偏移 $z=0.003272$ より、銀河までの距離は 14 Mpc とする。1'' = 0.068 kpc および 1' = 4.1 kpc に相当する。

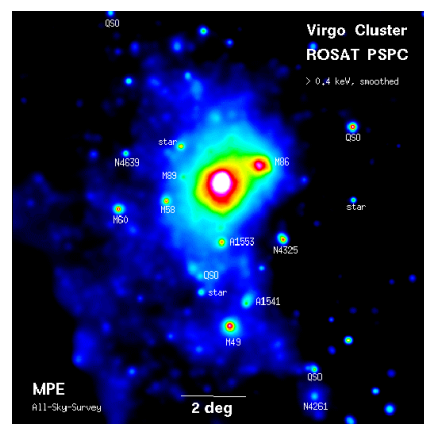


図 1: ROSAT 衛星によるおとめ座銀河団の X 線イメージ [Böhringer et al. (1994)]

2 Data analysis & results

本解析で使用したデータを表 1 にまとめる。解析ツールは SAS ver.17 (xmmsas_20180602_1732) を使用した。イメージ解析では 4 観測・全検出器 (MOS1, MOS2, pn) の観測データを足し合わせて使用し、スペクトル解析では 4 観測のうち obsID: 0761630101 の pn 検出器の観測データのみを使用した。

表 1: 解析に使用した観測データの概要

obsID	RA	DEC	Date
0200130101	12h 29m 46.75s	+07d 59' 59.9"	2004-01-01
0761630101	12h 29m 36.69s	+07d 53' 33.0"	2016-01-05
0761630201	12h 29m 36.69s	+07d 53' 33.0"	2016-01-07
0761630301	12h 29m 36.69s	+07d 53' 33.0"	2016-01-09

2.1 Image analysis

2.1.1 hardness ratio map と flux image の比較

soft イメージ (0.8–1.0 keV) と hard イメージ (1.0–1.2 keV) を用いて hardness ratio map を作成し、flux イメージと比較した。hardness ratio は温度に対応しており、図 2 の右図の青色は ~ 1.0 keV、黄色は ~ 1.7 keV である。図 2 の右図の青い領域は、中心から北東–南西方向に伸びている。図 2 の左図で南西方向に見えている tail を右図で見ると、低温の青い領域が一部途切れている。一方、北西–南東方向は黄色やオレンジの領域で温度が高いことを示唆している。この温度構造は Su et al. (2019) の温度マップとほぼ同様の結果を示している。

図 3 で示すように、2 つの異なるエネルギー帯域でイメージを比較すると、左図の 0.8–0.9 keV の低温のイメージは北東–南西方向に伸び、中心から東と南西の方向に 2 本ずつ Kraft et al. (2011) で言及されていた細長い腕のようなフィラメント構造が見える。また、南西方向には視野の端まで tail のガスが伸びている。一方、右図の 2.0–6.0 keV の高温のイメージは円に近い形をしており、低温のイメージで見えていたフィラメント構造や tail は全く見られないことが分かる。

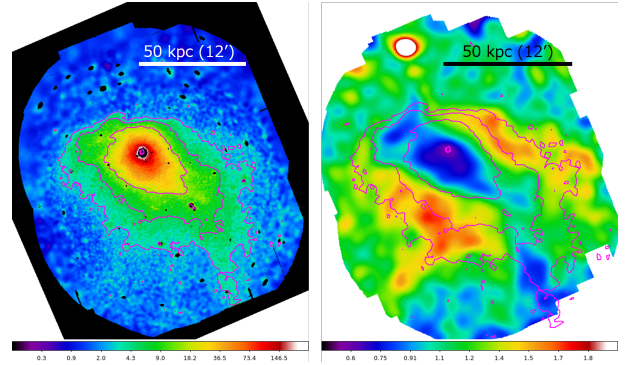


図 2: 左: 0.8–1.2 keV のイメージ (コントラスト付き), 右: hardness ratio map (soft: 0.8–1.0 keV, hard: 1.0–1.2 keV, 左図のコントラストを重ねた)

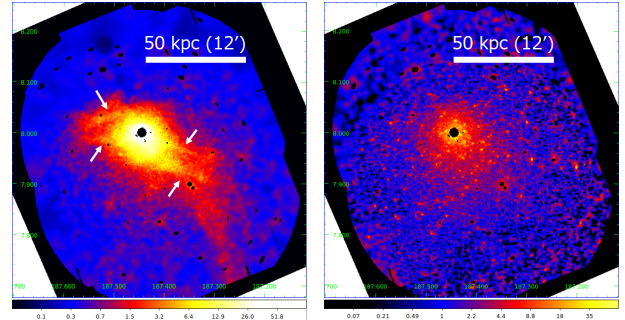


図 3: 異なるエネルギー帯域のイメージ (左: 0.8–0.9 keV, 右: 2.0–6.0 keV, 左図中の矢印はフィラメント構造の位置を示す)

2.1.2 表面輝度分布

図 4 に NGC 4472 の中心から 12 分角までの北側 180° を 30° ずつ 6 等分した領域の表面輝度分布を調べた結果を示す。真北の領域である緑と青の表面輝度分布を見ると、4 分角あたりで輝度が鋭く落ちている。これは以前に報告されていた (Irwin & Sarazin 1996; Biller et al. 2004; Kraft et al. 2011; Su et al. 2019) M49 中心から北側 ~ 20 kpc に位置する輝度の不連続面と一致している。また、北東の領域である赤の表面輝度分布を見ると、6 分角あたりで輝度が鋭く落ちている。これらの表面輝度の不連続面の位置を図 2 の右の hardness で見てみると、北側の不連続面は高温のガス、北東のでっばった領域の不連続面は低温のガスが存在している。

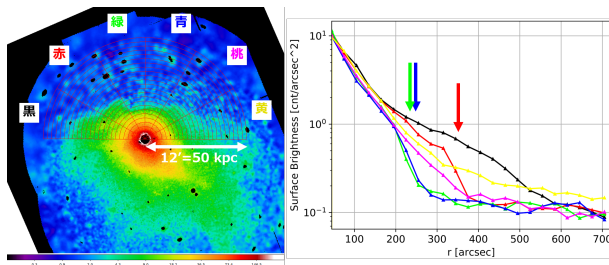


図 4: 左: 領域の定義 (0.8–1.2 keV のイメージ), 右: 表面輝度分布 (矢印は急激に輝度が変化した位置を示す)

2.2 Spectral analysis

図 5 で示すように, hardness ratio map をもとに領域を定義し, スペクトルを抽出した. 本解析ではバックグラウンド領域のスペクトルをソース領域から差し引いたため, ソース領域のスペクトルは NGC 4472 からの放射成分のみが含まれる. NGC 4472 の高温ガスからの放射モデルは, 光学的に薄いプラズマモデルとして APEC モデルを採用した. 領域 1, 2 には銀河中心の低質量 X 線連星 (LMXB) を考慮し, Loewenstein & Davis (2010) と同様に輝線のない制動放射のモデルである brems を加えた. 領域 1~5 の中心に近い領域は, NGC 4472 の銀河ガスとグループガスからの放射成分を考慮し APEC を 2 個用いた. 領域 6~12 は APEC を 1 個用いた. APEC の元素組成は Lodders et al. (2009) を参照した.

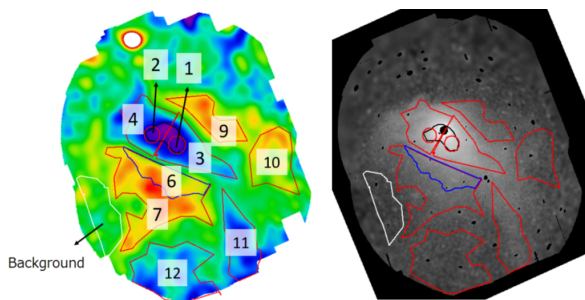


図 5: hardness ratio map から定義したスペクトル解析領域 (左: hardness ratio map, 右: pn イメージ) 領域 3 と 4 を合わせた領域を領域 5, 領域 6 と 7 を合わせた領域を領域 8 とした.

スペクトル解析のベストフィットパラメタを図 6 に示す. まず温度について, 領域 1~5 の低温成分と領域 11, 12 は ~ 1 keV で非常によく揃っており, hardness ratio から予想された温度と一致する. 領域 6~10 は 1.5 keV 程度であり, hardness ratio から予想される ~ 1.7 keV よりは少し低いが, hardness ratio から求められる温度はあくまで目安であり, 多少のずれは考えられる. 領域 1~5 の高温成分は, 領域 6~10 と比べ少し高いがおよそ同等の温度である.

次に元素量について, NGC 4472 の南側である領域 6~8 は 0.7~1 程度であり, 中心に向かうほど大きくなっていく傾向がみられ, 領域 1 ではベストフィット値が 2 を超えた非常に大きな値を示している. また, 北西側の領域 9 でも 1.3 程度の高い値である. 領域 10~12 では統計が足りず誤差が非常に大きい. Loewenstein & Davis (2010) はさすがに衛星と XMM-Newton 衛星の観測データを組み合わせて, 中心から 8 分角までの領域の元素量を元素ごとに求めた. その結果は, 多くの元素が 2 以上の元素量を示しており, 本解析の結果と矛盾しない.

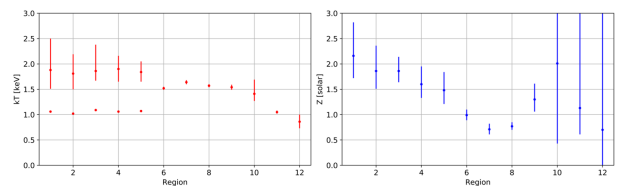


図 6: 領域ごとの profile (左: 温度, 右: 元素量)

3 Discussion

3.1 2 温度モデル

図 3 のエネルギー帯域が異なる 2 つのイメージは, 北東–南西方向に伸びた低温のガスと, 球形に近い高温のガスの 2 つの構造が存在していることを示唆する. 図 2 の右図の hardness ratio map では, 北東–南西方向に soft な領域が伸び, その上下に hard な領域が存在する構造が見られた. また, スペクトル解析では, 中心に近い領域ではスペクトルを再現するために高温プラズマのモデルである APEC を 2 つ必要と

し、温度が高い方の APEC の温度は外側の hard な領域の温度とおおよそ同程度だった。これらのことより、NGC4472 の周辺には北東-南西方向に伸びた 1 keV 程度の低温成分 NGC 4472 の銀河のガスと、それを覆い囲うような 1.6 keV 程度の高温成分の NGC 4472 のグループのガスの 2 つの成分が存在すると考えることができる。

3.2 高温ガスの構造の起源

NGC 4472 の高温ガスの特徴は 3 つある。1. 北東-南西方向に伸びた温度 1.0 keV 程度の低温成分のガスと、球形に近い温度 1.6 keV 程度の高温成分のガスが存在する。2. tail の温度も 1.0 keV 程度である。3. 2 つの成分で接触不連続面の位置が異なる。これらの特徴を説明するシナリオを以下に述べる。

まず、北東-南西方向に伸びた約 1 keV のガスについては、電波バブルによって低温成分のガスが中心から押し上げられてできた構造であると考えられる。NGC 4472 の中心から ~25 kpc の東と南西方向に 2 本ずつ見られるガスが細く伸びた腕のようなフィラメント構造は、過去の AGN の活動で生じた電波バブルを囲っていると考えられている (Kraft et al. 2011)。

次に南西方向に伸びた tail については、電波バブルによって南西に伸びた低温のガスが南方向にかかる動圧によって剥ぎ取られたと考えられる。

最後に異なる 2 つの温度成分の接触不連続面について、北東の不連続面は 1 keV 程度の低温成分のガスであり最初に述べた電波バブルによってできたものだと考えられる。北側の不連続面は、NGC 4472 のグループが真北に落下し、グループのガスがおとめ座銀河団の ICM から受ける動圧によって圧縮されてきたと考えられる。しかし、Su et al. (2019) では北側の不連続面は M49 と ICM の境界ではなく、中心の BGG (Brightest group galaxy) の ISM と M49 のグループのガスとの境界と考えられている。北側の不連続面の解釈については、不連続面のさらに北側のスペクトル解析を行って詳しく調べる必要がある。

以上のようなシナリオで NGC 4472 で見られる複雑な構造を説明できる。

4 Conclusion

本研究では XMM-Newton 衛星を用いておとめ座銀河団の中心からおおよそ 1.5 Mpc 南に位置する楕円銀河 NGC 4472 とその周辺の X 線放射領域の解析を行った。イメージ解析では、0.8–1.2 keV のイメージから高温ガスが北東-南西方向に伸び、tail が中心から 100 kpc 程度まで伸びている構造が見られた。Hardness ratio から、soft を 0.8–1.0 keV、hard を 1.0–1.2 keV とした場合には、北東-南西方向に soft な成分が伸び、北と南に hard な成分が存在する軸対称のような構造が見られた。また、北と北東の領域で輝度が大きく変化し、2 つの接触不連続面の存在を示唆した。スペクトル解析では、中心領域には 1.0 keV と 1.6 keV の 2 つの温度成分のガス、外側の領域には北と南に 1.6 keV の高温成分のガス、tail には 1.0 keV 程度の低温成分のガスが存在することを示した。これらの結果から、北東-南西方向に伸びた 1.0 keV 程度の NGC 4472 の銀河のガスを、球形に近い 1.6 keV 程度の NGC 4472 のグループのガスが覆っている構造であると考えられる。

解析結果から明らかになった NGC 4472 の構造について、北側の表面輝度の不連続面は真北に落下する NGC 4472 のガスがおとめ座銀河団の ICM から受ける動圧によって圧縮されてでき、南西方向に伸びる tail は電波バブルによって南西に伸びたガスが剥ぎ取られたものであると考えられる。

Reference

- Billier, B. A. et al. 2004, ApJ, 613, 238
 Böhringer, H. et al. 1994, Nature, 368, 828
 Irwin, J. A. & Sarazin, C. L. 1996, ApJ, 471, 683
 甲斐 優, 修士論文, 金沢大学, 2019
 Kraft, R. P. et al. 2011, ApJ, 727, 41
 Lodders, K. & Palme, H. 2009, Meteoritics and Planetary Science Supplement, 72, 5154
 Loewenstein, M. & Davis, D. S. 2010, ApJ, 716, 384
 Su, Y. et al. 2019, ApJ, 158, 6

a10

X 線天文衛星 XMM-Newton を用いた初
期衝突銀河団 CIZA1359 の構造解析
名古屋大学大学院 理学研究科
山口 友洋

X 線天文衛星 XMM-Newton を用いた初期衝突銀河団 CIZA J1358.9-4750 の構造解析

山口 友洋 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河団は宇宙最大の重力束縛系であり、衝突・合体を繰り返して成長していく。宇宙の力学進化を研究する上で、その過程である銀河団衝突の中で起こる物理現象を明らかにすることは重要である。銀河団衝突のタイムスケールはおよそ宇宙年齢の 0.1 倍と非常に長いので、衝突の初期、中期、後期のそれぞれの段階にある銀河団を別々に観測し、各段階における支配的な物理を理解していくアプローチが求められる。我々は、衝突初期の例として、CIZA J1358.9-4750 という衝突銀河団に着目した。先行研究 (Kato et al.2015) のすざく衛星による観測から、2 つの銀河団は質量比がほぼ 1:1 で、2 つの銀河団の間の明るい領域 (ブリッジ領域) に衝撃波が見え、衝突初期の銀河団の中では $z = 0.07$ と近傍にある貴重な天体であることがわかっている。衝突によって解放されるエネルギーの理解のためには、まず衝突のシナリオを明らかにする必要があるが、本天体は衝撃波の分布に偏りがあつたりと複雑な構造で衝突していると考えられており、詳細な衝突のシナリオは未だ明らかになっていない。本研究ではそれをより明確にするため、すざくよりも優れた空間分解能、有効面積を持つ XMM-Newton 衛星の観測データを用いた。ブリッジ領域を 40 分割して分光解析を行い銀河団ガスの温度、密度、圧力、エントロピーの分布を求めた。その結果、本衛星の 15 秒角という優れた空間分解能を活かして、新たにブリッジ領域の北西の領域で $8.0_{-1.1}^{+1.4}$ keV から $4.8_{-0.52}^{+0.53}$ keV への大きな温度変化のある構造を発見した。これより、先行研究のすざくが見つけた衝撃波が post-shock 領域の南端で、我々が見つけた構造がその北端である可能性や、北側の銀河団が今回の衝突以前に銀河団衝突を経験していた可能性など、新たな衝突のシナリオが考えられる。それを明らかにするため、さらに詳細な分光解析を行った。

1 Introduction

銀河団は宇宙の大規模構造の節に相当する宇宙最大の重力束縛系であり、主に銀河、X 線を放出する高温プラズマ (ICM)、ダークマターから成り立っている。銀河団は衝突・合体を繰り返すことで成長し、現在も成長を続けている。周囲から小さな銀河群が落下して吸収されるケースと異なり、ほぼ同じ大きさの銀河団同士が合体するケースはメジャーマージャーと呼ばれ、宇宙年齢の中で一度か二度ほどしか起きないと予想されている。メジャーマージャーでは、大きなエネルギーが一気に解放され、銀河団プラズマも大きくかき乱されて、その後の銀河団の進化に大きな影響を及ぼすと考えられるが、特に ICM の中でのエネルギー開放のプロセスなどの詳細は未だ明らかでない。

銀河団が衝突するにはおよそ数十億年と非常に長い年月を要するため、1 つの銀河団衝突の全過程を追うことは人類にはできない。そのため、衝突初期、衝突中期、衝突後期の状態にある衝突銀河団をそれぞれ観測することで、衝突過程の解明を行う必要がある。銀河団衝突の際は、メンバーの銀河とダークマターは重力相互作用はするが衝突系ではないので、衝突系である ICM との対応が銀河団衝突の情報をよく含んでいる。衝突の際には衝撃波が発生することが知られており、それによって ICM の加熱がされるとともに、粒子加速や磁場増幅、乱流励起などの非熱的エネルギーにも分配されると知られているが、どのように分配されるかは不明である。衝突の初期過程では 2 つの銀河団間の領域 (ブリッジ領域) で ICM が断熱圧縮され高温になるとともに、衝撃波加熱が行われる。断熱圧縮ではエントロピーは上昇し

ないが、衝撃波加熱では上昇する。また、衝撃波面では温度、密度、圧力も不連続になる。衝突の後期になると衝撃波は外縁部へ拡散し外縁部が高温になるが、ICM 密度が低いいため観測が困難になる。

2 Observation

2.1 観測衛星

本研究では、欧州が開発した X 線天文衛星 XMM-Newton によって得られた衝突銀河団 CIZA J1358.9 - 4750 の観測データを用いた。XMM-Newton は 3 台の X 線望遠鏡を搭載した全長 10 m、質量 4000 kg の大型 X 線衛星である。また、周回軌道は近地点 6000 km、遠地点 115000 km の楕円軌道を描く。地球磁気圏の外を飛行するため、宇宙線の由来のバックグラウンドは大きい、地球の影に観測目標の天体が入る確率が小さくなるため、1 つの天体を長時間観測することが可能である。また、XMM-Newton は 30' × 30' の広い視野と 15" の優れた角分解能を持っており、先行研究で用いられた角分解能が 2' の「すぎく」衛星よりも詳細な解析が可能になる。表 1 に XMM-Newton と「すぎく」の性能比較表を示す。

表 1: X 線天文衛星の性能比較表

衛星名	XMM-Newton	すぎく
エネルギー帯域 [keV]	0.15-12	0.2-12
視野 [arcmin]	30' (circle)	17.8' × 17.8'
角度分解能 [HPD]	15"	2'
エネルギー分解能 @ 1keV [eV]	70 (MOS)	50
有効面積 @ 1 keV [cm ²]	4650	1760

2.2 観測天体

CIZA J1358.9 - 4750 (以後 CIZA 1358) は先行研究 (Kato et al. 2015) の「すぎく」衛星による観測結果から、ブリッジ領域において、温度、密度、圧力のジャンプが確認されている上、その領域でのエントロピーの増大が確認されていることから、衝撃波の存在が示唆されている。また、衝撃波が外縁部まで広がっていないことに加えて、2 つの銀河団のコアも合体しておらず、各々の中に大きな楕円銀河

がいることなどから、2 つの銀河団はまだお互いのコアがすれ違っておらず、衝突の初期状態にあると考えられている。さらに、温度から見積もった 2 つの銀河団の質量比はおおよそ 1:1 であり、完全なメジャー-メジャーである。

南西、北東の銀河団の赤方偏移は可視光による観測からそれぞれ 0.0745、0.0709 であり、角経距離で 290 Mpc ほどの距離にいる非常に近傍に存在する銀河団である。赤方偏移 0.1 以下の衝突初期銀河団は CIZA J1358 を含めて 3 天体しか知られておらず、他の 2 天体よりも 2 つの銀河団が近づきあっており、衝突を起こしている現場も他の天体と比べて非常に鮮明に見えている。以上のように、CIZA J1358 は衝突初期の銀河団の物理を探ることに非常に有用な天体だと考えられる。しかし、衝撃波の分布が東よりに偏って西には衝撃波がなかったりなど、どのように衝突しているかをより具体的に示す興味深い構造を持つ。本研究では、本天体がどのような衝突のシナリオを経験しているかを追求する。

3 Method

これらの観測データについて XMM-Newton が提供する広がった天体に特化した解析ソフトウェア群である ESAS(Extended Source Analysis Software)(Snowden et al.2008) を用いて分光解析を行った。分光解析では、バックグラウンドとソース領域からの放射モデルを入れ、スペクトルとのモデルフィットを行った。これによって温度などを求めることができる。X 線バックグラウンド成分としては、低温の成分として太陽由来の成分と我々の銀河由来の成分をモデルに入れ、高温成分としては全天一様の成分を入れており、さらに衛星の素材に用いられているアルミの輝線成分を入れている。低温成分は点源を除いた視野内の外縁部から見積もり、高温成分については視野内からの見積もりが困難であったため、他の多くの天体を解析した観測値である kusino et al.2002 の値を用いた。また、衛星特有のバックグラウンド成分は別に取り除く。図 1 は実際に得られたスペクトルフィットの一例である。これより温度、密度、圧力、エントロピーの分布を導出した。

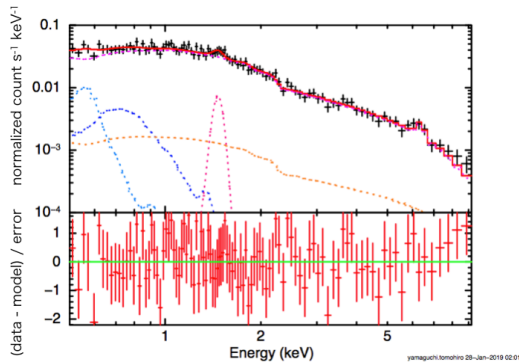


図 1: スペクトルフィットの一例。スペクトル中の黒点が実際に得られた検出器の応答特性を取り除いていないスペクトル。赤線は銀河団ガスのスペクトルモデルとバックグラウンドのスペクトルモデルの足し合わせ、その他の色の点線はバックグラウンドの成分に対応。

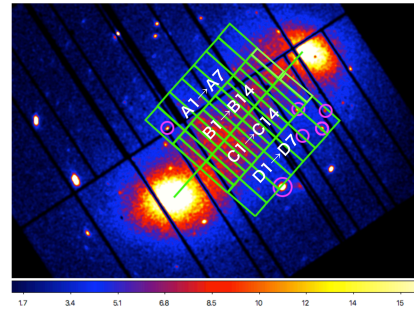


図 2: 領域のとり方。マゼンタの円内は点源で、分光解析の際にこの領域は取り除く。

4 Result

4.1 南東の温度変化

ブリッジ領域を図 2 のように 40 領域に分割し分光解析を行った。分光解析によって得られた領域 A,B,C,D の温度プロファイルを図 3 に示す。領域 B-10,C-9 の領域のデータは、バックグラウンドとして取り除いた領域にかかっており統計数が悪いので今回の解析では用いない。この領域を除くと、領域 B4 から B5 で $5.7^{+0.5}_{-0.7}$ keV から $7.5^{+0.5}_{-0.5}$ keV の温度変化、C4 から C5 で $6.5^{+0.6}_{-0.7}$ keV から $8.4^{+0.9}_{-1.5}$ keV への有意な温度変化が観測された。この領域では密度も上昇しており。これは先行研究でも発見されている衝撃波の兆候である。衝撃波のマッハ数を M とした場合に衝撃波の上流および下流の温度をそれぞれ T_1 、 T_2 とすると、ランキン-ユゴニオ式

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{5M^4 + 14M^2 - 3}{16M^2} \quad (1)$$

から $M \simeq 1.3$ と求まり、先行研究とほぼ等しい値になった。

衝撃波の位置も先行研究の「すぎく」で発見された領域とほぼ一致しているが、今回の解析で南の方角まで広がっていることが確認された。

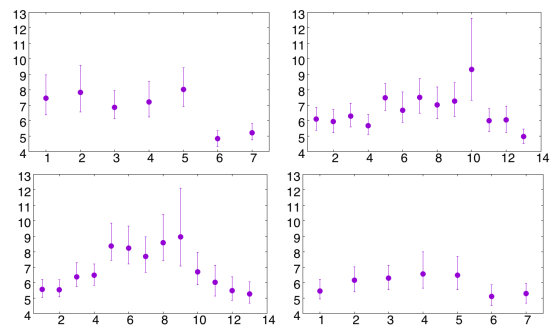


図 3: 領域 A (左上)、B (右上)、C (左下)、D (右下) の温度プロファイル。縦軸が温度 (keV)、横軸が領域番号。

4.2 北西の温度変化

新たに、領域 A5 から A6 で $8.0^{+1.4}_{-1.1}$ keV から $4.8^{+0.5}_{-0.5}$ keV の温度変化が観測された。この領域では、温度変化の領域で圧力、エントロピーは上昇していたが、密度は減少していた。これは衝撃波の兆候ではない。この領域の構造をさらに詳しく探るため、この領域近辺でさらに詳細に領域を取って分光解析を行った。その領域を図 4 に、温度と密度のマップを図 5 に示す。温度ジャンプが直線状になっている。温度ジャンプの領域で密度が減少していることから、やはり衝撃波とは言えない。衝突によって断熱圧縮された領域が、衝突軸に垂直に広がっており、この領域はその北端のへりを見ており、南の方角で観測された衝撃波がその南端である可能性が考えられる。この結果に加えて、先行研究より北側の外縁部に衝撃波が伸びていることも確認されていること

から (Kato et al. 2015)、この衝突全体の描像としては 2 つの銀河団の間の ICM が断熱圧縮されて北側に吹き出している可能性などが考えられる。

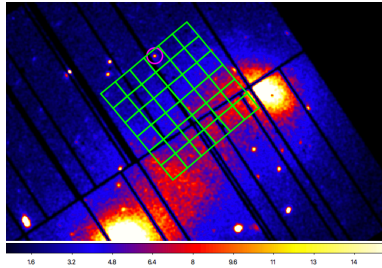


図 4: 新たにとった領域。マゼンタ円内の点源領域は取り除く

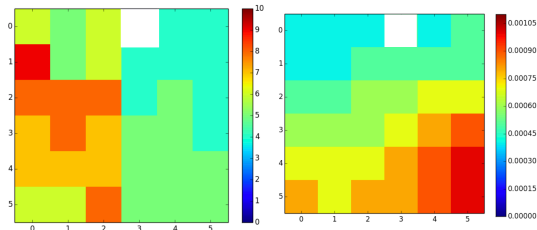


図 5: 左: 図 4 の領域の温度 (keV) マップ、右: 密度 (cm^{-3}) マップ。一行四列目のデータは統計不足のため用いない。

5 Summary

今回我々は CIZA J1358 がどのように衝突しているかをより明確に理解するため、空間分解能や有効面積に優れた XMM-Newton の観測データを用いた。分光解析を行うことで 2 つの銀河団の間の領域の温度、密度、圧力、エントロピーのプロファイルを調べた。先行研究で発見された衝撃波と同様の領域で衝撃波の兆候を観測し、新たに衝撃波が南方まで広がっていることがわかった。また、新たに北側の領域でも有意な温度変化を観測した。この領域は断熱圧縮された領域の北端だと考えられる。今後の展望としては、視野内全域で分光解析を行い、温度等のプロファイルを出すことを考えている。

Reference

Kato et al , 2015, PASJ, 67,71

Kushino et al, 2002, PASJ , 54 , 327-352

Gu et al, 2019, Nature Astronomy

Ebeling et al, 2002, Apj, 580, 774

Kocevski et al, 2007, Apj, 662, 224

Akamatsu et al , 201, A&A, 606,A1

“XMM-Newton Users Handbook”

https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/

“「すざく」ファーストステップガイド”

<http://cosmic.riken.jp/suzaku/help/guide/fstep-web/fstep.html>

a11

X 線観測による遠方銀河団の高温ガス
の重元素比の進化

東京理科大学大学院 理学研究科

米山 理可子

X 線観測による遠方銀河団の高温ガスの重元素比の進化

米山 理可子 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究では力学的平衡に近く赤方偏移が $0.06 < z < 0.54$ の銀河団のうち 5 天体について、中心から複数の円環領域に分けて解析を行い、銀河団ガス中の鉄/水素個数比と鉄の質量分布を調べた。解析では広い視野を持ち集光能力の高い XMM 衛星の MOS 検出器、PN 検出器で観測されたデータを用いた。その結果、鉄/水素個数比の分布に赤方偏移による違いは見られなかった。また先行研究 (e.g. Ettori et al. 2015) では銀河団中心部 $0 - 0.15 r_{500}$ の領域での鉄/水素個数比は遠方 ($z \sim 0.5$) ほど小さくなるが、本研究では赤方偏移によらず一定となった。ここで鉄/水素個数比とガス質量の分布から鉄の質量分布を推定したところ、 $0 - 0.15 r_{500}$ の領域での鉄の質量は $0 - r_{500}$ の領域の質量の約 5~6 % となり、そもそもこの領域での研究は銀河団全体での鉄の合成史の研究には適さないことがわかった。また、 r_{500} までの鉄の質量と M_{500} の比と M_{500} との関係は $z < 0.5$ の範囲で赤方偏移によらず一定となった。さらに現在の Ia 型超新星爆発の発生率では宇宙年齢をかけても銀河団ガスに含まれる鉄の質量の 10 % にも満たないことがわかった。したがって $z \gg 0.5$ に Ia 型超新星爆発によって鉄が合成されたと考えられる。

1 Introduction

銀河団は数百~数千個の銀河の集団で、重力的に束縛された宇宙で最大の構造である。銀河団の主要な構成要素の一つである銀河団ガスは全銀河の恒星の数倍の質量を持ち、銀河団全体を満たしている。また銀河団ガスの温度は数千万 K に達するため、銀河団ガス中の重元素は特性 X 線を放射する。この特性 X 線のエネルギーと強度を観測することによって、銀河団ガスに含まれる重元素の種類やその量を知ることができる。

銀河団の X 線観測から銀河団ガス中には銀河団全体の鉄の数割が存在していることがわかっている。近傍銀河団では鉄は主に Ia 型超新星爆発によって合成されたことが推定されている (e.g. Sato et al. 2007) ため、鉄の合成史を調べることは銀河団の星形成史や化学進化を知ることにつながる。遠方銀河団を観測することは銀河団の過去を観測することに相当するため、赤方偏移の異なる銀河団で鉄元素量を観測することによって鉄の合成史を調べることができる。

鉄/水素個数比については多くの先行研究で調べられている。初めて遠方銀河団で鉄/水素個数比が調べられた Tozzi et al. (2003) では $0.3 < z < 1.3$ の 18 天体を解析した結果、赤方偏移によらず一定となっ

た。その後の研究で鉄/水素個数比が赤方偏移が大きくなるにしたがって低下する傾向があることが発見され、Maughan et al. (2008) では $z = 0.1$ と $z \approx 1$ の間で鉄/水素個数比が約 50 % 低下することが報告されている。さらにその後の研究で銀河団領域を空間的に分解した鉄/水素個数比の解析が行われ、銀河団中心部 $0 - 0.15 r_{500}$ ^{*1}において赤方偏移が大きいほど鉄/水素個数比が小さい、つまり現在まで Ia 型超新星爆発によって鉄が合成されていることが報告されている (e.g. Ettori et al. 2015)。しかし、鉄の合成史を調べるために不可欠な鉄の質量については調べられていない。

本研究では赤方偏移が $0.06 < z < 0.5$ の銀河団のうち 5 天体について、鉄/水素個数比と鉄の積分質量の分布を調べた。宇宙パラメータは $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, 基準となる太陽の元素組成比は Anders & Grevesse (1989) を用いた。誤差の範囲は特に明記しない限り 90 % である。

^{*1} r_{500} : 内側の平均密度が宇宙の臨界密度の 500 倍になる半径

2 Observations

本研究では広い視野を持ち集光能力の高い XMM 衛星の CCD(MOS 検出器, PN 検出器) で観測された、力学的平衡に近く赤方偏移が $0.06 < z < 0.54$ の銀河団のうち 5 天体の公開されたデータを用いて解析を行った (表 1)。多くの先行研究ではよりエネルギー分解能が高い MOS 検出器のみが用いられてきたが、本研究では大きな有効面積を持つ PN 検出器も用いた (MOS : 約 1500 cm^2 , PN : 約 2000 cm^2 , 2 keV)。また、解析の際には点源検出などの標準的なデータのスクリーニングを行った。

表 1: 対象天体

天体名	ObsID	z	t^* (ks)
Abell 1795	0097820101	0.06	67
RXC J1044.5-0704	0201901501	0.13	29
Abell 1835	0551830101	0.25	122
MACS J1931.8-2634	0693180101	0.35	40
MACS J1423.8+2404	0720700301	0.54	8

* 観測時間

3 Results

3.1 スペクトル解析

図 1 に Abell 1795 の X 線イメージを例として示す。視野中心にある広がった X 線放射が、銀河団を満たす高温ガスからの X 線である。本研究では、各銀河団について図 1 に緑色で示したように、X 線強度が最も高い場所を中心としてイメージを最小幅 $0.02 - 0.06 r_{500}$ の円環領域に分割し、それぞれから抽出された X 線スペクトルを以下のように解析した。

図 2 は Abell 1795 で得られた各検出機の X 線スペクトルで、図 1 の最内縁領域から抽出したものを例として示している。検出器応答で畳み込まれているため、有効面積の大きい PN(青) のスペクトルが、MOS(黒) に対して系統的に ~ 2 倍高いカウントレートを示しており、銀河団ガスからの放射として、高

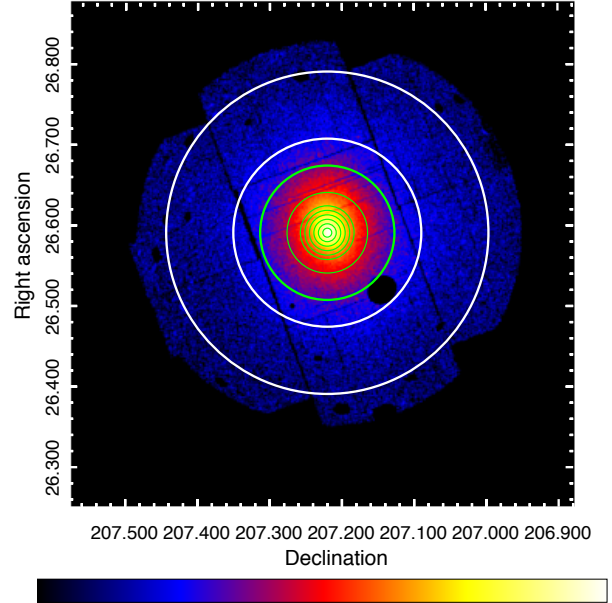


図 1: MOS 検出器で観測された Abell 1795 の X 線イメージ (0.5-2.0 keV)。データのスクリーニングを行い、銀河団に無関係な前景背景放射領域は除いている。白は $7'-12'$ の円環領域、緑は複数の円環領域を表している。

温ガス中の電子の制動放射による連続成分と、鉄からの赤方偏移した K 殻輝線 ($\sim 6.2 \text{ keV}$) が顕著に見えている。本研究ではこれを、衝突電離したガスからの放射と、視線方向にある星間物質による光電吸収を組み合わせた放射モデルで再現し、得られたパラメータから鉄/水素個数比を求め、鉄の積分質量を導出する。

図 2 のスペクトルには上述した銀河団からの放射に加えて、それ以外からの放射成分 (バックグラウンド) も検出されており、例えば $\sim 7.3 \text{ keV}$ には検出器の基板中に含まれるニッケルからの K 輝線が見られる。銀河団ガスからの放射成分に対して、バックグラウンド放射の寄与は無視できないため、前者を精度良く決定するためには、後者の X 線スペクトル中での寄与を正しく見積もる必要がある。そこで上述の銀河団領域のスペクトルに加えて、図 1 の白で示したような外縁領域から、バックグラウンドスペクトルを各天体で抽出・モデル化し、同じパラメータをもつ放射成分を図 2 の灰色線のように前述した

銀河団からの放射モデルに加えることで、バックグラウンドの寄与を考慮した。このときバックグラウンド放射の成分として、天の川銀河のハロー、局所高温バブル、宇宙 X 線背景放射、OI 輝線 (Sekiya et al. 2014)、検出器由来の輝線、そして宇宙線を仮定している。OI 輝線には Gaussian モデル、PN 検出器のデータに対して宇宙線の放射には power law モデルを用い、その他の成分のモデルとパラメータは Leccardi & Molendi (2008) を参照した。

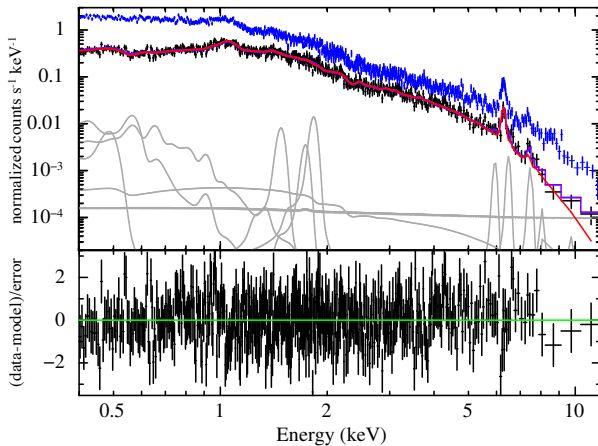


図 2: Abell 1795 の 0"–20" の領域のスペクトル (黒: MOS、青: PN)。誤差の範囲は 68 %。実線はそれぞれ銀河団ガスの放射モデル (赤)、バックグラウンドの放射モデル (灰色)、全モデルの和 (紫)、下段のデータ点はモデルとの残差を表している。また図が煩雑になることを防ぐため、モデルと残差は MOS の結果のみ示している。

3.2 鉄/水素個数比の分布

3.1 節で述べた放射モデルを用いて、各天体・各半径での X 線スペクトルを XSPEC ver12.1.0 を用いてフィットしたところ、全てのスペクトルが図 2 の下段に示したようによく再現された。各銀河団について、得られた鉄/水素個数比の分布を図 3 に示す。鉄/水素個数比は $\sim 0.4 r_{500}$ より外側では誤差が大きいものの、 r_{500} で規格化した半径で赤方偏移による違いは見られなかった。

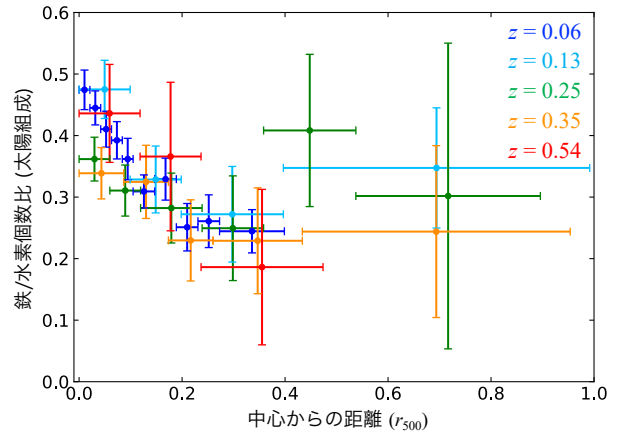


図 3: 銀河団ガス中の鉄/水素個数比の分布。データ点の色の違いは天体の違いを表しており、それぞれの天体の赤方偏移の値を図中に示した。

4 Discussion

図 4 は今回解析した 5 天体の $0 - 0.15 r_{500}$ の領域における鉄/水素個数比と赤方偏移の関係を Ettori et al. (2015) と比較した結果である。本研究では鉄/水素個数比は赤方偏移によらず一定となり、赤方偏移が大きいほど鉄/水素個数比が小さくなる Ettori et al. (2015) と異なる結果となった。

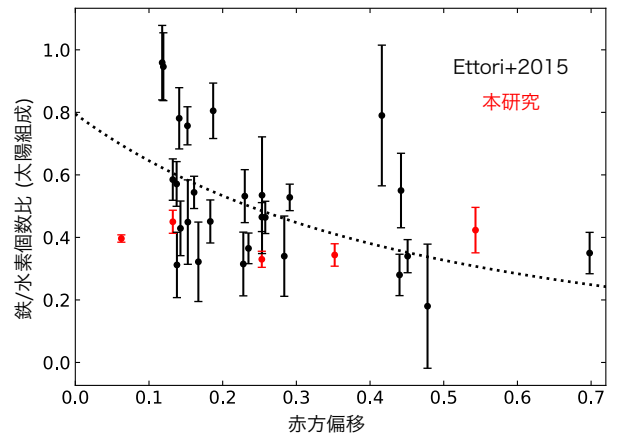


図 4: $0 - 0.15 r_{500}$ の領域の鉄/水素個数比と赤方偏移の関係。赤のデータ点は本研究、黒のデータ点と点線はそれぞれ Ettori et al. (2015) での値と best fit line を表している (論文の値の誤差は 68 %であるが、比較のため 1.3 倍した値を用いている)。

ここで鉄/水素個数比とガス質量の分布から鉄の質量分布を推定した結果を図5に示す。先行研究で鉄/水素個数比に赤方偏移依存性が見られた $0-0.15 r_{500}$ の領域の鉄の質量は $0-r_{500}$ の領域の約 $5\sim 6\%$ であり、 $0-0.15 r_{500}$ の領域での研究は銀河団全体の鉄の合成史の研究には適さないことがわかった。

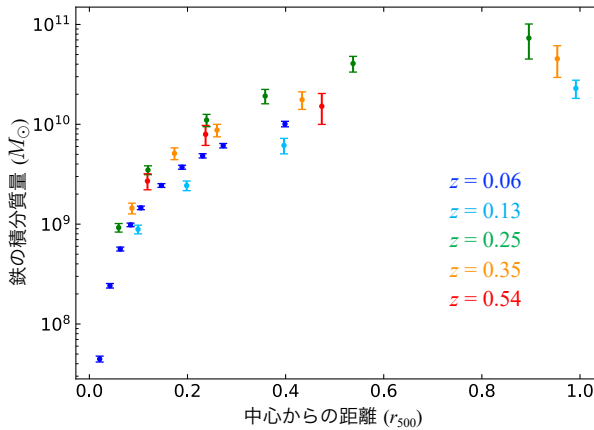


図 5: 銀河団ガス中の鉄の積分質量分布。データ点の色の違いは図 3 と同様。

一方、 r_{500} までの重力質量 M_{500} は銀河団の規模を表す。今回解析した銀河団 ($0.13 < z < 0.54$, Abell 1795 は除く) において r_{500} までの鉄の質量と M_{500} の比を求め、 M_{500} との関係近傍銀河団 ($0.01 < z < 0.18$, Hirai 2019) と比較したところ図 6 のようになり、赤方偏移による違いは見られなかった。さらに現在の Ia 型超新星爆発の発生率 ($0.18/100 \text{ year}/L_{\odot, B}$) のまま宇宙年齢を経過したと仮定し、鉄の質量と M_{500} の比を推定した。一回の Ia 型超新星爆発で合成される鉄の質量の値は Iwamoto et al. (1999) を参照し、銀河光度が M_{500} の $1\sim 2\%$ 程度であること (Hirai 2019) を用いて鉄の質量と M_{500} の比の予測値を計算したところ 6×10^{-6} となり (図 6 の橙の実線)、実際の観測値の 10% に満たないことがわかった。したがって、現在の Ia 型超新星爆発の発生率では $z < 0.5$ に存在するほどの鉄を合成することができず、 $z \gg 0.5$ に Ia 型超新星爆発によって鉄が合成されたと考えられる。

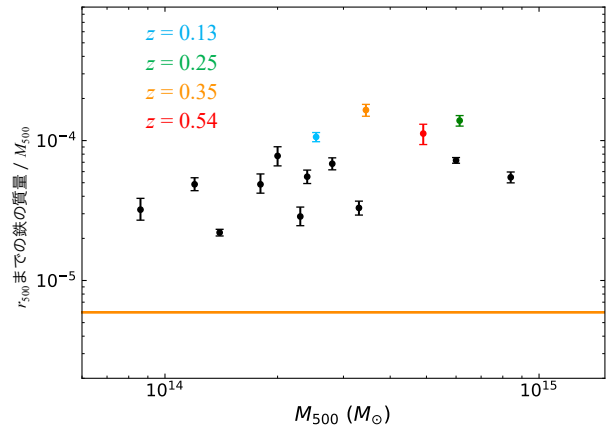


図 6: M_{500} と鉄の質量と M_{500} の比の関係。データ点の色の違いは図 3 と同様。黒は近傍銀河団の値 (Hirai 2019)、橙の実線は現在の Ia 型超新星爆発率を仮定した時の値を表している。

Reference

- 天海 公志 2018, 修士論文, 東京理科大学
- 平井 真一 2019, 修士論文, 東京理科大学
- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *GeoCoA*, 53, 197
- Ettori, S., et al. 2015, *A&A*, 578, A46
- Iwamoto, K., et al. 1999, *ApJS*, 125, 439
- Leccardi, A., & Molendi, S. 2008, *A&A*, 486, 359
- Maughan, B. J., et al. 2008, *ApJS*, 174, 117
- Sato, K., et al. 2007, *ApJL*, 667, L41
- Sekiya, N., et al. 2014, *PASJ*, 66, L3.
- Tozzi, P., et al. 2003, *ApJ*, 593, 705

a12

すばる超広視野観測で解き明かす大規模構造形成と銀河進化
東北大学理学研究科天文学専攻
山本 直明

すばる HSC で探る、銀河団の進化段階と内部の銀河の星形成活動

山本 直明 (東北大学理学研究科天文学専攻)

Abstract

近傍宇宙の観測によると銀河の特性(色、年齢、形態など)は、銀河がどのような周辺環境にいるかによって大きく異なっている。これらの銀河の環境依存性の起源や進化を過去に遡って調べていくことは、銀河の形成進化の歴史を辿る上で非常に重要なテーマである。これまで環境効果が最も顕著に現れる銀河団を探す様々な試みがなされてきた。しかし遠方銀河団のサンプル数も少なく統計的に調べられてきた例は少ないという問題や、形成から十分に時間の経った銀河団が見つかるバイアスがあるという問題があった。そこで私たちは従来よりも視野が広く深い観測データのある、すばる広視野撮像装置 HSC に着目した。この装置は一つの視野で宇宙の大規模構造や数多くの銀河団を効率よく捉えることができる、銀河団探索に適したユニークな装置である。私たちは HSC の 4 年に渡るレガシーデータ (HSC-SSP) を使って前人未至の銀河団サーベイを行った。私たちは 2 種類の銀河を手掛かりに銀河団サーベイを行った。一つ目は Red sequence survey である。これは従来行われてきた探索方法に近い方法であり、赤く古い銀河の高密度領域を見つけることができる。二つ目は Blue cloud survey であり、青く若い輝線銀河の高密度領域を見つけることができる。サーベイの結果、合計 285 個の様々な進化段階の銀河団候補を見つけることに成功した。さらに Blue cloud survey で見つかった銀河団候補の中で、輝線銀河が多く群れている領域を Blue dominated cluster と命名し、赤い銀河と青い銀河どちらも群れている領域を Dual cluster と命名した。銀河の色等級図や光度関数によると、Blue dominated cluster では明るい側にも赤い銀河が分布しているが、Dual cluster では赤い銀河が暗い側にまで分布していることが確認できた。私たちの結果は、明るく重い銀河が先に進化し、暗く軽い銀河ほど遅れて進化する「ダウンサイジング」のシナリオと一致する。最後にこのプロジェクト (HSC²) とすばる次世代多天体分光装置の PFS との関わりについても触れる。

1 Introduction

近傍宇宙の観測によると、銀河の特性(色、明るさ、形態、年齢など)は銀河の周辺環境に大きく依存していることが知られている。例えば、銀河団のような高密度環境では赤く進化の進んだ銀河が多くいることが知られている [1]。この関係がいつどのように起こり、その後どのように発展していったのかを観測することは、銀河進化の研究において極めて重要なテーマである。特に星形成最盛期 ($z=2-3$) は、近傍銀河の示すハッブル系列や、銀河団をはじめとする周辺構造が大きく変化した時代であるため、その時代の銀河の性質とその環境依存性を調べることは極めて重要である [2]。

環境効果が顕著に現れる銀河団を探す試みは数多くなされてきた。X 線観測により非常に高温な銀河団ガスを捉えることでおよそ $z=1$ までの遠方銀河団を

探すことができる [3]。SZ 効果により X 線観測より遠くの銀河団を見つけられる [4]。他にも電波銀河周りの銀河に密度超過が見られることや [5]、SpARC サーベイのような銀河団は赤い銀河が数多く群れていることなどを使って、様々な銀河団探索が行われてきた [6]。

しかしながら、これらの探索方法には大きく二つの問題点があった。一つ目は上記述べた銀河団探索方法では、形成から比較的時間がたった銀河団が見つかるというバイアスがあるという点である。二つ目は遠方銀河団自体のサンプル数が少なく統計的に調べられてきた例が少ないという問題点があった。

そこで我々は広視野かつ深い観測データがある HSC-SSP に着目し、 $z=0.5-1.5$ の時代の銀河団サンプルを大量に構築するプロジェクトを行った。ここでは二つのサーベイが行われた。一つ目は Blue cloud サーベイ

である。星形成銀河の出す輝線を狭帯域フィルターで捉え星形成銀河の密度超過領域を探索するサーベイである。二つ目は Red sequence サーベイである。広帯域フィルターを用いて銀河を色選択し、星形成を終えた赤い銀河を中心に探索するサーベイである。これら二つの探索法を、HSC-SSP のデータを利用して行うため *HSC*² (*Hybrid Search for Clusters with HSC*) と呼ぶ。

これまで SSP の DR1 のデータを使って Blue cloud サーベイでは 86 個、Red sequence サーベイでは 199 個の銀河団候補を発見されている。同じ赤方偏移で二つサーベイでの銀河団候補領域を比較すると、Blue cloud サーベイで発見された銀河団候補の中には、輝線銀河が非常に支配的に群れているものも見つかった。このような銀河団を Blue dominated cluster とし、このサーベイで見つかった残りの銀河団を Dual cluster と定義した。

本研究では、*HSC*² プロジェクトの Blue cloud サーベイで見つかった銀河団候補領域において、銀河団の進化段階がそのメンバー銀河の性質とどのような関係があるのかについて光度関数や Main sequence diagram などを用いて調べた。

2 Data and Methods

2.1 HSC-SSP

すばる望遠鏡の戦略的プログラムである、HSC の大規模撮像サーベイ (PI: Satoshi Miyazaki) は、2014 年から 5 年間で約 300 晩の観測を予定している。観測の深さや広さに応じて HSC-Wide, Deep, Ultra-Deep の三種類に分かれている。使用されている広帯域フィルターは g , r , i' , z' , y バンドであり、また Deep, Ultra-Deep では、狭帯域フィルター (NB0816, NB0921, NB101) が使われている [7]。データリリースは DR1、測光赤方偏移は photoz mizuki の結果を利用した [8]。

2.2 銀河団探索法について

Red sequence サーベイでは、色等級図上で Red sequence 上に分布する赤い銀河の高密度領域を見つけるために、赤方偏移に応じて銀河の色選択を行う必要性がある。今回使用した種族合成モデルは Kodama & Arimoto 1997[9] である。測光赤方偏移が 0.8-0.9 の天体で使用した色選択、等級の基準は以下の通りである。

$$r - i' > 1.1 \quad (1)$$

$$r - z' > 1.7 \quad (2)$$

$$z' < 23.7 \quad (3)$$

一方、Blue cloud サーベイでは、星形成が活発な青く若い銀河を選択するために、Hayashi et al. 2018 の line emitter catalog を使用した。これは HSC-SSP の photoz, 銀河の色, NB excess を元に、各 redshift の emitter catalog[10] が作成されている。このカタログから cmodel における nb921 の等級が 24.5 等より明るいものを選び高密度領域の探索に用いた。

2.3 fixed aperture method

色選択された銀河団の高密度領域を以下のようにして探索した。まず、ある半径の aperture を観測領域に隙間なく敷き詰め、各 aperture 内にある銀河の個数を数えた。次に、aperture 内に含まれる銀河の平均の個数とその分散を求めた。そして、3sigma 以上に対応する aperture 内の銀河の座標の重心を繰り返し求め、新しい高密度領域の中心とした。重心を求める作業は収束するまで行い、最後に高密度領域間の重複を最後に取り除いた。この時の aperture の半径は、銀河団成長のシミュレーション (Chiang et al. 2013)[11] に基づき、 $z=0$ で十分に発達した銀河団になるであろう銀河団半径を使った。

3 Results

3.1 光度関数

最初に赤い銀河の光度関数を作成し、Blue dominated cluster と Dual cluster でのメンバー銀河の環境依存性を調べた。横軸が cmodel の z'band 等級である。正確に測光赤方偏移を見積もることが難しいので、photoz で銀河を選択すると実際のメンバー銀河の赤方偏移に対して広い範囲で天体を取ってくることになる。銀河団領域は銀河団と前景・後景のフィールド銀河の重ね合わせであるので、Field subtraction を行うことで統計的な差し引きを行う。フィールド銀河の個数密度に銀河団領域の面積をかけ、フィールド銀河がどれだけ含まれているかを見積り、それらを差し引くことによって銀河団領域の光度関数を作成した。この時、フィールド領域は Blue cloud survey, Red sequence サーベイどちらでも 2σ 以内の領域と定義した。

二つを比較すると、Blue dominate cluster は Dual cluster に比べて、赤い銀河の個数密度が少ない結果となった。また Blue dominated cluster は特に明るい側に赤い銀河が多く存在するが、Dual cluster は Blue dominated cluster と比べて暗い側にまで分布していることが確認できた。

3.2 Main sequence diagram

次に輝線銀河に関して Main sequence diagram における環境依存性についても調べた。星形成率は O3 から算出し、ダストの減光補正は Calzetti et al. 2000[12] を使用した。また τ は photoz mizuki のアウトプットのものを利用した。

4 Discussion

4.1 Giant-Middel-Dwarf ratio

赤い銀河の光度関数をより定量的に議論するために、Giant-Middel-Dwarf ratio という量を用いる。これは等級の明るい順にそれぞれ Giant, Middle,

Dwarf と定義し、それらの個数の比で表す量である。今回は $N(\text{Giant})/N(\text{Middle})$, $N(\text{Dwarf})/N(\text{Middle})$ と定義し、銀河団の進化段階による依存性を調べた。その結果、Dual cluster の方が、どちらの比もより大きいことが分かった。これは Blue dominated cluster のような比較的若い銀河団では、環境効果も効きにくい環境であることが示唆される。星質量の大きく明るい銀河が先に Quench して赤い銀河になっているが、銀河団の進化が進むにつれて、ICM による星形成に使うガスの剥ぎ取り (ram pressure stripping) や冷たいガスの供給が少なくなること (starvation) や、銀河の合体や相互作用 (merger, galaxy interaction) など環境による効果を受けやすくなり、星質量の小さい satellite 銀河が Quenching していくのだろう。また $N(\text{Giant})/N(\text{Middle})$ の値も Dual cluster の方が大きくなっていることから、Giant に属するような特に重い銀河は、major merger や minor merger を繰り返し、赤く重い銀河が増えていくのだろう。先行研究では銀河の密度超過で環境が定義されているものの、同じような 'down-sizing' の傾向が確認されている (Tanaka et al. 2005) [13]。本研究でも Blue dominated cluster, Dual cluster の順番で銀河の個数密度が大きくなっているため、リッチネス (銀河団の質量, メンバー銀河数など) が星形成活動の quenching に影響を与えているのだろう。また星形成銀河が多い「青い銀河団」では、進化段階がまだ若く、ダウンサイジングの遅れとも関係していることが分かる。

4.2 Main sequence diagram

次に Main sequence diagram に関して、Main sequence と銀河のズレから環境依存性について議論を進める。今回使用した MS はフィールドから導出した直線である。この直線から 0.5 [dex] より高い値ところに分布している星形成銀河を Star-burst phase とし、低い銀河を Quenching phase の銀河と定義した。そして MS からのズレをヒストグラムにして、環境による違いを調べた。KS テストによると、どのヒストグラム同士でも優位な差が見られないことが分かった。

これは Quenching のタイムスケールが非常に短いことが示唆される。Koyama et al. 2013 では、狭帯域フィルターで選択された銀河団や一般フィールドを比較していたが、銀河の Quenching のタイムスケールが短いため、星形成銀河に着目して環境依存性を調べても優位な違いが見られないことが主張されている [14]。

- [9] Kodama & Arimoto 1998, AA, 334, 99
- [10] Hayashi et al. 2018, PASJ, 70, 17
- [11] Chiang et al. 2013, ApJ, 779, 127
- [12] Calzetti et al. 2000, ApJ, 533, 682
- [13] Tanaka et al. 2005, PASJ, 362, 268
- [14] Koyama et al. 2013, MNRAS, 434, 423

5 Conclusion

従来にないほど深く、広い HSC-SSP の狭帯域フィルターや広帯域フィルターのデータを用いることで、赤い銀河団候補や星形成銀河の銀河団候補を数多く見つけることができた。特に Blue cloud サーベイでは、これまで見つかっていない星形成銀河だけが非常に支配的に群れている領域が見つかった。赤い銀河の割合を使うことで、Blue dominated cluster と Dual cluster に分け、銀河団の進化段階による光度関数や Main sequence diagram の違いを調べた。down-sizing や Quenching のタイムスケールが短いことが確認できた。今後は特に星形成銀河を分光観測することで、銀河団の同定作業を行っていく。さらに分光データから銀河団の力学的な状態（力学的質量、降着状態）や、過去の星形成史の歴史を金属量から解き明かす予定である。さらに星形成銀河だけではなく、星形成を終えた赤い銀河や E + A の銀河についても調べ、Quenching のタイムスケールを吸収線の解析から明らかにしていく。

Reference

- [1] Dressler et al. 1980, ApJ, 236, 351
- [2] Hopkins Beacom 2006, ApJ, 651, 142
- [3] Snowden et al. 2008, AA, 478, 615S
- [4] Strazzullo et al. 2019, AA, 622, 117
- [5] Hatch et al. 2011, MNRAS, 410, 1537
- [6] Muzzin et al. 2012, ApJ, 746, 188
- [7] Aihara et al. 2018, PASJ, 70, 8
- [8] Tanaka et al. 2015, ApJ, 801, 20

a13

z ~ 1 銀河団の最新観測で探る 銀河降
着過程と星形成活動の関係
東京大学大学院 理学系研究科
朝野 哲郎

$z \sim 1$ 銀河団の最新観測で探る銀河降着過程と星形成活動の関係

朝野 哲郎 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

東京大学アタカマ天文台 (TAO) に搭載予定の近赤外撮像分光装置 SWIMS の試験観測が 2018 年 5 月と 2019 年 1 月にすばる望遠鏡で実施された。そこで取得された $z = 0.92$ の銀河団 (Cl1604-D) の狭帯域撮像データの解析を行ったところ、銀河団内に 17 個の H α 輝線銀河 (HAE: H α Emitter) が発見された。さらに、Cl1604-D 銀河団は、HSP-SSP の wide 領域にも含まれていて、先行研究 (ORELSE サーベイ) の中で取得された中間赤外の撮像や分光赤方偏移などのデータも揃っている。この豊富なデータセットを組み合わせると銀河の性質を様々な観点 (星形成活動の激しさやダスト減光量、形態など) から調べたところ、SWIMS の観測で見つかった HAE の多くが、銀河団中心部へ落下中のグループを形成しており、このグループ内には高光度赤外線銀河 (LIRG) などスターバースト銀河やマージャー・相互作用銀河も多く見られることがわかった。これらの結果は、銀河団では銀河合体や活発な星形成を経て星形成銀河から静的な銀河への遷移が起こること示唆していて、さらに銀河団の inside-out 的星形成シナリオとも整合的である。

1 Introduction

銀河の性質は周囲の環境に依存し、この事実は銀河の「環境効果」としてよく知られている。特に近傍宇宙の銀河団は強い環境効果が見られる領域であり、そこでは星形成を止めた早期型銀河が支配的である。一方で、遠方宇宙の観測によって過去に遡ると銀河団内でも多くの星形成銀河が見つかり、 $0 \lesssim z \lesssim 1$ の間に活発な星形成銀河が支配的な銀河団から静的な銀河が支配的な銀河団への遷移が起こったはずである。

近年の研究からは、こうした銀河団の進化の歴史が次第に解明されつつあり、例えば、MAHALO-Subaru (Mapping H-Alpha and Lines of Oxygen with Subaru; Kodama et al. 2013) では時間とともに銀河団の内側から外側へと星形成が止まって行く様子が観測されている。この inside-out 的 quenching は、銀河合体によるスターバーストや銀河団ガスのラム圧によるガスの剥ぎ取りなどの物理過程を経て起こると思われるが、その詳細については詳しくは解明されていない。

本研究で我々は $z = 0.92$ の銀河団 Cl1604-D に着目した。Cl1604-D 銀河団は、 $z \sim 1$ の超銀河団 Cl1604 (図 1) の一部であり、ORELSE (Observation of Redshift Evolution in Large-Scale Environments;

Lubin et al. 2009) のなかで精力的に観測されてきた。すでに、Spitzer/MIPS-24 μ m や HST/ACS の撮像データ、分光赤方偏移などが揃っているため様々な観点から銀河団銀河の性質を調べることができる。さらに、本研究では狭帯域撮像によって、星形成銀河のトレーサーである HAE の無バイアスサンプリングを行った。

2 Data and Observations

2.1 NIR Imaging

我々は、2018 年 5 月 31 日と 2019 年 1 月 24 日に近赤外の J (中心波長: 1.25 μ m, WFHM:0.16 μ m) と NB1261 (中心波長:1.261 μ m, FWHM:0.012 μ m) で撮像観測を行った。NB1261 フィルターは $z = 0.92$ の天体からの H α 輝線に対応している。各バンドの 3σ 限界等級は、J: 24.2mag と NB1261: 23.6mag であった。

2.2 Existing Data

本研究では、近赤外での撮像データに加えて、先行研究から主に分光赤方偏移と Spitzer/MIPS-24 μ m の

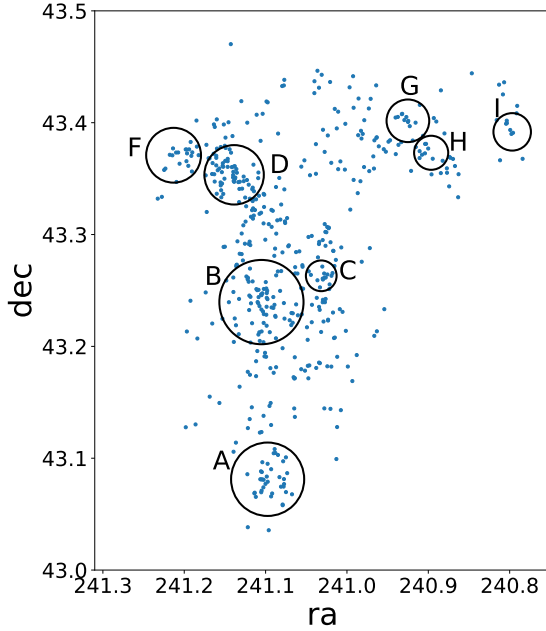


図 1: Cl1604 超銀河団。0.84 < z < 0.96 の範囲の分光確認された銀河の空間分布。図中の円は超銀河団に含まれる銀河団 (A、B、D) と銀河群 (C、F、G、H、I) のビリアル半径を表している。座標と赤方偏移のデータは、Lemaux et al. (2012) と Tomczak et al. (2017) より。

中間赤外の測光、HST/ACS の撮像データを用いた。これらのデータに関しては、Tomczak et al. (2017, 2019); Pelliccia et al. (2019) を参照。さらに、HSC-SSP カタログから *grizy* の可視光の測光データと SED-fitting によって推定された星質量とダスト減光量を使用している。

3 Analysis

J と NB1261 の 2 バンドでの測光データを用いてエミッターを抽出するために J 対 J -NB1261 の色等級図 (Figure 5 in Asano et al. in prep.) を使用した。 J -NB1261 の色指標は J と NB1261 バンドでのフラックス密度比に対応するため、NB1261 に対応する輝線天体は、系統的に J -NB1261 の色が赤くなる。この特性から十分に色が赤い天体を NB1261 エ

ミッターとして選ぶことができる。具体的には、 J と NB1261 のそれぞれの 3σ 限界等級よりも明るい天体の内、 J -NB1261 が 3σ エラーと 0.25 の両方より大きいものを NB1261 エミッターとして選択した。ただし、この NB1261 エミッターは、必ずしも $z = 0.92$ の HAE ではなく、別の赤方偏移にある別の輝線天体 (e.g. $z = 1.5$ の [OIII] など) の可能性がある。そこで、spec- z カタログと比較することで最終的に 17 個の HAE が銀河団内に見つかった。

次に、HAE に対して J と NB1261 でのフラックス密度 f_J と f_{NB} から

$$F_{H\alpha+[NII]} = \Delta_{NB} \frac{f_{NB} - f_J}{1 - \Delta_{NB}/\Delta_J} \quad (1)$$

の関係式を使って、輝線フラックス ($F_{H\alpha+[NII]}$) を求めた。ただし、 Δ_J と Δ_{NB1261} は各フィルターの FWHM である。また、 $F_{H\alpha+[NII]}$ に対する $H\alpha$ に隣り合った輝線である [NII] の contamination を 30% (Tresse et al. 1999) と仮定して [NII] の寄与を差し引いた。

最後に、ダスト減光補正を行った後に、Kennicutt (1998) の星形成率 (SFR)- $H\alpha$ 輝線光度 ($L_{H\alpha}$) の関係:

$$\frac{\text{SFR}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} = 7.9 \times 10^{-42} \frac{L_{H\alpha}}{\text{erg s}^{-1}}. \quad (2)$$

星形成率を求めた。さらに、Kocevski et al. (2011) による中間赤外の撮像データと Tomczak et al. (2017) による SED-fitting から求められた紫外線のフラックスを使って SFR(IR+UV) を

$$\frac{\text{SFR}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} = 2.5 \times 10^{-44} \frac{L_{IR} + 2.2L_{UV}}{\text{erg s}^{-1}} \quad (3)$$

と計算した (Bell et al. 2005)。ただし $L_{UV} = 1.5\nu l_{\nu,2800}$ かつ $l_{\nu,2800}$ は静止系 2800 Å での光度。

4 Results

4.1 Colors and Magnitudes

SWIMS と HSC のデータから J 対 $r - J$ の色等級図 (Figure 6 in Asano et al. in prep.) を描き、銀河団メンバーの測光的性質を調べたところ、次のような傾向が見られた。1. LIRG (Luminous InfraRed

Galaxy: $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$) は系統的に色が赤く、dusty starburst であると考えられる。2. HAE は LIRG に比べると青い傾向が見られるが、一部は red sequence に侵入するほど強く赤化している。

また、先行研究の中で行われていた SED-fitting の結果を用いて描いた銀河団の静止系での UVJ 図 (Figure 7 in Asano et al. in prep.) でも、同様の傾向が見られるとともに、全ての HAE と LIRG の大部分が星形成銀河に分類されていた。

4.2 Star-forming Main Sequence

星質量-星形成率図 (Main-sequence diagram) 上では、LIRG と HAE の星形成モードの違いが、より顕著に現れている (Figure 8 in Asano et al. in prep.)。SFR($H\alpha$) を用いた Main-sequence diagram 上では、HAE は赤外光度に依存せず、概ね $z \sim 0.95$ の Main sequence と整合的である。一方で、SFR(IR+UV) を用いた場合には、LIRG でない HAE が平均的には普通の星形成レベルであるのに対して、LIRG はほぼ全てスターバースト級の星形成率を示している。この結果からは、HAE が普通の星形成銀河からスターバーストまでをトレースし、LIRG はスターバースト (最も強くダストの減光を受けて、 $H\alpha$ 輝線が受かっていないものまで) をトレースすることがわかる。また、HAE であっても赤外で明るいものに関しては、強く減光を受けるため、ダストの減光量が過小評価されている。

4.3 Structure of Cl1604-D

はじめに、銀河団内での星形成銀河の空間分布を調べる。LIRG と HAE、その他の銀河団メンバーの天球上での空間分布を描くと、銀河団内でそれらの棲み分けがあることがわかった (Figure 10 in Asano et al. in prep.)。銀河団中心部 ($r < 0.4r_{\text{vir}}$) には、LIRG も HAE も見られず、ここではすでに星形成が quenching していることがわかる。これ以降、この領域を銀河団コアと呼ぶ。一方で、銀河団の中心から南西方向へと繋がるフィラメント上に星形成銀河 (LIRG と HAE の両方) が集まっている領域があり、以下ではこの領域を SW グループと呼ぶ。また、銀

河団の北東にも LIRG がクランプを形成している領域が見られ、ここを NE グループと呼ぶことにする。

次に、上で選んだ3つの領域 (銀河団コア、SW グループ、NE グループ) が位相空間図 (横軸に天球面に射影した銀河団中心からの距離 r 、縦軸に銀河団メンバーの赤方偏移の中央値から測った視線速度 Δv をとってプロットしたもの; Figure 11 in Asano et al. in prep.) でどこに位置しているかを調べる。銀河団コアは、比較的大きな速度分散を持っていて、ピリアル化している銀河の集団であると思われる。SW グループの銀河は、銀河団の重心速度からの系統的なオフセットがあり、集団として銀河団中心部に落下していることがわかる。NE グループの銀河は $\Delta v \sim 0$ であったが、グループの銀河がほぼ同じ視線速度を共有していることからこれもクランプを形成したまま銀河中心へ落下中の集団であると考えられる。

5 Discussion and Conclusion

上で見たように、銀河団への降着段階にあるクランプに含まれる銀河で活発に星形成が起こっていることがわかった。ここでは、このような活発な星形成が何によって引き起こされているのかを議論する。Kocevski et al. (2011) の HST の撮像データから合体・相互作用銀河を選別し、銀河団コア、SW グループ、NE グループの各領域でその割合を計算すると、銀河団コアでは、銀河感相互作用は見られなかった。これは、銀河団コアでは速度分散が大きいためだと考えられる。一方で、SW グループと NE グループでは、それぞれ $\sim 20\%$ 、 $\sim 50\%$ の銀河で合体・相互作用の兆候が見られていて、マージャーが星形成のトリガーの一つであることが示唆される。

また、平均 specific star formation rate ($\langle \text{SSFR} \rangle$) を系に含まれる銀河の星形成率の和を星質量の和で割ったもの:

$$\langle \text{SSFR} \rangle = \frac{\sum \text{SSFR}}{\sum M_{\star}} \quad (4)$$

として定義すると、SW グループでは $\langle \text{SSFR} \rangle = 14 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$ 、NE であり $\langle \text{SSFR} \rangle = 5.5 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$ であった。SW グループの方が NE グループよりも $\langle \text{SSFR} \rangle$ が大きく、合体・相互作用銀河の割合とは逆

の傾向が見られた。これには、いくつか原因が考えられるが、位相空間図での分布から NE グループは SW グループよりも早い時期に銀河団へ落下してきたと推定されることから、すでに quenching が始まっている可能性がある。

この銀河団で見られている星形成活動性に依る銀河の棲み分けは、銀河団での inside-out 的星形成シナリオと整合的である。最も早い時期に銀河団に降着してきて現在は銀河団中心部の高密度領域にある銀河 (銀河団コア) は、すでに銀河団ガスのラム圧によるガスの剥ぎ取りが起こっているため星形成活動は見られていないと考えられる。一方で、銀河団の中間密度領域にある銀河団中心部へ落下中の銀河 (SW グループ、NE グループ) では、銀河合体などを経て活発な星形成が起こっているが、これらも後の時代にガスの剥ぎ取りなどによる星形成の停止や形態の変化が起こるはずである。

Reference

- Bell, E. F., Papovich, C., Wolf, C., et al. 2005, *ApJ*, 625, 23, doi: [10.1086/429552](https://doi.org/10.1086/429552)
- Kennicutt, Robert C., J. 1998, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 36, 189, doi: [10.1146/annurev.astro.36.1.189](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.36.1.189)
- Kocevski, D. D., Lemaux, B. C., Lubin, L. M., et al. 2011, *ApJ*, 736, 38, doi: [10.1088/0004-637X/736/1/38](https://doi.org/10.1088/0004-637X/736/1/38)
- Kodama, T., Hayashi, M., Koyama, Y., et al. 2013, in *IAU Symposium*, Vol. 295, *The Intriguing Life of Massive Galaxies*, ed. D. Thomas, A. Pasquali, & I. Ferreras, 74–77
- Lemaux, B. C., Gal, R. R., Lubin, L. M., et al. 2012, *ApJ*, 745, 106, doi: [10.1088/0004-637X/745/2/106](https://doi.org/10.1088/0004-637X/745/2/106)
- Lubin, L. M., Gal, R. R., Lemaux, B. C., Kocevski, D. D., & Squires, G. K. 2009, *AJ*, 137, 4867, doi: [10.1088/0004-6256/137/6/4867](https://doi.org/10.1088/0004-6256/137/6/4867)
- Pelliccia, D., Lemaux, B. C., Tomczak, A. R., et al. 2019, *MNRAS*, 482, 3514, doi: [10.1093/mnras/sty2876](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2876)
- Tomczak, A. R., Lemaux, B. C., Lubin, L. M., et al. 2017, *MNRAS*, 472, 3512, doi: [10.1093/mnras/stx2245](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2245)
- . 2019, *MNRAS*, 484, 4695, doi: [10.1093/mnras/stz342](https://doi.org/10.1093/mnras/stz342)
- Tresse, L., Maddox, S., Loveday, J., & Singleton, C. 1999, *MNRAS*, 310, 262, doi: [10.1046/j.1365-8711.1999.02977.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02977.x)

a14

$z \sim 2$ における原始銀河団コアの探査と
メンバー銀河の性質
東京大学大学院 理学系研究科
安藤 誠

$z \sim 2$ における原始銀河団コアの探査とメンバー銀河の性質

安藤 誠 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

本研究では、原始銀河団に属するうち最も重いダークマターハロー (DMH) を原始銀河団コアと呼称し、 $z \sim 2$ の COSMOS 領域で探査した。COSMOS 領域に存在する $\log(M_*/M_\odot) \geq 11.0$ を満たす非常に重い銀河が、DMH の質量進化から予想される原始銀河団コアの大きさに相当する距離に複数存在する領域をコア候補とみなし、これらと $10.2 < \log(M_*/M_\odot) < 11.0$ の銀河との相互相関を用いたクラスタリング解析を行うことによって、コア候補の DMH 質量を推定した。その結果、コア候補の DMH 質量は $\gtrsim 2.5 \times 10^{13} M_\odot$ であり、Extended Press-Schechter モデルを用いた計算から、コア候補は $z=0$ までに銀河団の典型的質量である $10^{14} M_\odot$ に進化できることが確かめられた。今回探し出した原始銀河団コアの周辺に存在する銀河の星質量関数を調べると、フィールド銀河に比べて相対的に重い銀河が多いことがわかった。さらに星形成を止めた銀河の割合は、フィールド銀河に比べて 3 倍程度高いこともわかった。星質量関数や星形成活動にみられたこのような傾向は、低赤方偏移の成長した銀河団に属する銀河の性質と類似している。したがって、原始銀河団コアに属する銀河には、 $z \sim 2$ という比較的高赤方偏移において既に銀河団環境の影響を受けていると考えられる。

1 背景

Λ CDM 宇宙論による構造形成では、初めに小さな構造が形成され、それらが降着や合体などを通じて成長することでより大きな構造が形成されていく。その中でも現在の宇宙に存在する最大の構造は銀河団であり、銀河団の成長過程を知ることは宇宙の構造形成を理解する助けとなる。

さらに、銀河団は銀河進化を理解する上でも非常に重要な対象である。銀河の星形成活動や形態といった性質は周囲の銀河数密度などの環境に依存していることが知られているが (e.g. Dressler et al. (1980))、銀河団は宇宙で最も物質密度の高い領域であるため、銀河進化の環境依存性が顕著に現れる領域だからである。近傍の銀河団では、メンバー銀河のほとんどが星形成を止めており、楕円銀河となっている。一方で、このような銀河団銀河に特有の性質がいつ・どのように生じたのかを理解するためには、より高赤方偏移の宇宙で銀河の性質を調べなければならない。

$z \gtrsim 2$ では、 $z=0$ までに銀河団の一部となる領域のほとんどはまだ緩和しておらず、既に緩和した一部の重い DMH を含む、 ~ 10 Mpc にわたって広がった構造として存在している。このような高赤方偏移

に存在する銀河団の祖先を原始銀河団と呼ぶ。原始銀河団の中でも最も重い DMH、すなわちコアは原始銀河団の中で最も早期に緩和する系である。Wang et al. (2016) で発見された $z \sim 2.5$ の銀河集団はコアの代表例であるが、そこでは星形成活動が極端に強められていることが示されている。また Muldrew et al. (2018) では、N 体シミュレーションと準解析的モデルを組み合わせることで、コアに属する銀河がそれ以外の銀河とは異なる作用を受けて星形成を止めることが示されている。このようにコアに属する銀河は特異な進化経路をたどると考えられるが、サンプル数はいまだ少なく、観測の面からコア進化の統一的な描像を得るには至っていない。

本研究の目的は、原始銀河団のコアを探査する新しい手法を開発し、そこに属する銀河の性質を明らかにすることである。このために本研究では DMH の質量進化に着目し、 $z=0$ までに十分銀河団に進化することが予想される重い DMH を $z \sim 2$ で同定することを目指した。本研究では flat な Λ CDM 宇宙論を仮定し、 $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ を採用する。また距離に言及する際、共同距離であるか物理距離であるかを明示する場合、cMpc、pMpc のように表記

する。

2 原始銀河団コア

銀河団は一般に「質量が $M_{\text{virial}} \gtrsim 10^{14} M_{\odot}$ まで成長したビリアル系」と定義される (Overzier 2016)。一方で銀河団の高赤方偏移における対応天体である原始銀河団については、その構造の大部分ははまだ緩和しておらず $\sim 10 \text{ Mpc}$ に広がっている。したがって銀河団の祖先である原始銀河団は、「 $z=0$ までにビリアル化して質量が $M_{\text{virial}} \gtrsim 10^{14} M_{\odot}$ となるが、いまだ全体は緩和していない系」と定義される。一方で、原始銀河団の中でも特に密度が高い領域では早期に重い DMH が誕生し、 $z \sim 2$ で既に $M_{\text{DMH}} \sim 10^{13} M_{\odot}$ に達するものも存在する。このような原始銀河団の中で最も重い DMH を原始銀河団のコアと呼称する。

DMH 進化の代表的なモデルである Extended Press-Schechter モデルによると、 $M_{\text{DMH}} \gtrsim 2 - 3 \times 10^{13} M_{\odot}$ の DMH は、典型的に $M_{\text{DMH}} \gtrsim 10^{14} M_{\odot}$ 程度の DMH に進化することが予想される。これは銀河団の DMH 質量に相当するため、 $z \sim 2$ で $M_{\text{DMH}} \sim 2 - 3 \times 10^{13} M_{\odot}$ を持つような重い DMH は、典型的には原始銀河団コアであるとみなすことができる。本研究では、このような DMH の質量進化の観点から、 $z = 0$ までに $M_{\text{DMH}} \gtrsim 10^{14} M_{\odot}$ となるような DMH を原始銀河団コアと定義する。

本研究では、以下のようなアイデアに基づいて原始銀河団コアを探す。アバンダンスマッチングなどの手法によると、 $M_{\text{DMH}} \gtrsim 10^{13} M_{\odot}$ の DMH にホストされる中心銀河は典型的に $M_{*} \gtrsim 10^{11} M_{\odot}$ の星質量を持つ (Behroozi et al. 2013)。しかし逆に、 $M_{*} \gtrsim 10^{11} M_{\odot}$ の銀河が属する DMH の質量範囲は $M_{\text{DMH}} \gtrsim 10^{12-14} M_{\odot}$ と幅広く、 $M_{*} \sim 10^{11} M_{\odot}$ のような重い銀河を見つけたからといって、必ずしもそれが原始銀河団コアに属しているとは限らない。そこでより重い系を見つけるために、 $M_{*} \gtrsim 10^{11} M_{\odot}$ の銀河が、典型的な原始銀河団コアの DMH の大きさに対して十分狭い領域に複数存在する領域をコアの候補とみなすことにする。このようにして見つけたコア候補が真に重い DMH に属しているかは、クラスタリング解析によって確かめる。より詳しい解析法は第 4 章「解析」で記述する。

3 サンプル

本研究では、COSMOS 領域における 2015 年版銀河カタログ (Laigle et al. (2016); 以下 L16 とする) を用いた。COSMOS 領域にはおよそ 2 deg^2 にわたる広いサーベイエリアにおいて、X 線から電波に至るまでの多波長の深い撮像データが蓄積されている。L16 カタログは COSMOS 領域において Subaru および UltraVISTA から得られた zYJKs-band のイメージから天体を検出し、各天体について近紫外線から近赤外線までの約 30 バンドに及ぶ深い撮像データを用いることで、星/銀河の分類、星質量や photometric redshift の計算などを行なっている。これらにより、L16 カタログには $1 < z < 6$ について 50 万個を超える銀河が含まれる。

本研究では、L16 カタログに含まれる銀河のうち、恒星などに対するマスクと UltraVISTA の観測領域を考慮した $\sim 1.58 \text{ deg}^2$ の領域に存在する銀河のみを用いた。また解析に用いる全ての天体を $\text{mag}(K_s) < 24.0$ を満たすものに限定した。これは L16 で用いている UltraVISTA のイメージには、観測が浅い領域 (3σ 限界等級: $\text{mag}(K_s) = 24.0$) と深い領域 (3σ 限界等級: $\text{mag}(K_s) = 24.7$) とが混在しているため、場所ごとに天体の絶対数にバイアスがかかることを回避するためである。

3.1 重い銀河

本研究で用いた重い銀河のサンプルは、 $M_{*} \geq 11.0$ かつ $1.5 \leq z \leq 3.0$ を満たすものである。選び出された重い銀河の総数は 1745 個である。これら重い銀河は全て十分に明るいため、今回の redshift 範囲でコンプライトなサンプルになっている。

3.2 銀河の星形成活動による分類

L16 カタログでは、NUV-r/r-J の二色図によって星形成銀河と非星形成銀河を分類している。この手法では、ダストを多く含む星形成銀河と非星形成銀河を混同することなく星形成/非星形成の分類を行うことができる。本研究では銀河の星形成活動と環境の関係を調べるために、この分類を用いた。

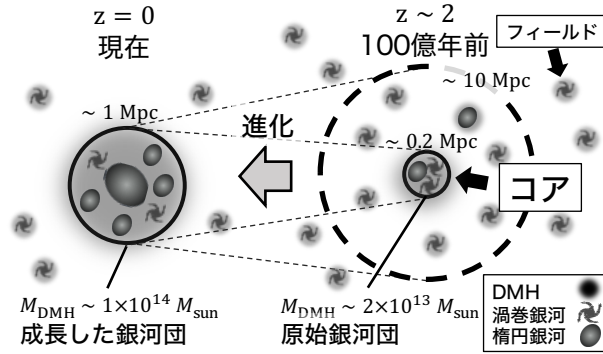


図 1: 銀河団進化の模式図。 $z \sim 2$ において銀河団は ~ 10 Mpc に広がった構造として存在する。そのうち $M_{\text{DMH}} \gtrsim 10^{13} M_{\odot}$ を持つような重い DMH であるコアは、 $z=0$ までに銀河団へと成長する。

4 解析

4.1 重い銀河のペア

原始銀河団のコアとみなせるような銀河のグループを探すために、以下のような手続きを行った。

1. ある銀河に着目し、その銀河を中心として半径 $\Delta\theta = 30''$ 、奥行き $\Delta z = 0.24$ の円筒内にある銀河 (「隣接銀河」と呼ぶ) を数える。
2. 隣接銀河の数が多い銀河から順に、中心銀河及びその隣接銀河をまとめて原始銀河団コア候補とみなす。複数のコア候補に属する可能性がある銀河については、よりメンバー数の多いものの方に属するものとする。
3. まとめたメンバー銀河の位置・redshift の平均を原始銀河団コア候補の位置・redshift とする。

ここで、半径 $\Delta\theta = 30''$ はコアに相当する重い DMH のビリアル半径が $\sim 0.2 - 0.3$ pMpc であること、あまり大きな半径では射影の効果によるコンタミネーションが増えることを考慮して設定した。また奥行き $\Delta z = 0.24$ はサンプル銀河が持つ redshift の不定性を考慮して設定したものである。

4.2 クラスタリング解析

クラスタリング解析は、天体の空間分布を定量化したものである二点相関関数を用いることで、天体

の背後に存在する DMH の質量を推定するための手法の一つである。本研究では、原始銀河団コア候補の DMH 質量を推定するためにこの解析を行った。

Landy & Szalay (1993) では、天体の角度二点相関関数 (自己相関関数) ω^{ACF} を求める方法として次のような推定式を提案している。

$$\omega^{\text{ACF}}(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)} \quad (1)$$

ここで、DD, DR, RR はそれぞれ、ある距離 θ だけ離れたデータ点とデータ点、データ点とランダム点、ランダム点とランダム点の (規格化された) ペアの数である。銀河の角度二点相関関数は power-law の関数形

$$\omega(\theta) = A_{\omega}\theta^{-\beta} + IC \quad (2)$$

でよく表される。ここで、IC は integral constraint と呼ばれる量であり、サーベイエリアが有限であることに起因して大スケールでの相関関数が過少評価される影響を補正する項である。観測データの fit からクラスタリング強度 A_{ω} を求めることができる。同様に異なる天体 (データ 1、データ 2) の分布の相互相関関数は以下の式で推定される。

$$\omega^{\text{CCF}}(\theta) = \frac{D_1D_2(\theta) - D_1R(\theta) - D_2R(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)} \quad (3)$$

ここで、 D_1D_2 、 D_iR はそれぞれ、ある距離 θ だけ離れたデータ 1 点とデータ 2 点、データ i 点とランダム点との (規格化された) ペアの数である。この相

互相関関数について式 (2) で fit することで、相互相関関数の強度 A_{ω}^{CCF} を計算できる。この時、データ 1 点の自己相関関数の強度と相互相関関数の強度が求まっていれば、たとえデータ 2 点のサンプル数が少なく、自己相関関数を直接計算できない場合でも、

$$A_{\omega}^{obj2} = \sqrt{\frac{A_{\omega}^{CCF}}{A_{\omega}^{obj1}}} \quad (4)$$

から A_{ω}^{obj2} を推定することができる。

ある天体の背景にある DMH の質量は、この自己相関の強度について単調に増加する。したがって、自己相関の強度が求まればいくつかのモデルを仮定することで（ここでは詳細には述べない）DMH 質量を計算することができる。

5 結果

5.1 原始銀河団コア候補

重い銀河のペアを用いることで、原始銀河団コア候補を 76 個探し出した（それらの分布については本稿では示さない）。

5.2 原始銀河団コア候補のクラスタリング解析

今回見つけた原始銀河団コア候補の DMH 質量を推定するために、コア候補と $10.2 < \log(M_*/M_{\odot}) < 11.0$ かつ $1.5 \leq z \leq 3.0$ の銀河との相互相関を調べた。相関の強度からコア候補の DMH 質量を推定すると、 $\sim 2.5 \times 10^{13} M_{\odot}$ であった。この質量の DMH が $z=2$ に存在する場合、 $z=0$ までに獲得する典型的な質量を Extended Press-Schechter モデルを用いて計算すると、 $\gtrsim 10^{14} M_{\odot}$ であることが確かめられた。

6 原始銀河団コアのメンバー銀河の性質

6.1 星質量関数

原始銀河団コアの中心から 0.3 pMpc 以内に存在する銀河の星質量関数を調べた。この時、星質量関数

に対するフィールド銀河の寄与は差し引いた。これをフィールド銀河の星質量関数と比較すると、コアに属す銀河の星質量関数はフィールド銀河の物と比べて top-heavy な形を持っていることがわかった。これは、原始銀河団コアには相対的に重い銀河が多いことを意味する。このことは、コアでは重い銀河がしやすいか、または軽い銀河が潮汐力による破壊や衝突合体の影響で減少していることを示唆する。

6.2 星形成活動

星質量関数を調べるために用いたものと同様の銀河を用いて、星形成を止めた銀河の割合を計算した。フィールド銀河ではその値が 5% であるのに対し、コアに属する銀河では 16% であった。これは、コア環境では銀河はより星形成を止める傾向にあることを意味する。

このことを前出の星質量関数と合わせて考えると、原始銀河団コアの銀河は $z \sim 2$ という比較的高赤方偏移に存在するにも関わらず、近傍の銀河団銀河と似た傾向を持つといえる。すなわち、原始銀河団のコアでは $z \sim 2$ においてすでに環境の効果が効いていることが示唆される。

Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- Dressler, A. 1980, ApJ, 236, 351
- Laigle, C., McCracken, H. J., Ilbert, O., et al. 2016, ApJS, 224, 24
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 64
- Muldrew S. I., Hatch N. A., Cooke E. A., 2018, MNRAS, 473, 2335
- Overzier, R. A. 2016, A&AR, 24, 14
- Wang, T., Elbaz, D., Daddi, E., et al. 2016, ApJ, 828, 56

a15

$z = 2.4$ 53W002 原始銀河団における大
質量銀河の星形成の調査
愛媛大学大学院理工学研究科研究科
米倉 直紀

$z = 2.4$ 53W002 原始銀河団における大質量銀河の星形成の調査

米倉 直紀 (愛媛大学大学院理工学研究科研究科)

Abstract

銀河団のような高密度環境における大質量銀河の形成と進化を解明するために、 $z = 2.4$ 53W002 原始銀河団において Subaru/S-Cam の B, V, i' バンドと Subaru/MOIRCS の J, H, K_s バンドの撮像データを解析して大質量銀河の探索と星形成の調査を行った。近赤外線の色から原始銀河団に属する $z \sim 2.4$ の大質量銀河候補を 96 天体選出した。選出した大質量銀河の可視近赤外線の色を種族合成モデルによるカラートラックと比較することで、星形成を調査した。その結果、選出した銀河の中でも $(J - K_s)_{AB} > 2$ と近赤外線の色が非常に赤い銀河はダスト+星形成銀河のモデルの色と一致することが分かった。一方で星形成を終えた銀河のモデルの色と一致したのは $(J - K_s)_{AB} \sim 1.5$ の色を持つ銀河であった。さらに選出した銀河の空間分布を比較すると、ダストに覆われた銀河と星形成を終えた銀河は少しずれて分布していることが分かった。これは原始銀河団の中でも場所ごとに大質量銀河の進化段階が異なることを示唆しているのかもしれない。

1 Introduction

近傍の銀河団では、銀河の性質と銀河周囲の環境には相関がある。例えば銀河団のような高密度環境では低密度環境と比較して「楕円銀河」や「星形成をやめた銀河」、「大質量銀河」の割合が高いという傾向が見られる。また、色等級図上では銀河団に存在する星形成を終えた大質量銀河によって red sequence が構成される。これは銀河の色の分散は非常に小さく、明るさが同じであれば大質量銀河の性質はきわめて似ているということの意味する。しかし高密度環境の大質量銀河がいつ、どのようにしてこのような性質を持つようになったのかは解明されておらず、高密度環境における大質量銀河の形成と進化は明らかにされていない重要な問題である。大質量銀河を構成する古い星は $z \sim 2$ までに形成されたと考えられていることから、 $z > 2$ の原始銀河団の観測は大質量銀河の形成と進化の理解につながる。

今回我々は $z = 2.4$ にある 53W002 原始銀河団に注目した。53W002 原始銀河団では電波銀河 53W002 周囲で $\text{Ly}\alpha$ 輝線銀河 (Lyman Alpha Emitters : LAEs) の大規模構造が発見されている (Mawatari et al. 2012)。LAEs は質量の若い星形成銀河であると考えられているため、LAEs のみに注目してしまうと大質量銀河がどのように質量を獲得し、進化していっ

たのかはわからない。すでにこの時代において星形成をやめた大質量銀河が形成されている可能性もある。そこで星質量に敏感な近赤外線を用いることで 53W002 原始銀河団で大質量銀河の探索を試みた。さらに $z = 2.4$ では静止系紫外線に対応する可視光のデータも組み合わせることで大質量銀河の星形成を調査した。

2 Data

解析に用いたデータは Subaru/S-Cam (Suprime-Cam) の B, V, i' バンドと Subaru/MOIRCS (Multi-Object Infrared Camera and Spectrograph) の J, H, K_s バンドの撮像データである。それぞれの視野は図 1 のようになっている。MOIRCS は Mawatari et al. (2012) で見つかった LAEs 構造のうち、最も密度の高い領域をカバーするように観測されている。大質量銀河の選出は近赤外線の色を用いて行うため、MOIRCS の視野およそ 70 平方分角で大質量銀河の性質を調査した。測光には SExtractor (Bertin & Arnoult 1996) を用い、天体の検出は K_s バンドで行い、各バンド $2''$ 直径で測光した。

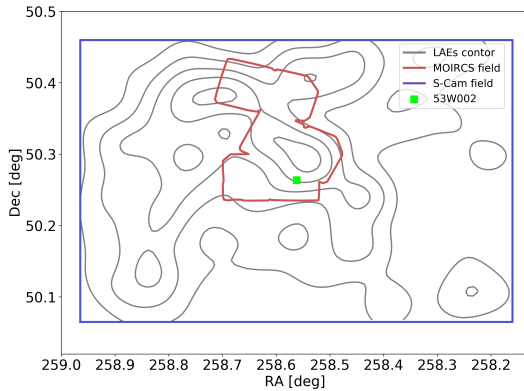


図 1: LAEs の密度分布と S-Cam, MOIRCS の視野。灰色が LAEs の密度分布のコントア、青の線が S-Cam の視野、赤の線が MOIRCS の視野を表している。

3 Analysis

大質量銀河の選出には Kajisawa et al. 2006 の近赤外線カラーカット (1) 式を採用した

$$\begin{aligned} (J - K_s)_{\text{vega}} &> 1.5 \\ (J - K_s)_{\text{vega}} &> 2(H - K_s)_{\text{vega}} + 0.5 \end{aligned} \quad (1)$$

この方法は $z = 2.4$ において Balmer/4000Å break が J バンドと H バンドの間に入ることを利用して銀河を選出している。この二つの break は年齢が上がり、古い星や金属量が増加するほど break が大きくなる。(1) 式のように $J - K_s$ で赤く $H - K_s$ で青い天体を選出すれば、 $z \sim 2.4$ の大質量銀河の選出が期待される。またこの方法は Balmer/4000Å break が入る銀河を選出しているため $z \sim 2.4$ のある程度星形成をしている銀河も選んでいる。この方法を用いることで大質量銀河候補を 96 天体選出した。(図 2)

さらに選出した銀河の星形成を調査するために、可視近赤外線の 2 色図上で選出した銀河のカラーと種族合成モデル (Bruzual & Charlot 2003) のカラートラックを比較した。 $z = 2.4$ の星形成銀河のモデルスペクトルと各バンドのフィルターの関係を表したのが図 3 である。 $J - K_s$ のカラーは間に Balmer/4000Å break を挟んでおり、break の大きさを表す指標になる。 V, i' バンドは $z = 2.4$ においては静止系紫外線に対応し、 $V - i'$ のカラーは静止系紫外線のスロープを表す。また K_s バンドは星質量と相関があり、 $V - K_s$

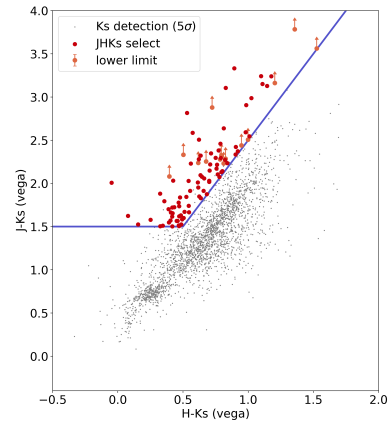


図 2: $JHKs$ のカラーカットにより選出された銀河。赤とオレンジのプロットが選出された銀河である。オレンジは J バンドで検出されなかった天体。青色の線が (1) 式を表す。灰色は K_s バンドで検出された天体を示す。

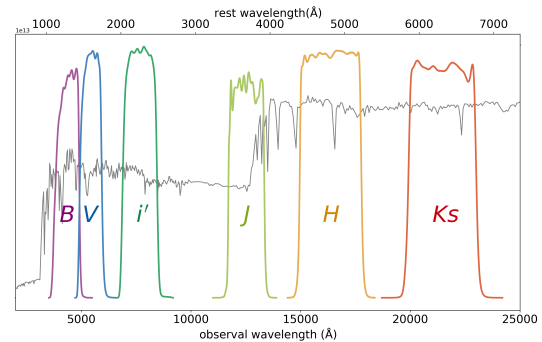


図 3: $z = 2.4$ の星形成銀河のモデルスペクトルと、観測フィルターの応答関数。灰色の線は $z = 2.4$ における星形成銀河のモデルスペクトルを表している。

のカラーは星形成の活動性を表す比星形成率に相当する値となる。選出した銀河のカラーを種族合成モデルのカラートラックと比較することで、銀河の星形成を調査した。

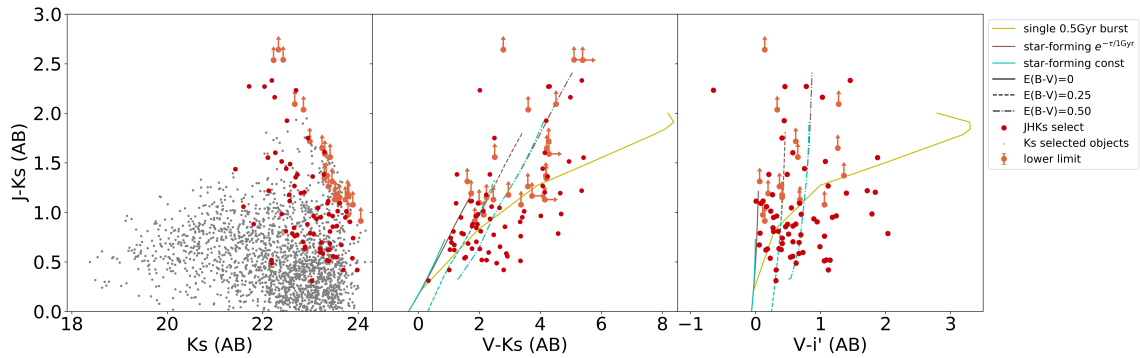


図 4: 左: $(J - K_s)_{AB}$ vs K_{sAB} のグラフを表す。赤が選出した JHK_s 銀河、オレンジが J バンドで検出されなかった JHK_s 銀河、灰色は K_s バンドで検出された天体を表す。中央: $(J - K_s)_{AB}$ vs $(V - K_s)_{AB}$ のグラフを表す。線は種族合成モデルのカラートラックを表している。水色が一定の割合で星形成をするモデル、茶色は $e^{-t/1\text{Gyr}}$ に比例して星形成を行っている銀河のモデル、黄色が星形成をしていない銀河のモデルを表す。破線はそれぞれのモデルに $E(B - V) = 0.25$ 、点線+破線は $E(B - V) = 0.5$ の赤化の影響を加えたモデルである。右: $(J - K_s)_{AB}$ vs $(V - i')_{AB}$ のグラフを表す。

4 Result & Discussion

4.1 JHK_s 銀河の可視近赤外線カラー

選出した銀河の可視近赤外線の色等級図と 2 色図上での分布は図 4 のようになった。図 4 の左側の図が $(J - K_s)_{AB}$ vs K_{sAB} の色等級図である。 $(J - K_s)_{AB} > 2$ のところに red sequence ようなものが見られた。図 4 中央の可視光も含めた $(J - K_s)_{AB}$ vs $(V - K_s)_{AB}$ の 2 色図上では $(J - K_s)_{AB} > 2$ の red sequence を構成している銀河はそれ以外の銀河と比較して $(V - K_s)_{AB}$ のカラーが突出して赤いわけではないように見える。同様に図 4 右側の $(J - K_s)_{AB}$ vs $(V - i')_{AB}$ の 2 色図上でも $(J - K_s)_{AB} > 2$ の銀河はそれ以外の銀河よりも $(V - i')_{AB}$ のカラーが特別赤いわけではないことが分かった。

また、種族合成モデルのカラートラックと選出した銀河を比較した結果、 $(J - K_s)_{AB} > 2$ の銀河はダスト+星形成銀河のカラートラックと一致することが分かった。これらの銀河が星形成をやめた銀河であるなら、可視近赤外線の色等級図が $(V - K_s)_{AB} \sim 8$ 、 $(V - i')_{AB} \sim 3$ となるほど赤い必要がある。一方で $(J - K_s)_{AB} \sim 1.5$ の銀河が星形成を終えたモデルのカラーと一致することが分かった。

4.2 JHK_s 銀河の空間分布と LAEs 構造の比較

選出した銀河のカラーと種族合成モデルのカラートラックとの比較から、 JHK_s 銀河を 2 色図上で「星形成銀河」、「ダスト+星形成銀河」、「星形成を終えた銀河」の 3 つに分類した。その結果、図 5 のようになった。

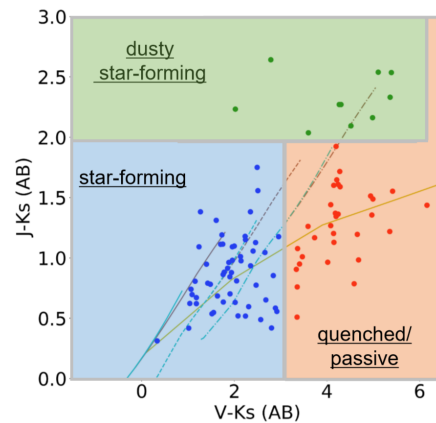


図 5: 種族合成モデルをもとに銀河を分類した結果。青の領域が「星形成銀河」、緑が「ダスト+星形成」、赤が「星形成を終えた銀河」の領域を表す。

分類した銀河の空間分布を LAEs の構造と比較する

と図 6 となった。「星形成銀河」と「ダスト+星形成銀河」は LAEs 構造のピークに沿うように分布しているのに対して、「星形成を終えた銀河」は LAEs 構造のピークから少し外れて分布していた。

これは原始銀河団において LAEs 構造のピークの場合とピークから少しずれた場所で星形成の進行度合いに差があるということになる。つまり原始銀河団の中でも場所ごとに銀河の進化段階に違いがあることを示唆している。

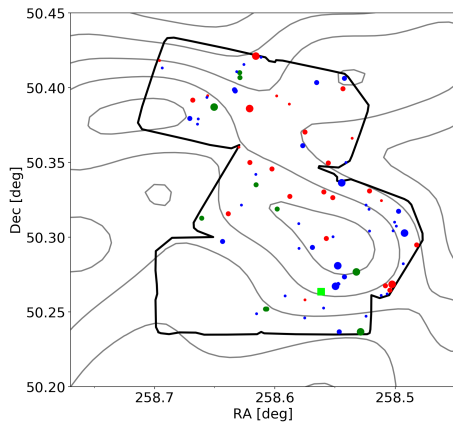


図 6: 分類した銀河の空間分布と LAEs の密度分布の比較。それぞれの色は図 5 で分類した銀河を表す。マーカーの大きさは K_s バンドの等級を反映している。視野ごとに深さが異なるので $K_{sAB} < 23.3$ の銀河に限定してプロットしている。灰色のコントアは LAEs の密度分布を示している。

5 Conclusion

高密度環境における大質量銀河の形成・進化の解明を目的として、53W002 原始銀河団に対して近赤外線カラーにより 96 個の大質量銀河候補を選出した。それらの天体に対して可視近赤外線の色から星形成の調査と LAEs 構造との分布の比較を行った。その結果、「星形成銀河」、「ダスト+星形成銀河」は LAEs 構造のピークに沿っていたのに対して、「星形成を終えた銀河」の分布は LAEs 構造から互ずれ分布していることが分かった。これは原始銀河団の中でも場所ごとに大質量銀河の進化段階に違いがあることを示唆している。今後選出した JHK_s 銀河

に対して SED fitting を行うことで星形成率や星質量、年齢などを求め、より定量的な議論を行っていく予定である。

Reference

- Bruzual & Charlot 2003, MNRAS, 344, 1000
- Bertin & Arnoult 1996, A&AS, 117, 393
- Kajisawa et al. 2006, MNRAS, 371, 577
- Mawatari et al. 2012, ApJ, 133, 759

a16

$z \sim 1.4$ の星形成銀河における分子ガス
clump の発見

京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学
教室

牛尾 海登

$z \sim 1.4$ の星形成銀河における分子ガス clump の発見

牛尾 海登 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

$z \sim 1-3$ の星形成銀河の約半数を占める clumpy 銀河についてダークマターハロー等からの gas 降着によってできた gas-rich な円盤の重力不安定性により clump が形成されるという理論的モデルがある。分子ガスの clump を見つけ、このモデルを検証するために我々は $z = 1.4$ の大質量星形成銀河 ($M_{star} \sim 2 \times 10^{11} M_{\odot}$, $SFR \sim 300 M_{\odot}/yr$) に着目した。過去の CO(5-4) の観測でこの銀河には分子ガス clump の兆候が見られていた。この分子ガス clump の性質をより詳しく探るために、ALMA で CO(2-1) の観測を行った。その結果、分子ガス clump を 6 つ検出した。分子ガス clump の物理量の平均値は、deconvolved size ~ 2.3 kpc, $M_{mol} \sim 1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ であった。また、銀河全体の分子ガス質量は $\sim 1.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ であり、gas-rich ($f_{gas} \sim 0.4$) であることがわかった。分子ガスの運動状態は回転が支配的であり円盤状であると考えられる。その回転速度は $r \sim 5$ kpc で $v_{rot} \sim 250$ km/s であり、ガスの速度分散 (~ 50 km/s) 等から計算される円盤の Toomre の Q 値は $Q \sim 0.1$ であった。これらの結果は重力不安定による clump 形成のモデルを支持する。

1 Introduction

今日観測される円盤銀河はいつ、どのような過程を経て形成されたのだろうか？各赤方偏移における UV luminosity function の観測から宇宙の星形成率密度のピークは $z \sim 1-3$ であるということが分かっている (e.g., Madau & Dickinson 2014)。また、 $z \sim 2-3$ から現在の円盤銀河のようなものが現れ始め、 $z \sim 1-2$ では可視でバルジや円盤のような構造が観測されている (e.g., Cameron et al. 2011)。これらの観測結果から今日の円盤銀河は $z \sim 3$ から $z \sim 1$ にかけて進化し形成したと考えられる。

理論的には、ダークマターハローやその外からの冷たいガスの降着によりガス円盤が形成され、重力不安定によりガス円盤の中に clump が形成される。そしてその中で星が形成され、clump はやがて dynamical friction によって銀河中心に落ちていき、バルジを形成すると考えられている (e.g., Noguchi 1999; Bournaud et al. 2014)。

HST による高空間分解能・高感度観測により、 $z \sim 1-3$ の星形成銀河のおよそ半数には、UV で明るいキロパーセクスケールの星形成領域の clump があることがわかった (e.g., Elmegreen et al. 2007)。観測によるとこれら clump の一般的な物理量は、恒星質量 $\sim 10^{8-10} M_{\odot}$ 、size $\sim 1-2$ kpc、SFR \sim

$1-100 M_{\odot}/yr$ である (e.g., Guo et al. 2018)。

ところで、 $z \sim 1-3$ の星形成銀河において星の材料である分子ガスはどのような構造・物理的性質を持つのだろうか？ $z \sim 1-3$ の主系列銀河に対して分子ガスの観測が行われ始め、その質量割合 ($f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{gas} + M_{star}}$) は近傍銀河 ($f_{gas} \sim 0.1$) に比べ、かなり高い ($f_{gas} \sim 0.5$) ということがわかってきた (e.g., Tacconi et al. 2013; Seko et al. 2016)。clump がガス円盤の重力不安定性によりできたとするならば、最初に分子ガス clump が形成され、分子ガス clump の中で形成された星が、UV で観測される stellar clump となると考えられる。重力不安定性のシナリオをテストするためにもこれらの銀河に対してキロパーセクスケールで分子ガスを観測する必要があるが、 $z \sim 1-3$ の星形成銀河・clumpy 銀河で分子ガス clump を観測した研究は非常に限られている。

そこで、我々は Subaru-XMM/Newton Deep Survey (SXDS) 領域にある $z = 1.450$ の大質量星形成銀河 (SXDS1_13015; $M_{star} \sim 2 \times 10^{11} M_{\odot}$, $SFR \sim 300 M_{\odot}/yr$; Yabe et al. (2012)) に着目した。この銀河は Seko et al. (2016) による Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) の CO(5-4) 輝線観測が行われており、position-velocity (PV) 図上で分子ガス clump のような構造が見えている

が、分子ガス clump を有意に検出できるほど観測感度が良くなかった。この研究では、分子ガス clump を検出し、その物理的特徴を調べるために ALMA で CO(2-1) 輝線の観測を行った。

本研究では宇宙論パラメータとして、 $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $H_0 = 70.0 \text{ km/s Mpc}^{-1}$ を用いており、 $z = 1.450$ では $8.45 \text{ kpc}''$ である

2 Observation and Data Reduction

ALMA による CO(2-1) の観測は Cycle 3 期間中に行われた (ID: 2015.1.01129.S, PI: K. Ohta)。アンテナ配置から計算される角分解能は $\sim 0.''55$ 、maximum recoverable scale (MRS) は $\sim 11''$ である。周波数分解能は 564.453 kHz で、 $\sim 1.8 \text{ km/s}$ に相当する速度分解能である。CO(5-4) のデータは Seko et al. (2016) によるものを用いた。

ALMA のデータは Common Astronomy Software Applications (CASA; McMullin et al. 2007) を用いて解析された。CO(2-1)、CO(5-4) のデータに対して CASA のタスク `tclean` を用いて 25 km/s ビンのチャンネルマップを作成した。この時、weighting パラメータとして `robust = 0.5` を採用した。また、CO(5-4) のデータについては CASA のタスク `uvcontsub` を用いてダスト連続光を取り除いている。CO(2-1) と CO(5-4) の synthesized beam size はそれぞれ、 $0.''61 \times 0.''52$ and $0.''84 \times 0.''60$ となった。

3 Results

3.1 銀河全体のガスの性質

図 1 に示されている CO の積分強度マップと輝線プロフィールが得られた。CO(2-1) の輝線プロフィールが 2 つのピークを持ち軸対称であることからガスは円盤状になって回転していると考えられる。積分強度マップに対して 2 次元 Gaussian をフィッティングすると、CO(2-1) と CO(5-4) の flux ($S_\nu \Delta v$) はそれぞれ $(1.03 \pm 0.05) \text{ Jy km/s}$, $(1.2 \pm 0.2) \text{ Jy km/s}$ となった。また CO(2-1) の deconvolved FWHM は $\text{FWHM} =$

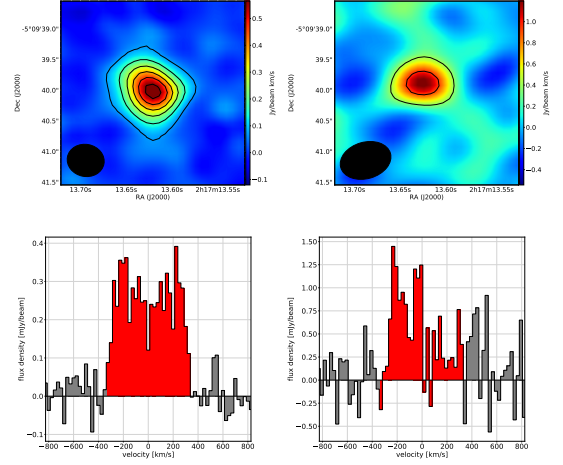


図 1: *Top*: CO(2-1) (左) および CO(5-4) (右) の積分強度マップ。輝線プロフィール (下) で赤く塗られた速度範囲で積分している。Contour は $3\sigma, 7\sigma, 11\sigma, \dots$ を示している。左下の黒楕円は synthesized beam の大きさを表している。Bottom: CO(2-1) (左) および CO(5-4) (右) の輝線プロフィール。SXDS1.13015 からの輝線が赤く示されている。

$\sqrt{\text{FWHM}_{\text{major}} \text{FWHM}_{\text{minor}}} = (4.0 \pm 0.5) \text{ kpc}$ となった (エラーはフィッティングエラーのみを含む)。

銀河のガス質量を求めるために以下の式を用いた。

$$\left(\frac{M_{\text{mol}}}{M_\odot} \right) = \left(\frac{\alpha_{\text{CO}}}{M_\odot / (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)} \right) \left(\frac{L'_{\text{CO}(1-0)}}{\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2} \right) \quad (1)$$

$$\left(\frac{L'_{\text{CO}(1-0)}}{\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2} \right) = 3.25 \times 10^7 \left(\frac{\nu_{\text{rest:CO}(1-0)}}{\text{GHz}} \right)^{-2} \left(\frac{D_L}{\text{Mpc}} \right)^2 (1+z)^{-1} R_{21}^{-1} \left(\frac{S_{\text{CO}(2-1)} \Delta v}{\text{Jy km/s}} \right) \quad (2)$$

ここで、 α_{CO} は CO-to- H_2 conversion factor であり、この研究では金属量依存性を考慮した式 (Genzel et al. (2012) の Equation (7)) を用いて $2.7 M_\odot / (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)$ とした。また、 R_{21} は CO(2-1)/CO(1-0) flux 比であるが、CO(5-4)/CO(2-1) flux 比 (R_{52}) が ~ 1 であることから銀河の CO 励起は Milky Way like であると仮定し (Carilli & Walter 2013)、銀河のガス質量を求める際には $R_{21} = 2$ とした。SXDS1.13015 のガス質量は $(1.54 \pm 0.07) \times 10^{11} M_\odot$ と計算された。ただし、このエラーには

フィッティングのエラーだけが含まれており、 α_{CO} や R_{21} の不定性は考慮されていない。

ガスの速度場が図 2 に示されているが、major axis に沿って明らかな速度勾配が見られる。中心から $\sim 2 \text{ kpc} (\sim 0."24)$ の位置で $\sim \pm 130 \text{ km/s}$ の速度で運動していることから、剛体回転を仮定すると、ガスは $\sim 1 \times 10^8 \text{ yr}$ の周期で回転していることがわかった。

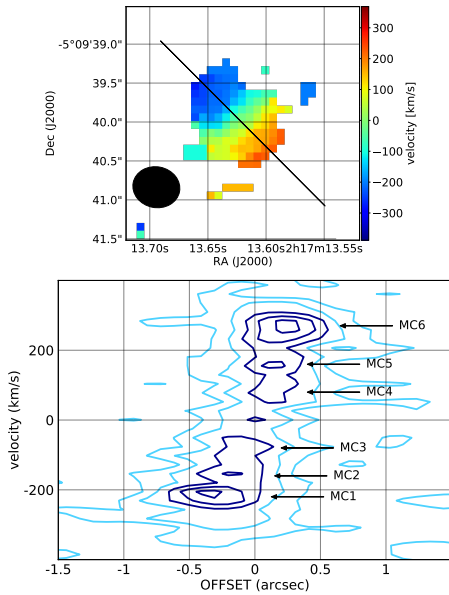


図 2: *Top*: CO(2-1) の速度場。黒線は銀河の major axis を示している。 *Bottom*: major axis に沿った PV 図。薄い contour は $\sigma, 3\sigma$ を、濃い contour は $5\sigma, 7\sigma, 9\sigma$ を示す。6 つの分子ガス clump (MC1 – 6) が検出された。

3.2 分子ガス clump

major axis に沿って PV 図を作ると図 2 のようになった。PV 図上で速度方向に目で見ても分子ガスを分解すると、6 つの分子ガス clump (MC1 – 6) が検出された。それぞれの分子ガス clump が存在する速度領域を決定し、CO(2-1) の積分強度マップを作成すると図 3 のようになった。章 3.1 と同様に CO の flux を求め、ガス質量を計算した結果が表 1 にまとめてある。ただし、低 CO 励起 ($R_{52} \sim 1$) の分子ガス clump (MC4 – 6) については $R_{21} = 2$ 、高 CO 励起 ($R_{52} \sim 2$) の分子ガス clump (MC1 – 3) については

$R_{21} = 3$ とした。また、空間分解能が十分でないため、分子ガス clump のサイズ (deconvolved FWHM) にはおよそ 100% のエラーが含まれている。平均するとガス質量は $1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ 、FWHM は 2.3 kpc となる。

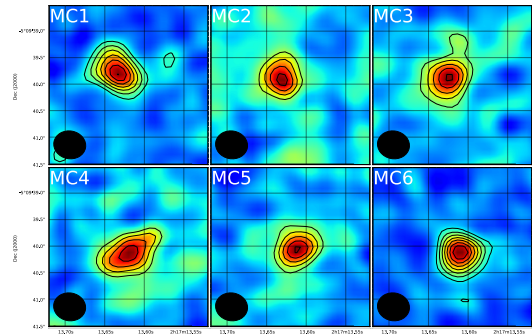


図 3: 分子ガス clump の CO(2-1) 積分強度マップ。Contour は各マップの $3\sigma, 5\sigma, 7\sigma, \dots$ を示す。

4 Discussion

4.1 UV clump との比較

本研究で見つかった分子ガス clump と rest UV で観測されている stellar clump の関係を調べるために両者の比較を行った。Guo et al. (2018) による $\sim 1-3$ の stellar clump の大規模サンプル研究の結果、stellar clump は一般的に $10^8-10^{10} M_{\odot}$ の恒星質量を持ち、サイズは $\sim 1-2 \text{ kpc}$ であることがわかっている。本研究の分子ガス clump (ガス質量で $1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ 、サイズは 2.3 kpc) と比較すると、stellar clump の方が少し軽く小さいということが言える。分子ガス clump の中で星形成が起き、一部のガスが恒星になることで stellar clump が形成されるのではないかと考えられるが、分子ガス clump の中でどのくらい星形成が起きていて、実際に stellar clump になりうるのかということとはわかっていない。

表 1: 銀河と分子ガス clump のガス物理量

ID	速度領域 (km/s)	$S_{\text{CO}(2-1)}\Delta v^a$ (Jy km/s)	R_{52}^b	M_{mol}^a ($10^{10} M_{\odot}$)	FWHM ^c (kpc)
galaxy	[-325,325]	1.03 ± 0.05	1.1	15.4 ± 0.7	4.0 ± 0.5
MC1	[-225,-175]	0.16 ± 0.01	1.9	1.6 ± 0.1	2.7
MC2	[-150,-125]	0.074 ± 0.005	2.1	0.74 ± 0.05	1.5
MC3	[-100,-50]	0.119 ± 0.007	1.9	1.18 ± 0.07	2.9
MC4	[50,100]	0.14 ± 0.01	0.70	2.0 ± 0.1	2.6
MC5	[150,175]	0.084 ± 0.004	0.94	1.26 ± 0.06	2.0
MC6	[225,275]	0.159 ± 0.009	1.0	2.4 ± 0.1	2.3

^a エラーはフィッティングエラーのみである。

^b 値に含まれるエラーはおおよそ 20% である。

^c deconvolved FWHM ($= \sqrt{\text{FWHM}_{\text{major}}\text{FWHM}_{\text{minor}}}$)、分子ガス clump について値に含まれるエラーはおおよそ 100% である。

4.2 重力不安定性シナリオの検証

対象銀河における分子ガスの質量割合を計算すると、 $f_{\text{gas}} = \frac{M_{\text{gas}}}{M_{\text{gas}} + M_{\text{star}}} \sim 0.43$ となった。この値は近傍の銀河での値 ($f_{\text{gas}} \lesssim 0.1$) に比べてかなり大きく、対象銀河は gas-rich であることがわかった。

また、銀河のガス円盤の重力不安定性を議論するために Toomre の Q パラメータの計算を行った。ガス円盤の Toomre の Q パラメータは式 3 で表され、 $Q < 1$ であれば不安定、 $Q > 1$ であれば安定となる。

$$Q = \frac{\sigma_{\text{gas}}}{\pi G \Sigma_{\text{gas}} / \kappa} \quad (3)$$

ここで、 σ_{gas} はガスの速度分散、 Σ_{gas} はガス面密度、 κ はエピサイクル振動数である。 σ_{gas} として分子ガス clump の典型的な速度方向への広がり (~ 50 km/s)、 Σ_{gas} として銀河のガス質量を見かけの面積で割った値 ($\sim 8.1 \times 10^9 M_{\odot} \text{kpc}^{-2}$)、 κ として剛体回転を仮定した値 ($\kappa = 2\Omega_{\text{gas}} \sim 4.2 \times 10^{-15}$ rad/s) を用いて計算すると、 $Q \sim 0.06$ となった。このことからガス円盤は重力不安定であると考えられる。

これらの結果から、分子ガス clump は gas-rich な円盤が重力不安定性を起こすことによって形成されたと考えられる。

5 Conclusion

分子ガス clump を観測するために CO(5-4) の観測でその兆候が見られていた星形成銀河 (SXDS1_13015) に対して CO(2-1) の観測を ALMA で行った。その結果、6 つの分子ガス clump (平均すると $M_{\text{mol}} = 1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$, deconvolved FWHM = 2.3 kpc) を検出した。銀河は gas-rich ($f_{\text{gas}} = 0.43$) であり、ガス円盤は重力不安定 ($Q \sim 0.6$) であった。これらの結果は gas-rich な円盤の重力不安定性によって clump が形成されるという理論シナリオを支持する。

Reference

- Madau & Dickinson 2014, ARA&A, 52, 415
Cameron, Carollo, Oesch et al. 2011, ApJ, 743, 146
Noguchi 1999, ApJ, 514, 77
Bournaud, Perret, Renaud et al. 2014, ApJ, 780, 57
Elmegreen, Elmegreen, Ravindranath & Coe 2007, ApJ, 658, 763
Guo, Rafelski, Bell et al. 2018, ApJ, 853, 108
Tacconi, Neri, Genzel et al. 2013, ApJ, 768, 74
Seko, Ohta, Yabe et al. 2016, ApJ, 819, 82
Yabe, Ohta, Iwamuro et al. 2012, PASJ, 64, 60
Genzel, Tacconi, Combes et al. 2012, ApJ, 746, 69
Carilli & Walter 2013, ARA&A, 51, 105

a17

ALMA を用いた $z \sim 3.2$ のサブミリ波
銀河 AzTEC8 の構造解析
新潟大学大学院 自然科学研究科
小山 紗桜

ALMA を用いた $z \sim 3.2$ のサブミリ波銀河 AzTEC8 の構造解析

小山 紗桜 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

COSMOS 領域 (1.4×1.4 degree) に存在する $z = 3.179$ のサブミリ波銀河 (SMG) AzTEC8 について、Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) を用いて $870 \mu\text{m}$ のダスト連続波を観測した。 $0.015''\text{-}0.05''$ ($116\text{-}385$ pc) という高解像度で観測した結果、銀河内には複数のダストの塊 (クランプ) が存在し、星形成の領域は 900 pc 程度の非常にコンパクトな領域に集中していることがわかった。また、各クランプでは Maximum Starburst ($\sim 1000 M_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{kpc}^{-2}$) に近いスピードで星形成が行われており、銀河全体の星形成率 (SFR) は $2373 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ を示すという驚くべき結果が明らかになった。

1 Introduction

遠方宇宙には爆発的に星形成を行なっている銀河 (SMG) が存在し、サブミリ波で明るく輝く姿が観測されている。その中でも特に活発に星形成を行うものは $1000 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ を超える星形成率を示し、近傍宇宙の星形成銀河の性質とは大きく異なる。SMG の性質について理解を深めることは、衝突合体や宇宙の大規模構造に沿った質量降着など、銀河がどのようにして質量を獲得し成長していくのか、銀河の形成・進化を理解する上で重要である。そのためには、銀河内における星形成のプロセスや空間分布の詳細を調べることが必要である。現在、これらの課題については、ALMA を用いて SMG を非常に高い空間分解能で観測し細部を研究することにより、大きく進展しつつある。

Younger et al. (2010) は Submillimeter Array (SMA) を用いて SMG AzTEC8 の観測を行い、そこから銀河全体のフラックスが $F_{890\mu\text{m}} = 17.7 \pm 2.3$ mJy であるという結果を得た。このときのビームサイズは $0.86'' \times 0.55''$ であり、分解能が足りなかったために内部構造を調べるには至らなかった。その後 Iono et al. (2016) による ALMA を用いた観測では、 $0.017'' \times 0.014''$ という非常に高い分解能での観測が行われた。その結果 AzTEC8 の中心付近には複数のクランプが存在し、銀河中心部のおよそ 200 pc の距離に 2 つの巨大なクランプが存在することがわかった。しかし Missing Flux の影響により

$F_{860\mu\text{m}} = 1.63 \pm 0.16$ mJy と、90 % 以上のフラックスが拾えていなかった。そのため 2016 年 10 月に行なわれた ALMA による観測では、アンテナの基線長を短くして分解能を下げ、銀河の広がった構造を観測することで Missing Flux 問題の解決に努めた。今回の研究では Iono et al. (2016) の観測データと 2016 年 10 月の観測データを足し合わせてイメージングすることで、銀河の広がった構造を拾いつつ内部の詳細な構造を描くことを目的とした。

本研究の観測対象である AzTEC8 は $z = 3.179$ 、 $\text{SFR} = 2818 \pm 66 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ 、 $M_{\text{dust}} = 5.0 \times 10^9 M_{\odot}$ 、 $M_{*} = 3.2 \times 10^{11} M_{\odot}$ 、 $L_{\text{IR}} = 2.8 \times 10^{13} L_{\odot}$ である (Smolčić et al. 2012; Toft et al. 2014)。AzTEC8 は COSMOS 領域においてコンパクト且つ最も明るく、重力レンズの影響を受けていない SMG である。このような非常に明るくコンパクト且つ大質量な銀河は SFR が非常に高いため、SFR が銀河形成に与える影響を考えることは重要である。

ここでは H_0 (ハッブル定数) = $67.8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 、 Ω_{M} (物質密度パラメータ) = 0.315 、 Ω_{Λ} (ダークエネルギー密度パラメータ) = 0.685 を採用した (Planck Collaboration : Ade et al. 2014)。

2 ALMA Observations

本研究では、Extended configuration (EXT) と Compact configuration (COM) のアンテナ配列で 2 回に渡って観測した。EXT は AzTEC8 の内部構造を知ることを目的に 2015 年 11 月に行い、COM はサイズやフラックスの測定を目的に 2016 年 10 月に行なった。観測データの諸元を以下の表 1 に示す。

表 1: 観測データ

Data product	
Redshift ^a	3.179
1 arcsec	7.7 kpc
R.A. (J2000)	9:59:59.3400
Decl. (J2000)	+2:34:41.000
Band	7
Frequency	343.769 GHz
Beam (Position angle) :EXT	0.017'' \times 0.014''(87°)
Beam (Position angle) :COM	0.194'' \times 0.160''(86°)
Antenna configuration :EXT	C36-8/7
Antenna configuration :COM	C40-6
Number of antenna :EXT	48
Number of antenna :COM	42
Maximum baseline	9743.7 m
Minimum baseline	15.3 m
Robust ^b	0.5

^a Smolčić et al. (2012)

^b CASA で使用する Robust パラメータの値。

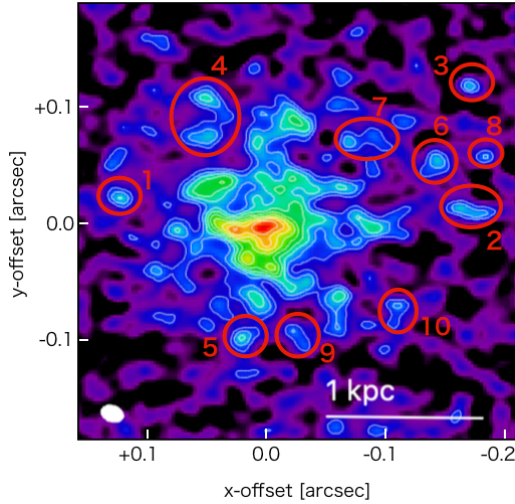


図 1: AzTEC8 の 870 μm 連続光画像。コントラストは 3σ から 1σ のステップで表示 ($1\sigma = 16.5 \mu\text{Jy}$)。ビームサイズは $0.019'' \times 0.015''$ (71°)。

3 Results

ALMA を用いて観測した EXT と COM の 2 つのデータを、uv 上で EXT : COM = 1 : 0.2 の重みで足し合わせて AzTEC8 のイメージを作成した (図 1)。この結果より、AzTEC8 は内部に細かい構造を持つことがわかった。また、 3σ 以上の領域のフラックスは AzTEC8 全体 ($13.3 \pm 0.7 \text{ mJy}$; COM のみの観測データにおける全フラックス) の 36 %であったため、細かい構造だけでなくその周りにも広がった構造としてフラックスが存在することがわかる。

4 Discussion

3σ 以上でビームサイズより大きく且つ 4σ 以上のピークを持つものをクランプとして評価し、図 1 にラベル付けした。各クランプの SFR や星形成率面密度 (Σ_{SFR}) については表 2 に示す。この結果から、AzTEC8 は Maximum Starburst (Eddington 限界に迫る Starburst $\sim 1000 M_\odot \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$) に近いスピードで星形成をしていることがわかる。さらに、銀河内に複数存在するクランプにおいても、中央天体に匹敵するスピードで爆発的に星形成を行なっていることがわかった。

続いて、AzTEC8 のイメージングをする際に uv taper = $0.05''$ として clean map を作成した。これに対し Sersic 則を用いて GALFIT によるモデリングをした結果を図 2 に示す。モデリングから、 R_e (有効半径) = $924 \pm 6 \text{ pc}$ 、 n (Sersic 指数) = 1.23 ± 0.01 を得た。Sersic 指数が 1 に近いことは、AzTEC8 の輝度分布が円盤型の形態をしていることを示唆している。また、今回得られた AzTEC8 の R_e との比較を行うために、他の明るい星形成銀河の R_e と赤方偏移の関係を図 3 にプロットした。このプロットは、high- z 側ほど R_e が小さく、 z が小さくなるにつれて銀河のサイズが成長していることを示す。ここで $z = 3$ 付近に注目すると、AzTEC8 の R_e は他の星形成銀河に比べて非常に小さいことがわかる。さらに、観測されたフラックスからガス質量を見積もるため、Scoville et al. (2016) の式を用いて計算すると $M_{\text{mol}} = 1.4 \times 10^{11} M_\odot$ が得られた。

表 2: クランプの評価

ID	Source Size [kpc ²]	Flux Density [μ Jy]	Peak Flux [μ Jy]	SFR [$M_{\odot}\text{yr}^{-1}$]	Σ_{SFR} [$M_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{kpc}^{-2}$]
1	0.0130	46.0 ± 2.3	84.5 ± 4.2	9.75 ± 3.71	749 ± 285
2	0.0217	76.0 ± 3.8	81.0 ± 4.1	16.1 ± 4.8	743 ± 223
3	0.0072	24.9 ± 1.2	77.1 ± 3.9	5.28 ± 2.74	730 ± 380
4	0.0600	20.6 ± 10	88.6 ± 4.4	43.6 ± 8.4	728 ± 140
5	0.0191	65.2 ± 3.3	86.3 ± 4.3	13.8 ± 4.5	722 ± 237
6	0.0202	67.8 ± 3.4	80.5 ± 4.0	14.4 ± 4.7	710 ± 230
7	0.0282	89.1 ± 4.5	78.5 ± 3.9	18.9 ± 5.5	670 ± 196
8	0.00650	20.5 ± 1.0	67.6 ± 3.4	4.34 ± 2.59	668 ± 399
9	0.0141	43.8 ± 2.2	67.7 ± 3.4	9.28 ± 3.85	659 ± 273
10	0.0148	45.6 ± 2.3	69.8 ± 3.5	9.66 ± 3.95	652 ± 267
Center ^a	0.932	(4.13 × 10 ³) ± 210	206 ± 10	875 ± 69	939 ± 47
Total ^b	10.7	(1.12 × 10 ⁴) ± 560	136 ± 68	2373 ± 173	222 ± 16

^a 図 1 中央天体の $\geq 3\sigma$ の領域。

^b 図 2 (左) の観測データにおける $\geq 3\sigma$ の領域。

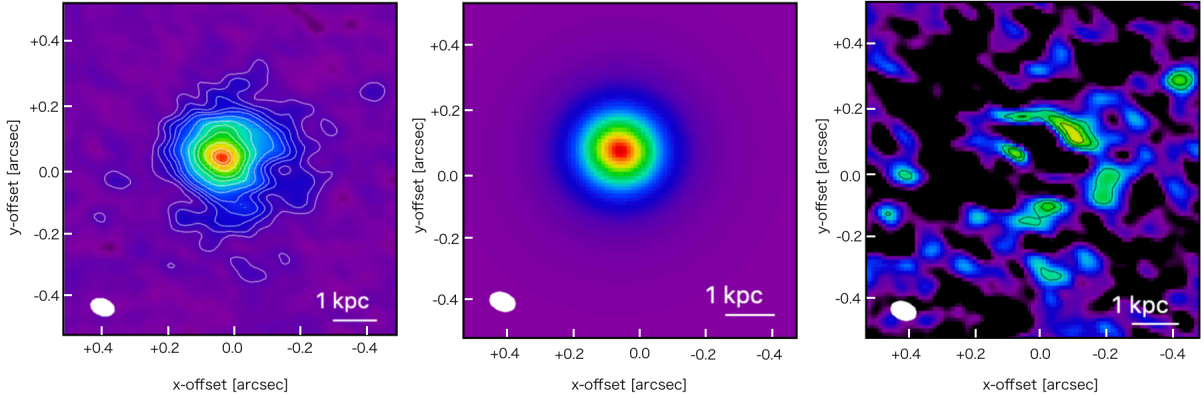


図 2: Fitting により得られた Best fit model と ALMA data の比較。(左)ALMA data。コントアは (3, 5, 7, 9, 11, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 55) × 1 σ 、1 σ = 23.2 μ Jy。ビームサイズは 0.074'' × 0.052'' (69°)。(中)Sersic 則による model。(右)ALMA data から model を引いた残差。コントアは 3 σ から 1 σ のステップで表示。

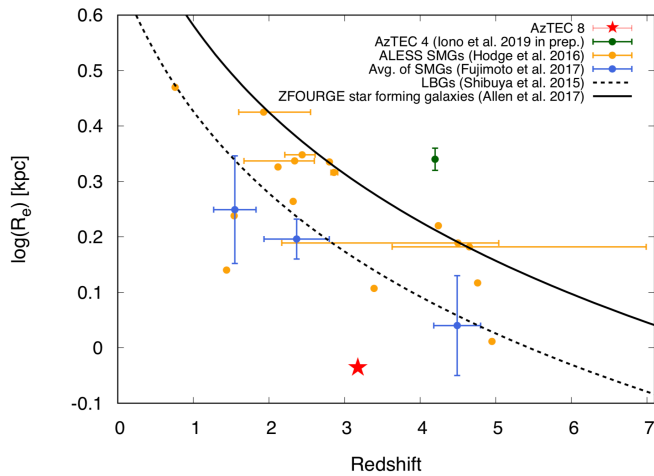


図 3: R_e と Redshift の関係。AzTEC8 は図中に赤い星印で示す。緑の点は AzTEC4 を示す。黄色は $L_{\text{IR}} \sim 4 \times 10^{12} L_{\odot}$ の ALESS SMG のサンプルである。青は $L_{\text{FIR}} = 10^{12} - 10^{13} L_{\odot}$ の範囲の $z = 1-2$, $z = 2-4$, $z = 4-6$ の SMG の平均値を示す。黒の点線は $z > 4$ の LBG (rest-frame UV) の fitting である。黒の実線は $M_{*} > 10^{10} M_{\odot}$ の星形成銀河の fitting である。

5 Conclusion

本研究では、COSMOS 領域に存在する SMG AzTEC8 ($z = 3.179$) について ALMA を用いた高解像度での観測を行うことで内部構造を調べた。この結果、以下のことが判明した。

1. $R_e = 924 \pm 6$ pc, $M_{\text{mol}} = 1.4 \times 10^{11} M_{\odot}$ と非常にコンパクトでありながら大質量な SMG である。
2. 銀河の中心部分だけでなくその周辺のクランプにおいても高い SFR を示し、銀河全体で Maximum Starburst に近いスピードで星形成を行っている。
3. $n = 1.23 \pm 0.01$ と円盤銀河寄りの輝度分布を持つ。

これらのことから、AzTEC8 は近傍銀河とは異なった性質を持つことがわかる。また、AzTEC8 が成長したら中心にコンパクトな円盤を持つ巨大楕円銀河に進化するのではないかと考えられる。今後はガスの観測を行うことで、銀河の円盤内で発生するガスの流入や流出を検出し、星形成の要因についてさらに詳細な議論を行うことを目指す。

Reference

- Allen, R. J., Kacprzak, G. G., Glazebrook, K., et al. 2017, ApJL, 834, 11
- Danielson, A. L. R., Swinbank, A. M., Smail, I., et al. 2017, ApJ, 840, 78
- Fujimoto, S., Ouchi, M., Shibuya, Y., et al. 2017, ApJ, 850, 83
- Hodge, J. A., Swinbank, A. M., Simpson, J. M., et al. 2016, ApJ, 833, 103
- Iono, D., Yun, M. S., Aretxaga, I., et al. 2016, ApJL, 829, 10
- Iono, D., Yun, M. S., Ken-ichi, T., et al. 2019, in prep.
- Planck Collaboration: Ade, P. A. R., Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., et al. 2014, A&A, 571, 16
- Scoville, N., Sheth, K., Aussel, H., et al. 2016, ApJ, 820, 83
- Scoville, N., Sheth, K., Aussel, H., et al. 2016, ApJ, 824, 63
- Shibuya, T., Ouchi, M., Harikane, Y., et al. 2015, ApJS, 219, 15
- Simpson, J. M., Swinbank, A. M., Smail, I., et al. 2014, ApJ, 788, 125
- Smolčić, V., Aravena, M., Navarrete, F., et al. 2012, A&A, 548, 4
- Toft, S., Smolčić, V., Magnelli, B., et al. 2014, ApJ, 782, 68
- Younger J. D., Fazio, G. G., Ashby, M. L. N., et al. 2010, MNRAS, 407, 1268

a18

Stripe 82X の多波長観測データを用いた
電波銀河の研究
京都大学大学院 理学研究科
瀬戸口 健太

Stripe 82X の多波長観測データを用いた電波銀河の研究

瀬戸口 健太 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河の中心には超巨大ブラックホール (Supermassive Black Hole; SMBH) が存在する。SMBH へ莫大な質量が降着する銀河では中心核が非常に明るく輝き、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) として観測される。AGN のうち、特に強力なジェットを放出する電波銀河は、ジェットによる周辺環境へのフィードバックを理解する上で鍵となる天体である。近傍 ($z < 1$) の電波銀河は星形成率が小さいため、銀河進化の最終段階の天体とされている。しかし、遠方 ($z \sim 1$) の電波銀河については、観測的な制限により詳細な研究は行われておらず、その性質が近傍と同様かは不明である。そこで我々は、広範囲を多波長で探査した天体カタログ Stripe 82X (LaMaasa et al. 2016) に着目した。なぜなら、電波銀河は個数密度が小さいため、その統計的性質の解明には、広範囲かつ多波長での観測データが必要不可欠なためである。本研究では、電波干渉計 FIRST で検出され、かつ SDSS で赤方偏移が求められている 10 天体をサンプルとした。我々は、多波長観測データ解析により母銀河の星形成率と星質量、AGN の X 線光度、SMBH 質量を推定した。結果は以下の通りである。(1) 星質量と SMBH 質量を比較し、SMBH 質量が卓越していた。(2) エディントン比と星形成率が近傍の典型的な電波銀河より大きかった。(3) 星形成率と質量降着率 (X 線光度に比例) を比較し、SMBH 成長が優勢であった。これらの結果は、遠方 ($z \sim 1$) の電波銀河が近傍 ($z < 1$) の電波銀河と異なる特徴を持つ可能性を示唆している。

1 Introduction

銀河の中心には超巨大ブラックホール (Supermassive Black Hole; SMBH) が存在し、母銀河のバルジ質量と SMBH 質量には強い相関があること (マゴリアン関係: Magorrian et al. 1998) が知られている。このことから、母銀河と SMBH は相互に影響しながら共進化すると考えられている (Kormendy & Ho 2013)。しかし、共進化の物理過程は未だ解明されていない。

この問題を解く鍵が、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) ジェットである。AGN とは、SMBH へ莫大な質量が降着することで中心核が非常に明るく輝く現象を指す。AGN ジェットは周辺環境にある物質を吹き飛ばすため、母銀河の星形成を抑制する作用 (AGN フィードバック) を持つと考えられている。つまり、共進化を理解する上で AGN ジェットの調査は必要不可欠である。

AGN ジェットを調べる上で電波銀河は重要な天体である。なぜなら、AGN から強力なジェットが放出される場合、シンクロトロン放射により電波で明る

く輝くからである。近傍 ($z < 1$) の電波銀河では星形成率 (Star Formation Rate; SFR) が小さいため、銀河進化の最終段階の天体と考えられている。しかし、遠方 ($z \sim 1$) の電波銀河については観測的な制限により詳細な研究が行われておらず、その性質が近傍と同様かは不明である。

本研究では、(1) 広範囲 (31.3 deg^2) かつ (2) 多波長で探査した天体カタログ Stripe 82X (LaMassa et al. 2016) を用いて、遠方 ($z \sim 1$) の電波銀河の性質を調査した。なぜなら、(1) 電波銀河は個数密度が小さく、統計的性質の解明には広い領域を探査する必要がある。(2) 母銀河、および SMBH の性質を比較するには多波長観測データが不可欠となる。具体的には、母銀河の進化を考察するためには電波/可視光/赤外線の大帯域スペクトルから星質量 (M_{stellar}) と SFR、SMBH の進化を考察するためには可視光、X 線スペクトルから BH 質量 (M_{BH}) と質量降着率の情報推定が必要がある。このカタログに収録されている電波銀河の多波長観測データ解析により、近傍から遠方までの電波銀河における母銀河と SMBH

の相関について議論する。

2 Methods

2.1 Sample Selection

本研究では、Stripe 82X カタログの中から 10 天体の多波長観測データを解析した。Sample Selection は以下の通りである。

- 電波干渉計 FIRST で検出されている
- SDSS により赤方偏移が求められている

特に本研究では、上記の条件を満たす約 60 天体の中から、X 線で明るい 10 天体を解析した。

2.2 Spectral Analysis

Python コード CIGALE (Boquien et al. 2019) を利用し、電波/可視光/赤外線データの多波長スペクトル解析を行った。データは FIRST、SDSS、WISE、VISTA により観測されたものを用いた。電波放射、星雲、母銀河ダスト、AGN、星成分、ダスト減光を考慮したモデルによるフィッティング (Toba et al. 2019) から、母銀河の M_{stellar} と SFR を求めた (図 1)。

QSFit (Calderone et al. 2017) を利用し、SDSS の可視光スペクトルに対し、広輝線、狭輝線、母銀河由来の連続光の成分を考慮したモデルでフィッティングを行った (図 2)。広輝線の半値幅 (Full Width at Half Maximum; FWHM) と連続光成分の光度が推定され、 M_{BH} を求めることが可能になる。 M_{BH} の推定にあたり、用いた式は以下の 2 つである (Wang J.-G. et al. 2009)。

$$\log \frac{M_{\text{BH}}}{10^6 M_{\odot}} = (1.13 \pm 0.27) + 0.5 \log \left(\frac{L_{3000}}{10^{44} \text{erg s}^{-1}} \right) + (1.51 \pm 0.49) \log \left[\frac{\text{FWHM}(\text{MgII})}{1000 \text{km s}^{-1}} \right] \quad (1)$$

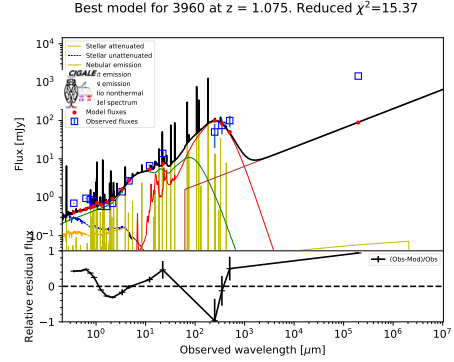


図 1: CIGALE を用いた電波、可視光、赤外線スペクトルのフィッティングの一例。

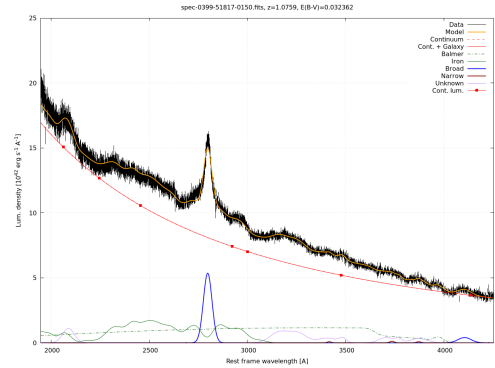


図 2: QSFit を用い、可視光スペクトルをフィッティングした一例。

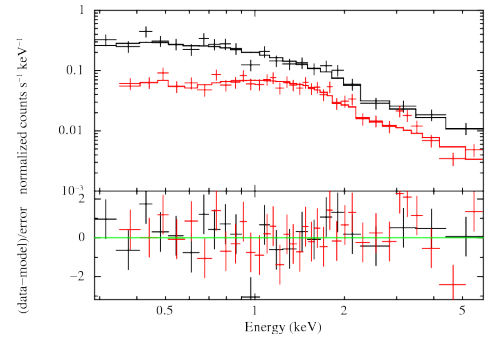


図 3: XSPEC を用い、X 線スペクトルをフィッティングした一例。赤色: XMM-Newton/PN。黒色: XMM-Newton/MOS。

$$\log \frac{M_{\text{BH}}}{10^6 M_{\odot}} = (1.39 \pm 0.14) + 0.5 \log \left(\frac{L_{5100}}{10^{44} \text{erg s}^{-1}} \right) + (1.09 \pm 0.23) \log \left[\frac{\text{FWHM}(\text{H}\beta)}{1000 \text{km s}^{-1}} \right] \quad (2)$$

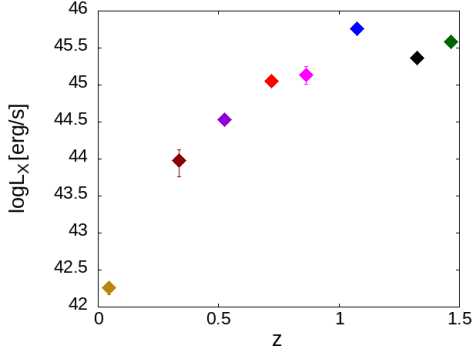


図 4: 赤方偏移 z と X 線光度 L_X の関係。

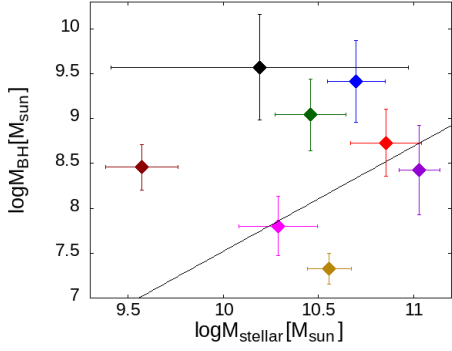


図 5: M_{stellar} と M_{BH} の相関。黒線: 共進化関係 (Kormendy & Ho 2013)。

ここで、 L_{3000} 、 L_{5100} はそれぞれ 3000 \AA 、 5100 \AA における連続光の光度を指す。

X 線スペクトル解析ソフト XSPEC を利用し、X 線天文衛星 *XMM-Newton* の X 線スペクトルに対し、銀河面吸収、天体由来の吸収を考慮したべき関数のモデルでフィッティングを行った (図 3)。その結果、スペクトルの再現に成功し、吸収補正した AGN 成分の X 線光度 L_X を推定した。

3 Results

多波長データを用いたスペクトル解析の結果、8 天体の M_{BH} と L_X が得られた。図 4 に、各天体の赤方偏移と X 線光度を示した。図 4 から、遠方 ($z \sim 1$) の電波銀河が選出できたことが分かる。ただし、今回は X 線で明るい天体を選出したため、X 線光度が大

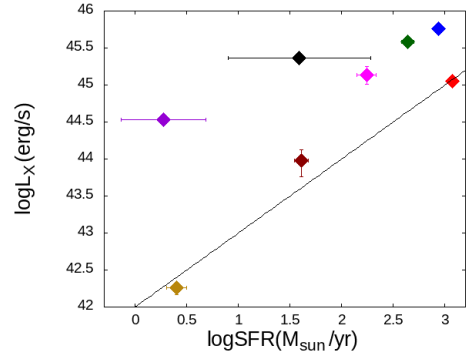


図 6: 星形成率 (SFR) と X 線光度 (L_X) の比較。黒線は共進化関係の時間微分に相当する典型的な式 $\text{SFR} \sim 200 \dot{M} \sim 10^{42} L_X$ を表す。

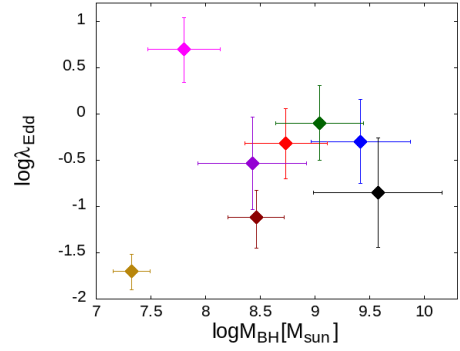


図 7: 各天体のエディントン比と M_{BH}

きい天体を選択するというバイアスが含まれている。

4 Discussion

4.1 星質量と BH 質量の比較

図 5 は M_{stellar} と M_{BH} の関係を示す。ここで、 M_{stellar} はバルジ成分以外も含んでいる。

図 5 から、今回のサンプルでは近傍の共進化関係よりも、 M_{BH} が卓越していたことが分かった。これは SMBH の進化が優勢であることを示唆する。

4.2 SFR - L_X 関係

次に、母銀河と SMBH の進化段階について探るため、 M_{stellar} と M_{BH} の時間微分に相当する SFR と

質量降着率 (\dot{M}) について調べた。 \dot{M} は、以下の式 3 から見積ることができる。

$$\dot{M} = \frac{L_{\text{bol}}}{\eta c^2} \sim \frac{30L_X}{0.1c^2} \quad (3)$$

ここで、 $L_{\text{bol},\eta}$ はそれぞれ bolometric 光度、放射効率を表し、 $L_{\text{bol}} \sim 30 L_X$ 、 $\eta \sim 0.1$ を用いた。図 6 は SFR と L_X の相関を示す。

今回の天体では近傍の電波銀河と異なり、SFR の大きいもの ($10^2 - 10^3 M_\odot/\text{yr}$) が見られた。また、近傍の共進化関係と比較して、これらのサンプルでは $L_X > \text{SFR}$ であった。これは星形成に対し SMBH の成長が優勢であることを示唆する。

4.3 エディントン比

M_{BH} とエディントン比の関係を図 7 に示した。ここで、エディントン比 λ_{Edd} とはエディントン光度と L_{bol} の比であり、SMBH 質量で規格化した質量降着率を表す。

近傍の電波銀河における典型的なエディントン比は $\log \lambda_{\text{Edd}} \sim -3$ 程度である。しかし、我々が扱った天体では $\lambda_{\text{Edd}} \sim -1 - +1$ と非常に大きい。これは、近傍より高い質量降着率を持つことを示唆する。

5 Conclusion

本研究では、母銀河と SMBH の共進化を理解する上で重要な AGN ジェットについて調べるため、電波銀河に着目した。天体カタログ Stripe 82X を利用し、多波長観測データのスペクトル解析から星質量、星形成率、SMBH 質量、X 線光度を推定した。今回のサンプルでは

- M_{BH} が卓越している
- エディントン比、SFR が大きい
- 星形成より SMBH 成長が優勢

という性質が見られ、従来の電波銀河の描像と異なる特徴を持つ天体の存在を確認できた。

6 Future Work

本研究の今後の展望、課題は下の通りである。

- X 線で明るくない残りの天体データについても解析する
- ジェットを持たない AGN との比較から、ジェットが放出される条件を考察する
- 電波のフラックスからジェットの規模を評価し、他の物理量との具体的な関係を調べる
- すばる望遠鏡の HSC (Hyper Supreme-Cam) データで同様の手法を用い、より遠方、より暗い天体を調査する

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、京都大学の上田佳宏先生をはじめ、研究室の先輩方には素晴らしいご指導をいただきました。

また、京都大学 学振特別研究員の鳥羽儀樹氏にはスペクトル解析データの提供など、多くのご助力を頂きました。皆様に感謝申し上げます。

Reference

- Boquien et al. 2019, A&A, 622, A103
 Calderone et al. 2017, MNRAS, 472, 4051-4080
 Kormendy, & Ho 2013, ARA&A, 51, 511
 LaMassa et al. 2016, ApJ, 817, 172
 Magorrian et al. 1998, AJ, 115, 2285
 Toba et al. 2019, ApJS, 243, 15
 Wang J.-G. et al. 2009, ApJ, 707, 1334

a19

銀河の相互作用、及び衝突・合体が活動
銀河核の活動性に及ぼす影響について
総合研究大学院大学 物理科学研究科
小林 宇海

銀河の衝突と合体が活動銀河核に及ぼす影響

小林 宇海 (総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

冷たいダークマターモデルによれば、銀河同士の衝突・合体、相互作用は宇宙ではありふれた現象である。これらのプロセスは銀河の進化において非常に重要な役割を果たしている、この時銀河に起こっている現象を理解することは、銀河の形成と進化を知る上で大きな手がかりとなる。近年では銀河と活動銀河核の共進化が提案されており、銀河の衝突合体と活動銀河核の関係を観測的に検証することは極めて重要である。衝突合体の過程で活動銀河核が誘発されることがナイーブに期待されるが、現在までの先行研究では、その明確な観測的証拠は掴めていない。しかしながら、今までの研究は浅い SDSS のデータや、狭い領域のハッブル宇宙望遠鏡のデータに基づいたもので、銀河の衝突合体というイベントを確実に捉えるには適していなかった。そこで、我々は Hyper Suprime-Cam の戦略枠プログラムによる広くて深いデータを用いて、銀河同士の衝突・合体、相互作用が活動銀河核の活動性に及ぼす影響を調べた。本研究では、SDSS の DR14 から取ってきた赤方偏移 0.2 未満の 6044 個の銀河について HSC の画像を目で見て、衝突・合体銀河かどうかを判別した。そして、そういった銀河の星質量、環境分布を評価し、さらに活動銀河核を持つ割合を BPT diagram を使って調べていた。本公演では、衝突・合体銀河の特徴と活動銀河核について得られた結果を、議論し考察を行う。すると、衝突合体している銀河の方が活動銀河核を持ちやすく、より重いことがわかった。それ故、活動銀河核を発現する一つの要因は衝突合体であり、その時より重い銀河ができることが示唆される。しかし、環境分布については衝突合体銀河とそれ以外で違いは見られなかった。

1 Introduction

冷たいダークマターモデルに基づくと、構造は階層的に進化している。言い換えれば、小さな天体は重力で引き合い合体し、より大きく、重い天体を形成する。それ故、銀河同士の衝突・合体、相互作用は宇宙において頻繁に起こっている。これらのプロセスは銀河の進化において非常に重要な役割を果たしている、この時銀河に起こっている現象を理解することは、銀河の形成と進化を知る上で大きな手がかりとなる。近年では銀河と活動銀河核がともに進化してきた描像が提案されており、銀河の衝突合体と活動銀河核の関係を観測的に検証することは極めて重要である。

それというのも衝突合体が起こるとその過程でガスは角運動量を失い、また重力不安定性から中心核に流れ込む。この時、このガスによって中心で星生成率が上がったり、活動銀河核が誘発されることがナイーブに期待されるが、現在までの先行研究では、活動銀河核の誘発についてはその明確な観測的証拠は

掴めていない。

その原因として、多くの原因があるが、ここでは二つのことが挙げる。一つ目は活動銀河核をどのように見つけるかということである。大質量ブラックホールへの降着が起こると、降着円盤、dusty トーラス、ジェット、コロナなどから X 線から電波と様々な波長で放射が出てくる。そのため活動銀河核の選び方は多岐にわたる。それ故、どの波長でどんな方法で選ぶかで見ている活動銀河核の性質が違う。そして、二つ目は衝突合体している銀河をどのように選ぶかである。銀河同士が衝突合体すると銀河はその形態が乱される。そのため衝突合体している銀河を見つける手段の一つとして目で見つけるという方法があるが、衝突合体銀河が示す特徴はかなり淡いものである。それ故、衝突合体銀河を見つけるには高いクオリティの画像が必要である。しかしながら、今までの研究は浅い SDSS のデータや、狭い領域のハッブル宇宙望遠鏡のデータに基づいたもので、銀河の衝突合体というイベントを確実に捉えるには適してい

なかった。そこで、我々は Hyper Suprime-Cam の戦略枠プログラムによる広くて深いデータを用いて、銀河同士の衝突・合体、相互作用が活動銀河核の活動性に及ぼす影響を調べた。

2 Methods/Instruments

先に述べた通り、活動銀河核と衝突合体の関係性を理解するには、活動銀河核と衝突合体銀河をどのように選ぶかという二つの山場があり、ここではそれぞれのそれぞれについて用いた手法を紹介する。また、用いた装置についても軽く触れる。今回の研究では SDSS DR14 から赤方偏移 0.01 から 0.2 の 6044 個の銀河を対象に行った。

2.1 AGN sample selection

まず、活動銀河核をいかにして選ぶかであるが、今回は SDSS DR14 の銀河から可視光の輝線を使って活動銀河核を持つ銀河を選んできた (kauffmann et al.(2003))。この方法は BPT diagram と呼ばれる。ここではその手法を簡単に紹介する。まず図 1 のように $[OIII]$, $H\beta$ の比を縦軸、 $[NII]$, $H\alpha$ の比を横軸に取った散布図をみる。

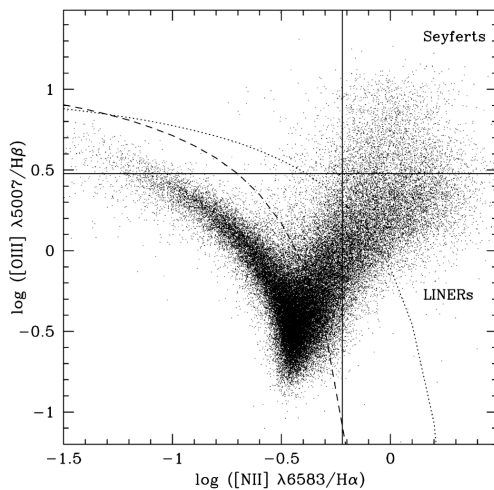


図 1: BPT diagram

すると、通常の星生成銀河はこの図上で相関関係を

なしていて、左上から弧を描きながら下へ落ちていくトレンドに乗るよう分布する。しかし、もし銀河が活動銀河核を持っている場合は活動銀河核からの強い放射で完全電離領域と部分電離領域を作り、完全電離領域では $[OIII]$ が、部分電離領域では $[NII]$ が強くなるため、通常の銀河のトレンドから外れ右上に分布するようになる。この性質を利用し、活動銀河核を持つ銀河は図の一点鎖線より上に分布する銀河として定義する。

2.2 merger sample selection

衝突合体している銀河は図のような tail や shell のような構造を示す。

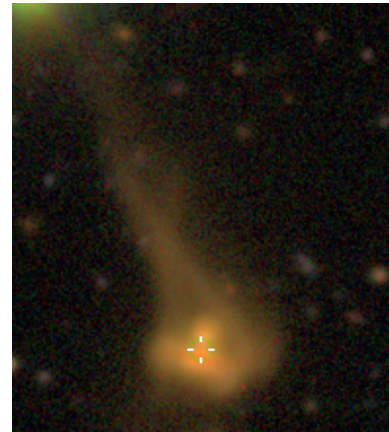


図 2: tail 例

このような特徴が見られるかを一つ一つ目で見て確認し、分類した。

3 Results & Discussion

分類を行うと、6044 個の銀河のうち衝突合体銀河と分類されたのは 1174 個であった。

3.1 AGN fraction

先に述べた BPT diagram を用いて衝突合体銀河とそれ以外の銀河、それぞれについて活動銀河核を持つ割合を調べた。

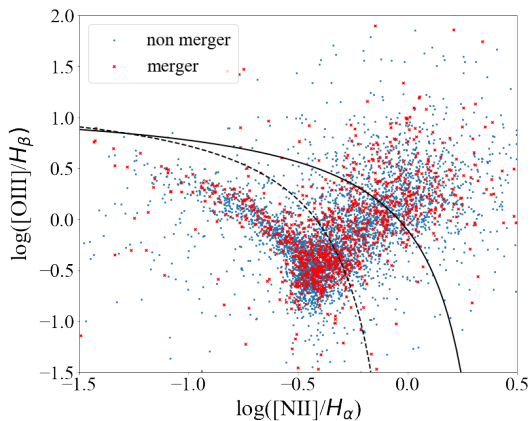


図 3: BPT diagram

すると、衝突合体銀河のうち活動銀河核を持つ割合は 13%, それ以外は 9%ほどでわずかではあるが衝突合体銀河の方が高いことがわかった。それ故、活動銀河核を誘発する一つの要因が銀河同士の衝突や合体であることが示唆される。しかし、一方でその割合は低いので、衝突合体が活動銀河核を発現させる支配的な要因とは言えない。

3.2 environment

次に衝突合体銀河がどんな環境にいるかを評価した。まず、環境を評価するパラメーターとして次のようなパラメーターを導入する。

$$\log \Sigma = \log\left(\frac{\delta_4 + \delta_5}{2}\right) \quad (1)$$

$$\delta_n = \frac{n}{\pi d_n^2} \quad (2)$$

すると、その分布は次ようになった。

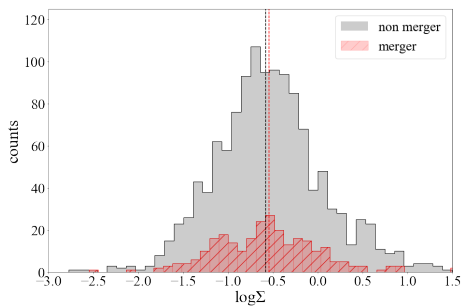


図 4: 環境の分布

すると、衝突合体銀河とそれ以外で分布の違いは見られなかった。それ故、銀河の衝突合体は特殊ないため起こるわけではないことが示唆される。

3.3 Stellar mass distribution

次に衝突合体銀河のどんな星質量を持っているのかについて考える。星質量については星の種族合成を用いて求めた。すると、星質量の分布は次のようになった。

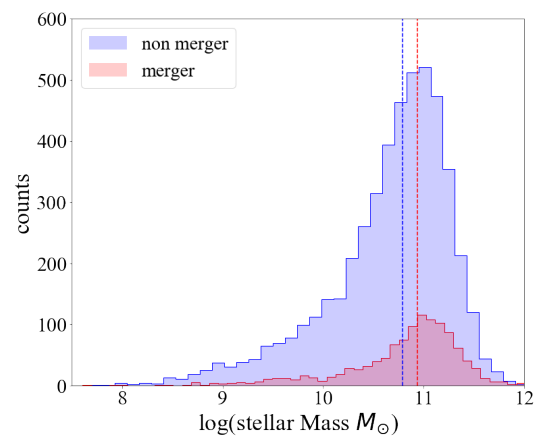


図 5: 星質量の分布

見てわかるように衝突合体銀河の方が少し重い側に分布していることがわかる。それ故、衝突合体している銀河はしていないものより統計的に重いことがわかった。

3.4 Stellar mass vs AGN fraction

最後に星質量を横軸、縦軸に活動銀河核を持つ確率とし、銀河の質量が上がるにつれて活動銀河核を持ちやすくなるのか否かについて考える。まず結果は次のようになった。

すると、衝突合体している銀河の場合は星質量が重くなるにつれて活動銀河核を持つ割合がコンスタントに上がっていく様子が見られる。一方でそれ以外の銀河は星質量が重くなると活動銀河核を持つ割合は途中までは上昇傾向にあるが、途中から減少に転じる様子が見られる。

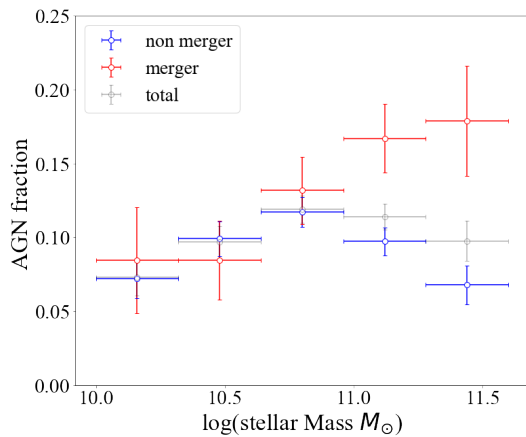


図 6: 星質量と活動銀河核を持つ確率の関係

この違いをより明確にするために衝突合体銀河がそれ以外と比べてどれくらい活動銀河核を持ちやすいかを見るために衝突合体銀河が活動銀河核を持つ割合のそれ以外が活動銀河核を持つ割合に対する超過を見てみると次のようになる。

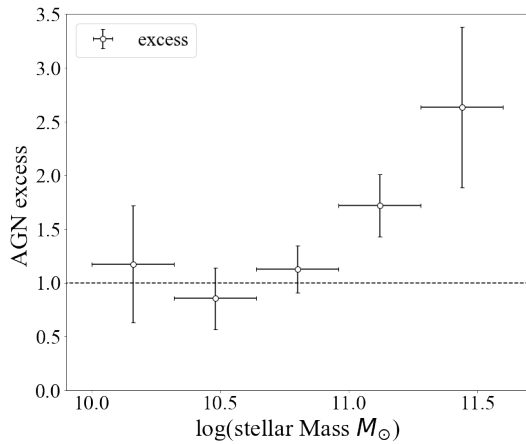


図 7: 衝突合体銀河の活動銀河核の持ちやすさ

すると、質量の高いところで超過が見られる。これが意味するのは衝突合体している銀河はそれ以外と比べて少なくとも 1.5 倍活動銀河核を持ちやすい。つまり、質量の重い側にある銀河の核の活動性は衝突合体によって誘発されやすいことが示唆されている。

Reference

Kauffmann, G., et al., 2003, MNRAS, 341, 33

Kewley, L. J., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Heisler, C. A., Trevena, J., 2001, ApJ, 556, 121

Ellison, Sara L, et al., 2008, AJ, 135, 5

Ellison, Sara L, et al., 2019, MNRAS, 487, 2

Ackermann, S., Schawinski, K., Zhang, C., Weigel, A. K., Turp, M. D., 2018, MNRAS, 479, 415

a20

AGN の活動性が狭輝線領域の電離ガス
に与える影響

愛知大学大学院 理工学研究科
城 知磨

AGN の活動性が狭輝線領域の電離ガスに与える影響

城 知磨 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

活動銀河核 (AGN) のトーラス構造形成モデルのひとつとして、“輻射駆動噴水モデル” (Wada 2012, Wada et al. 2018) が考えられている。輻射駆動噴水モデルでは、トーラス構造形成過程においてアウトフローが自然に形成されるため、狭輝線領域 (NLR) に高密度ガス雲を供給していることが期待される。このモデルの妥当性を観測的に検証するために、本研究では 2 型 AGN (Seyfert, LINER) の NLR の電離ガスを Sloan Digital Sky Survey (SDSS) 大規模可視分光データを用いて系統的に調査した。SDSS サンプル約 125,000 天体の電子密度を測定し、可視光輝線比診断図 (BPT 図: $[\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$ vs. $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$) 上での分布を調べると、NLR は通常の星形成銀河の HII 領域より高密度であることが分かった。さらに、AGN の活動性が高いほど電子密度は高い傾向があることも分かった。また、 $[\text{OIII}]\lambda 5007$ の速度分散も AGN の活動性と正の相関がみられた。これらは、中心核付近から NLR まで吹き出された高密度ガス雲が AGN power-law 放射によって電離されているという輻射駆動噴水モデルの描像と合致する結果である。

1 Introduction

活動銀河核 (AGN) は、中心に超大質量ブラックホール (supermassive black hole: SMBH) を持ち、その周囲の降着円盤、広輝線領域 (broad-line region: BLR)、ダストトーラス、狭輝線領域 (narrow-line region: NLR) によって構成されている。ダストトーラスは 1 型 AGN と 2 型 AGN におけるスペクトルの違いを説明するために重要な存在である。しかし、トーラスの形成過程や性質はまだ解明されていない。SMBH と母銀河の中間的な空間スケールを持ち、それらの共進化に対して重要な役割を担っていると考えられるダストトーラスの解明は重要である。

Wada (2012) では、トーラス構造形成モデルのひとつとして“輻射駆動噴水モデル”が提案されている。図 1 は輻射駆動噴水モデルのイメージ図であり、SMBH 付近のガスの流れを示している。SMBH 付近のガスは、SMBH を取り巻く円盤の中で回転しながら落下する成分、中心からの放射によって吹き上げられる成分、吹き上げられたガスの一部が重力により再び円盤に落下する成分を持ち、この動的な描像によってトーラス構造を説明した。

NLR は中心核から $10^2\text{--}4$ pc にわたって空間的に広がった電離領域であり、数百 km/s の輝線速度幅で特徴づけられる。輻射駆動噴水モデルの動的な描

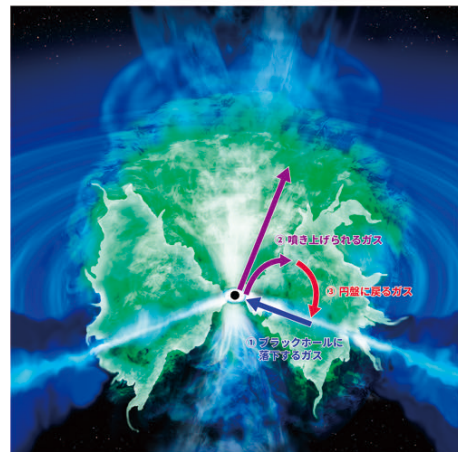


図 1: 輻射駆動噴水モデルのイメージ (Izumi et al. 2018; ©NAOJ)。

像において自然に形成される中心核からのアウトフローは、NLR に高密度ガス雲を供給することが期待される。アウトフローは、AGN からエネルギーや運動量を受け取って引き起こされるため、その強度は AGN の活動性に依存すると考えられる。よって、AGN の活動性と NLR の電離ガスの性質との関係を調査することは、輻射駆動噴水モデルの妥当性を診断するため、ひいてはトーラス構造を理解するために重要である。

2 Methods

2.1 Sample selection

我々は、AGN の活動性に起因する NLR の電離ガスの系統的な性質を調査するために、大規模可視分光サンプルである Sloan Digital Sky Survey (SDSS; York et al. 2000) DR15 のデータを用いた。また、輝線フラックス値は Max Planck Institute for Astrophysics and Johns Hopkins University (MPA-JHU) カタログ (1,329,296 天体) (Tremonti et al. 2004) を使用した。このカタログの中から本研究に使用するサンプルを以下の方法で選出した。

1. SDSS の分光ファイバーの直径は $3''$ に固定されているため、天体までの距離が近すぎる銀河は全体を分光できていない可能性があるため、 $z > 0.02$ の天体を選択した。(870,010 天体)
2. 可視光輝線比診断図 (BPT 図; Baldwin et al. 1981) を作成するために必要な輝線 $H\alpha$ 、 $H\beta$ 、 $[\text{OIII}]\lambda 5007$ 、 $[\text{NII}]\lambda 6584$ 、 $[\text{OI}]\lambda 6300$ と電子密度測定に必要な輝線 $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717, 6731$ の全てに対して $S/N > 3$ の天体を選択した。(202,361 天体)
3. 輝線幅の広い天体 (1 型 AGN とと思われる) の混入を防ぐために、 $|\sigma_{\text{balmer}} - \sigma_{\text{forbidden}}| \leq 100 \text{ km/s}$ の天体を選出した。(199,599 天体)
4. $R_{[\text{SII}]} = [\text{SII}]\lambda 6717 / [\text{SII}]\lambda 6731$ が電子密度に対して敏感な範囲 $0.46 < R_{[\text{SII}]} < 1.43$ である天体を選出した。(124,608 天体)

以上の方法で選出した 124,608 天体 (以下 BPT サンプルと呼ぶ) を BPT 図によって分類すると (Kauffmann et al. 2003, Kewley & Dopita 2001, Kewley et al. 2006)、SF: 85,251 天体、composite (BPT 図上での SF と AGN の中間的天体と定義されたもの): 22,303 天体、Seyfert: 11,919 天体、Low-Ionization Narrow Emission-Line Region (LINER): 5,135 天体が得られた。

2.2 Electron density

$[\text{SII}]\lambda 6717 / [\text{SII}]\lambda 6731$ 、 $[\text{OII}]\lambda 3729 / [\text{OII}]\lambda 3726$ は、電子密度の指標として用いられる。しかし、

$[\text{OII}]\lambda 3729 / [\text{OII}]\lambda 3726$ は互いの輝線の中心波長が非常に近いので、SDSS の波長分解能では十分に分解できていない。そのため、本研究では $R_{[\text{SII}]} = [\text{SII}]\lambda 6717 / [\text{SII}]\lambda 6731$ を用いた。 $R_{[\text{SII}]}$ から電子密度を導出するために IRAF の `temden` を利用した。電子密度の測定には電子温度 T_e の情報が必要である。電子温度を測定するために $[\text{OIII}]\lambda 4363 / [\text{OIII}]\lambda 5007$ がよく用いられるが、 $[\text{OIII}]\lambda 4363$ が非常に微弱であるため精度の良い測定が難しい。図 2 は電子温度 $T_e = 5,000 \text{ K}$ 、 $T_e = 10,000 \text{ K}$ 、 $T_e = 25,000 \text{ K}$ それぞれに対して `temden` を用いて $R_{[\text{SII}]}$ から電子密度を測定した結果である。この図より、電子密度測定において電子温度の依存性は小さいことが分かる。よって今回は NLR や HII 領域の典型的な温度である $T_e = 10,000 \text{ K}$ を仮定した。

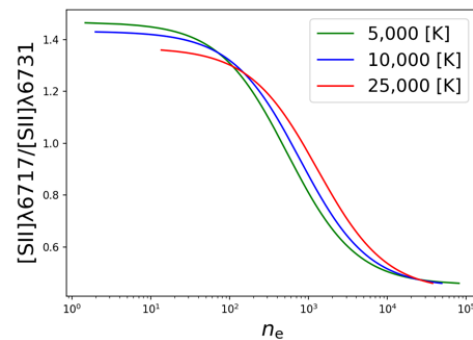


図 2: 異なる電子温度に対する、電子密度と $[\text{SII}]$ 輝線強度比の関係。

2.3 BPT 図

AGN の活動性を評価するために BPT 図を用いる。 $[\text{NII}]\lambda 6584$ や $[\text{OIII}]\lambda 5007$ などの電離輝線の強度は電離源のスペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution: SED) に強く依存する。SF の電離源である O、B 型星などの大質量星は黒体放射を示すのに対して、AGN の電離源は中心核からの power-law 放射である。これらの異なる SED によって電離輝線強度に特徴が生じ、BPT 図上での分布が分かる。図 3 のように横軸に $[\text{NII}]\lambda 6584 / H\alpha$ 、

縦軸に $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ をとると、左上から右下にかけて SF が分布し、左下から右上にかけて AGN (Seyfert および LINER) が分布する。BPT 図上の SF 領域と AGN 領域は、それぞれ HII 領域からの放射と NLR からの放射をトレースしている。また、AGN 領域においては BPT 図右上ほど $[\text{OIII}]\lambda 5007$ と $[\text{NII}]\lambda 6584$ の相対強度が強いので、AGN 中心核からの放射がより卓越していると考えられる。このように BPT 図上の分布は電離源の性質や活動性を反映する。これを踏まえ、BPT サンプルを使用して BPT 図上における電子密度分布の振る舞いをみることで、AGN の活動性と NLR のガス密度の関係を系統的に調査する。サンプル全体の平均的な電子密度分布を調べるために、BPT 図を縦横 0.1 dex ごとに区切り、それぞれのビンで電子密度の平均を調べた。

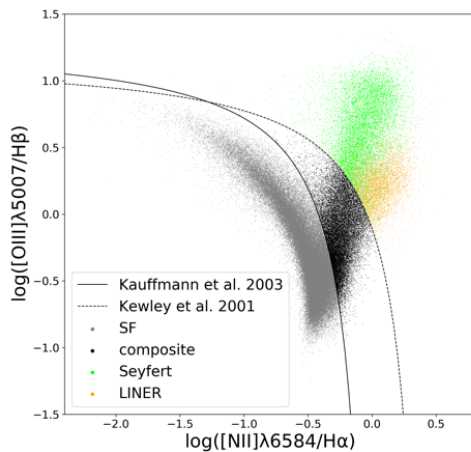


図 3: $\log([\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha)$ vs. $\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta)$ の BPT 図。プロットしているサンプルは BPT サンプルであり、灰色、黒色、緑色、黄色の点はそれぞれ SF、composite、Seyfert、LINER を表す。黒い点線は Kewley et al. (2001) による SF の限界曲線。黒い実線は Kauffmann et al. (2003) による SF と composite を分ける線。

2.4 $[\text{OIII}]\lambda 5007$ velocity dispersion

動的なトラス構造形成モデルから予想されるアウトフローの速度についても、調査を試みた。AGN において、 $[\text{OIII}]\lambda 5007$ の速度分散 $\sigma_{[\text{OIII}]}$ は power-law 放射による電離が卓越した NLR のガス速度の指標になると考えられる。電子密度と同様にして、BPT 図上での $\sigma_{[\text{OIII}]}$ の分布を調べた。HII 領域との比較のため、SF の $\sigma_{[\text{OIII}]}$ も合わせて調査した。

3 Results

BPT 図上における電子密度と $\sigma_{[\text{OIII}]}$ のコントラストを図 4 に示す。SF の領域に対して、composite と AGN の領域は系統的に高密度であることが分かる。また、AGN (とりわけ Seyfert) の領域において、BPT 図右上ほど高密度、高速度分散になる傾向が見られる。一方、BPT 図右下の composite の一部にも高密度な天体の分布が見られた (4.2 節参照)。各輝線銀河種族の平均電子密度を表 1 にまとめる。

表 1: 各輝線銀河種族の平均電子密度

輝線銀河種族	天体数	平均電子密度 [cm^{-3}]
SF	85,251	130.0
composite	22,303	252.0
Seyfert	11,919	400.3
LINER	5,135	333.0

4 Discussion

4.1 AGN の活動性と NLR の電離ガス

本研究では、SF より composite や AGN の密度が系統的に高く、BPT 図右上ほど高密度、高速度分散になる傾向があるという結果が得られた。BPT 図右上ほど AGN power-law 放射による電離輝線強度が卓越しているため、AGN 活動性は高いと考えられるので AGN の活動性と NLR の電子密度、 $\sigma_{[\text{OIII}]}$ には正の相関があると言える。この結果は、AGN の母銀河では通常の星間ガスに加え、中心核付近から吹き出されたガス成分が AGN power-law 放射によ

て電離されているという輻射駆動噴水モデルの描像と一致する。

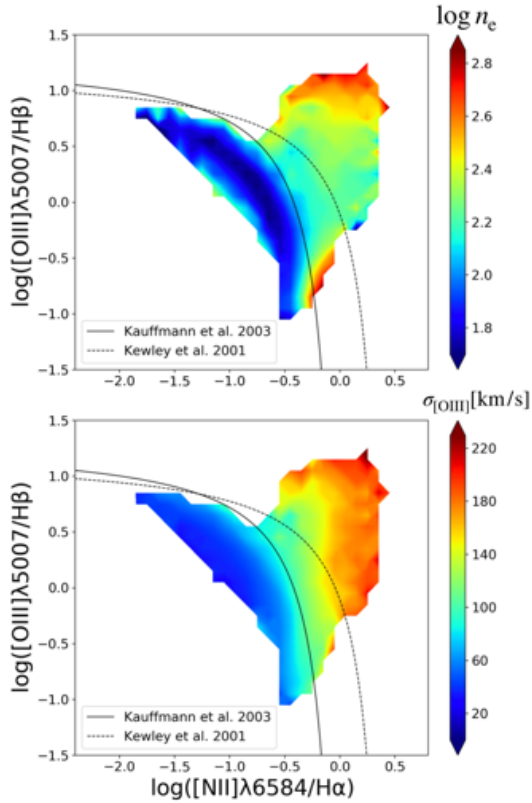


図 4: $\log([\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha)$ vs. $\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta)$ の BPT 図における電子密度のコントア (上) と $\sigma_{[\text{OIII}]}$ のコントア (下)。

4.2 composite の高密度領域について

図 4 より、BPT 図右下の composite の領域で高密度な天体が分布することが分かった。これらの天体は $[\text{OIII}]\lambda 5007$ 輝線が弱いため、典型的な AGN power-law 放射による光電離が卓越した天体ではない。これらの天体を高密度化させる要因の一つとして衝撃波によるガスの圧縮が考えられる。電波ジェットによる寄与を調査するために観測領域が SDSS と約 93% 一致している電波カタログである the Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm (FIRST; Becker et al. 1995) のデータを用いた。図 5 は、BPT 図上における、BPT サンプルと radio-loud 天体 (FIRST

天体のうち $L_{1.4\text{GHz}} > 10^{23}$ W/Hz の天体) のマッチング率を示す。図の右下部分はマッチング率が高くないことから電波ジェット起因の衝撃波によるガスの圧縮が高密度化に寄与している可能性は低いことが分かった。

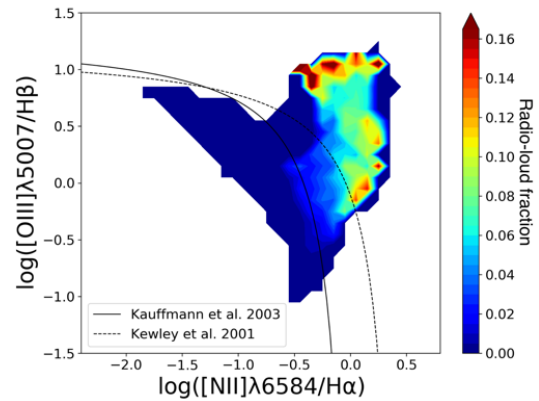


図 5: $\log([\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha)$ vs. $\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta)$ の BPT 図における BPT サンプルと radio-loud サンプルのマッチング率のコントア。

Reference

Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, *PASP*, 93, 5
 Becker, R. H., White, R. L., & Helfand, D. J. 1995, *ApJ*, 450, 559
 Izumi, T., Wada, K., Fukushige, R., Hamamura, S., & Kohno, K. 2018, *ApJ*, 867, 48
 Kauffmann et al. 2003, *MNRAS*, 346, 1055
 Kewley et al. 2001, *ApJ*, 556, 121
 Kewley et al. 2006, *MNRAS*, 372, 961
 Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, *ApJ*, 613, 898
 Wada, K. 2012, *ApJ*, 758, 66
 Wada, K., Yonekura, K., & Nagao, T. 2018, *ApJ*, 867, 49
 York, D. G., Adelman, J., Anderson, J. E., Jr., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579

a21

[O IV] $25.89\mu\text{m}$ と $12\mu\text{m}$ の光度比を用いた”塵に埋もれた”活動銀河核の診断法
京都大学大学院 宇宙物理学教室
山田 智史

[O IV] 25.89 μm と nuclear 12 μm の光度比を用いた “塵に埋もれた” 活動銀河核の診断法

山田 智史 (京都大学大学院 宇宙物理学教室)

Abstract

超/高光度赤外線銀河 (Ultra/luminous Infrared Galaxies; U/LIRGs) は、星形成が活発な進化段階の銀河である。近傍 U/LIRGs の多くはガスが豊富な銀河同士の合体によって生じており、ガスやダストの効率的な角運動量損失により、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) を誘発する天体も多い。合体の最終段階では、急激な質量降着に加え、AGN トーラスが全体を覆うほどに“塵に埋もれた”構造になると予測されている。しかし、ダスト減光などの影響のため、埋もれた AGN を特定し、これらを実証することは困難であった。そこで、透過力の高い X 線や中間赤外線 (5–30 μm) での観測が不可欠である。本研究では、U/LIRG 中の埋もれた AGN を特定するため、[O IV] 25.89 μm と nuclear (subarcsecond scale) 12 μm の光度比を用いた新しい判定法を導入した。これらは AGN の狭輝線領域とトーラスから放射されている。我々はこの判定法の妥当性を確かめ、さらに、AGN を持つ近傍の様々な合体段階にある U/LIRGs の 23 天体に適用した。その結果、合体の最終段階では AGN は埋もれている一方、初期段階や合体でない U/LIRGs では埋もれていないことが分かった。これは、銀河同士の相互作用が進むにつれて U/LIRGs が持つ埋もれた AGN の割合が大きくなることを示している (Yamada et al. 2019)。

1 Introduction

超/高光度赤外線銀河 (Ultra/luminous Infrared Galaxies; U/LIRGs) は、ダスト放射による莫大な赤外線光度を持つ。¹これは、U/LIRGs が強いエネルギー源である激しい星形成や活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN)²を持ち、これらがガスやダストに覆われていることを示唆する。宇宙全体での赤外線光度密度における U/LIRGs の寄与は、赤方偏移とともに急激に増加する (Casey et al. 2014)。それゆえ、U/LIRGs の研究は、星形成と AGN の相関や、ダストに隠された星形成とブラックホール成長の宇宙論的共進化の理解に不可欠である。

近傍宇宙において、U/LIRGs の多くはガスの豊富な銀河同士の合体で生じている (e.g., Kartaltepe et al. 2010)。銀河合体では、ガスやダストの角運動量損失により、効率的に数 kpc から数 pc スケールの巨大ブラックホール近傍領域へ降着することが可能に

なる。Hopkins et al. (2008) の銀河合体シミュレーションによると、合体の最終段階では、急激な質量降着に加え、中心核がガスやダストに覆われて“埋もれた AGN”になることが予測されている。この銀河合体におけるブラックホールの成長シナリオを検証するには、埋もれた AGN を特定し、合体段階ごとにその割合を比較することが重要である。

埋もれた AGN の判定法の一つとして、高い透過力を持つ X 線での広帯域スペクトル ($\sim 1\text{--}100$ keV) は有用である。AGN の X 線スペクトルは、トーラスによる吸収を受けた直接成分、トーラスや降着円盤からの反射成分、狭輝線領域から散乱された吸収を受けていない成分によって構成される。散乱成分と吸収補正した直接成分の 1 keV における強度比 (f_{scat}) は、トーラスが全体を覆うにつれて小さくなり、特に f_{scat} が 0.5% よりも小さい AGN は“埋もれた AGN”の良い候補と考えられている (e.g., Ueda et al. 2007, 2015)。しかし、U/LIRGs のように深い吸収を受けた天体では、高精度な X 線スペクトルが得られる天体が少なく、十分なサンプルで統計的に議論を行うことが困難であった。

¹ULIRG と LIRG はそれぞれ、 $L_{\text{IR}(8\text{--}1000\mu\text{m})} > 10^{12}L_{\odot}$ 、 $L_{\text{IR}} = 10^{11}\text{--}10^{12}L_{\odot}$ の赤外線光度で定義される。

²AGN とは、銀河中心の巨大ブラックホールに莫大な質量が降着することで、中心核領域が非常に明るく輝く現象である。

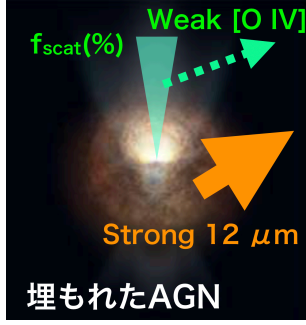


図 1: 埋もれた AGN の概念図。トーラスが全体を覆うほどに発達している。

そこで本研究では、ダスト減光を受けにくい中間赤外線に着目し、[O IV] 25.89 μm 輝線と nuclear (subarcsecond scale) 12 μm の光度比を用いた“埋もれた AGN”の判定法を導入した。それぞれ狭輝線領域とトーラスから主に放射されている。母銀河での星形成の寄与を最小限にするため、12 μm 光度は高空間分解能な観測によって得られた中心核領域からの光度を使用する (Asmus et al. 2014)。[O IV] 輝線では、一般的に使われる [O III] $\lambda 5007$ 輝線に比べても、星形成の寄与は非常に小さい ($\lesssim 5\%$)。以上より、 $L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ の光度比は、トーラスが全体を覆うにつれて小さくなり、埋もれた AGN を特定できる指標になることが期待される (図 1)。

2 $L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ Ratio as Diagnostics of Torus Structure

我々はまず、[O IV] 25.89 μm と nuclear 12 μm の光度比がトーラスの立体角の良い指標になるのかを確認するため、近傍の *Swift*/BAT 9ヶ月カタログの X 線天体を用いて、この光度比と f_{scat} に相関が見られるかを調査した。この *Swift*/BAT カタログには X 線スペクトル解析が行われた AGN が 103 天体含まれており (Ueda et al. 2015)、その中で精度よく f_{scat} が推定されている天体を次の 3 つの条件により選出した。ただし、Kawamuro et al. (2016) により X 線衛星「*すざく*」を用いた広帯域 X 線スペクトル解析が行われた天体には、その結果を適用した。(1) AGN からの直接成分と散乱成分をスペク

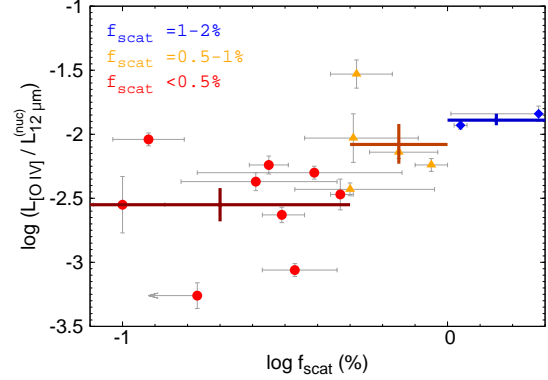


図 2: $\log f_{\text{scat}}$ 対 $\log L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ 光度比の依存性。 f_{scat} がそれぞれ $< 0.5\%$ 、 $0.5-1.0\%$ 、 $1.0-2.0\%$ の値ごとに赤、黄、青で分類している。太いクロスは各色ごとの平均値と標準誤差を示している。

トルから分離する必要があるため、2 型 AGN (水素柱密度が $\log N_{\text{H}} / \text{cm}^{-2} = 22-24$) を選出した。非常に大きい吸収を受けている Compton-thick AGN ($\log N_{\text{H}} / \text{cm}^{-2} > 24$) は、 f_{scat} の値がトーラスモデルに依存するため使用していない (e.g., Tanimoto et al. 2018)。(2) f_{scat} が 2% より大きい天体は、視線方向の部分吸収による影響を含んでいる可能性があるため除外している (Ueda et al. 2015)。(3) f_{scat} には母銀河が持つ大質量 X 線連星の成分も含まれるため、赤外線光度 (Lutz et al. 2018) から 0.5–2 keV の X 線光度への影響を算出し (e.g., Mineo et al. 2012)、その影響が $\lesssim 0.1\%$ の天体のみを選出した。以上から、最終的に 16 天体の AGN をサンプルとした。

これらの AGN に対し、[O IV] 25.89 μm 光度は赤外線衛星 *Spitzer*/IRS による中間赤外線観測から推定される結果を適用した (Weaver et al. 2010; Weedman et al. 2012)。中心核の 12 μm 光度は Asmus et al. (2014) から引用した。この値は Very Large Telescope (VLT)、Gemini/Michelle、*Subaru*/COMICS のデータを使用しており、 $\lesssim 0.4$ 秒角スケール (赤方偏移 $z \sim 0.03$ で $\lesssim 300$ pc に相当) での高空間分解能な中間赤外線観測データを使用している。

以上の結果を用いて、 $\log f_{\text{scat}}$ と $\log L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ 光度比を比較したのが図 2 である。この図から、 f_{scat} が小さくなるにつれ、 $\log L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ が小さくなる傾向が示唆された。 $f_{\text{scat}} < 0.5\%$ を持つ埋もれた

AGN と他の AGN を比較すると、その光度比は約 3 倍も小さい。この違いは Kolmogorov-Smirnov (KS) テストでも > 99% の信頼区間で優位であることが分かった。この結果は、AGN 構造の非対称性による見込み角の影響だけでは説明ができず (X 線、Liu et al. 2014; 中間赤外線、Stalevski et al. 2016)、この光度比が埋もれた AGN の良い指標として使用できることを支持している。

3 Application to U/LIRG

次に我々は、 $L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ による埋もれた AGN の判定法を GOALS サンプル (Armus et al. 2009) に適用した。GOALS サンプルとは、赤外線衛星 IRAS の掃天観測によって検出された近傍 U/LIRGs 202 天体のことであり、全天体について赤外線衛星 *Spitzer*/IRS により [O IV] フラックスが推定されている (Inami et al. 2013)。このうち、nuclear $12\mu\text{m}$ 光度が得られている 23 天体をサンプルとした。銀河の合体段階については、*Spitzer*/IRAC による $3.6\mu\text{m}$ 画像や、他の文献から得られるより高い解像度の画像から分類が行われている (Stierwalt et al. 2013)。具体的には 5 つに分類しており、Nonmergers (合体の兆候がないもの)、Pre-mergers (最初に遭遇する前の銀河ペア)、Early-stage mergers (銀河の円盤は対称的だが、潮汐テールが見られるもの)、Mid-stage mergers (不定形な円盤構造や、潮汐テールなどの合体の兆候が見られるもの)、Late-stage mergers (二つの核が共通外層の中にあるもの) と定義している。

U/LIRGs では、nuclear $12\mu\text{m}$ 光度に対してさえも星形成の寄与が有意になる。Díaz-Santos et al. (2017) では、*Spitzer*/IRS の観測データから GOALS サンプルの各天体について、中間赤外線光度における AGN 成分の寄与を算出している。そこで、AGN の寄与が $1/3$ よりも小さいものは星形成成分が主要、他の天体は AGN 成分が主要として分類した。

これらの近傍 U/LIRGs における $\log L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ と $\log L_{[\text{O IV}]}$ の光度を比較したのが図 3 である。AGN 成分が主要な天体に着目すると、合体していない天体や Pre-/Early-stage の合体銀河では典型的な 2 型 AGN の関係式に従っていることが分かった。一方で、

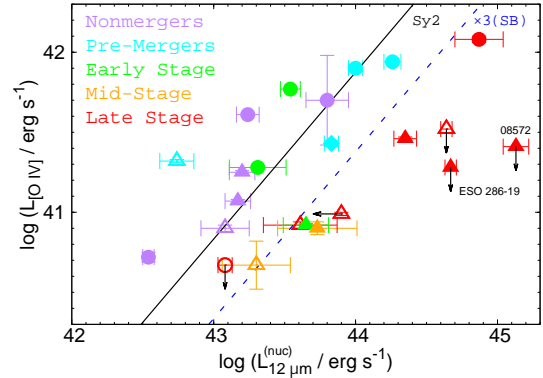


図 3: GOALS サンプル 23 天体における $\log L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ 対 $\log L_{[\text{O IV}]}$ 。合体段階毎に色で分類している (Stierwalt et al. 2013)。中抜きマークは星形成が主要な天体で、他は AGN が主要な天体を示している。黒線は典型的な 2 型 AGN における関係式 (Yang et al. 2015)、青い点線は中間赤外線における AGN の寄与が $1/3$ の場合における関係式をそれぞれ示している。

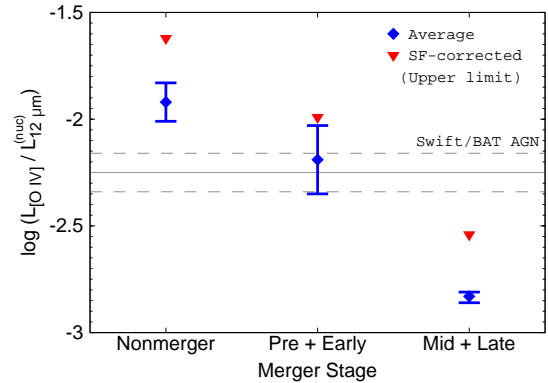


図 4: 合体段階毎における $L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ 光度比。青い菱形は平均値と標準誤差を示している。赤い三角形は nuclear $12\mu\text{m}$ 光度から星形成の寄与を差し引いた場合の結果を示しており、上限値に相当する。

Mid-/Late-stage の合体銀河では、星形成による寄与を最大限に考慮した関係式 (AGN の寄与が $1/3$ の場合) と比較しても、[O IV] 光度が小さい。従って、これらの結果は合体後半の U/LIRGs の多くは埋もれた AGN を持つことを示唆している。

さらに、この結果をより定量的に評価するため、合体段階毎での $L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ 光度比を求めた (図 4)。

ここでは、より保守的に議論を行うため、星形成が主要な天体、X線観測から AGN の存在を裏付けてきていない天体 (IRAS 08572+3915、ESO 286-19)、可視光観測から 1/1.5 型 AGN に分類されている天体 (NGC 7469; 図 3 の菱形マーク)、を除外した 13 天体のみを使用している。この場合でも、合体進化に伴って $L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ 光度比が小さくなる傾向が示された。2 章での *Swift*/BAT サンプル ($L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})} = -2.3 \pm 0.1$) や、典型的な 2 型 AGN (≈ -2.1 ; Yang et al. 2015) と比較して、合体の後期段階の天体の光度比はとても小さい (≈ -2.8)。合体後期の天体と他の天体について KS テストを行い、 $> 99\%$ の信頼区間で光度比に差があることを確認した。以上の結果は、銀河同士の相互作用が進むにつれて、U/LIRGs 中の埋もれた AGN の割合が増加するシナリオを支持している (Yamada et al. 2019)。

4 Conclusion

本研究では、AGN が埋もれているかどうかを判定する手法として、 $[\text{O IV}] 25.89 \mu\text{m}$ と nuclear $12 \mu\text{m}$ の光度比を用いた“埋もれた AGN”の診断法を初めて提案した。まず、この判定法の妥当性を確かめるために、*Swift*/BAT サンプルのうち X 線衛星「すざく」によって観測された 2 型 AGN の 16 天体を用いて、 $L_{[\text{O IV}]} / L_{12\mu\text{m}}^{(\text{nuc})}$ 光度比と f_{scat} との相関を調査した。これにより、 $f_{\text{scat}} < 0.5\%$ である埋もれた AGN では $[\text{O IV}]$ 光度が比較的小さく、この光度比が埋もれた AGN の良い判定法であることが分かった。さらに、この判定法を近傍の U/LIRGs の 23 天体に適用することで、合体の最終段階では AGN は埋もれている一方、初期段階や合体でない U/LIRGs では埋もれていないことが分かった。これは、銀河同士の相互作用が進むにつれて U/LIRGs が持つ埋もれた AGN の割合が大きくなることを示している。

Acknowledgement

本研究にあたってご指導頂いている京都大学の田佳宏先生、同研究室の谷本敦先輩、鳥羽儀樹様、ま

た、国立天文台の川室太希様、今西昌俊様に心から感謝申し上げます。

Reference

- Armus, L., Mazzarella, J. M., Evans, A. S., et al. 2009, *PASP*, 121, 559
- Asmus, D., Höning, S. F., Gandhi, P., Smette, A., & Duschl, W. J. 2014, *MNRAS*, 439, 1648
- Casey, C. M., Narayanan, D., & Cooray, A. 2014, *Physics Reports*, 541, 45
- Díaz-Santos, T., Armus, L., Charmandaris, V., et al. 2017, *ApJ*, 846, 32
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., et al. 2008, *ApJS*, 175, 356
- Inami, H., Armus, L., Charmandaris, V., et al. 2013, *ApJ*, 777, 156
- Kartalpepe, J. S., Sanders, D. B., Le Floch, E., et al. 2010, *ApJ*, 721, 98
- Kawamuro, T., Ueda, Y., Tazaki, F., Ricci, C., & Terashima, Y. 2016, *ApJS*, 225, 14
- Liu, T., Wang, J.-X., Yang, H., Zhu, F.-F., & Zhou, Y.-Y. 2014, *ApJ*, 783, 106
- Lutz, D., Shimizu, T., Davies, R. I., et al. 2018, *A&A*, 609, A9
- Mineo, S., Gilfanov, M., & Sunyaev, R. 2012, *MNRAS*, 419, 2095
- Stalevski, M., Ricci, C., Ueda, Y., et al. 2016, *MNRAS*, 458, 2288
- Stierwalt, S., Armus, L., Surace, J. A., et al. 2013, *ApJS*, 206, 1
- Tanimoto, A., Ueda, Y., Kawamuro, T., et al. 2018, *ApJ*, 853, 146
- Ueda, Y., Eguchi, S., Terashima, Y., et al. 2007, *ApJL*, 664, L79
- Ueda, Y., Hashimoto, Y., Ichikawa, K., et al. 2015, *ApJ*, 815, 1
- Weaver, K. A., Meléndez, M., Mushotzky, R. F., et al. 2010, *ApJ*, 716, 1151
- Weedman, D., Sargsyan, L., Lebouteiller, V., Houck, J., & Barry, D. 2012, *ApJ*, 761, 184
- Yamada, S., Ueda, Y., Tanimoto, A., et al. 2019, *ApJ*, 876, 96
- Yang, H., Wang, J., & Liu, T. 2015, *ApJ*, 799, 91

a22

X 線観測で探るセイファート 1 型銀河
のトーラス構造

京都大学大学院 理学研究科

小川 翔司

X 線観測で探るセイファート 1 型銀河のトーラス構造

小川 翔司 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河中心には超巨大ブラックホール (Supermassive Black Hole; SMBH) が普遍的に存在し、SMBH と母銀河は互いに影響を与え合いながら「共進化」してきたと考えられている (e.g., Kormendy & Ho 2013)。共進化を解明する上で重要となるのが、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) である。AGN とは、SMBH に落ち込む物質の重力エネルギーが解放され、銀河中心が明るく輝く現象である。AGN は、中心の SMBH、降着円盤、それらを取り囲むトーラスから構成される。このトーラスは SMBH への質量供給源と考えられ、共進化の鍵となる構造である。しかしながら、その基本的な性質は未だによく理解されていない。我々は、赤外線スペクトルからトーラス中のダスト分布がすでに調べられている近傍のセイファート 1 型銀河 5 天体 (Ichikawa et al. 2015; García-Bernete et al. 2019) に着目した。これらの天体の広帯域 X 線スペクトルに、赤外線スペクトルモデル (Nenkova et al. 2008a,b) と同様の構造を仮定した X 線スペクトルモデル (XCLUMPY; Tanimoto et al. 2019) を適用することで、トーラスの赤道面における水素柱密度と開口角を推定した。赤外線との比較から、以下の結果が得られた。(1) これら AGN のトーラスでは $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ 比は銀河系星間物質の平均 0.2 倍の値であった。このことは、これらの 5 天体のトーラスでは銀河系星間物質よりもガスに対するダストの比が大きいことを示唆する。(2) σ は赤外線スペクトルから求められた値の平均 0.17 倍であった。このことは、トーラス中のダストはガスに対して広がっていることを示唆する。

1 Introduction

銀河中心には超巨大ブラックホール (Supermassive Black Hole; SMBH) が普遍的に存在し、銀河バルジ質量と SMBH 質量の間には非常に強い相関関係がある (Magorrian et al. 1998)。このことから SMBH と母銀河は互いに影響を与え合いながら「共進化」してきたと考えられている (e.g., Kormendy & Ho 2013)。SMBH と母銀河には圧倒的な空間の隔たりがあり、どのような物理過程を通じ、互いに影響を及ぼしてきたのかは謎である。共進化を解明する上で重要となるのが、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) である。AGN とは、SMBH に落ち込む物質の重力エネルギーが解放され、銀河中心が明るく輝く現象である。AGN は SMBH と降着円盤、それらを取り囲むトーラスから成る (図 1)。このトーラスは SMBH への質量供給源と考えられ、共進化を理解する上で重要な構造である。しかしながら、トーラスの空間分解は困難であり、幾何構造やガス・ダスト比などの基本的な性質は未だによく理解されていない。

AGN の X 線スペクトルにみられる、SMBH 周辺

物質からの反射成分に付随する 6.4 keV の幅の狭い Fe K α 輝線は、ガス・ダスト両方を含めたトーラス構造を調べるのに有用である (e.g., Tazaki et al. 2013; Kawamuro et al. 2016; Ogawa et al. 2019)。特に、トーラスによる視線方向の吸収が見られない 1 型 AGN でさえも、この Fe K α 輝線を用いてトーラス構造を調べることができる。鉄輝線からトーラス構造を調べるには、複雑な幾何構造からの X 線スペクトルモデルが必要不可欠である。近年、多波長観測の結果から、クランプ状にガスやダストが分布する「クランピートーラス」が示唆されている。クランピートーラスからの X 線スペクトルモデルは、単純な構造のものしか作成されていなかった。そこで我々の研究室では、クランピートーラスからの赤外線スペクトルモデル (Nenkova et al. 2008a,b) を参考に、より現実的な幾何構造の X 線スペクトルモデル (XCLUMPY; Tanimoto et al. 2019) を作成した。これにより、X 線スペクトルからトーラスの現実的な情報を得ることができるようになった。

XCLUMPY モデルはモンテカルロ輻射輸送計算フ

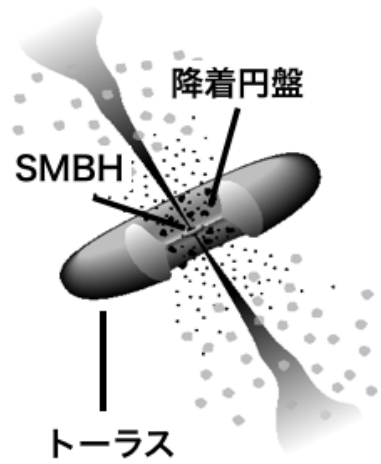


図 1: AGN の構造。

レイムワーク MONACO (Odaka et al. 2016) を用いたモンテカルロシミュレーションによるモデルで、クランプの分布は赤外線モデルと同様、動径方向にはべき分布、角度方向には赤道面を中心とした正規分布である。XCLUMPY モデルの構造を図 2 に示す。フリーパラメーターには赤道面の水素柱密度 ($N_{\text{H}}^{\text{Equ}}$)、観測者の見込み角、トーラスの開口角 (σ) が指定できる。

XCLUMPY モデルは赤外線モデルと同様の構造を仮定しているので、X 線の結果と赤外線の結果を直接比較することが可能である。赤外線スペクトルからはダストの情報を得ることができるのに対して、X 線スペクトルからはガス・ダストを含む全物質の情報を得ることができる。すなわち、赤外線と X 線の結果を比較することはガス・ダスト比などトーラスの性質を探る上で重要である (e.g., Ricci et al. 2014; Baloković et al. 2018; Ogawa et al. 2019)。そこで我々は、赤外線スペクトルからトーラス中のダスト分布がすでに調べられている近傍のセイファート 1 型銀河 (Ichikawa et al. 2015; García-Bernete et al. 2019) を対象に、XCLUMPY モデルを適用することでトーラス構造を推定した。そして、赤外線の結果と、我々の X 線による結果を比較することで、トーラス中のガスやダスト分布について調べた。

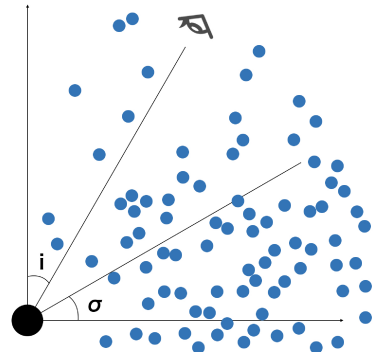


図 2: XCLUMPY モデルの構造。

2 Methods

我々は現実的なトーラスモデルである XCLUMPY モデルを用いた広帯域 X 線スペクトル解析によって、セイファート 1 型銀河のトーラス構造を調べた。対象天体は赤外線スペクトルからトーラス中のダスト分布がすでに調べられている近傍のセイファート 1 型銀河 (Ichikawa et al. 2015; García-Bernete et al. 2019) のうち、X 線天文衛星 *NuSTAR* と、すざく/*XMM-Newton* による同時観測データのある 5 天体 (IC 4329A、NGC 7469、NGC 3783、NGC 7314、MCG-06-30-15) を選んだ。モデルは先行研究 (e.g., Miyakawa et al. 2012) を参考に部分吸収を受けた直接成分とそのトーラスからの反射成分、軟 X 線超過成分を仮定した (図 3 (b))。トーラスからの反射成分として XCLUMPY モデルを用いた。観測者の見込み角は赤外線から求められている値を仮定し、 $N_{\text{H}}^{\text{Equ}}$ 、 σ をフリーパラメーターとした。フィッティングの結果とスペクトルモデルの例を図 3 (a) のようにモデルは観測スペクトルをよく再現できた。X 線スペクトル解析の結果、トーラスの赤道面における水素柱密度と開口角を推定することに成功した。

3 Discussion

X 線スペクトル解析により得られたトーラス構造について、赤外線の結果との比較を行う。まず赤道面の水素柱密度 $N_{\text{H}}^{\text{Equ}}$ について比較する。赤外線からは赤道面の減光量 $A_{\text{V}}^{\text{Equ}}$ が求められている。この値と、

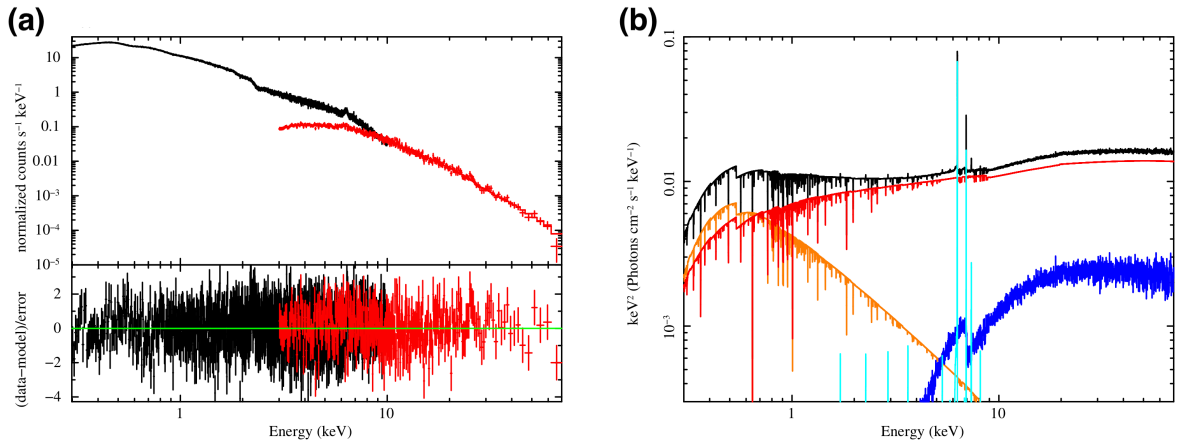


図 3: (a) 観測スペクトルとベストフィットモデル。下図はデータ点とモデルの残差を示す。黒: *XMM-Newton*。赤: *NuSTAR*。(b) スペクトルモデル。黒: 全成分のトータル。赤: 部分吸収を受けた直接成分。橙: 軟 X 線超過成分。青: トーラスからの反射成分 (連続成分)。水色: トーラスからの反射成分 (輝線成分)。

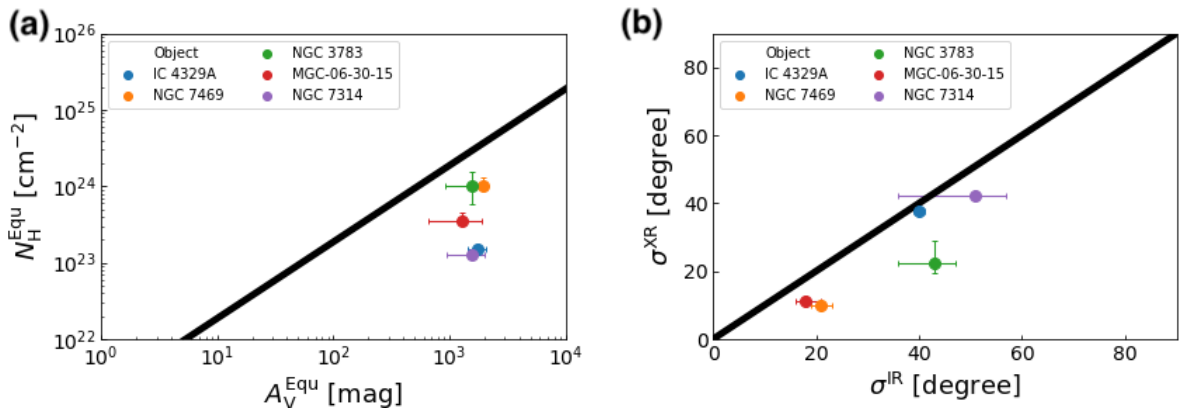


図 4: (a) A_V^{Equ} 対 $N_{\text{H}}^{\text{Equ}}$ 。黒直線は銀河系星間物質における比 $N_{\text{H}}^{\text{Equ}}/A_V \sim 1.87 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ をあらわす。(b) σ^{IR} 対 σ^{XR} 。黒直線は $\sigma^{\text{XR}}/\sigma^{\text{IR}} = 1$ をあらわす。

今回我々が求めた $N_{\text{H}}^{\text{Equ}}$ を組み合わせることにより、 N_{H}/A_V 比という形でガス・ダスト比を求めることができる。5 天体の $N_{\text{H}}^{\text{Equ}}/A_V$ 比の値を、銀河系星間物質における値 ($N_{\text{H}}^{\text{Equ}}/A_V \sim 1.87 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$; Draine 2003) と比較したところ、5 天体すべてが小さいという結果が得られた (図 4 (a))。銀河系星間物質における値が平均 10 倍大きい値であった。このことは、これらの 5 天体のトーラスでは銀河系星間物質よりもガスに対するダストの比が大きいということを示唆する。

次に σ の値を X 線 (σ^{XR}) と赤外線 (σ^{IR}) の結果で比較したところ、5 天体すべてで σ^{XR} は σ^{IR} よりも小さいという結果が得られた (図 4 (b))。 σ^{IR} は σ^{XR} の平均 1.6 倍であった。このことは、トーラス中のダストはガスに対して広がっていることを示唆する。

4 Conclusion

1. 我々は、セイファート 1 型銀河 5 天体 (IC 4329A、NGC 7469、NGC 3783、NGC 7314、MCG-06-30-15) の広帯域 (0.3–70 keV) X 線スペクトルにクランピートーラスからの X 線スペクトルモデル XCLUMPY を適用した。我々のモデルは観測スペクトルをよく再現することができ、トーラスの赤道面における水素柱密度と開口角を推定することができた。
2. $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ 比は銀河系星間物質における値よりも小さいことがわかった。このことは、これら 5 天体のトーラスでは銀河系星間物質よりもガスに対するダストの比が大きいということを示唆する。
3. トーラス開口角 σ の値を赤外線の結果と比較したところ、赤外線から求められた値よりも小さいということがわかった。このことは、トーラス中のダストはガスに対して広がっていることを示唆する。

今後は Ichikawa et al. (2015)、García-Bernete et al. (2019) の残りの天体についても同様の解析を行い、トーラス構造の解明を目指す。

Acknowledgement

この研究は京都大学の上田佳宏先生、谷本敦さん、山田智史さん、尾道市立大学の川口俊宏先生との共同研究です。研究にあたって多くのご指導をいただきました、大変感謝しております。

Reference

- Baloković, M., Brightman, M., Harrison, F. A., et al. 2018, , 854, 42
- Draine, B. T. 2003, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 41, 241
- García-Bernete, I., Ramos Almeida, C., Alonso-Herrero, A., et al. 2019, , 486, 4917
- Ichikawa, K., Packham, C., Ramos Almeida, C., et al. 2015, , 803, 57
- Kawamuro, T., Ueda, Y., Tazaki, F., Terashima, Y., & Mushotzky, R. 2016, , 831, 37
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 51, 511
- Miyakawa, T., Ebisawa, K., & Inoue, H. 2012, Publications of the Astronomical Society of Japan, 64, 140
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008a, , 685, 147
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008b, , 685, 160
- Odaka, H., Yoneda, H., Takahashi, T., & Fabian, A. 2016, , 462, 2366
- Ogawa, S., Ueda, Y., Yamada, S., Tanimoto, A., & Kawaguchi, T. 2019, , 875, 115
- Ricci, C., Ueda, Y., Ichikawa, K., et al. 2014, , 567, A142
- Tanimoto, A., Ueda, Y., Odaka, H., et al. 2019, , 877, 95
- Tazaki, F., Ueda, Y., Terashima, Y., Mushotzky, R. F., & Tombesi, F. 2013, , 772, 38

a23

SDSS と WISE を用いた、可視光線で極めて青い Dust-Obscured Galaxies の探査
愛媛大学大学院 理工学研究科
登口 暁

SDSS と *WISE* を用いた、可視光線で極めて青い Dust-Obscured Galaxies の探査

登口 暁 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

母銀河と超巨大ブラックホールの共進化を理解する上で、ガスを豊富に含んだ銀河同士の合体シナリオが近年注目されている (Hopkins et al. 2008)。このシナリオの中で Dust-Obscured Galaxies (DOGs) はクエーサーへ進化する前の塵に覆われた段階の天体だと考えられているが、観測的には明らかにされていない。Noboriguchi et al. (2019) では、すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam (HSC) と *Wide Infrared Survey Explorer* (*WISE*) を用いて発見した 571 天体の DOGs から、可視光線で極めて青い DOGs (Blue-excess DOGs; BluDOGs) を 8 天体選出した。この天体は塵に覆われた活動銀河核でありながら可視光線では青いという興味深い性質を示し、中心の AGN 光が漏れ出しているかもしれないと示唆された。しかし、その統計的性質は見つかった BluDOGs の天体数が少ないことから議論できていない。また、この天体は HSC で観測されるような可視光線で暗い光度レンジだけで見られる天体なのか、より明るいレンジでも見られる天体なのかは明らかではない。そこで本研究は、Sloan Digital Sky Survey (SDSS) の可視光線超広域サーベイデータと *WISE* の全天サーベイデータを用いて、比較的可視光線で明るい BluDOGs の探査を行った。結果として、SDSS-*WISE* DOGs の中でも BluDOGs は存在し、可視光線の暗い光度レンジでしか見られない現象ではないことがわかった。

1 Introduction

銀河進化を理解する上で近年注目されている観測事実として、超巨大ブラックホール (super massive blackhole; SMBH) の質量とそれを宿す母銀河の星質量の間に見られた相関関係がある (e.g., Magorrian et al. 1998)。この関係から、SMBH とその母銀河はお互いに影響を及ぼしあいながら成長してきた可能性が示唆されている (SMBH と母銀河の共進化; e.g., Kormendy & Ho 2013)。しかしながら、この共進化プロセスがどのような物理過程で生じているのか、その実態は未だに明らかにされていない。この問題に迫るシナリオの一つとして、ガスを多く含む銀河同士の合体シナリオがある。ガスや塵を多く含んだ銀河同士の合体が生じると、合体した銀河は塵に覆われた活発な星形成 (star-formation; SF) の段階を経験し、その後で銀河中心に降着する物質によって SMBH 周りが明るく輝く、塵に覆われた活動銀河核 (active galactic nucleus; AGN) 段階になる。そして、AGN 活動により覆っていた塵が吹き飛ばされて、塵

の晴れた AGN (=クエーサー) へ進化すると考えられている (Hopkins et al. 2008; Dey et al. 2008)。すなわち、クエーサーの形成と進化を研究する上で塵に覆われた段階は重要な段階である。

塵に覆われた段階を研究するために、先行研究では dust-obscured galaxies (DOGs; Dey et al. 2008) と呼ばれる、可視光線の *R* バンドのフラックスよりも中間赤外線線の $24 \mu\text{m}$ バンドのフラックスが 1000 倍以上も明るい天体に着目することで、効率よく塵に覆われた SF 段階や AGN 段階の天体を発見した。また、すばる望遠鏡の可視光線超広視野主焦点カメラ (Hyper Suprime-Cam; HSC; Miyazaki et al. 2018) を用いたすばる戦略枠観測 (Subaru Strategic Program; SSP) によるサーベイのデータと中間赤外線線の全天探査衛星 *Wide-field Infrared Survey Explorer* (*WISE*; Wright et al. 2010) のデータを用いて、Toba et al. (2015) や Noboriguchi et al. (2019) では DOGs を効率良く広範囲で選出した。これら DOGs は分光赤方偏移 (e.g., Dey et al. 2008) や 測光赤方偏移 (e.g., Toba et al. 2017) より、典型的に DOGs の赤方偏

移 z は 1–2 とされている。一方で、Noboriguchi et al. (2019) では塵に覆われているはずの DOGs の中に可視光線で極めて青い天体 (blue-excess DOGs; BluDOGs; Noboriguchi et al. 2019) を 571 天体の DOGs から 8 天体発見した。この BluDOGs は $F_\nu \propto \lambda^\alpha$ で可視光線波長帯をフィットし、 $\alpha < 0.4$ を示す天体として選出された。これら BluDOGs の近赤外線と中間赤外線の性質は塵に覆われた AGN であることを示唆しつつも可視光線で極めて青いため、周りの塵を吹き飛ばしてクエーサーへ進化しようとしている天体ではないかと示唆された。しかしながら、この BluDOGs は 8 天体しか発見できておらず、その統計的性質は未だに理解されていない。

本研究では、Sloan Digital Sky Survey (SDSS; York et al. 2000) のデータと *WISE* によって得られたデータから 超広範囲 DOGs サーベイを行い、その DOGs サンプルより BluDOGs の選出及び、統計的性質を調査した。

2 Sample selection

2.1 Catalogs

本研究の広範囲 DOGs 探査には可視光線と中間赤外線のカatalogデータとして、SDSS と *WISE* のカatalogデータを用いた。

可視光線のカatalogデータとして可視光線大規模サーベイデータ (観測領域が約 15,000 平方度) である、SDSS data release 14 (DR14) カatalogデータを使用した。このカatalogには、 u, g, r, i, z バンドの 5 つの広帯域フィルターの測光情報が掲載されており、それぞれの 5σ 限界等級は 22.0, 22.2, 22.2, 21.3, 20.5 AB mag である。

中間赤外線のカatalogデータとして *WISE* を用いた中間赤外線全天サーベイデータである、ALL-*WISE* カatalogデータを使用した。このカatalogには $W1(3.4\mu\text{m}), W2(4.6\mu\text{m}), W3(12\mu\text{m}), W4(22\mu\text{m})$ バンドの 4 つの広帯域フィルターの測光情報が掲載されている。それぞれの 5σ 限界等級は観測領域によって異なるが、19.6, 19.3, 16.4, 14.5 AB mag より良い。

2.2 Clean samples

本研究では星のコンタミをなるべく避けるために、銀緯が $-20 \sim +20$ の間の範囲の天体以外を使用した。また、各カatalogのクロスマッチを行う前に、明るい天体の近くで天体内のピクセルが影響を受けているものや、宇宙線の影響を受けているもの、限界等級以下の等級の値を持っているものなどをそれぞれのカatalogデータから除外した“クリーンサンプル”と呼ばれるサンプルを作成した。SDSS DR14 カatalogデータ (794,328,715 天体) のクリーンサンプルは 76,372,480 天体になり、ALL-*WISE* カatalogデータ (747,634,026 天体) のクリーンサンプルは 3,471,990 天体になった。

2.3 Cross-matches and selection

まず、SDSS クリーンサンプルと *WISE* クリーンサンプルでサーチ半径 $3''$ でクロスマッチを行い、930,671 天体をマッチングした。ここでのクロスマッチではサーチ半径内にある天体の中で最も位置が近いもの同士でのマッチングを行った。そして、DOGs の定義である $(i - [22 \mu\text{m}])_{\text{AB}} \geq 7.0$ (Toba et al. 2015) を満たす天体を選出した。その結果、5,322 天体が SDSS-*WISE* DOGs として選出された。

次に、BluDOGs の選出を行うために、Noboriguchi et al. (2019) での BluDOGs の定義を SDSS-*WISE* DOGs に対して適用した。その結果、41 天体を SDSS-*WISE* BluDOGs 候補天体として選出した。最後に、各天体の画像データを確認し星形成領域等が一つの天体と認識されてしまったために BluDOGs と選出されてしまった天体を除外し、36 天体の SDSS-*WISE* BluDOGs を選出した。

3 Results and Discussions

3.1 The i -band magnitude distribution of SDSS-*WISE* DOGs and HSC-*WISE* DOGs

本研究で新たに選出した SDSS-BluDOGs (36 天体) と HSC-*WISE* DOGs (8 天体) の i バンドにお

る等級の分布を見た (図 1)。SDSS-*WISE* BluDOGs の *i* バンド等級の平均と分散は 20.97 ± 0.27 であり、HSC-*WISE* BluDOGs の *i* バンド等級の平均と分散は 22.73 ± 0.85 であった。以前の研究に比べて明るい BluDOGs を取得することができており、BluDOGs が HSC レベルでの光度レンジでしか見つからない天体ではなく、SDSS レベルでも見つかる天体であり、幅広い光度レンジを持つと考えられる。

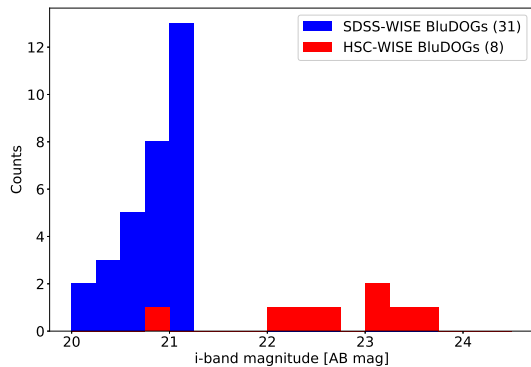


図 1: SDSS-*WISE* BluDOGs と HSC-*WISE* BluDOGs の *i* バンド等級の分布。青が SDSS-*WISE* BluDOGs で、赤が HSC-*WISE* BluDOGs。丸括弧内は天体数。

3.2 The averaged SEDs of SDSS-*WISE* DOGs and HSC-*WISE* DOGs

選出された SDSS-*WISE* BluDOGs が本当に期待している天体を選出できているのか、また SDSS-*WISE* BluDOGs と HSC-*WISE* BluDOGs の SED 上に差異が見られるのかを知るために、それぞれの平均の SED を作成した (図 2 & 3)。図を比較すると、可視光線と中間赤外線の間では赤いカラーを示しながらも、可視光線のバンドにおいては短波長側に向かうにつれて青いカラーを示すという構造は SDSS-*WISE* DOGs でも、HSC-*WISE* DOGs にでも見られた構造であった。即ち、SDSS-*WISE* BluDOGs サンプルは HSC-*WISE* BluDOGs サンプルと同じような天体を選出できていると判断した。また、SDSS-

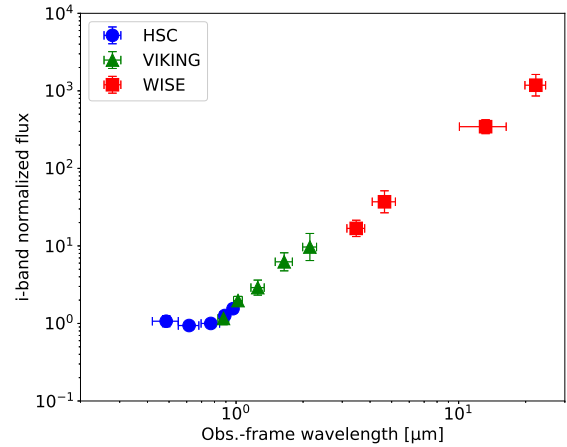


図 2: HSC-*WISE* BluDOGs の *i* バンドフラックスで規格化した SED。青が HSC で、緑が VIKING で、赤が *WISE* のバンドである。平均を求めるときには相乗平均を使用した。

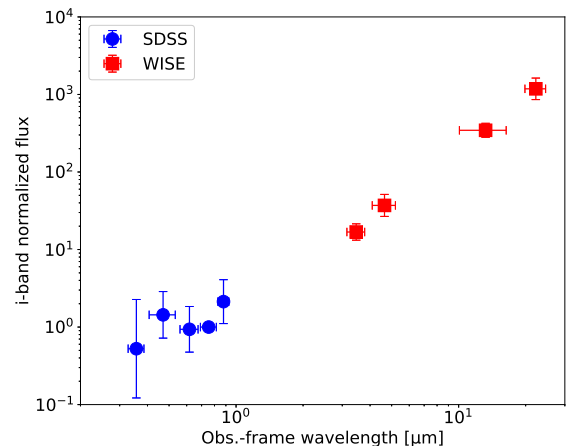


図 3: SDSS-*WISE* BluDOGs の *i* バンドフラックスで規格化した SED。青が SDSS で、赤が *WISE* のバンドである。平均を求めるときには相乗平均を使用した。

WISE DOGs の可視光線 *u* バンドにおいては、*g* バンドよりも暗くなっている SED になっている。これが *u* ドロップであると仮定すると、SDSS-*WISE* BluDOGs の一部は $z \sim 2 - 3$ の天体を含んでいると示唆される。

3.3 The spectra of SDSS-*WISE* BluDOGs

SDSS-*WISE* BluDOGs の中には分光されている天体が 4 天体存在した。表 1 に各天体の分光赤方偏移をまとめる。この結果より、過去の研究で示されてきた DOGs の赤方偏移である $1 < z < 2$ の間に含まれる天体は 1 天体のみであり、半分は $z > 2.3$ の天体であった。SDSS の *u* バンドの超波長側は $\sim 4000\text{\AA}$ までであり、 $z > 2.3$ 天体はライマン α 輝線 (1216\AA) が観測波長で $\sim 4000\text{\AA}$ を越えた位置に現れる。故に、SDSS-*WISE* BluDOGs の平均の SED にみられた *u* ドロップは、SDSS-*WISE* BluDOGs に $z > 2.3$ の過去の研究では見つかっていない、高赤方偏移 BluDOGs が含まれていることが示唆される。

表 1: SDSS-*WISE* BluDOGs の分光赤方偏移

ID	Spec- <i>z</i>	<i>u</i>	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>	<i>z</i>
Sp-1	2.59	21.8	20.4	21.1	20.9	19.7
Sp-2	2.37	21.6	20.7	21.1	21.2	20.6
Sp-3	0.93	20.9	20.3	20.3	20.2	19.7
Sp-4	1.64	21.4	20.4	20.6	20.5	20.1

図 4 には Sp-3 の分光データを示す。このスペクトルにおいては、 5400\AA 付近に Mg II 輝線や Fe II の構造がみられたり、 7200\AA 付近に [O II] 輝線がみられる。Mg II 輝線や Fe II の構造は中心の AGN の広輝線領域からの光が見えていると考えられ、中心核が見えつつある状況だと示唆される。また、 7200\AA 付近にみられた [O II] 輝線の短波長側は長波長側に比べてわずかになだらかな構造 (blue-wing) を示しており、AGN を覆っている塵を吹き飛ばすアウトフローの兆候を示していると示唆される。これは、(Hopkins et al. 2008) で示されたクエーサーの形成と進化シナリオに合致するものであった。BluDOGs の分光データについては、今後 BluDOGs のブラックホール質量やアウトフローのエネルギーを推定するためにより詳細な解析を行う必要がある。

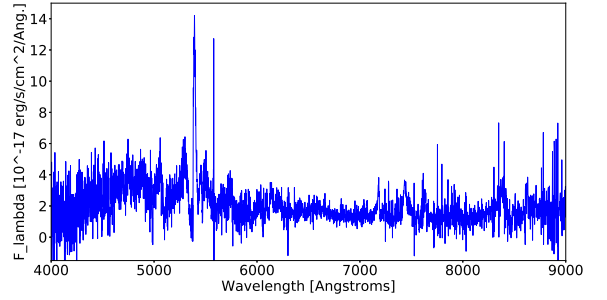


図 4: SDSS-*WISE* BluDOGs の内の Sp-3 の分光データ。

4 Conclusion

今回、SDSS, *WISE* のデータを用いて、SDSS-*WISE* BluDOGs を 31 天体発見した。BluDOGs は HSC レベルで到達できる深い観測のみで見つかる天体ではなく、SDSS レベルの光度レンジにもみられる天体であるとわかった。また、SDSS-*WISE* BluDOGs の平均の SED にみられた *u* ドロップは、SDSS-*WISE* BluDOGs に $z > 2.3$ の過去の研究による赤方偏移帯と異なる、高赤方偏移 BluDOGs が含まれていることが示唆される。SDSS-*WISE* BluDOGs の中で分光観測されているものには Fe II の構造や [O II] 輝線にみられた blue-wing からは、中心の AGN が見え始めていることや塵を吹き飛ばすアウトフローの兆候が示唆された。

Reference

- Dey et al. 2008, ApJ, 677, 943
- Hopkins et al. 2008, ApJS, 175, 356
- Kormendy & Ho 2013, ARA&A, 51, 511
- Magorrian et al. 1998, AJ, 115, 2285
- Miyazaki et al. 2018, PASJ, 70, S1
- Noboriguchi et al. 2019, ApJ, 876, 132
- Toba et al. 2015, PASJ, 67, 86
- Toba et al. 2017, ApJ, 835, 36
- Wright et al. 2010, AJ, 140, 1868
- York et al. 2000, AJ, 120, 1579
- Wright et al. 2010, AJ, 140, 1868

a24

銀河衝突はクエーサー活動に影響を及ぼすのか? ~撮像・分光データによる
検証~

国立天文台 / 総合研究大学院大学 物理
科学研究科
中野 すずか

銀河衝突はクエーサー活動に影響を及ぼすのか？ ～撮像・分光データによる検証～

中野 すずか (国立天文台 / 総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

クエーサーは太陽の 100 万倍以上の質量を持つ超巨大ブラックホール (SMBH) にガスが降着し、重力エネルギーを解放して銀河の中心核が非常に明るく輝いている天体である。その発現メカニズムは未解明であるが、複数の銀河の衝突合体により発現するという有力候補がある (e.g., Hopkins et al. 2007)。このため、クエーサーを宿主銀河の形態とクエーサー活動の関係性を調べることは、銀河の衝突合体によるクエーサー活動への影響を探る上で重要となってくる。しかし母銀河からの放射はクエーサー放射に比べて弱く、後者に埋もれているため、そのままでは母銀河の形態を調べるのが難しいという問題がある。そこで本研究では、赤方偏移 $z < 1$ の Sloan Digital Sky Survey (SDSS) クエーサー 748 天体に対し、高い感度と角度分解能を持つ、すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam (HSC) の i バンドの撮像データを用いて、個々のクエーサー母銀河の衝突合体の兆候の有無を調べた。母銀河の形態を調べるためには、クエーサーの中心核からの光を取り除く必要がある。そこでクエーサー成分を点源 (PSF) モデル、母銀河成分をセルシックモデルで表し、それらを組み合わせたモデルでクエーサーと母銀河の分離を行い母銀河のみの画像を作成した。クエーサー成分を分離した画像から母銀河の衝突合体の兆候の有無を調べ、結果として、748 天体のうち、150 天体を衝突合体、272 天体を非衝突合体と分類した (残りは現段階で判断が難しいもの)。また、衝突合体の有無により SDSS のスペクトル上に違いが現れるのかについて調査した。その結果、衝突合体しているクエーサーは、非衝突合体に比べて (1) よりダストに覆われている (減光し赤い) (2) 中心の BH 質量が小さく、活動性が高い (エディントン比が大きい) といった特徴を示した。これは、クエーサーの進化段階に違いがあることを示唆し、銀河の衝突合体によるクエーサー発現メカニズムと整合する結果である。

1 Introduction

ほとんどの銀河の中心には、 $M_{\text{BH}} = 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ の質量を持った超巨大ブラックホール (SMBH) が存在する。その中には、ガスが SMBH に落ちることで、重力エネルギーを輻射や熱エネルギーとして解放し、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エネルギーを放射しているものがある。この領域のことを活動銀河核 (Active Galactic Nucleus: AGN) と呼び、特に明るい天体はクエーサーと呼ぶ。その放射エネルギーは、 $L > 10^{12} L_{\odot}$ になる。

クエーサーがどのようなメカニズムにより発現するのかは未だ解明されていない問題である。現在、有力な仮説の 1 つとして複数の銀河が衝突・合体することにより、銀河中心のブラックホールに大量のガスが降着することでクエーサーが発現すると考えら

れている (e.g., Hopkins et al. 2007)。 (図 1)

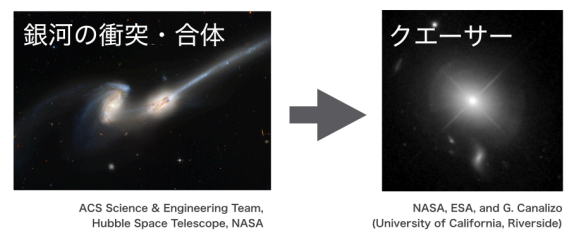


図 1: クエーサー発現メカニズムの概念図

クエーサーを宿主銀河 (母銀河) の形態とクエーサー活動の関係性を調べることは、“クエーサーの発現メカニズム”と“銀河衝突・合体によるクエーサー活動への影響”を探る上で重要となってくる。しかし、母銀河からの放射はクエーサー放射に比べて弱く、後者に埋もれてしまっているため、図 1 の右図

のように、望遠鏡の集光力が低ければ、クエーサーは点源として観測されることが多い。従って、そのままでは母銀河の形態を調べるのが難しいという問題がある。そのため、これまで調べられたクエーサー母銀河の数が少ない、それらの観測データの分解能がよくないなどの問題があり、クエーサーの母銀河の形態についての詳細な研究はあまり進んでこなかった。

これらの問題に取り組むために本研究では、赤方偏移 $z < 1$ の Sloan Digital Sky Survey (SDSS) クエーサー 748 天体に対し、The Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC-SSP) と呼ばれるすばる望遠鏡での大規模観測によって取得された撮像データを用いた。HSC-SSP の撮像データは、深く分解能がよいためクエーサー母銀河の暗い構造をみるのに適している。また、クエーサー母銀河の形態によって物理的違いが現れるのかについて、SDSS DR7 のクエーサーカタログ (Shen et al. 2011) の分光スペクトルデータを用いて検証を行った。本研究は HSC の大規模データを用いて初めて、統計的研究を行った。

2 Data & Analysis

2.1 sample data & selection

本研究では、分光データとして、 $z < 1$ の SDSS DR7 クエーサーカタログ、撮像データとして、HSC-SSP S17A wide カタログを用いた。サンプルセレクションとして SDSS DR7 クエーサーカタログ (Shen et al. 2011) (27620 天体) と HSC-SSP カタログ (3040735 天体) を $1''$ matching (1040 天体) し、その中で、flux の 90% 以上が PSF モデルで再現されたものを除いた母銀河が見えている 748 天体を対象としている。

2.2 クエーサー母銀河の形態の解析

クエーサー母銀河は暗く、そのままでは、詳細な形態調査ができない。そこで、クエーサーからの光を点像分布関数 (Point Spread Function: PSF) の定数 A 倍としたモデル (PSF モデル) で、母銀河の

光をセルシックモデルで定義し、これらを組み合わせたモデルを用いて、クエーサーからの光を表した (Ishino et al. in prep)。図 2 のように、天体からの光からクエーサー成分を引いてやることで、母銀河成分のみの撮像データを作成した。作成した母銀河の撮像データを用いてクエーサー母銀河の衝突・合体の兆候の有無について調べた。

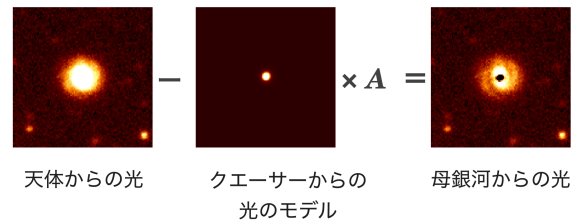


図 2: 母銀河の撮像データの作成

2.3 スペクトルの解析

衝突・合体の兆候の有無によってスペクトルに違いが現れるのかを調査するため、それぞれの母銀河群のスペクトルをスタッキング処理することで平均的なスペクトルを求めた。スタッキング処理とは、端的に言うと、各天体のスペクトルの足し合わせの処理である。各波長ごとのスペクトルデータの平均値や中央値を取ることで各母銀河群の平均的なスペクトルデータを作成することができる。作成した平均的なスペクトルを比較することで、物理的違いがあるかどうかを確認した。

3 Results

3.1 クエーサー母銀河の形態分類

目で確認することによって、クエーサー成分を分離した画像から、母銀河を衝突・合体の兆候の有無により分類した (図 4、図 5)。tidal tails が確認できるものや母銀河の形態が非対称であるもの、また、クエーサー成分を引くことで中心部分が 2 つに分離されるものを衝突・合体と判断し、周りに他の銀河が存在しない、また相互作用している銀河がないものを非衝突・合体と判断した。結果として、748 天

体の母銀河のうち、150 天体を衝突・合体、272 天体を非衝突・合体と分類することができた。残りの 326 天体は現時点では明確な分類が難しいものであり、スペクトルの解析から除いた。

nakano et al. in prep

図 3: 衝突合体の母銀河の例

nakano et al. in prep

図 4: 非衝突合体の母銀河の例

3.2 母銀河の衝突・合体の有無による平均的スペクトル

衝突合体型、非衝突合体型と分類したクエーサーに対し、SDSS DR7 クエーサーカタログのスペクトルデータを用いて、各母銀河群のスペクトルの相加平均、相乗平均、中央値の 3 つのスタッキング処理を行った。図 6 は母銀河の衝突・合体の有無によって、スペクトルを中央値スタッキング処理した結果である。赤線が衝突・合体の、黒線が非衝突・合体の平均的なスペクトルを表している。波長 2798 Å で MgII、4861 Å で H β 、6563 Å で H α のなどのクエーサー特有の輝線がみえる。

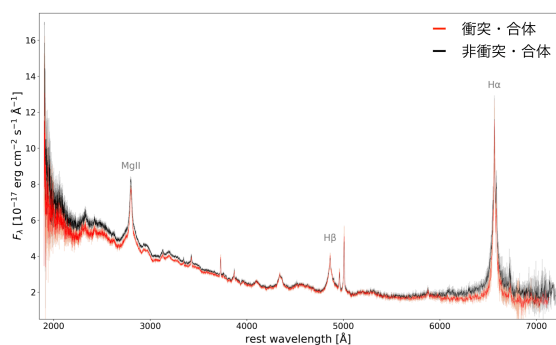


図 5: 中央値スタッキング処理によるスペクトルの比較

4 Discussion

本研究の結果、衝突・合体の有無により、相加平均、相乗平均、中央値の 3 つのスタッキング処理によるどのスペクトル上においても、以下で述べる違いがあった。このスペクトルの違いの要因について、物理的に考察を行った。

図 5 の 2000-4000 Å に着目すると、衝突・合体の方がスペクトルの傾きが小さいことが分かる。波長の短い光ほど、周囲のダストによる吸収や散乱の影響を強く受ける傾向がある。つまり、衝突・合体の方が、低波長側の青い光が減光し、赤化しており、ダストに覆われていることを示唆する。

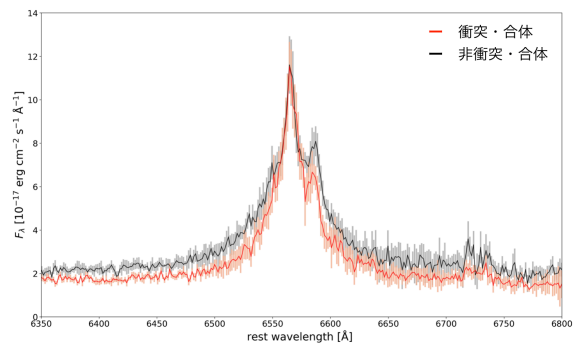


図 6: H α 輝線

図 6 は、H α 輝線周りを拡大したスペクトルを表す。この図より、衝突・合体のスペクトルの方が H α の輝線幅が狭いことが分かる。ここで、銀河中心のブラックホール質量 (BH 質量) は放射源であるガスの速度分散に比例し、輝線幅は速度分散に比例する。従って、輝線幅が狭いことから、衝突・合体のクエーサーの方が BH 質量が小さいことを示唆する。

SDSS DR7 のクエーサーカタログ (Shen et al. 2011) には、測定された BH 質量などが記載されており、カタログの BH 質量の分布を比較してみた。しかし、カタログの BH 質量に違いはみられなかった。これは、カタログの BH 質量は、輝線幅に違いがみられない MgII と H β 輝線から推定されており、違いがでなかったと考える。輝線強度が大きい、H α 輝線から推定される BH 質量の方が真の質量に近いと考えると、カタログの BH 質量は過大評価している可能性がある。

同様にカタログ上のエディントン比を比べてみた。エディントン比は、放射による力と重力のつり合いで決まる理論上の最大の光度に対して、観測される光度がどれくらいの割合なのかを示している。つまり、衝突・合体の方がエディントン比が高いので、中心の BH の活動性が高いことを示唆している。

これまでの結果から衝突合体しているクエーサーは非衝突合体より減光し赤いためダストに覆われており、中心の BH 質量が小さいにも関わらず、活動性が高いことが分かった。以上より、クエーサーの進化段階に違いがあることを示唆する結果が得られた。さらに、銀河の衝突・合体により、ガスが中心 BH に落ち込むことで、中心 BH が活発になりダストを生成し、クエーサーが発現するというシナリオが考えられ、銀河の衝突・合体を発現メカニズムとするシナリオと整合する結果が得られた。

5 Conclusion

クエーサーの発現メカニズムの有力候補として、複数の銀河が衝突・合体することによって発現するシナリオがある (e.g., Hopkins et al. 2007)。本研究では、4 章で見てきたように、クエーサーの進化段階の違いを示唆し、銀河の衝突合体によるクエーサー発現メカニズムと整合する結果が得られた。しかし、 $H\alpha$ の輝線幅のみに違いが現れるのかについては、物理的にわかっていない。従って、より詳細な解析が必要になってくる。また、クエーサーの発現シナリオに対して他の可能性も含め、現在のデータではこれ以上の定量的な考察には限界があり、サンプル数を増やすなどの研究を進める必要がある。

Reference

Hopkins P. F., Richards G. T., Hernquist L., 2007, ApJ, 654, 731

Shen Y., et al., 2011, ApJS, 194, 45

a25

binary QSOs as tracer of mergers

東京大学大学院 理学系研究科

Tang Shenli

Revealing a population of dual supermassive black holes at close separation using Subaru 's Hyper Suprime-Cam

Shenli Tang (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

The wide-area coverage and deep depths of the Subaru Hyper Suprime-Cam (HSC) Strategic Survey Program (SSP) are already transforming our understanding of the supermassive black hole (SMBH) population out to the early Universe. For example, the HSC SSP survey has now probed the rare and faint quasar population during the first billion years of our Universe ($z > 6$) for the first time with sufficient statistics (Matsuoka, Y. et al. 2015). Across all cosmic epochs, the wide-area imaging can be used to search for other rare and key phases of black hole growth such as when both galaxies, undergoing a major merger, exhibit signs of accretion onto a supermassive black hole (SMBH), hence observed as a dual quasar. With quasars being highly variable, the visibility of dual quasars during their life time is expected to be low as shown through simulations. The area coverage of HSC is now sufficient to detect these rare events in significant numbers. Equally important, dual quasars can be identified down to close separations of ~ 3 kpc, i.e., a scale similar to that of a massive galaxy, due to the remarkable spatial resolution (median seeing of $0.61''$ in the i-band) of the HSC imaging which is by design to meet the technical requirements of the HSC weak-lensing science program. This approach offers much promise with knowledge that quasars and Active Galactic Nuclei (AGN) activity have higher rates of incidence in galaxy mergers^{14,15,16}, usually in one of the two components.

1 Introduction

As a consequence of the hierarchical formation of structure in our Universe, galaxies experience, on occasion, a major merger with a neighboring galaxy. Such phenomenon can induce prodigious levels of nuclear star formation and boost the growth of their central supermassive black hole (Di Matteo et al. 2005). In this scenario, cosmological hydrodynamic simulations (Capelo, P. et al. 2016) demonstrate that there should be observed cases where accretion onto a supermassive black hole occurs in the nucleus of both galaxies concurrently as they approach coalescence thus seen to an observer as a luminous dual quasar.

To date, numerous efforts to find dual quasars (Henawi, J. et al. 2010) and pairs of less luminous Active Galactic Nuclei have not met expectations

for those with close separation (i.e., during the final stages in the merger; $\lesssim 30$ kpc). Although, there are some rare confirmed examples. The difficulty is due to issues with the instrumental spatial resolution and the challenge to disentangle Active Galactic Nuclei activity from other effects (e.g., outflows). Here, we use a different approach by exploiting the wide-area and deep coverage of the Subaru Hyper Suprime-Cam (HSC) Strategic Survey program with excellent spatial resolution to search for dual systems among the known 7787 quasars from the Sloan Digital Sky Survey imaged by the current 796 deg^2 of the HSC survey. Based on an automated search algorithm, we identify 181 candidates with 60 of them having an optical brightness of the two components within a factor of three.

We report on the confirmation of the first three dual quasars with projected separations between 4 and

13 kpc, using optical spectroscopy with Keck/LRIS of nine candidates at $z < 1$. In two cases, each quasar in the pair has clear (i.e., unobscured) signs of ionized gas in the vicinity of a different supermassive black hole while the other one is a unique mix of an unobscured and obscured quasar. The deep HSC data further reveals the underlying host galaxies to show signs of undergoing a merger of two massive galaxies. Based on our spectroscopic success rate, we estimate that 1% of all known luminous quasars are powered by dual supermassive black holes having separations between 4 - 30 kpc. This fraction appears to be generally constant with redshift dissimilar to that seen in hydrodynamic simulations and have a slight increase at later cosmic epochs. These results demonstrate the power of HSC to tap into the dual quasar population with large number statistics out to even earlier cosmic times thus improving our understanding of the merger-induced growth of galaxies and their supermassive black holes. Hence, this new sample can aid in constraining estimates of gravitational wave detections with LISA and PTA.

2 Sample Selection

Rather than search for new quasars or galaxies that are undergoing a merger, we start with the known luminous quasars from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) for which we know there is at least one SMBH present. These are initially identified as a single quasar based on optical photometry and spectroscopy that exhibit broad emission lines characteristic of ionized gas in the vicinity of a SMBH with $MBH \sim 10^{7-9} M_{\odot}$. For dual quasars with a separation of $\gtrsim 2''$, SDSS would miss the nearby companion quasar due to fiber collisions. We have cross-matched the SDSS DR7 quasar catalog with the image foot print of the HSC wide-area survey that currently covers 796 square degrees. As a result, there are 7787 SDSS quasars (Fig1) at all redshifts that have HSC imaging in the optical (i_{AB})

band for which the quasar is not saturated in the HSC image. We then run an automated algorithm to detect two distinct optical sources with separations between 0.6 - 4'' while simultaneously considering the shape of the point-spread function, and deblending the emission from the underlying host galaxy for those primarily at $z < 1$. In total, we find 181 dual quasar candidates up to $z = 4.5$ after removing a few cases through visual inspection and those that were known lensed quasars. The number distribution of projected separation is between 3 - 30 kpc (0.6 - 4''; Fig1 bottom panels) and shows no preference for a particular scale, contrary to some recent claims for more at larger separation, and against our intuition where we would expect more actively accreting SMBHs at smaller separations.

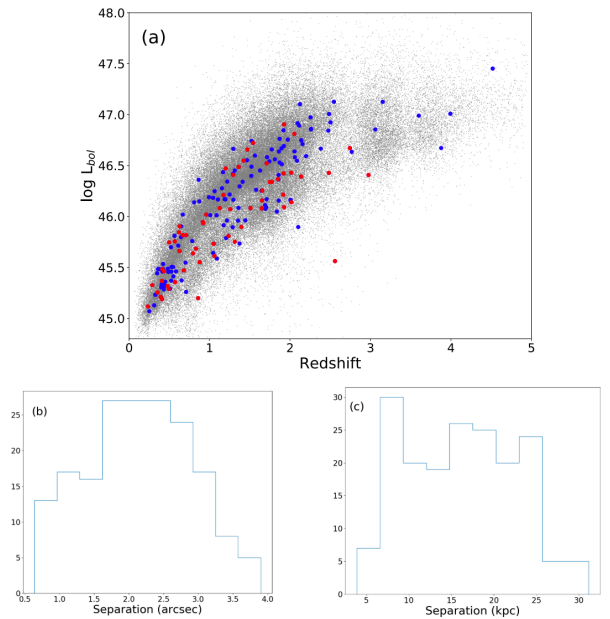


Fig 1: HSC/SDSS sample characteristics

3 Results

Using the Keck Telescope with LRIS, we are able to confirm the nature of three out of eight candidates at $z < 1$, a level of success that is high as com-

pared to past searches (Comerford, J. et al. 2018). In Figure 2, we show the images of these three dual quasars demonstrating that HSC can cleanly spatially separate the individual components. In all three cases, there are clear signs in the images that these systems are present within galaxies undergoing a strong merger as evidence by the irregular light distribution on spatial scales larger than the two nuclei. In particular, SDSS J1416+0033 (Fig2 bottom panel) has tidal features including fan-shaped diffuse emission to the south thus clear evidence for an interacting system likely with the neighboring galaxies to the northwest.

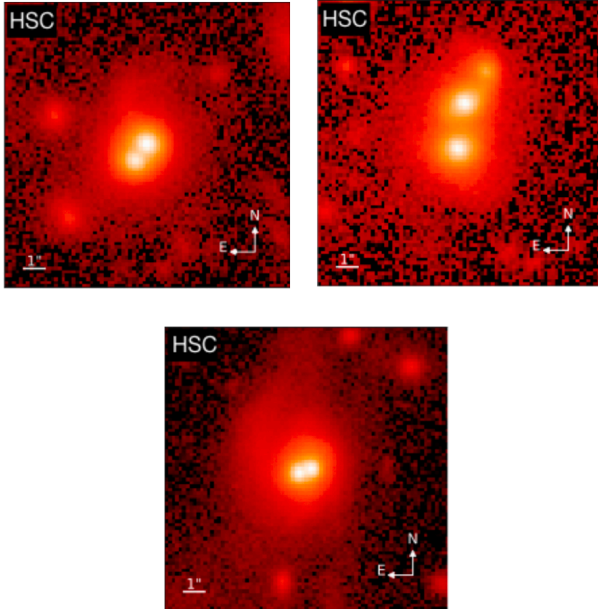


Fig 2: Subaru/HSC i_{AB} band image ($30'' \times 30''$) of three spectroscopically-confirmed dual quasars at $z < 1$ with the scale bar shown in the lower left corner.

The evidence for two SMBHs is based on the detection of a broad MgII emission line from each component with a shape dissimilar to each other (Fig3).

In addition, a broad $H\beta$ emission line is also present for each as shown in the right-most panels. Furthermore, the emission line [OIII] λ 5007, descrip-

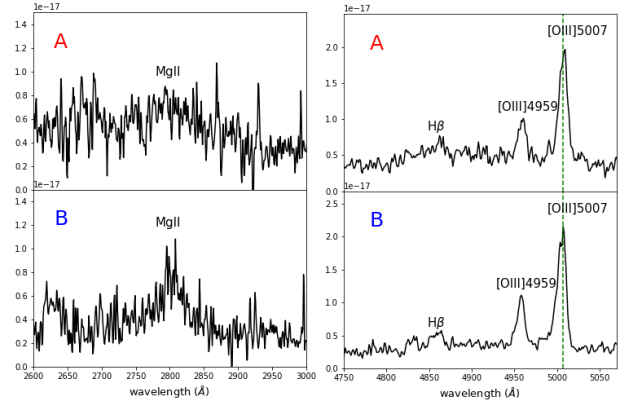


Fig 3: Keck spectra of SDSS J141637.44+003352.2. Left panel:MgII region for the two components; Right panel:[OIII] λ 5007 & $H\beta$ region; Green lines label the position of [OIII] λ 5007 line in component A, to show the displacement in two componets.

tive of the kinematics of the warm ionized gas on the larger scale of the host galaxy, shows a velocity offset of $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ between the two components. This provides further confidence that this system is not due to lensing and indicates that the ionized gas is consistent with an ongoing merger.

4 Discussion

With a statistical sample of 181 dual quasar candidates out of a large parent population, we estimate the frequency at which dual quasars occur. Current observational estimates are mainly limited to the local Universe for dual quasars at these close separations. Here, we are now able to measure this fraction across ~ 11 billion years of cosmic time (i.e., out to $z \sim 3$). In Figure 4, we plot the fraction of quasars that are dual with projected separation between 4 - 30 kpc while incorporating a selection function and a success rate of 40% based on the optical spectroscopic follow up described above. Overall, we find a dual fraction of 1% for the entire sample that is nearly constant with redshift. There is

a slight upturn at the lowest redshifts ($z \lesssim 0.7$). In addition, we indicate the dual fraction ($\sim 0.5\%$) for only those having a flux ratio of 3:1 between the two quasars. The redshift evolution is similar to the full sample.

We compare our observational results with cosmological and detailed hydrodynamic simulations of galaxy mergers to further investigate the evolution in the rate of dual AGNs (Figure 4). As mentioned above, we find no such change with redshift. However, given the errors based on Poisson statistics and the uncertainty in our spectroscopic success rate, we cannot rule out the existence of some mild evolution in the rates. Even so, the data hint at the opposite where the rate of dual AGNs is slightly higher at lower redshift. If true, this may mean that the timescales to bring SMBHs down to these separations may be longer than expected. Interestingly, there is a clear discrepancy of an order of a magnitude at the lowest redshifts ($z \lesssim 0.7$). As mentioned, we need to spectroscopically confirm a large sample of dual quasars especially at $z > 1$ and having a mass ratio larger than 3:1. Although, at higher redshifts, we expect the success rate to drop given the higher likelihood of contamination due to projection effects and lensing.

5 Conclusion

To conclude, we highlight that the next decade will be an era of wide-field astrophysics with HSC, LSST, Euclid and WFIRST all providing optical and near-infrared imaging from the ground and space to generate large statistical samples of dual quasars. These observatories will be nicely complemented with further resolving power from the next generation of 20-30m class extremely large telescopes to put tight constraints on the incidence of dual SMBHs and their rates of merging that has important consequences for gravitational wave detections of SMBHs with LISA and PTA.

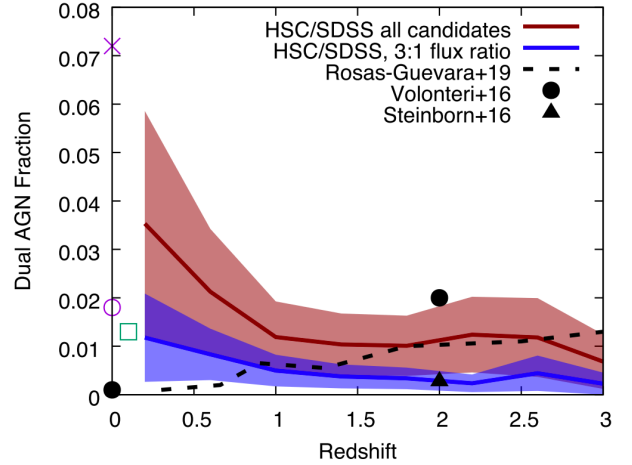


Fig 4: Fraction of SDSS QSOs that have dual components (colored region with 1σ confidence interval) with projected separation of 4 - 30 kpc over the last 11 billion years of cosmic time (i.e., out to $z \sim 3$). The top (maroon) region represents our full sample while the blue shows only those having a flux ratio within 3:1. The black dashed line is the prediction based on the EAGLE hydro-dynamical cosmological simulation (Rosas-guevara, Y. M. et al. 2019) that indicates an increase in the dual quasar fraction with redshift that is not seen in our data. In addition, we show both numerical predictions in filled shapes and other published observational studies in hollow shapes.

Reference

- Matsuoka, Y. Strauss, M. & Kashikawa, N. 2018, ApJ
 Di Matteo T., Springel, V. & Hernquist, L. 2005, Nature
 Capelo, P. Dotti, M. & Volonteri, M. 2016, MNRAS
 Hennawi, J. Myers, A. & Shen, Y. 2010, ApJ
 Comerford, J. Nevin, R. & Stemo, A. 2018, ApJ
 Rosas-guevara, Y. M. Bower, R. & Mcalpine, S. 2019, MNRAS

a26

超大規模「面分光サーベイ」による
AGNサンプル構築とAGN duty cycleの
制限

東京大学大学院 理学系研究科

鹿熊 亮太

超大規模「面分光サーベイ」による AGN サンプル構築と AGN duty cycle の制限

鹿熊 亮太 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

SDSS のような分光観測には事前のターゲットセレクションが必要であり、観測されるのは明るい天体のみに限られてきた。しかし、SMBH 進化を考える上でこのような観測のバイアスは大きな問題となっている。例えば、Adelberger & Steidel (2005) では、AGN の Duty cycle (SMBH が生涯のうち AGN として輝いている期間の割合) に光度依存性がある可能性を提示した。暗い AGN と明るい AGN とでは SMBH への質量降着・成長の描像が異なるというのだ。未だ謎が多く残る SMBH 進化に関する詳細な描像を得るには、明るい天体のみでなく、暗いものまで含めた大規模な AGN サンプルが必要となる。そこで着目されているのがファイバーなどの装置を使い、観測領域すべてを分光してしまう【面分光サーベイ】だ。この 4 月、史上初の大規模面分光サーベイである Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX) が初期データを公開した。輝線情報のみから天体を検出できるため、連続光が暗い AGN を含めた巨大サンプルが構築できる。しかし、大規模な面分光サーベイデータという世界で初めて登場したものであり、天体検出のアルゴリズムは確立されていない。そこで、我々は独自のパイプラインを組み、初期サイエンスとして、COSMOS 領域のデータより絶対等級 $m_{UV} \sim -19.5$ までの type1 AGN サンプルの構築に成功した。このサンプルより $z \sim 3$ における AGN 光度関数を描き、faint end slope が flat であることが確かめられた。全 field のデータを用いる最終サンプルは duty cycle の光度依存性を制限することが可能であると期待される。

1 Introduction

現代の天文学に残された大きな課題の 1 つが、銀河の中心に存在する超大質量ブラックホール (SMBH) の形成と進化である。Event Horizon Telescope による直接撮像により銀河の中心には SMBH が存在しているということが改めて確認された (EHT Collaboration 2019)。

SMBH は降着円盤を作り輝くと同時に、その質量を増していく。現在、確認されている最遠方の SMBH は $z = 7.5$ にあり、その質量は $\sim 10^9 M_{\odot}$ と見積もられている (Bañados et al. 2018)。宇宙開闢わずか 7 億年の頃にこれだけの質量をもった SMBH がすでに存在しているのである。この質量への短期間での成長がどのように実現されるのかが、大きな問題となっているのである。ブラックホールへの質量降着が球対称に起こり、輻射圧と重力とが釣り合う限界がエディントン限界である。初代星起源のブラックホールはその質量が $\sim 10^3$ 程度である。この質量か

らエディントン限界で降着を続けても、 $z = 7.5$ で $\sim 10^9 M_{\odot}$ に到達できない。

この成長の問題を解決するために、より重い種ブラックホールや、超エディントン降着が理論研究から提案されている。観測から初期ブラックホール成長の描像を明らかにしていくためには、低質量の SMBH 観測が不可欠である。SMBH の質量と活動銀河核 (AGN) 光度には大まかに相関があるため、低光度の AGN を観測していかなければならない。

Adelberger & Steidel (2005) では、Keck LRIS による分光サーベイにより視等級 25.5 までの $1.8 \leq z \leq 3.5$ の AGN サンプルを構築した。このサンプルを光度で 2 つのサンプルに分け、AGN の Duty cycle (SMBH が生涯のうち AGN として輝いている期間の割合) に光度依存性がある可能性を示した。しかし、サンプル数が小さいために結論付けられてはいない。低質量の SMBH の成長すなわち降着がどのような描像で進んでいるのかを明らかにすることは、初期宇宙における SMBH 進化を考える上で重要である。

Duty cycle の制限には、光度関数と clustering 解析が必要であり、どちらも大規模なサンプル構築が不可欠である。

AGN の大規模サンプルの構築には、SDSS のように分光サーベイ (Laurent et al. 2017)、または HSC のように多色測光と morphology とを組み合わせられてきた (Akiyama et al. 2018)。しかし、低光度 AGN のサンプル作りにはこれらは向いていない。SDSS のような大規模な分光サーベイは事前の分光候補天体のセレクションが必要となり、明るいものを選択される。多色測光と morphology とを組み合わせる方法で暗い AGN を選択すると、contamination が多く、completeness も小さくなってしまう。

そこで低光度 AGN のサンプル構築において着目されているのが、観測領域すべてを分光してしまう【面分光サーベイ】である。本研究では、面分光サーベイのデータを用いることで、AGN の duty cycle の光度依存性に制限をかけることを目標とする。

2 Observations/HETDEX

スリットを用いた分光観測では、空間方向 1 次元の情報を潰すことでスペクトル情報を得ていた。面分光はファイバーなどの装置を用いることで、空間情報を潰さずに波長方向の情報も同時に得る観測である。1つの輝線に着目することで、波長方向は奥行き (赤方偏移) 方向に対応するため、図 1 のように 3 次元キューブのデータを得られる。

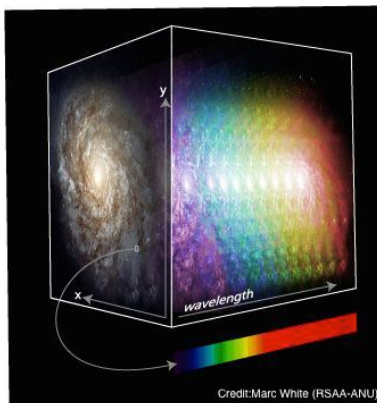


図 1: 面分光により得られる 3 次元キューブ。

面分光で広い観測領域をすべて掃いて観測するのが面分光サーベイである。面分光サーベイでは、観測領域内のすべての天体のスペクトル情報を得て、輝線情報のみから天体を検出できるため、連続光が暗い AGN を含めた巨大サンプルが構築できる。この 4 月、史上初の大規模面分光サーベイである Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX) プロジェクトの初期データが公開された (Hill et al. 2008)。HETDEX はテキサス大学オースティン校が中心となって進める面分光サーベイであり、434 平方度の超広領域に約 35,000 本のファイバーを持つ巨大な分光器を向けて輝線銀河を観測する計画である。

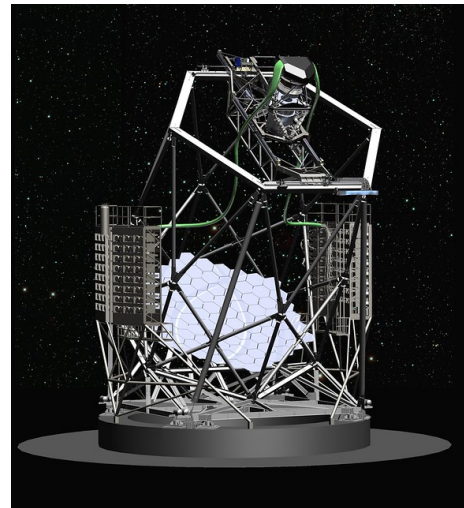


図 2: Hobby-Eberly Telescope。直径 11m の主鏡と 35,000 の fiber を持つ分光器を搭載。

HETDEX の初期データでは 690,868 本の輝線を 3 次元キューブ内から検出している。しかし、星や Ly α forest、systematics が間違えて検出されていたり、連続光のピークと異なる位置で輝線が検出されているなどの問題があった。これらは、AGN サンプルの構築に際しては大きな問題となる。そこで、我々のグループは自ら観測データから AGN を検出することを決めた。

3 Data reduction

HETDEX の分光データの sensitivity は $\sim 10^{-17}$ erg/cm²/s 程度しかなく、暗い天体の場合 continuum の検出ができない。そこで輝線の等価幅を出すために、測光観測で得られる情報を組み合わせている。我々は、HSC の public data release 2 の r band 画像を用いることにした。限界等級は $m_{5\sigma} \sim 26.2$ であり、HETDEX と観測が被っている領域は COSMOS、AEGIS、HETDEX-spring の 3 つで $\sim 10,650$ arcmin² である。

HETDEX の fiber は密には詰まっておらず、天球面上での各点でのスペクトルを求めるためには、周囲の fiber のスペクトルを合成させる必要がある。我々は、HSC $r < 25.5$ で検出された天体のスペクトルを、HETDEX の fiber スペクトルを Point spread function で重み付けすることで合成した。

合成されたスペクトルから 5σ で輝線を検出し、さらに visual check により systematics などの contamination を除いた。その結果、COSMOS field から 914 の輝線天体を検出した。今回は、COSMOS field (314 arcmin²) のみから AGN サンプルの構築を行い、pilot study として HETDEX のデータの統計的強みを確かめる。全体の field は COSMOS field の 34 倍の面積がある。

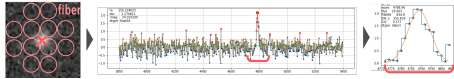


図 3: Pipeline のアウトライン。左: HSC image で検出された天体の周囲の Fiber の位置を示す。中: 合成されたスペクトルと輝線の検出。右: 輝線の測定。

4 Analysis/AGN selection

2つのステップ (i) 等価幅による Ly α 輝線同定 (ii) 半値全幅 (FWHM) による Broad line 天体検出を踏むことで、type1 AGN のサンプルを構築する。

HETDEX データは、波長幅が 3500Å – 5500Å しかない。また、sensitivity もあまり良くないため、1本の強い輝線のみが受かる天体がほとんどである。その場合、1本の輝線のみから輝線の同定を行わなけれ

ばならない。そこで、我々は等価幅を用いることで Ly α 輝線天体 (LAE) を取り出すという作戦を採用した。銀河の紫外輝線のうち、Ly α は最も強い輝線である。狭帯域フィルターを用いた LAE 検出では、静止系で 20Å 以上の等価幅を持つ天体を LAE と同定している (Konno et al. 2016)。ちなみに、静止系の等価幅 (EW_o) と観測系の等価幅 (EW) には以下のような関係がある。

$$EW_o = EW \times \frac{1}{1+z} \quad (1)$$

Ly α より短波長の輝線は視線上の水素ガスにより吸収されるため検出されることはほぼ無い。ある輝線を Ly α と仮定した場合、他の輝線を仮定した場合より赤方偏移が一番大きくなる。したがって、静止系の等価幅は他の輝線を仮定した場合より小さくなる。

EW_o > 20Å の条件を課した結果、714 の LAE を検出した。

さらに、この LAE の中から AGN を取り出すために、速度幅による条件を課すことにした。一般的に星形成銀河の速度幅は ~ 200 Å 程度である (Sobral et al. 2018)。それに対し、AGN の Broad line region が見える type1 AGN の場合には速度幅が 1000Å – 10000Å に達する。そこで、FWHM > 1000Å の条件を課すことで、15 の type1 AGN を検出した。観測領域内には、すでに SDSS で確認されていた AGN は 1 つ存在したが、この天体も我々のデータ、パイプラインから再度検出された。

5 Disucussion

今回得られたサンプルより $z \sim 3$ type1 AGN の光度関数を描いた結果を図 4 に示した。 $m_{UV} \sim -19.5$ までデータ点があり、これは過去のどの研究よりも暗いところまで制限をかけられている。また、AGN の光度関数は Double power law (DPL) により、よく fitting できることが知られている。HETDEX による結果と、SDSS からの結果とを同時に DPL で fitting したところ、faint end slope が $\alpha = -1.34$ となった。これは、Akiyama et al. (2018) ($z \sim 4$) や Matsuoka et al. (2018) ($z \sim 6$) の HSC による、より high- z の結果と同じく、faint end slope が flat であることを $z \sim 3$ でも支持するものとなった。

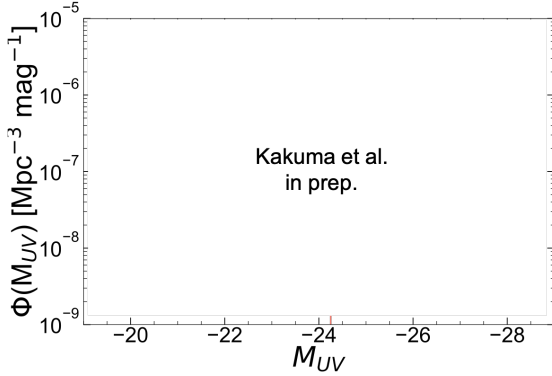


図 4: $z \sim 3$ における type1 AGN LF。SDSS と VVDS による結果も同時に plot した。また、曲線は本結果と SDSS との結果とを DPL で fitting した結果である。

今回のサンプルからは clustering 解析から統計的に優位なシグナルを出すことはできず、duty cycle の制限をかけるところまではできなかった。ただし、今回は COSMOS 領域のデータのみを用いており、全サンプルは今回の 30 倍以上のボリュームになる。Adelberger & Steidel (2005) でのサンプル数 ~ 60 と比較すると、我々の予測される最終サンプル数 ($N \sim 500$) は duty cycle の光度依存性を制限することが可能となると期待される。

6 Conclusion

本研究では、史上初の面分光サーベイである HETDEX の初期観測結果を用いて、低光度の AGN を含む大規模な AGN サンプルの構築を目指した。

Pilot study として、パイプラインを自ら組み COSMOS field のデータより type1 AGN サンプルを構築した。 $z \sim 3$ における type1 AGN の LF を描き、過去のどの研究よりも暗いところまで ($m_{UV} \sim -19.5$) 制限をかけることに成功した。また、faint end slope が $z \sim 3$ でも flat であることを支持する結果となった。今回のサンプルからは clustering 解析から統計的に優位なシグナルを出すことはできず、duty cycle の制限をかけるところまではできなかった。全 field のデータを用いて得られると予測される最終サン

プル数 ($N \sim 500$) からは duty cycle の光度依存性を制限することが可能であると期待される。

Reference

- Adelberger, K. L., & Steidel, C. C. 2005, *Astrophys. J.*, 630, 50
- Akiyama, M., He, W., Ikeda, H., et al. 2018, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 70, doi:10.1093/pasj/psx091
- Bañados, E., Venemans, B. P., Mazzucchelli, C., et al. 2018, *Nature*, 553, 473
- EHT Collaboration. 2019, *Astrophys. J.*, 875, L1
- Hill, G. J., Gebhardt, K., Komatsu, E., et al. 2008, 399, 115
- Konno, A., Ouchi, M., Nakajima, K., et al. 2016, *Astrophys. J.*, 823, 20
- Laurent, P., Eftekharzadeh, S., Goff, J.-M. L., et al. 2017, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2017, 017
- Matsuoka, Y., Strauss, M. A., Kashikawa, N., et al. 2018, *Astrophys. J.*, 869, 150
- Sobral, D., Matthee, J., Darvish, B., et al. 2018, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 477, 2817

a27

HSC-SSP & CHORUS を用いた $z = 4.9$

における Type-ii AGNs 探査

愛媛大学大学院 理工学研究科

岩下 昂平

Subaru / HSC 狭帯域フィルターを用いた活動銀河核探査

岩下 昂平 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

巨大ブラックホール進化の全貌を解明するには、塵に隠された 2 型 AGN も含めた完全性の高い AGN 探査が必要だが、X 線を用いても 2 型 AGN の広域探査は現状では困難である。そこで我々はすばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC) に搭載された狭帯域フィルターに注目した。狭帯域フィルターを用いれば 2 型 AGN であっても AGN 由来の輝線放射を検出できる。そこで複数の狭帯域フィルターを用いて AGN 特有の組み合わせの輝線を捉えることで、AGN を選出できると考えた。特に、赤方偏移 $z \sim 4.9$ の AGN は $\text{Ly}\alpha$ と C IV の輝線が狭帯域フィルター NB718、NB921 の帯域へそれぞれ赤方偏移し、この 2 種類の狭帯域フィルターで共にフラックス超過を示すと考えられる。C IV 輝線は星形成銀河からは強く放射されないため、上記の特徴を示す天体は $z \sim 4.9$ の AGN であると判断できる。本研究では、HSC を用いて進行中のすばる戦略枠 (SSP) サーベイおよび CHORUS サーベイで得られた広域撮像データを用いて、NB718 と NB921 の両フィルターでフラックス超過を示す天体の探査を行った。その結果、両フィルターでフラックス超過を示しつつ、広帯域フィルターのカラーが高赤方偏移の兆候であるライマンブレイクの特徴を示すような、 $z \sim 4.9$ の AGN の候補天体を複数選出することに成功した。

1 Introduction

活動銀河核 (active galactic nucleus: AGN) とは銀河中心にある巨大ブラックホールにガスが降着し、重力エネルギーを解放して明るく光る天体のことである。AGN では、中心核をトラス状に覆うように光学的に厚い塵が分布しており、中心核が直接観測できるものは 1 型 AGN、塵に中心核が隠されているものは 2 型 AGN と分類されている。この AGN はブラックホールの質量成長段階と考えられており、この AGN の性質を正しく理解することはブラックホール進化を解明するために極めて重要である。

これまでの遠方宇宙における AGN 探査では、主に 1 型 AGN が発見されてきている。その理由は、1 型 AGN であれば中心核からの強い放射を直接観測できるので高赤方偏移であっても観測することが比較的容易であるためである。一方、2 型 AGN は中心核からの直接光が塵トラスによって強く減光を受けるため、可視光線における観測が困難である。透過力の強い X 線の放射を観測することにより、可視光線で発見が困難な 2 型 AGN も探査することは可能であるが、線望遠鏡は視野が狭いという理由から、系統的な探査は一般に困難であった。

ここで、われわれが提案するのは狭帯域フィルターを用いた可視光での AGN 探査である。狭帯域フィルターを用いることで、弱い輝線であっても連続光のフラックスに対してフラックス超過を検出することができ、輝線天体を選出することができる。2 型 AGN の狭輝線放射領域は一般にトラス状の塵が分布する領域よりも外側にあるので塵トラスによる減光を受けず、そのためこの狭帯域フィルターを用いた方法により 2 型 AGN も検出が可能である。ただし、単一の狭帯域フィルターだけを用いた輝線天体探査では、輝線の種類やその輝線を発する天体の赤方偏移を特定することはできない。そこで、複数の狭帯域フィルターで同時に超過を示す天体を選出することで、特定の赤方偏移の AGN の選出を試みた。

今回、我々が狙う赤方偏移 $z \sim 4.9$ の AGN を選出するために、NB718 (中心波長 7180Å, 透過波長幅 111Å) と NB921 (中心波長 9210Å, 透過波長幅 133Å) という 2 つ狭帯域フィルターを用いた。 $z \sim 4.9$ の天体が発する $\text{Ly}\alpha$ (1226Å)、C IV (1549Å) の輝線はそれぞれ NB718、NB921 の波長帯に赤方偏移される。また、C IV 輝線は AGN から強く放射

される一方で星形成銀河からはほとんど放射されないため、*NB718*、*NB921* で共にフラックス超過を示す天体は $z \sim 4.9$ の AGN であると考えられる。

2 Data and methods

我々は、高感度、広視野での撮像観測が可能であるすばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam (HSC; Miyazaki et al. 2018) を用いて得られたデータを使用した。狭帯域フィルターでフラックス超過を示す輝線天体を探索するため、すばる戦略枠プログラム (SSP; Aihara et al. 2018) により取得されたデータと、Cosmic Hydrogen Reionization Unveiled with Subaru (CHORUS) プロジェクトによって得られたデータを使用した。HSC-SSP は 2014 年に開始し現在も進行中の広域撮像観測プログラムであり、観測領域の広さと観測の深さの異なる “Wide”, “Deep”, “Ultradeep” の 3 種類の観測が行われている。3 種類のうちの 1 つである “Wide” では 5 種類の広帯域フィルター (g, r, i, z, y) での観測が行われ、最終的には 1,400 平方度の観測が予定されている。Deep, Ultradeep の観測は、前述の 5 種類の広帯域フィルターに加えて *NB387*, *NB816*, *NB921*, *NB1010* といった複数の狭帯域フィルターを用いた観測も行われている。一方、CHORUS は HSC-SSP のターゲット天域のひとつである COSMOS 領域に対して、HSC-SSP では観測しない狭帯域フィルター (*NB387*, *NB527*, *NB718*, *IB945*, *NB973*) を用いた観測を行うプロジェクトである。(Itoh et al. 2018, Zhang et al. 2019)

我々は、HSC-SSP と CHORUS のチーム内部向けリリースデータである S18A カタログの測光データを用いて、COSMOS 領域において高赤方偏移 ($z \sim 4.9$) の AGN 候補天体のサンプル構築を行った。初めに、宇宙線の影響を受けていたり明るすぎる天体が近くに存在したりするなどの理由から正しく測光が行われなかった天体を、HSC 解析パイプラインにより与えられたフラグによって除去したクリーンサンプルを作成した。使用したフラグについてまとめたものを図 1 に示した。次に、そのクリーンサンプルの中から、*NB718* と *NB921* でフラックス超過を示す輝線天体 (*NB718* emitter, *NB921* emitter) の

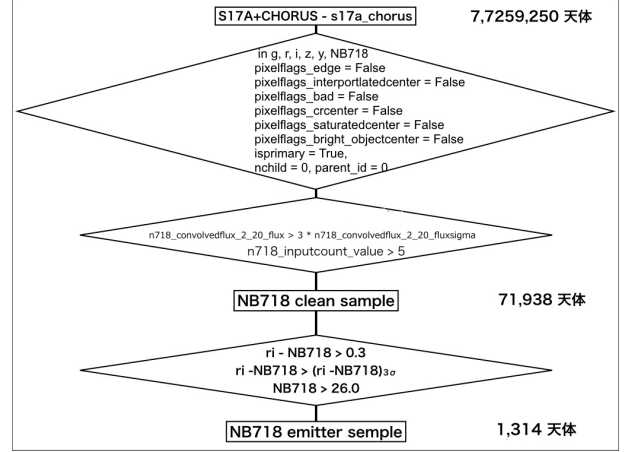


図 1: *NB718* emitter サンプル構築のために使用したフラグと天体数の推移。

選出を行った。まず初めに *NB718* emitter の選出方法について述べる。

NB718 フラックスには輝線光だけでなく連続光によるものも含まれているため、*NB718* の波長における連続光フラックス密度 f_{ri} を以下のようにして見積もる (Shioya et al. 2003)。今回の解析では、PSF サイズが異なるバンド間で整合的に開口測光を行うために、PSF サイズが 1.1 arcsec になるように像質を揃えてから直径 2.0 arcsec の開口測光を行って得た等級情報を用いた。また、狭帯域フィルター *NB718* で超過を示す天体を選択するため、*NB718* の波長に対応する連続光強度 f_{ri} を以下のように得た。

$$f_{ri} = 0.68f_i + 0.32f_r \quad (1)$$

f_i, f_r はそれぞれ、 i, r バンドの等級に相当するフラックス密度を表している。 r バンド、 i バンドの透過波長帯はそれぞれ *NB718* を挟むように位置しており、それぞれの中心振動数から係数を決定した。

この f_{ri} に相当する等級を ri としたとき、以下の条件を満たす天体を、*NB718* emitter とした。

$$ri - NB718 > 0.3 \quad (2)$$

$$ri - NB718 > (ri - NB718)_{3\sigma} \quad (3)$$

$$NB718 < 26.0 \quad (4)$$

(2) 式により、*NB718* の等級が連続光の等級に対して 0.3 等明るい天体を選出している。これは、等価

幅が 35 Å 以上である天体を選出していることと同義である。 ri の限界等級 (27.04 mag) より暗い天体については、 $ri - NB718$ は、 $ri_{lim} - NB718$ の値を採用する。(3) 式では、 $(ri - NB718)_{3\sigma}$ が $ri - NB718$ の誤差の 3σ の値を表しており、(3) の条件によって示された狭帯域フィルターにおけるフラックス超過が統計的に有意であるものを選択している。(4) 式は、 $ri_{lim} - NB718$ の直線と、(3) 式の交点のよりも明るい天体を選出するような条件となっている。 ri の等級が限界等級よりも暗い天体については $ri_{lim} - NB718$ の値を用いて輝線天体の選出を行うため(4) 式を満たさない天体、つまり ri の限界等級より暗い天体は、(3) 式によって除かれる。

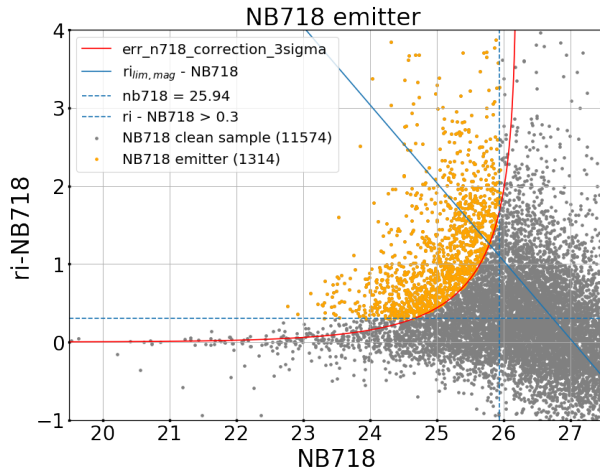


図 2: $NB718$ 等級の連続光に対する超過を $NB718$ の関数として示した図。灰色の点は、はすべての $NB718$ クリーンサンプルを示している。赤色の実線は $ri - NB718 = (ri - NB718)_{3\sigma}$ (3) の条件を、青色の実線は $ri - NB718 = ri_{lim} - NB718$ の関数を表している。青色の点線は $ri - NB718 = 0.3$ 、青色の破線は $NB718 = 24.0$ を示している。橙色の点は (2) (3) (4) の条件により選出された $NB718$ emitter を表している。

狭帯域フィルター $NB921$ についても同様の手法で連続光のフラックス密度に相当する等級を求めた。その際、 $NB921$ は z バンドと y バンドの間に位置しているため、 $NB921$ の波長帯に相当する連続光のフラックス密度 (f_{zy}) の計算には z バンドと y バンドの測光データを用いる。 f_{zy} の計算方法を (5) 式に、

$NB921$ emitter の選出条件を (6) (7) (8) 式に示す。

$$f_{zy} = 0.69f_z + 0.31f_y \quad (5)$$

$$zy - NB921 > 0.2 \quad (6)$$

$$zy - NB921 > (zy - NB921)_{3\sigma} \quad (7)$$

$$NB921 < 25.45 \quad (8)$$

ただし、 $NB921$ は $NB921$ の等級、 zy は $NB921$ の波長帯に相当する連続光の等級、 $(zy - NB921)_{3\sigma}$ は $zy - NB921$ の誤差の 3σ の値を表している。

3 Results and Discussion

$NB718$ emitter として選出された天体は 1,314 天体、 $NB921$ emitter として選出された天体は 492 天体であった。そして、この 2 つの狭帯域フィルターで共にフラックス超過を示す天体は 48 天体であった。

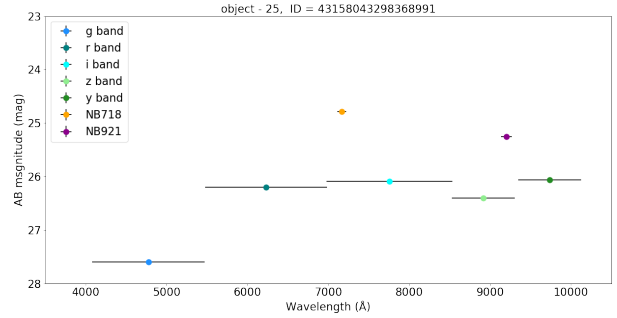


図 3: 高赤方偏移 AGN 候補天体の一例。各点は 5 種類の広帯域フィルター (g, r, i, z, y) と 2 種類の狭帯域フィルター ($NB718, NB921$) の等級をプロットしている。x 方向の誤差棒は、各フィルターのバンド幅を示し、y 方向の誤差棒は 1σ の等級誤差を示している。

$NB718$ と $NB921$ の両方でフラックス超過を示す天体が $z = 4.9$ の天体である場合、連続光放射にライマンブレイクが見られるはずであるため、 g バンドで非常に暗いことが期待される。そこで、 $NB718$ と $NB921$ の両方でフラックス超過を示す 48 天体の可視光線におけるスペクトルエネルギー分布を確認したところ、図 3 に示すようにライマンブレイクが見られる天体が 10 個あることが分かった。このスペクトルエネルギー分布からは、 $z = 4.9$ の 2 型 AGN

に期待される、顕著なライマンブレイク、等価幅の大きな Ly α および C IV 輝線の特徴が明瞭に確認できる。このことから、複数の狭帯域フィルターを使用する方法により確かに $z = 4.9$ の 2 型 AGN が選出できることが分かった。

図 3 に示した例について、NB718、NB921 で観測された狭帯域フィルターの超過量を比べると、NB718 での超過量の方が大きい。NB718、NB921 で観測された狭帯域フィルターの超過量をそのまま輝線の強さだと仮定すると、NB718 の波長帯に赤方偏移する Ly α 輝線のほうが NB921 の波長帯に赤方偏移する C IV 輝線に比べて明るいことが示唆される。高赤方偏移の 2 型 AGN について Ly α のほうが C IV に比べて明るいという結果は、Matsuoka et al. (2009) などで報告されている結果と一致している。

Reference

- Aihara et al. 2018, PASJ, 70, 8
Itoh et al. 2018, ApJ, 867, 461
Matsuoka et al. 2009, A&A, 503, 721
Miyazaki et al. 2018, PASJ, 70, 1
Shioya et al. 2003, ApJ, 695, 546
Zhang et al. 2019, arXiv:1905.09841

a28

星形成銀河のアウトフロー速度の赤方
偏移進化
東京大学大学院 宇宙線研究所
菅原 悠馬

星形成銀河のアウトフロー速度の赤方偏移進化

菅原 悠馬 (東京大学大学院 宇宙線研究所)

Abstract

本講演では、 $z \sim 0, 1, 2, 5-6$ における星形成銀河のアウトフロー速度を測定・比較した結果を報告する。サンプルはアーカイブデータから、各赤方偏移における最大級の分光カタログを使って構築した。 $z \sim 0$ では SDSS DR7, $z \sim 1$ では DEEP2 DR4, $z \sim 2$ では Erb, et al. (2006) ApJ, 647, 128, そして $z \sim 5-6$ では Capak, et al. (2015), Nature, 522, 455 を使った。個別の銀河スペクトルは信号雑音比 (S/N) が小さく、吸収線を検出するのは難しい。これらの銀河は赤方偏移 (z_{sys}) が輝線から精密に求まっているので、 z_{sys} を基に $z \sim 0, 1, 2, 5-6$ でスペクトルを合成した。合成スペクトル中の吸収線に Gaussian-like なプロファイルをフィッティングして、アウトフロー速度を測定した。各赤方偏移のアウトフロー速度を比較したところ、同じ星質量・星形成率範囲の銀河のアウトフロー速度は、 $z \sim 0$ から $z \sim 2$ にかけて 0.2 dex ほど単調に増加した一方、 $z \sim 5-6$ では $z \sim 2$ と同程度の値 ($700-800 \text{ km s}^{-1}$) を示した。さらに、アウトフロー速度は、星・ハロー質量比を使って星質量から換算したハローの回転速度と強い相関を示した。本研究の観測結果は FIRE シミュレーション (Muratov, et al. 2015, MNRAS, 454, 2691) の予測とも良く一致した。本研究で使用した星質量 ($M_* \sim 10.1 M_{\odot}$) の銀河では、ハローの回転速度は $\propto (1+z)^{0.5}$ で進化する。アウトフロー速度がハローの回転速度により決まるならば、アウトフロー速度の赤方偏移進化は自然に説明されることを示した。

1 導入

活発な星形成銀河では、超新星爆発のエネルギーや運動量により星間ガスが加速され、銀河スケールのアウトフロー (銀河風) が生じる。アウトフローを構成するガスは電波で観測可能な分子雲から、X 線で観測可能な高温ガスまで、幅広い温度と密度を持つ。(レビュー論文: Veilleux et al. 2005)。銀河内部に存在するガスの質量、運動量、エネルギーはアウトフローによって銀河の外へ運ばれるため、銀河や銀河間物質 (IGM) の形成・進化に大きな影響を与えると考えられている (レビュー論文: Somerville & Davé 2015)。第一に、星形成に伴って起こるアウトフローが銀河のガス質量を減少させるため、ネガティブフィードバックとして働き、新たな星形成を抑制する。この機構を通じて銀河進化を制御し、特に小質量銀河 ($M_* \lesssim 10^{10} M_{\odot}$) の数密度を減少させることで銀河の星質量関数に折れ曲がりを生む。また星質量関数から導かれた星・ハロー質量比も小質量側で減少する (Behroozi et al. 2013)。次に、アウトフローは銀河の星質量を制御する一方で、銀河内部で

生成された金属量を銀河の外へ運ぶ。これにより、銀河の質量-金属量関係を形づくる。最後に、放出された金属量は銀河周辺物質 (CGM) や IGM を汚染するため、それらの金属量進化を駆動する。このようにアウトフローは銀河と IGM の進化を繋ぐ役割を果たすと考えられる。

アウトフローによる質量やエネルギーの放出率は、これまで観測と理論の両面から調べられてきた (レビュー論文: Rupke 2018; Zhang 2018)。古典的には、Chevalier & Clegg (1985) が断熱球対称を仮定して銀河風の広がりを解析的に調べた。その結果は近傍の X 線観測と概ね一致している (Strickland & Heckman 2009)。しかし、その質量放出効率は観測された銀河の星質量関数の折れ曲がり再現するほど大きくなく、多くの質量は X 線で観測される高温ガス以外の形で放出されていると予想される。原子ガスや電離ガスが質量の多くを担っている場合、可視・紫外観測によるアウトフローの速度や質量への制限が重要になる。

原子ガスや電離ガスのアウトフローの特徴は紫外・

可視域において輝線や吸収線として現れる。よく使われる観測手法として、銀河自体の金属吸収線からアウトフローの情報を抜き出す down-the-barrel 法がある。銀河に対して視線方向観測者手前側にあるガスは銀河スペクトル中に金属吸収線を生じさせるが、アウトフローガスは銀河から観測者の向きに速度をもって吹き出しているため、ドップラー効果により青方偏移した吸収線を生む。そのため金属吸収線のうち青方偏移した成分を抜き出すことでアウトフローの情報を得ることができる。大雑把には、吸収線の等価幅はアウトフロー質量、吸収線の青方偏移量はアウトフロー速度の情報を含む。しかし、実際には等価幅はガスの柱密度、被覆率 (covering fraction)、速度分散のパラメータによって決まるので、縮退を解いてアウトフロー質量を求めることは難しい。一方でアウトフロー速度は、仮定次第で不定性があるものの、観測結果から直接算出できる量である。

これまで、銀河の金属吸収線の青方偏移から銀河のアウトフロー速度が各赤方偏移で求められてきた (Chisholm et al. 2015, 2016b,a, 2017; Heckman et al. 2015; Heckman & Borthakur 2016; Martin 2005; Martin et al. 2012; Rupke et al. 2005a,b; Weiner et al. 2009; Rubin et al. 2014; Chen et al. 2010; Concas et al. 2017; Roberts-Borsani & Saintonge 2018; Steidel et al. 2010)。過去の研究により、銀河の星質量 (M_*) や星形成率 (SFR)、星形成率面密度 (Σ_{SFR}) など銀河の性質とアウトフロー速度との間に、正の相関関係があることが明らかになった。これら近傍のアウトフローの性質が高赤方偏移でも同じであるか、つまりアウトフローによるフィードバック効果は赤方偏移に依存するか、を調べるためには、赤方偏移の異なる研究結果を比較すればよい。しかし広い赤方偏移にわたるデータがあるにも関わらず、これまでの研究ではサンプルの種族や解析手法が統一されていない。そのため、研究間には系統的誤差が含まれており、研究結果を単純に比較して赤方偏移進化を議論することが難しかった。

本発表では、星形成銀河のアウトフローの重要なパラメータの一つであるアウトフロー速度を、赤方偏移 $z \sim 0, 1, 2, 5-6$ の銀河について報告する。各赤方偏移における最大級のカatalogからサンプルを構築し、統一的な手法によりスペクトルを解析した。

アウトフロー速度を赤方偏移ごとに比較することで、アウトフロー速度の赤方偏移進化を調べる。本発表における結果は、Sugahara et al. (2017) と Sugahara et al. (2019) に基づいている。

2 サンプル

星形成銀河のサンプルは、スペクトルがアーカイブデータとして公開されている、各赤方偏移における最大級のカatalogから取り出した。 $z \sim 0$ では Sloan Digital Sky Survey DR7 (Abazajian et al. 2009) から、 $z \sim 1$ では DEEP2 Redshift Survey DR4 (Newman et al. 2013) から、 $z \sim 2$ では Erb et al. (2006) の Keck 望遠鏡の LRIS で撮られたカatalogから、 $z = 5-6$ では Capak et al. (2015) の Keck 望遠鏡の DEIMOS で取られたカatalogから、利用可能なスペクトルをもつ星形成銀河のサンプルを構築した。これらのデータは観測系で可視域にある。静止波長ではそれぞれ $4000-7000 \text{ \AA}$ 、 $2750-3800 \text{ \AA}$ 、 $1200-1700 \text{ \AA}$ 、そして $1200-1450 \text{ \AA}$ の波長域が解析可能である。利用可能な吸収線は、 $z \sim 0$ で Na I D、 $z \sim 1$ で Mg I と Mg II、 $z \sim 2$ で Si II, C II, Si IV, C IV、そして $z \sim 5-6$ で Si II, C II, Si IV である。

銀河の物理量は基本的に文献から引用した。全サンプルの星質量は $9.0 \lesssim \log(M_*/M_\odot) \lesssim 11.5$ であり、 $z \sim 0, 1, 2, 5-6$ における星質量の平均値は、それぞれ $\log(M_*/M_\odot) \simeq 10.5, 10.2, 10.3, 10.1$ である。

3 解析手法

アウトフロー速度は吸収線を解析して求めるが、個々のスペクトルは信号雑音比 (S/N) が小さく吸収線を解析するのは難しい。そこで銀河を SFR ごとにビンに分け、輝線から求めた赤方偏移を基にスペクトルを足し合わせて S/N の高い合成スペクトルを作成した。各赤方偏移ごとに 6 個、3 個、1 個、1 個の合成スペクトルを得た。

$z \sim 0, 1, 2$ のスペクトルは S/N が高いので、星由来の連続光を決めることができる。年齢と金属量を変えた 30 種類の星種族合成モデルを線形結合したモデルを作成し、合成スペクトルにフィッティングする

ことで連続光成分を導出した。得られたベストフィットモデルで合成スペクトルを割ることにより、スペクトルを規格化すると同時に、吸収線から星由来の吸収成分を引くことができる。 $z = 5-6$ は合成スペクトルでも S/N が低いので、連続光成分は求めなかった。しかし、 $z \sim 2$ や $z = 5-6$ で扱う遠紫外域の星間吸収線は星由来の吸収成分をほとんど含まないため、この違いは無視できると考えられる。

銀河の吸収線のモデルには、物理に基づいた吸収線プロファイル $I_{\text{out}}(\lambda)$ を用いた (Rupke et al. 2005a):

$$I_{\text{out}}(\lambda) = 1 - C_f + C_f \exp(-\tau(\lambda)) \quad (1)$$

$$\tau(\lambda) = \tau_0 \exp(-(v(\lambda) - v_0)^2/b^2). \quad (2)$$

このとき C_f は被覆率、 τ は光学的厚さ、 τ_0 は吸収線中心における光学的厚さ、 v_0 は吸収線の中心速度、 c は光速、 b は Doppler 幅を表す。自由パラメータは v_0 , C_f , τ_0 , b である。このプロファイルを観測した吸収線に当てはめ、得られたパラメータからアウトフローの最大速度

$$v_{\text{max}} = -v_0 + b \sqrt{-\ln\left(\frac{1}{\tau_0} \ln \frac{1}{0.9}\right)}, \quad (3)$$

を求めた。この v_{max} は、吸収線の底から連続光までの 90% の深さに相当する短波長端の速度と定義されており、アウトフローガスの最大速度を表す。

4 結果

図 1 に各赤方偏移の v_{max} を示す。同様な星質量範囲の銀河では、 v_{max} の値が $z \sim 0$ から $z \sim 2$ にかけて 0.2 dex ほど単調に増加する。一方、 $z \sim 5-6$ における v_{max} の値は $700-800 \text{ km s}^{-1}$ であり、 $z \sim 2$ と同程度の値である。図 1 では銀河の物理量として、ハローの回転速度 v_{cir} を横軸にとった。ここで v_{cir} は Behroozi et al. (2013) の星・ハロー質量比と Mo & White (2002) の式 (1) を使って星質量から換算した。図から v_{max} は $z = 0$ から 6 を通じて v_{cir} と直線状に強い正の相関を示す。このことから、 v_{max} を決定する銀河の物理量が v_{cir} であることが示唆される。驚くべきことに、この観測結果は FIRE シミュレーション (Muratov et al. 2015) の予測ともよく一

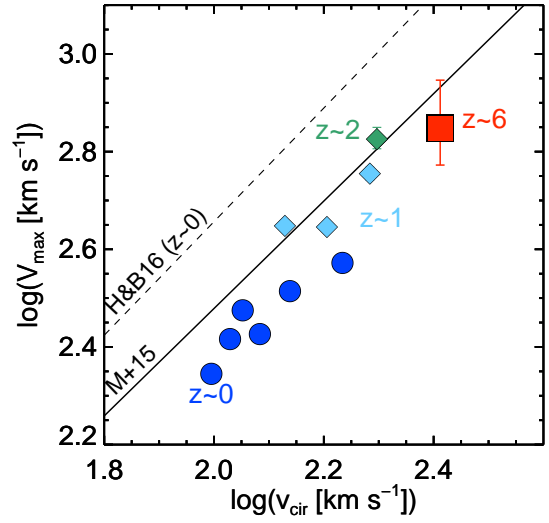


図 1: v_{max} と v_{cir} の関係。 $z \sim 0-2$ (青・シアン・緑点; Sugahara et al. 2017) と $z = 5-6$ (赤点; Sugahara et al. 2019) のデータ点が直線状に正の相関を示している。実線は FIRE シミュレーションの予想を示す (Muratov et al. 2015)。破線は $z \sim 0$ の爆発的星形成銀河の傾向を示す (Heckman & Borthakur 2016)。Sugahara et al. (2019) より転載。

致する。しかし、近傍の爆発的星形成銀河の結果とは傾向は一致するものの、 $\simeq 0.2$ dex のオフセットを示した。

図 2 に星質量 $\log(M_*/M_\odot) \sim 10.1$ をもつ銀河の v_{max} の赤方偏移進化を示す。 $z \sim 0$ から 2 へかけて大きく増加し、 $z \sim 2$ から 6 へは小さく増加する傾向が表れている。この傾向は FIRE シミュレーション (Muratov et al. 2015) の結果とも一致しており、 $z \sim 2-4$ の重力レンズ天体の観測結果 (Jones et al. 2013) とも矛盾がない。 v_{max} が v_{cir} に強く依存すると仮定すると、このような v_{max} の進化は v_{cir} の赤方偏移進化で説明できる。 $\log(M_*/M_\odot) \sim 10.1$ の銀河では、ハロー質量 M_h はほとんど赤方偏移に依らない (Behroozi et al. 2013)。このため、 M_h 一定のときハロー半径 r_h が $(1+z)^{-1}$ に比例することを考慮すると、 $v_{\text{cir}} = \sqrt{GM_h/r_h}$ は $\propto (1+z)^{0.5}$ で進化する。この $v_{\text{cir}} \propto (1+z)^{0.5}$ という関係は、 v_{max} の $z \sim 0-2$ における急な増加と $z \sim 2-6$ における緩やかな増加

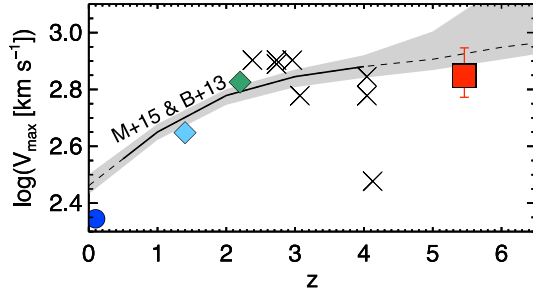


図 2: $\log(M_*/M_\odot) \sim 10.1$ をもつ銀河の v_{\max} の赤方偏移進化。色付きシンボルは図 1 と同じ。実線は FIRE シミュレーションの予想 (Muratov et al. 2015) を星・ハロー質量関係 (Behroozi et al. 2013) で変換したものを表す。バツは $z = 2-4$ の重力レンズ天体の観測結果を示す (Jones et al. 2013)。Sugahara et al. (2019) より転載。

を同時に再現する。

Acknowledgement

本研究は科学研究費助成事業の特別研究員奨励費により支援を受けている。

Reference

- Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2009, *ApJS*, 182, 543
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, *ApJ*, 770, 57
- Capak, P. L., Carilli, C., Jones, G., et al. 2015, *Natur.*, 522, 455
- Chen, Y.-M., Tremonti, C. A., Heckman, T. M., et al. 2010, *AJ*, 140, 445
- Chevalier, R. A., & Clegg, A. W. 1985, *Natur.*, 317, 44
- Chisholm, J., Tremonti, C. A., Leitherer, C., & Chen, Y. 2016a, *MNRAS*, 463, 541
- . 2017, *MNRAS*, 469, 4831
- Chisholm, J., Tremonti, C. A., Leitherer, C., Chen, Y., & Wofford, A. 2016b, *MNRAS*, 457, 3133
- Chisholm, J., Tremonti, C. A., Leitherer, C., et al. 2015, *ApJ*, 811, 149
- Concas, A., Popesso, P., Brusa, M., Mainieri, V., & Thomas, D. 2017, *ArXiv e-prints*, arXiv:1710.08423v1
- Erb, D. K., Steidel, C. C., Shapley, A. E., et al. 2006, *ApJ*, 647, 128
- Heckman, T. M., Alexandroff, R. M., Borthakur, S., Overzier, R., & Leitherer, C. 2015, *ApJ*, 809, 147
- Heckman, T. M., & Borthakur, S. 2016, *ApJ*, 822, 9
- Jones, T. A., Ellis, R. S., Schenker, M. A., & Stark, D. P. 2013, *ApJ*, 779, 52
- Martin, C. L. 2005, *ApJ*, 621, 227
- Martin, C. L., Shapley, A. E., Coil, A. L., et al. 2012, *ApJ*, 760, 127
- Mo, H. J., & White, S. D. M. 2002, *MNRAS*, 336, 112
- Muratov, A. L., Kereš, D., Faucher-Giguère, C.-A., et al. 2015, *MNRAS*, 454, 2691
- Newman, J. A., Cooper, M. C., Davis, M., et al. 2013, *ApJS*, 208, 5
- Roberts-Borsani, G. W., & Saintonge, A. 2018, *ArXiv e-prints*, arXiv:1807.07575
- Rubin, K. H. R., Prochaska, J. X., Koo, D. C., et al. 2014, *ApJ*, 794, 156
- Rupke, D. 2018, *Galaxies*, 6, 138
- Rupke, D. S., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2005a, *ApJS*, 160, 87
- . 2005b, *ApJS*, 160, 115
- Somerville, R. S., & Davé, R. 2015, *ARA&A*, 53, 51
- Steidel, C. C., Erb, D. K., Shapley, A. E., et al. 2010, *ApJ*, 717, 289
- Strickland, D. K., & Heckman, T. M. 2009, *ApJ*, 697, 2030
- Sugahara, Y., Ouchi, M., Harikane, Y., et al. 2019, *ArXiv e-prints*, arXiv:1904.03106
- Sugahara, Y., Ouchi, M., Lin, L., et al. 2017, *ApJ*, 850, 51
- Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 2005, *ARA&A*, 43, 769
- Weiner, B. J., Coil, A. L., Prochaska, J. X., et al. 2009, *ApJ*, 692, 187
- Zhang, D. 2018, *Galaxies*, 6, 114

a29

HSC-SSP で探る $z \sim 4 - 5$ の AGN 光度
関数

東京大学大学院 理学系研究科

Shimodate Karin

HSC-SSP で探る $z\sim 4-5$ の AGN 光度関数

下館 果林 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

赤方偏移 $z\sim 1100$ で中性化した銀河間の水素原子は $z\sim 6-10$ で再び電離した。これを宇宙再電離と呼ぶ。宇宙再電離は宇宙史最後のビッグイベントであるが、その原因や電離過程には謎が多い。宇宙再電離の原因は宇宙初期の天体からの紫外放射と考えられる。しかし紫外放射源となった天体の正体はわかっていない。最有力候補は星形成銀河 (SFG) と活動銀河核 (AGN) である。最近まで、主な紫外放射源は AGN ではなく、SFG であると考えられてきた。それは、宇宙初期における AGN は電離光子源として非常に数が少ないと予想されていたからである (e.g., [1])。しかし最近の観測結果から、宇宙初期の AGN はこれまでの予想よりも多く存在することが示唆された ([2]G15)。そのため AGN が宇宙再電離の主な原因である可能性が見直されている。本研究の目的は宇宙再電離の原因天体を特定し、これまで多くなされていた議論に決着をつけることである。

AGN の宇宙再電離への寄与を議論するためには AGN の光度関数及びその進化を調査することが必要である。従来の研究のほとんどは形態や色等から AGN 候補天体を選択し、光度関数を描いていた。しかしこの手法では他天体の混入率や AGN 選択の完全性の検証は難しい。AGN の光度関数は double power-law (DPL)、SFG の光度関数はシェヒター関数または DPL でよく表されることが知られている。そこで今回の研究では $z\sim 4, 5$ それぞれにおいて検出された全天体の光度関数にシェヒター関数と DPL を合成してフィッティングした。今回得られた $z\sim 4$ での光度関数が予想する暗い (紫外等級 > -22 等級) AGN の数密度は、これまでの研究の中で最高密度を予想する G15 と同程度であった。しかし、 $z\sim 5$ においては G15 よりも暗い AGN が少ないという結果になった。これは、G15 で示されたよりも AGN の個数密度が $z>4$ で急激に減少することを示す。宇宙再電離期である $6 < z < 12$ でもこの紫外放射が急激に小さくなる傾向が続くとすると、AGN はほとんど宇宙再電離に寄与していなかったと結論づけることができる。

1 Introduction

ビッグバン直後の宇宙は高温・高密度であったため、全ての物質は電離していた。宇宙が膨張するとともにその温度と密度は低下し、 $z\sim 1100$ で電子と陽子が初めて結合し元素が誕生した。その後暗黒時代を経て多くの天体が誕生した。それら初期天体からの紫外線放射により銀河間物質 (IGM) の原子が電離していった。そして $z\sim 6-10$ の宇宙において、銀河間物質の原子が完全に電離したと考えられている。これを宇宙再電離と呼ぶ。宇宙再電離を引き起こした電離源である天体の正体は未だ明らかになっていない。

過去の研究では、宇宙再電離を担う主な電離光子源は星形成銀河 (SFG) であり、活動銀河核 (AGN) はほとんど寄与しないと考えられてきた。それは AGN

はその電離紫外放射率が大きい反面、高赤方偏移領域でその数密度が急激に低下すると考えられていたためである (e.g. Masters et al. 2012)。一方、SFG は数密度が大きいのが、その電離紫外線放射率について確かな情報はわかっていない。さらに、近年の多波長観測によって、これまで検出されていなかった暗い AGN が見つかるようになり、暗い AGN が宇宙再電離に大きく寄与する可能性が指摘されている (e.g. Giallongo et al. 2015; cf. Parsa et al. 2018)。この研究の目的は宇宙再電離に対する暗い AGN の寄与を見積もることである。

宇宙再電離への AGN の寄与を推定するためには、AGN の光度関数を正確に求めることが重要となる。しかし現在の技術では宇宙再電離期の宇宙を詳細に観測することは困難である。そのため $z\sim 4-6$ の観測

結果から外挿的に宇宙再電離期の AGN の光度関数を議論することが多い (e.g. Masters et al. 2012)。これまでの多くの研究は形態・スペクトルの違いから AGN と SFG を区別し、光度関数を求めていた (e.g. Masters et al. 2012)。しかし、AGN の特徴が現れる静止系近赤外波長は赤方偏移すると観測が困難であるため、遠方で AGN と星形成銀河を見分けるのは難しい。そのため、より正確に光度関数を得られる手法が求められていた。

2 Methods

AGN と SFG の光度関数にはそれぞれよく一致する関数があることが知られている。AGN については double power-law (DPL)、SFG についてはシェヒター関数である。従来の AGN 研究のほとんどは形態や色等から AGN 候補天体を選択し、光度関数を描き、DPL でフィッティングしていた。しかしこの手法では AGN 候補天体を選択する際に大きな不定性が生まれる。そこで本研究では $z \sim 4,5$ それぞれにおいて検出された全天体 (すなわち AGN・SFG 双方が含まれる) の光度関数にシェヒター関数と DPL を合成してフィッティングした。これには、明るい AGN が優勢の光度から暗い SFG が優勢な光度までの天体を含む、 ~ -28 等級から ~ -21 等級の広い光度範囲の天体サンプルが必要だった。これは明るい AGN からなる SDSS クエーサーカタログ (Schneider et al. 2010, McGreer et al. 2013) とすばる HSC による、かつてなく広範囲 ($\sim 100 \text{deg}^2$) かつ限界等級が暗い (~ 27 等級) 観測により得られた、過去最大規模の天体サンプル (~ 100 万天体) である Great Optically Luminous Dropout Research Using Subaru HSC (GOLDRUSH) カタログ (Ono et al. 2018) 利用することで実現した。このカタログは Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC SSP) 探査 (Miyazaki et al. 2012) により得られたデータから $z \sim 4-7$ のドロップアウト天体を選出したものであり、AGN・SFG 双方を含んでいる。ドロップアウト天体とは、中性水素による吸収のため、静止系で 1216\AA より短波長側にスペクトルに鋭い落ち込みが見られる天体である。このドロップアウトが見られる観測波長から、その天体の赤方

偏移が同定される。これにより、AGN と星形成銀河を区別することなく直接それぞれの天体の光度関数をフィッティングすることができた。また、最近の研究では遠方の星形成銀河については DPL の方がよく一致するとの研究結果も出てきているので (e.g., Ono et al. 2018)、2 つの DPL を合成したフィッティングも行った。

得られた AGN 成分の光度関数から AGN の電離紫外放射量を計算し、紫外背景放射に対する AGN の寄与を調べた。

3 Results

得られた $z \sim 4,5$ における光度関数はそれぞれ図 1、図 2 に示されている。

$z \sim 4$ において、これまでの研究で最も高密度な AGN の存在を示唆していたのは X 線観測から AGN 候補天体を選択した Giallongo et al. 2015 (以下 G15) であるが、それと同程度に急峻な AGN 光度関数が得られた。これは、多くの研究で考えられていたよりも高密度な AGN の存在を示唆する。 $z \sim 5$ においては G15 よりも低密度な AGN の存在を示唆する結果となった。 $z \sim 5$ においては $z \sim 4$ と比べて AGN がかなり低密度なことが示唆される。

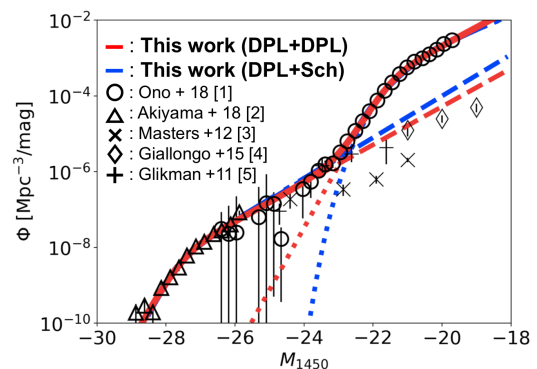


図 1: $z \sim 4$ での AGN・SFG 光度関数

図 3 は $z \sim 4-5$ での AGN 光度関数の進化を示す。この図から SFG 光度関数はあまり赤方偏移進化していない一方で AGN 光度関数は大きく赤方偏移進化することがわかる。特に AGN は暗い側で急激に赤方偏移進化し、個数密度が $z \sim 5$ では $z \sim 4$ の $\sim 1/10$

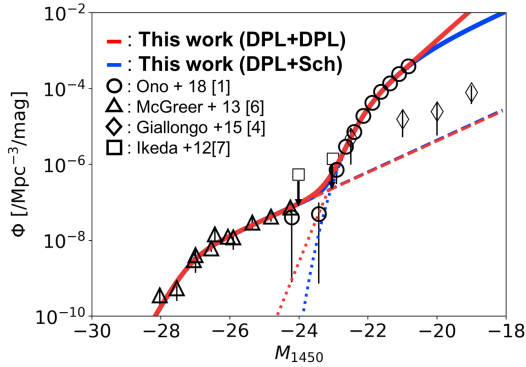


図 2: $z \sim 5$ での AGN・SFG 光度関数

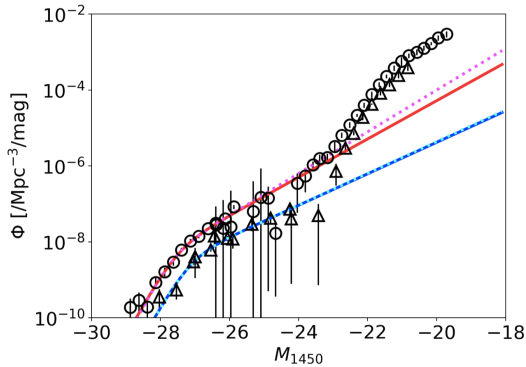


図 3: $z \sim 4-5$ での AGN 光度関数進化

程度となっている。

図 4 は各赤方偏移における背景紫外放射に対する AGN の寄与が示されている。今回の結果から AGN は $z \sim 4$ で紫外背景放射にほぼ 100% 寄与するのに対し、 $z \sim 5$ では $\sim 10\%$ 程度しか寄与していない。つまり AGN の電離紫外放射は $z \sim 4-5$ で急激に減少する。この減少傾向が $z > 6$ でも続くと仮定すると、AGN は宇宙再電離にほとんど寄与しないと考えられる。

4 Discussion

今回の研究でこれまでの研究と異なる結果が得られた原因を考察する。今回の研究とこれまでの研究との大きな違いは AGN 候補天体を銀河カタログから個々に選択していないという点にある。これまでの研究の多くは AGN 候補天体を色と形態から選択し

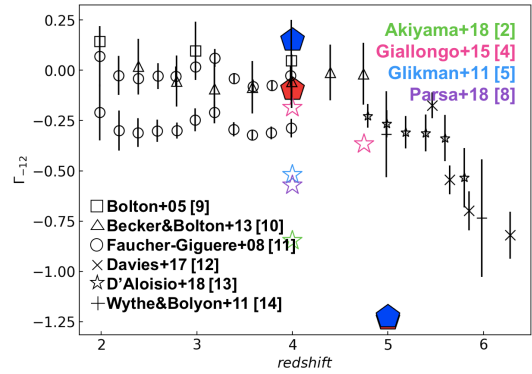


図 4: 背景紫外放射に対する AGN の寄与。 Γ_{-12} は 1 つの水素原子が 1 秒間に電離される確率 ($10^{-12} s^{-1}$) を表す。黒点は紫外背景放射量。色付きの点は各研究で得られた AGN 光度関数に基づく AGN の電離紫外放射量を示す。

ていたが、AGN と銀河は連続的に変化するものであるため、それらを切り分けるのに基準を設定しなければならなかった。今回得られた光度関数は、これまで色・形態では選択されていなかったような、AGN fraction (母銀河全体の光度に対する AGN の寄与の割合) が比較的低い AGN を含めた結果であるという可能性が考えられる。この可能性を考察するためには、各等級での AGN fraction の分布を調査することが必要である。

今回導いた AGN の紫外電離放射量は、AGN fraction を考慮していないので、上限であると言える。このことは、AGN が宇宙再電離に寄与しないという予想をさらに支持する。

5 Conclusion

今回得られた AGN 光度関数から、AGN が $z \sim 4$ でこれまでの研究で考えられていたよりも高密度に存在するが、 $z \sim 5$ では急激にその数が減少することが示された。この結果は、これまでの色・形態による方法では選択されていなかったような、AGN fraction の小さい AGN も考慮した結果である可能性が考えられる。この減少傾向がより遠方でも続くとすれば、AGN は宇宙再電離にほとんど寄与しなかったと結論づけることができる。

Reference

- Akiyama, M., et al. 2018, PASJ, 70, S34
- Becker, G. D. & Bolton, J. S. 2013, MNRAS, 436, 1023
- Bolton, J. S., et al. 2005, MNRAS, 357, 1178
- D' Aloisio, A., 2018, MNRAS, 473, 560
- Davies, F. B., 2017, arXiv:1703.10174
- Faucher-Giguere, C.-A., et al. 2008, ApJ, 688, 85
- Giallongo, E., et al. 2015, A&A, 578A, 83
- Glikman, E., et al. 2011, ApJL, 728, 26
- Ikeda H., et al., 2012, ApJ, 756, 160
- Masters, D., et al. 2012, ApJ, 755, 169
- McGreer I. D., et al., 2013, ApJ, 768, 105
- Ono, Y., et al. 2018, PASJ, 70, S10
- Wyithe, J. S. B., & Bolton, J. S. 2011, MNRAS, 412, 1926

a30

宇宙再電離期における暗いクエーサー
周囲の近接電離領域
東京大学大学院 理学系研究科
石本 梨花子

宇宙再電離期における暗いクェーサー周囲の近接電離領域

石本 梨花子 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙再電離は銀河間空間の電離状態が大きく変わる初期宇宙の一大イベントであるが、いつ、何が、どのように引き起こしたのかは完全に理解されていない。観測的に宇宙再電離を定量化する手法の一つにクェーサーのスペクトルの near-zone size(以下 R_p) を測る方法がある。これはクェーサー近傍の電離バブルの半径に対応し、クェーサー周囲の中性度、クェーサーの光度と年齢に依存するとされてきたが、中性度にはよらないという指摘もある (Eilers et al. (2017))。この R_p は、今まで比較的光度の高いクェーサーについてしか測定されていない。よって、その時代の宇宙全体の平均的な中性度を反映した結果かどうかは定かではない。そこで、われわれは、すばる望遠鏡で新たに見つかった、これまでよりも暗いクェーサーのスペクトルを用いて R_p の測定を行った。用いたクェーサーは [CII] による正確な赤方偏移が分かっており、 R_p の測定をより正確に行うことができる。IGM 吸収を受ける前のクェーサースペクトルの推測には PCA(主要因解析) を用いた。さらに、先行研究で用いられた明るいクェーサーの赤方偏移をより正確なものに更新し、暗いクェーサーを加えることで、光度のダイナミックレンジを従来に比べて 6 倍程度広げることができた。これにより、まず R_p の光度依存性を調べ、理論と合致するという結論を得た。この光度を補正し赤方偏移に対する依存性を見たところ、この進化は緩やかであり、これについても先行研究と合致する。明るいクェーサーと暗いクェーサーでは、光度補正した R_p に有意な違いは見られなかったが、中には極端に小さい R_p を持つクェーサーも存在した。このようなクェーサーは、他に比べて年齢が若い可能性が示唆される。

1 Introduction

プラズマ状態にあった初期宇宙の IGM は、宇宙膨張とともに温度が低下して中性になり、宇宙の晴れ上がりと呼ばれる時期を迎える。その後初代天体により IGM は電離され、現在のような電離した IGM となった。この宇宙再電離と呼ばれるイベントは、 $z \sim 8$ から $z \sim 6$ の間で進んだとされるが、詳細な時期や電離源はいまだわかっていない。

高赤方偏移のクェーサースペクトルは、クェーサーの視線上の中性 IGM の吸収を大きく受ける。したがってその観測は再電離の制限に用いられる。本研究では、高赤方偏移のクェーサースペクトル上の特徴の中から、Near zone に注目する。これはクェーサーからの放射によりクェーサー周囲の IGM が電離されてきた HII 領域で、その大きさ R_p は、理想的な状況では IGM の中性度 $f(\text{HI})$ 、クェーサーから単位時間あたりに電離フォトンの割合 \dot{N}_Q 、クェーサー

の年齢 t_Q 、赤方偏移 z_Q を用いて、

$$R_p = 8.0 f(\text{HI})^{-1/3} \left(\frac{\dot{N}_Q}{6.5 \times 10^{57} \text{s}^{-1}} \right)^{1/3} \times \left(\frac{t_Q}{2 \times 10^7 \text{yr}} \right)^{1/3} \frac{7}{1+z_Q} \text{Mpc} \quad (1)$$

と表される (Carilli et al. (2010))。

一方、Bolton & Haehnelt (2007) では、シミュレーションにより R_p の中性度に対する依存性が調べられており、観測される R_p は実際の電離領域の大きさと異なるため、宇宙の中性度によらないと指摘されている。

Eilers et al. (2017) では、SDSS 等から得られた 30 のクェーサーについて R_p を測定し、 R_p の赤方偏移に対する依存性はそれまでの研究で得られていたものより緩やかであるとの結果を得た。これは、 R_p は、クェーサー年齢が若くない限りは IGM の中性度にはあまり依存せず、クェーサー放射により決まるからであるとし、 R_p を IGM 中性度の制限に使うのはふさわしくないと結論づけている。

また、光度補正を行なっても 1Mpc を下回る小さな R_p を持つクェーサーも発見され、年齢の若いクェーサーである可能性が示唆された。

しかしながら、これら先行研究は明るいクェーサーのみが対象になっている。宇宙により多く存在するのはさらに暗いクェーサーであり、先行研究の結果は宇宙の普遍的な状況を反映しているとは言い切れない。したがって、本研究では、Subaru High-z Exploration of Low-Luminosity Quasars project (SHELLQs) で新たに見つかった、今までよりも暗いクェーサーを用いて R_p を測定した。

2 Sample

本研究では、すばる望遠鏡 Hyper-Suprime-Cam (HSC) による Subaru High-z Exploration of Low-Luminosity Quasars project (SHELLQs) で新たに見つかった、 $5.93 \leq z \leq 6.39$ 、 $-25.1 \leq M_{1450} \leq -22.83$ のクェーサー 7 天体を用いた。(Matsuoka et al. (2016), Matsuoka et al. (2018a), Izumi et al. (2018), Matsuoka et al. (2018b), Onoue et al. (2019)) これらのクェーサーの赤方偏移は全て [CII] 輝線により求められた $\Delta z \leq 0.0005$ の正確なものである。

さらに、明るいクェーサーと合わせて解析を行うため、Eilers et al. (2017) で測定された R_p を用いた。ただし、議論を正確に行うため、赤方偏移が $\text{Ly}\alpha$ 輝線で求められているサンプルは除外し、より正確な赤方偏移が新たに測定されたクェーサーは、赤方偏移を更新してサンプルとして用いた。これにより、 $5.77 \leq z \leq 6.54$ 、 $-29.1 \leq M_{1450} \leq -24.5$ の 27 のクェーサーを Eilers et al. (2017) から用いた。

図 1 は用いたクェーサーの絶対等級 M_{1450} の分布を表すヒストグラムで、青が SHELLQs で新たに見つかった 7 つのクェーサーを、橙が Eilers et al.(2017) で用いられたクェーサーを表す。本研究ではこのように従来よりも暗いクェーサーの R_p を調べることで、先行研究における議論がより暗いクェーサーについても成り立つのかを検討することを目指す。

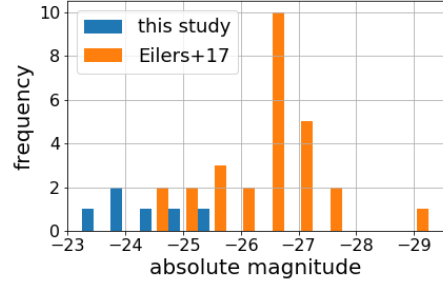


図 1: 用いたサンプルの M_{1450} の比較。青が SHELLQs で新たに見つかったクェーサー、橙が Eilers et al.(2017) で用いられたクェーサーを表す。

3 Method

3.1 Continuum Normalization

透過率の計算にはクェーサーの吸収前のスペクトルの推測が必要である。本研究では、Suzuki et al.(2005) において、IGM 吸収を受けていない low- z のクェーサースペクトルを用いて PCA (Principal Component Analysis: 主要因解析) により求められた PCS (Principal Component spectra) を利用した。クェーサースペクトル $q_i(\lambda)$ は、スペクトル平均 $\mu(\lambda)$ と j 番目の PCS $\xi_j(\lambda)$ 、定数 c_{ij} を用いて

$$q_i(\lambda) \sim \mu(\lambda) + \sum_{j=1}^m c_{ij} \xi_j(\lambda) \quad (2)$$

と表すことができる。観測されたクェーサースペクトルのうち、IGM 吸収を受けていない静止系 1216-1600Å を用いて、PCS の重み c'_{ij} を求める。1020-1600Å での PCS の重み c_{ij} は Suzuki et al.(2005) の変換行列 \mathbf{X} を用いて、

$$c_{ij} = \mathbf{X} \cdot c'_{ij} \quad (3)$$

のように求められる。この c_{ij} と PCS を用いることで吸収前のクェーサースペクトルを推測する。

3.2 Measuring R_p

クェーサーの R_p の定義には、Fan et al. (2006) の方法、すなわち、 $\text{Ly}\alpha$ 輝線の短波長側で透過率が初

めて 10% を下回った場所とホスト銀河の距離を用いた。これは、クエーサーホスト銀河と R_p の端の赤方偏移をそれぞれ z_Q, z_{GP} 、これらの赤方偏移から求められる共動距離 D_Q, D_{GP} を用いて

$$R_p = \frac{D_Q - D_{GP}}{1 + z_Q} \quad (4)$$

の式で表される。透過率の測定には観測されたスペクトルを 20\AA でスムージングしたものを、3 ピクセル連続で 10% を下回った時に、そのうちの最初のピクセルを R_p の端と判断した。

4 Results

4.1 Luminosity Dependence

まず、クエーサーの光度依存性を知るため、power-law でフィットすると、

$$R_p = 2.57 \times 10^{-0.4(M+25)/3.04} \quad (5)$$

の関係を得た。Eilers et al. (2017) では R_p 測定の誤差を考慮せずフィットが行われていたが、ここでは誤差を考慮した。図 2 は各クエーサーの R_p と M_{1450} の

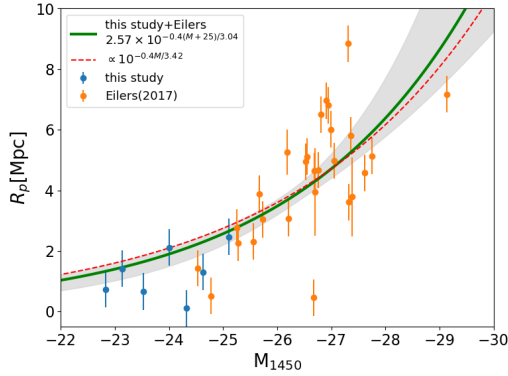


図 2: 絶対等級 M_{1450} と R_p の関係。

関係とそれらのベストフィットを表す。青と橙の点がそれぞれ SHELLQs で新たに見つかったクエーサー、Eilers et al.(2017) で用いられたクエーサーを、緑の実線は本研究での 34 天体を用いたフィット、灰色に塗られた範囲がその 1σ を表す。赤の点線は Eilers et al.(2017) でのフィットである。

2つのベストフィットは誤差の範囲で一致しているが、いくらか急峻な関係が得られた原因として、 $\text{Ly}\alpha$ による不正確な赤方偏移しかわかっていない天体は除いたこと、SHELLQs クエーサーが加わったことで明るさのダイナミックレンジが広がったこと、 R_p の誤差を考慮したことがあげられる。

我々はこのフィットが妥当であると判断して、 R_p を明るさに関して補正した $R_{p,\text{corr}}$ を

$$R_{p,\text{corr}} = R_p \times 10^{0.4(M+25)/3.04} \quad (6)$$

として求めた。

4.2 Redshift Evolution

式 (6) を用いて補正した $R_{p,\text{corr}}$ の赤方偏移に関する進化を調べる。図 3 は光度補正した $R_{p,\text{corr}}$ の赤方偏

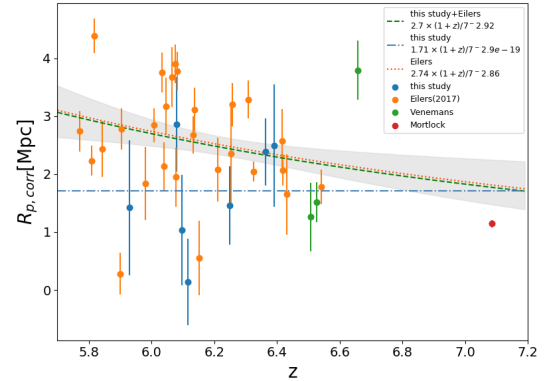


図 3: 赤方偏移 z と $R_{p,\text{corr}}$ の関係。

移進化を表す。青と橙の点がそれぞれ SHELLQs で新たに見つかったクエーサー、Eilers et al. (2017) で用いられたクエーサーを表す。青の点破線は SHELLQs のクエーサーのみから得られた赤方偏移進化のベストフィットで、

$$R_{p,\text{corr}} = 4.95 \pm \left(\frac{1+z}{7} \right)^{0.00} \quad (7)$$

を表す。また、緑の破線は全てのクエーサーのベストフィットで

$$R_{p,\text{corr}} = 2.70 \pm \left(\frac{1+z}{7} \right)^{-2.92} \quad (8)$$

の式で表され、灰色に塗られた範囲はこの 1σ である。赤の点線は Eilers et al. (2017) で用いられたクエーサーのみのフィットで

$$R_{p,\text{corr}} = 2.74 \pm \left(\frac{1+z}{7} \right)^{-2.86} \quad (9)$$

を表す。いずれのベストフィットも、Eilers et al.(2017) と同様、赤方偏移に対する進化は緩やかである。

また、図 4 で示すように、SHELLQs で発見されたクエーサーは、光度補正を行なった場合でも、明るいクエーサーよりも R_p が小さい傾向があるようにも見えるが、KS 検定を行うと $p = 0.085$ を得るため、異なる分布ではないとはいえない。

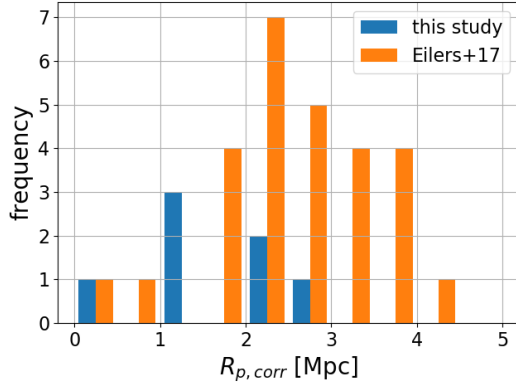


図 4: SHELLQs のクエーサーと Eilers et al. (2017) のクエーサーの $R_{p,\text{corr}}$

5 Discussion

R_p の赤方偏移に関する進化は緩やかであるという結論から、 R_p は宇宙の中性度にはよらないと考えることができ、これは Eilers et al. (2017), Bolton & Haehnelt (2007) の主張と一致する。

また、SHELLQs のクエーサーにも、明るさを補正してもなお 1Mpc を下回る R_p を持つものが発見された。これは手前に中性ガスの塊があるために R_p の成長が妨げられているか、成長途上の若い ($t_Q < 10^6 \text{yr}$) クエーサーである可能性が挙げられる。このような若いクエーサーだった場合、同様の天体を多く見つ

けることで、クエーサーや母銀河の成長を観測することができると考えられる。

Reference

- Bolton, J. S., & Haehnelt, M. G. 2007, MNRAS, 374, 493
- Carilli, C. L., Wang, R., Fan, X., et al. 2010, ApJ, 714, 834
- Eilers, A.-C., Davies, F. B., Hennawi, J. F., et al. 2017, ApJ, 840, 24
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006a, AJ, 132, 117
- Izumi, T., Onoue, M., Shirakata, H., et al. 2018, PASJ, 70, 36
- Matsuoka, Y., Onoue, M., Kashikawa, N., et al. 2016, ApJ, 828, 26
- Matsuoka, Y., Onoue, M., Kashikawa, N., et al. 2018a, PASJ, 70, S35,
- Matsuoka, Y., Iwasawa, K., Onoue, M., et al. 2018b, The Astrophysical Journal Supplement Series, 237, 5
- Onoue, M., Kashikawa, N., Matsuoka, Y., et al. 2019 arXiv:1904.07278
- Suzuki, N., Tytler, D., Kirkman, D., O' Meara, J. M., & Lubin, D. 2005, ApJ, 618, 592

a31

重力レンズ効果と可視/近赤外深撮像観
測で探る $z \sim 6-9$ の低質量銀河と球状
星団候補

東京大学宇宙線研究所

菊地原 正太郎

重力レンズ効果と可視/近赤外深撮像観測で探る $z \sim 6 - 9$ の低質量銀河と球状星団候補

菊地原正太郎 (東京大学宇宙線研究所)

Abstract

本講演では、*Hubble Frontier Fields* (HFF) で検出された赤方偏移 $z \sim 6 - 9$ の銀河の星質量を *Spitzer* などでの観測と重力レンズ効果の解析により求めた結果を紹介する。本研究ではまず HFF で検出された 357 個の $z \sim 6 - 9$ 銀河の真のスペクトル (SED) を求め、それをもっとも良く再現するようなモデル SED から銀河の星質量 M_* を求めた。上記の解析で得た M_* の分布から星質量関数を求めた結果、星質量関数に対してこれまでの研究でもっとも低質量の $M_* \sim 10^6 M_\odot$ にまで制限をかけることに成功した。さらに星質量関数を積分して星質量密度を導出したところ、星質量密度の進化は星形成密度の積分により予測される進化と概ね一致しており、 $z > 8$ におけるダークマターハロー内の星形成効率が初期宇宙ほど大きい可能性が示された。また銀河の有効半径 R_e と M_* の分布を求め、銀河系内の球状星団の分布と比較した。その結果、銀河系内の球状星団と同程度の R_e と M_* をもつ銀河が複数個見つかった ($R_e \leq 40$ pc かつ $M_* \leq 10^7 M_\odot$)。球状星団は一般に非常に年老いていることを併せて考えると、これらの銀河は現在の球状星団の祖先 (初期球状星団候補) の可能性がある。

1 INTRODUCTION

赤方偏移 $z \gtrsim 6$ (宇宙年齢 $\lesssim 0.9$ Gyr) における銀河、すなわち初期銀河がどのように生まれ進化したかを明らかにすることは、現代の天文学における重要な課題の一つである。この課題に取り組むために重要な物理量が、銀河の星質量 M_* である。この講演では $z \sim 6 - 9$ における $M_* \sim 10^6 - 10^9 M_\odot$ の銀河、すなわち初期低質量銀河に着目する。初期宇宙では低質量銀河が支配的だったことに加え、初期低質量銀河は $z \sim 0$ で銀河系と同程度の星質量をもつ銀河に成長することがシミュレーションで示唆されている (Behroozi et al. 2013) という点において、初期低質量銀河を調べる意義があるのである。

しかし過去の研究では観測の深さが十分ではなかったため、初期低質量銀河の星質量関数 (単位星質量あたりに含まれる銀河のヒストグラム) はよく制限されていなかった。そこで本研究では *Hubble Frontier Fields* (HFF) という、6 個の銀河団を含む領域を *Hubble* 宇宙望遠鏡 (HST) の 800 orbit で探査したデータを用いる。銀河団は自身の強い重力により周囲の時空を歪め、遠方銀河からの光を強める。これを強い

重力レンズ効果による増光という。HFF の長時間探査 + 重力レンズによる増光という組み合わせを利用することで、星質量関数の低質量側を制限するのが本研究の一つめの目的である。

また、重力レンズ効果は天体を見かけ上拡大させる。ゆえに、HFF のデータは初期低質量銀河の有効半径 R_e を測るのに適している。過去の研究ではこの特性を利用し初期銀河と銀河系内球状星団の類似性が調べられていたが、例えば Bouwens et al. (2017) では UV 等級 M_{UV} が R_e との比較に用いられていた。そこで形態をより直接的に表すと期待される M_* を R_e と比較することで、球状星団との類似性を調べるのが本研究の二つめの目的である。

2 DATA AND SAMPLES

2.1 Images

HFF の Abell 2744, MACS J0416.1-2403, MACS J0717.5+3745, MACS J1149.6+2223, Abell S1063, Abell 370 の 6 領域、およびそれぞれに付随する 6 領域の計 12 領域 (画像の広さは $\approx 4.1 - 4.8$ arcmin²)

を解析する。HST の観測機器とバンドは、ACS の F435W, F606W, F814W と WFC3/IR の F105W, F125W, F140W, F160W である。実際の解析には、Shingley et al. (2018) が HFF から公開されている画像を整約したもの¹ を用いる。整約後の画像は、PSF が F160W 画像の PSF に合うように調整され (調整後の PSF の FWHM は $\approx 0''.18$)、銀河団内光 (ICL) と銀河系内の減光の影響が差し引かれたものである。限界等級 (5σ) は直径 $0''.35$ の円形測光で $\approx 28.4 - 29.2$ mag である。

また HST の画像に加え、VLT/HAWK-I および Keck-I/MOSFIRE を用いた K-band Imaging of the Frontier Fields (KIFF) プログラム (Brammer et al. 2016) で撮られた K_s バンドの画像を用いる。画像は HST 画像と同様に PSF 合わせと ICL および減光の引き算が行われ、調整後の PSF FWHM は $\approx 0''.4 - 0''.5$ 、 5σ 限界等級は直径 $0''.35$ の円形測光で $\approx 25.3 - 26.2$ mag である。さらに *Spitzer*/IRAC の ch1, ch2 の画像も用いる。この画像は 2016 年 12 月までに行われた種々の観測の画像を Shingley et al. (2018) が足し合わせたものである。PSF FWHM は $\approx 1''.7 - 2''.0$ 、 5σ 限界等級は直径 $3''.0$ の円形測光で $\approx 24.5 - 25.5$ mag である。

2.2 Samples and Magnifications

サンプルは、Kawamata et al. (2018) によって選ばれた $z \sim 6-7$, 8, 9 Lyman ブレイク銀河 (LBG) のうち、改めて測光を行った結果 Lyman ブレイクよりも短波長側で $S/N < 2$ かつ長波長側で $S/N \geq 3$ を満たすものとした。最終的に、 $z \sim 6-7$, 8, 9 LBG がそれぞれ 267, 54, 36 個 (計 357 個) 選ばれた。

LBG の真の等級²や星質量を求めるには増光率による補正が必要である。そこで本研究では Kawamata et al. (2018) により求められた増光率の値 μ を用いる。この μ は、観測された多重像ペアの位置をもつとも良く再現するような銀河団の質量分布モデルから求められたものである。

¹<http://cosmos.phy.tufts.edu/~UTF{223C}danilo/HFF/Download.html>

²この集録において「真の」とは「重力レンズ効果による増光・拡大を受けなかった場合の」という意味である。

3 STELLAR POPULATIONS

3.1 SED Modeling

一つ一つの LBG は暗いため、LBG を z および M_{UV} の値でサブサンプルに分け、サブサンプルごとに LBG 周りの画像をスタックする。ただしこれ以降、 $z \sim 6-7$, 8, 9 LBG の M_{UV} はそれぞれ F125W, F140W, F160W バンドでの真の絶対等級とする。図 1 の上部にある画像は、 $z \sim 6-7$, $-21.0 \leq M_{UV} \leq -20.5$ のサブサンプルをバンドごとにスタックしたものである。このスタック画像を元に LBG の測光を行い、SED を描く (図 1 下部の赤色四角)。

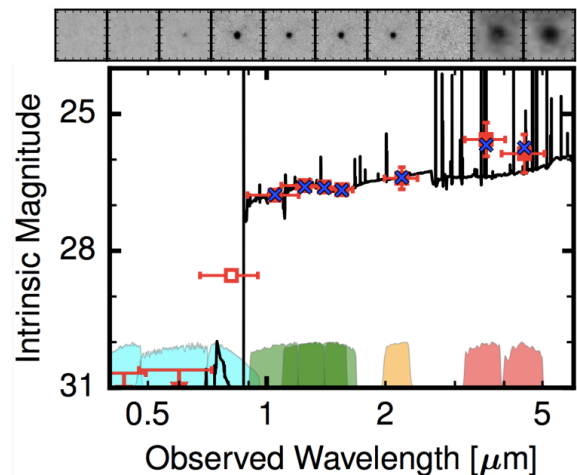


図 1: (上) $z \sim 6-7$, $-21.0 \leq M_{UV} \leq -20.5$ のサブサンプルのバンドごとのスタック画像。サイズは $4'' \times 4''$ 。(下) 赤色四角は観測された SED。黒色曲線は best-fit なモデル SED、青色バツはそれを各バンド (透過率曲線を下部に示した) で観測した結果。

次に、 M_{UV} ごとの典型的な星質量を見積もるために、SED フィッティングを行う。実際の解析には BEAGLE コード (Chevallard & Charlot 2016) を用いる。モデル SED は星からの放射 (Bruzual & Charlot 2003) と星雲輝線 (Gutkin et al. 2016) を足し合わせたものである。フィッティングの際は一定の星形成率、Inoue et al. (2014) の銀河間物質吸収モデル、Calzetti et al. (1994) の減光モデルを仮定する。モデル SED を銀河の赤方偏移、銀河の年齢、イオン化パラメータ、星質量、星の金属量、F606W バンドでのダ

スト減光の光学的厚さの 6 個を自由パラメータとした上で変化させ、観測で求められた SED をもっとも良く再現するようなモデルを求める。図 1 の下部の黒色実線は、赤色四角で示した SED に対するフィッティングで求められた best-fit なモデル SED である。Best-fit なモデル SED は観測された SED を良く再現していることが読み取れる。

3.2 星質量-UV 光度関係

前節で求めた M_{UV} ごとの best-fit な星質量 M_* を図 2 に示す (赤色円)。これは過去の研究の結果 (その他シンボル) と概ね一致した傾向を示している。得られた M_* - M_{UV} 関係に対し、

$$\log(M_*/M_\odot) = a_0 + a_1(M_{UV} + 19.5) \quad (1)$$

をフィットする。切片 a_0 と傾き a_1 が自由パラメータだが、 $z \sim 8, 9$ では制限の個数が少ないため a_1 の値は $z \sim 6-7$ における best-fit な a_1 の値に固定する。Best-fit な a_0 の値はどの z においても 1σ の範囲内で互いに一致しており、今回の M_{UV} の範囲では銀河の星種族が有意には赤方偏移進化しないことが示された。

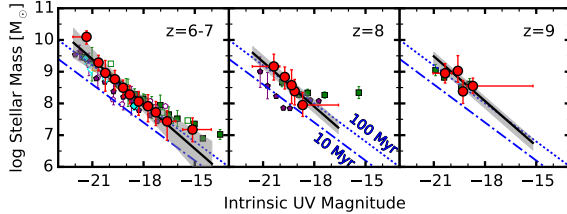


図 2: 左から順に $z \sim 6-7, 8, 9$ での M_* - M_{UV} 関係 (赤色円)。黒色実線と陰はそれぞれ best-fit な M_* - M_{UV} 関係とその 1σ 信頼区間。他のシンボルは過去の研究から引用。

4 RESULTS

4.1 Galaxy Stellar Mass Functions

銀河の星質量関数を、Ishigaki et al. (2018) の光度関数に前節で求めた best-fit な M_* - M_{UV} 関係を掛

けて求める。その結果を図 3 に赤色円で示す。本研究の結果は、過去の研究の結果と広い範囲で一致している ($z \sim 6-7$ で $M_* \sim 10^7 - 10^9 M_\odot$)。一方低質量側では、本研究の結果は過去の研究よりも 1 桁程度以上小さい $M_* \sim 10^6 M_\odot$ まで及んでいる。

また Schechter 関数

$$\Psi(M_*) = \ln(10)\Psi^* \left(\frac{M_*}{M^*}\right)^{\alpha+1} \exp\left(-\frac{M_*}{M^*}\right) \quad (2)$$

を、統計的精度を上げるために本研究の点と Song et al. (2016) の点 (橙色五角形) 全体に対してフィットする。自由パラメータは Ψ^* , M^* , α の 3 つである。Best-fit な Schechter 関数を図 3 に黒色実線で示す。

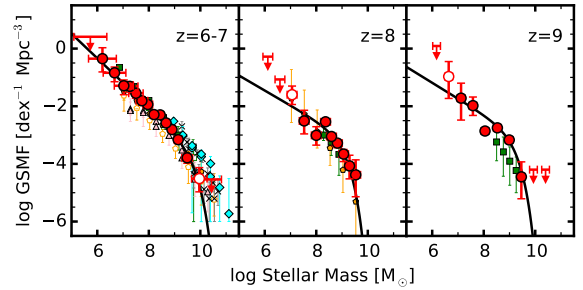


図 3: 左から順に $z \sim 6-7, 8, 9$ での星質量関数 (赤色円)。黒色実線は best-fit な Schechter 関数。橙色五角形は Song et al. (2016) より。他のシンボルはその他過去の研究から引用。

4.2 Galaxy Stellar Mass Densities

星質量関数を星質量に関して積分することで銀河の星質量密度が求められる。前節で求めた best-fit な Schechter 関数を $z \sim 6-7, 8, 9$ のそれぞれに対して $10^8 \leq M_*/M_\odot \leq 10^{13}$ に渡って積分した結果を図 4 に赤色円で示す。本研究の結果は $z \sim 6-7$ で過去の研究の結果と 1σ の範囲内で一致している。

星質量関数は、星形成率密度を時間積分することで今回の手法とは独立に求めることができる。そこで図 4 に Madau & Dickinson (2014) と Oesch et al. (2018) の星形成率密度 (それぞれ $z > 8$ で $\propto (1+z)^{-3.9}$, $\propto (1+z)^{-10.9}$) の時間積分を描いた。本研究の結果とそれぞれの積分の χ^2 を計算したところ、Madau & Dickinson (2014) の星形成率密度の

時間積分に対する χ^2 の方が ≈ 2.8 小さかった。これは $z > 8$ における星形成率は緩やかに成長することを支持している。また $z > 8$ で星質量が大きいためには、ハロー内での星形成効率が高赤方偏移ほど大きくなければならないことが示唆される (Harikane et al. 2018; Oesch et al. 2018)。

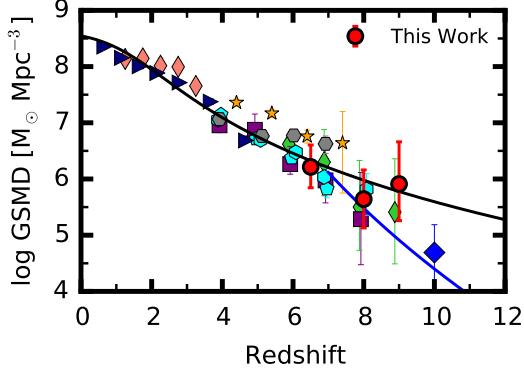


図 4: 星質量密度の進化。赤色円は本研究の、その他のシンボルは過去の研究の結果。黒色と青色の実線はそれぞれ Madau & Dickinson (2014), Oesch et al. (2018) の星形成率密度を時間積分したもの。

4.3 Size-Mass Relations

最後に、LBG と近傍恒星系の有効半径 R_e -星質量 M_* 関係を比べる。銀河系内の球状星団の最大有効半径は 40 pc、最大質量は $\sim 10^7 M_\odot$ である (Baumgardt & Hilker 2018) ことを根拠に、LBG のうち $R_e \leq 40$ pc かつ $M_* \leq 10^7 M_\odot$ を満たすものを「初期球状星団候補」と定義する。

LBG の M_* は、 M_{UV} に第 3.2 節で求めた $M_{UV}-M_*$ 関係を掛けて求める。一方 LBG の真の有効半径は、Kawamata et al. (2018) が Sérsic 分布フィティングから求めた結果を引用する。こうして求めた R_e-M_* 関係を図 5 に示す。LBG のうち 2 個が初期球状星団候補の定義を満たしている。これらはいずれも Abell S1063 に含まれる。Abell S1063 で検出された天体に対して R_e-M_* 関係を求めたのは本研究が初めてであり、これら 2 天体も本研究で初めて初期球状星団候補であることが示された。

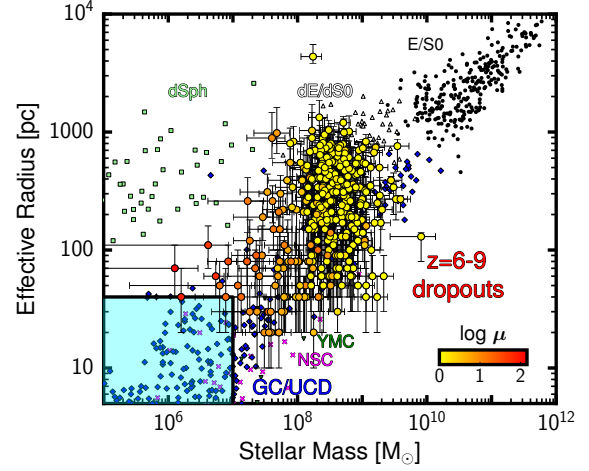


図 5: LBG の R_e-M_* 関係。本研究の結果 (大きな円) の色は右下に示された増光率 μ の値に対応する。左下のシアン色の領域に含まれる LBG を初期球状星団候補と定義する。その他のシンボルは近傍の恒星系の R_e-M_* 関係 (Norris et al. 2014)。

5 SUMMARY

本研究では HFF で検出された $z \sim 6-9$ LBG に対して *Spitzer* などの静止系可視のデータと重力レンズ効果による増光を適用し、星質量 M_* を調べた。その主な結果をまとめると次の通りである。

1. LBG の典型的な M_* を UV 等級 M_{UV} ごとに調べ、 M_*-M_{UV} 関係を構築した。それを光度関数に掛けて導出した星質量関数は、 $M_* \sim 10^7 - 10^9 M_\odot$ では過去の研究の結果と一致し、低質量側では過去の研究よりも 1 桁程度以上小さい $M_* \sim 10^6 M_\odot$ に制限がかけられた。
2. 星質量関数を積分することで星質量密度を求めたところ、Madau & Dickinson (2014) の星形成率密度を時間積分したものと一致していた。
3. LBG の有効半径 R_e と M_* の関係を求めたところ、銀河系内の球状星団と似た $R_e (\leq 40$ pc) と $M_* (\leq 10^7 M_\odot)$ をもつ LBG を 2 個見つけた。これは現在の球状星団の祖先としての候補天体である。この 2 天体は本研究で初めて候補天体として同定された。

b1

ALMA を用いたサブミリ波銀河のクラ
スタリング解析

東京大学大学院 理学系研究科、国立天
文台

三橋 一輝

ALMA を用いたサブミリ波銀河のクラスタリング解析

三橋 一輝 (東京大学大学院 理学系研究科、国立天文台)

Abstract

近年見つかっているサブミリ波で明るい銀河（サブミリ波銀河、SMGs）は、その星形成率が非常に高いことが知られている。その SMGs は、一般的な星形成銀河と比較した時、星形成率以外に何か銀河として根本的な差異があるのだろうか。それとも、一般的な星形成銀河のうちの一部であるのか。クラスタリング解析による先行研究ではサブミリ波観測による分解能の低さおよびサンプル不足から、未だ結論が導かれていない。そこで我々は、ALMA による高分解能でのクラスタリング解析により、SMGs と一般的星形成銀河との差異または類似点を調べる。

1 銀河形成とサブミリ波銀河

銀河の形成を理解することは、現在の天文学において重要な目標の一つである。現在見られるような巨大な楕円銀河は、星形成をほとんど行っていないにも関わらず、星質量は非常に大きい。このような巨大な楕円銀河は、ガスの含有量が少ない銀河同士の Major Mergers によってその後ほとんど星形成が起らず形成されるとされている。一方で、SMGs は非常に星形成率が大きく、その星形成率であれば巨大楕円銀河ほどの銀河を形成することが可能であるため、SMGs は銀河単体で巨大な楕円銀河の祖先となりうると考えられているのである。SMGs のみが巨大楕円銀河となるのか、はたまた SMGs は一般的星形成銀河のうちの星形成が活発な部分を捉えただけで、実際には全ての銀河が Major Mergers によって巨大な楕円銀河となりうるのか。SMGs と同じ時代の星形成銀河を比べた時、サブミリ波銀河のみが巨大楕円銀河となり得るならば、どこかに差が出るはずである。

2 クラスタリング解析

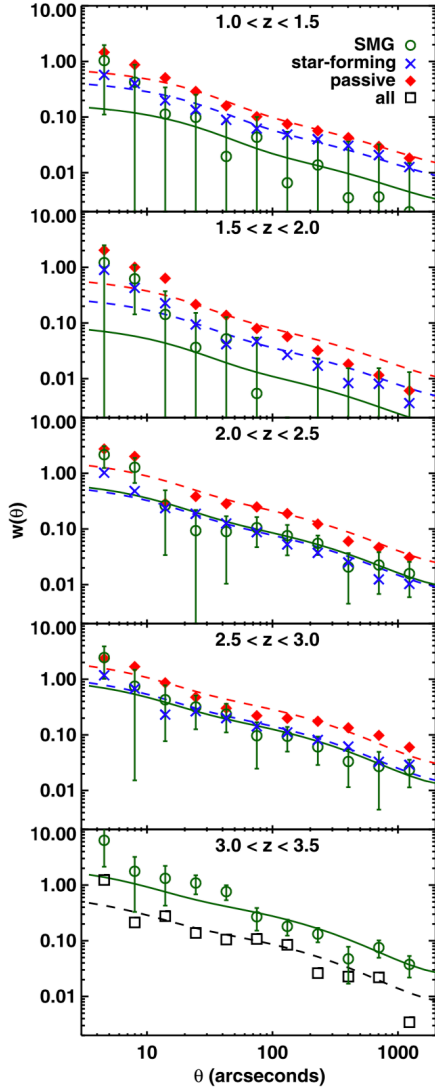
本研究では SMGs と他の銀河との比較に際してクラスタリング解析を用いる。クラスタリング解析は、観測から得られる銀河のクラスタリング強度と、理論モデルによって計算されるダークマターのクラスタリング強度を比較することにより、銀河のダーク

マターハローの質量を推定するものである。SMGs を対象としたクラスタリング解析はこれまででもいくつか行われている（図 1）。Wilkinson et al (2017) は SCUBA-2 で観測された SMGs に対してクラスタリング解析を行ったものであり、図 2 がその結果である。これによると SMGs と一般的星形成銀河の間にはクラスタリング強度（図 2 上の縦軸、bias の値に対応）に差がほとんど見られていない。ところがこれらの先行研究にはいくつか課題があり、それらは主に SMGs を捉える波長帯がサブミリ波帯であり、観測機器の空間分解能が十分でないことと、解析に用いるサンプル数が十分でない点に起因する（図 1）。

	銀河の数 (SMGs)	銀河の数 (tracer sample)	得られた結果 へのバイアス (不定性)	その他
Williams et al 2011	~150	—		
Hickox et al 2012	~150	~50000	Blending bias	
Wilkinson et al 2017	~600	~100000		Counterpart への不定性
本研究	~150	~1000000	なし	

図 1: 先行研究と本研究との比較

そこで本研究では、それらの課題を解決すべく ALMA によって得られた多数の SMGs のサンプルを用いてクラスタリング解析を行う。



実際にはまず調べたいサンプル (s) と tracer のサンプル (t) との相互相関関数 (CCF) および tracer のサンプルの自己相関関数 (ACF) を次のように求める。

$$\omega(\theta)_{ccf} = \frac{D_s D_t(\theta) - D_s R(\theta) - D_t R(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

$$\omega(\theta)_{acf} = \frac{D_t D_t(\theta) - D_t R(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

これらの量から相互相関のバイアス b_{st} 、tracer のサンプルのバイアス b_t を求め、調べたいサンプルのバイアスを下のように得る。

$$b_s = \frac{b_{st}^2}{b_t}$$

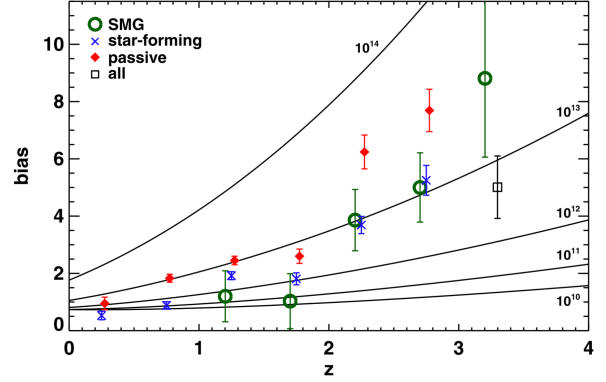


図 2: SMGs の相関関数 (左図、緑丸) と、相関関数から求めた bias (上図)。bias が大きければ大きいほど大きな DMH に属していると言える。黒の実線は各質量のダークマターハローのそれぞれの赤方偏移での bias の値を計算したもの (Mo&White, 2002)。Wilkinson et al. (2017) より転載。

3 結果と考察

クラスタリング解析において非常に重要なのは、completeness である。クラスタリング解析は位置情報を用いるので、領域の completeness はもちろん、今回は COSMOS2015 カタログ (Laigle et al. (2016)) を tracer のサンプルとして相互相関を用いるため、それらの tracer のサンプルの質量の completeness も考えなければならない。加えて今回は SCUBA-2 で捉えた SMGs のうちある明るさ以上の SMGs をフォローアップ観測したものであるため、SMGs で ALMA 観測対象となったもののうち、multiple (1 つの SMGs と思われていた SMGs が 2 つ以上の SMGs からの合成であること、Hodge et al. (2013)) によって元々の観測対象選択の際の明るさの下限よりも暗いと判明したものはクラスタリング解析には用いることができない。これらの completeness によるサンプルの絞り込み、およびそれらの分布を考慮し、相互相関関数を計算した結果が図 3 である。SMGs と COSMOS2015 カタログの天体との間に相互相関があることが見て取れた。

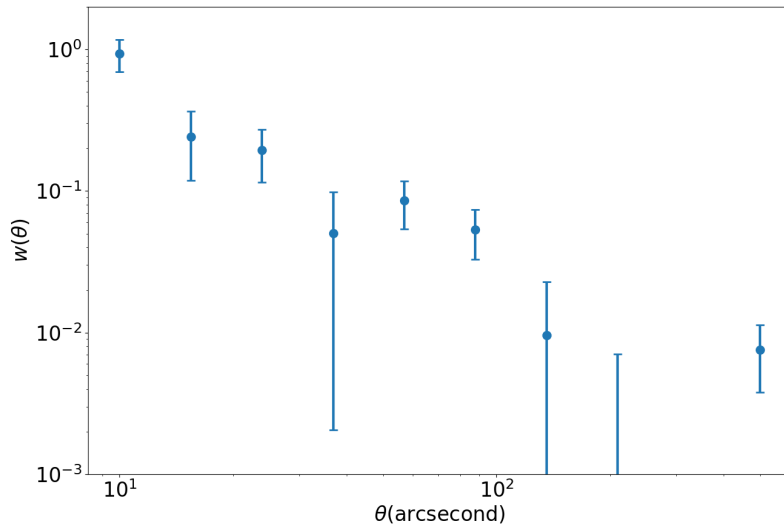


図 3: SMGs-COSMOS2015 カタログの相互相関関数

4 研究計画

得られた相互相関関数から SMGs の相関長、バイアス、およびダークマターハロー質量を推定する。これにより先述の先行研究の課題を大きく改善し、SMGs と一般的な星形成銀河とのより正確な比較が可能となると考えられる。

5 References

- Williams C. C., et al., 2011, ApJ, 733, 92,
- Hickox R. C., et al. , 2012, MNRAS, 421, 284,
- Wilkinson A., et al., 2017, MNRAS, 464, 1380,
- Mo & White, 2002, MNRAS, 336, 112,
- Hodge J., et al., 2013, ApJ, 768, 91
- Laigle C., et al., 2016, ApJ, 224, 24

b2

すばる Hyper Suprime-Cam で見つかった
青い銀河団の X 線の性質
奈良女子大学 宇宙物理研究室
美里 らな

すばる Hyper Suprime-Cam で見つかった青い銀河団の X 線の性質

美里 らな (奈良女子大学 宇宙物理研究室)

Abstract

銀河団は銀河を数百から数千個含む天体であり、自己重力系にある天体として宇宙で最大である。これまでの研究から、遠方の銀河団ほどメンバー銀河中のブルーフラクシオン (星形成活動が活発な青い銀河の割合) が増加することが知られている (Butcher, & Oemler, 1984)。これより、銀河団領域での大局的な星生成活動が時間とともに減衰してきたことが分かる。近傍の銀河群については、ブルーフラクシオンが大きいほど X 線光度が小さい (Mulchaey 2000; Ota et al. 2004) ことが知られているが、遠方の銀河団についてはまだ解明されていない。そこで、本研究では、青い銀河団中のブルーフラクシオンと X 線光度の関係について解明することをめざす。今回は、すばる望遠鏡の銀河団探査プロジェクトである、Hybrid Search for Cluster with HSC(HSC-HSC) カタログから 1 天体、HSCJ2327-0018 (赤方偏移 0.84) を選択し、その高温ガスの X 線光度を調べた。XMM-Newton 衛星の観測データを解析した結果、X 線光度は $L_X(0.5-2.0 \text{ keV}) = (6.3 \pm 1.8) \times 10^{43} \text{ [erg/s]}$ となった。この値は他の銀河団の分散の範囲内である。一方、銀河団の周りに AGN が存在することが分かった。PN 検出器の輝度分布からでは X 線放射の広がりや判別することが難しかったため、今後、AGN 放射の寄与を見積もり、より正確な銀河団光度を求める必要がある。

1 研究背景

銀河団は銀河を数百から数千個含む天体であり、自己重力系にある天体として宇宙で最大である。銀河団は、ダークマター、高温ガス、星で構成され、質量比は 85 %、13 %、2 % である。銀河団の典型的な大きさは数 Mpc で、総質量は $10^{14} - 10^{15} M_\odot$ である。これまでの研究から銀河は多種多様な性質を持っており、銀河の形態や色は銀河が存在する環境に大きく依存していることが分かっている。その関係を形態-密度関係 (Dressler, 1980) といい、近傍銀河団だと、銀河の個数密度が高い環境 (銀河団中心) では、楕円銀河 (赤い銀河) の割合が高く、逆に銀河の密度が低い環境 (銀河団の外側) では、渦巻銀河 (青い銀河) の割合が高い。このことから、銀河の進化を理解するために周囲の環境がどのような影響を及ぼしているのかを理解することは重要である。

遠方の銀河団ほどメンバー銀河中のブルーフラクシオンが増加するというブッチャー・エムラー効果を確認されている (Butcher, & Oemler, 1984)。その結果を図 1 に示す。これより、銀河団領域での大局的な星生成活動が時間とともに減衰してきたことが分か

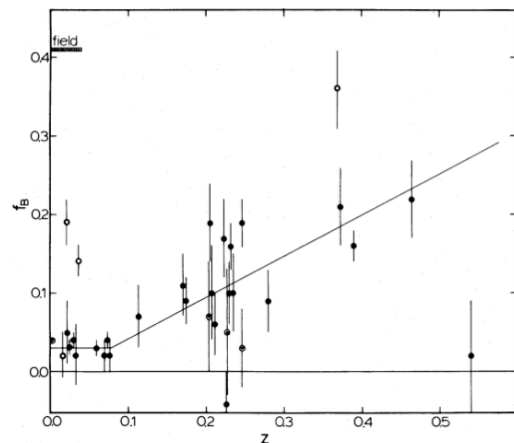


図 1: 赤方偏移と銀河団中の青い銀河の割合の関係 (Butcher, & Oemler, 1984)。横軸は赤方偏移、縦軸は青い銀河の割合。

る。その後の研究により、銀河団の成長と銀河の形態が確立されてきた時代が赤方偏移 1-2 であると考えられているが (Kodama et al. 2007)、遠方銀河団は見かけのサイズが小さく暗いため観測が進められていなかった。しかし、近年のすばる望遠鏡の Hyper

Suprime-Cam(HSC ; Miyazaki et al. 2018) を用いた戦略的観測 (Aihara et al. 2018) によって遠方銀河団の観測が可能になった。本研究では特に、銀河団探査プロジェクトの一つである、Hybrid Search for Cluster with HSC(HSC-HSC) サーベイで見つかった銀河団に着目する。

銀河団では高温ガスの大部分が銀河団内になめらかに分布しており、ガスの温度は数千万 K もあるため、原子はイオン化してプラズマ状態になり、X 線を放射している。その X 線放射を観測するためには地球の大気よりも上に観測衛星を飛ばす必要がある。中でも、銀河団のような広がった天体の観測に適しているのが、XMM-Newton 衛星であり、2.1 節で紹介する。高温ガスの大部分は、一度も星になったことのない原始ガスだと考えられている。また、高温ガスは銀河に動圧を及ぼし、銀河からガスをはぎ取ると考えられており、これが環境効果の原因の一つになっている。これまでの研究から、近傍の銀河群ではメンバー銀河に含まれるブルーフラクシオンが大きいほど、高温ガスの X 線光度が低い、あるいはほとんど X 線放射を持たないことが知られている (Mulchaey, 2000; Ota et al. 2004)。しかし、銀河団についてはまだまとまった調査はされていない。そこで本研究は、赤方偏移 0.84 にある青い銀河団のブルーフラクシオンと X 線光度の関係について解明することを目的とする。今回は、高いブルーフラクシオンを持つ HSCJ2327-0018 の X 線光度の測定について報告する。なお、本研究では平坦な宇宙を仮定し、宇宙論パラメータは $\Omega_M = 0.27, \Omega_\Lambda = 0.73, h = 0.7$ とする。 $z = 0.84$ において $1'' = 7.75$ [kpc] に相当する。

2 観測データと解析手順

2.1 XMM-Newton 衛星

XMM-Newton 衛星は、3 台の X 線望遠鏡を搭載した X 線天文衛星である。広い視野 ($30'$) と大きな有効面積 ($1500 \text{ cm}^2 @ 1 \text{ keV}$) をもち、さらに約 6 秒角の空間分解能をもつため、銀河団のような広がった天体の観測に適している。望遠鏡は 2 台の表面照射型検出器 (MOS) と 1 台の裏面照射型検出器 (PN) で構成され、各焦点面に European Photon Imaging

Camera (EPIC) と呼ばれる X 線 CCD カメラが配置されている。EPIC には宇宙放射線による非 X 線バックグラウンドや宇宙 X 線背景放射による X 線バックグラウンドが発生するため、解析の際はそれらを取り除く必要がある。

2.2 XMM 観測データ

HSC の銀河団探査プロジェクトである、HSC-HSC カタログから青い銀河団の選定を行い、その銀河団を XMM-Newton 衛星の観測データを用いて解析を行った。今回のターゲット天体は HSC-HSC カタログでは、HSCJ2327-0018 であり、XMM-Newton 衛星の OBSID は 0673002351 である。基本データを表 1 に示す。

2.3 解析方法

データ解析には広がった天体の解析に特化した、Extended Source Analysis Software (ESAS) を用いて、X 線イメージを作成した。その際のエネルギー範囲は $0.4\text{-}2.3 \text{ keV}$ とした。続いて、銀河団観測の邪魔になる可能性のある視野内の X 線源を同定するために点源検出を行った。なお、ターゲット自身の放射を点源だと誤解して除去されないように銀河団の中心から半径 0.2 Mpc 以内の点源は抜いていない。なお、銀河団の中心座標は HSC-HSC のカタログ値 (表 1 の座標) を用いた。図 2 は PN 検出器の視野内に検出された点源を白色の円で表している。

次に、X 線光度を求めるためにスペクトル抽出を行った。銀河団の領域は中心座標からビリアル半径 R_{500} (0.5 Mpc) までとし、バックグラウンドの領域は銀河団半径の 2 倍から 3 倍の円環としている。図 3 に各領域を表示したイメージを示す。ここで、ビリアル半径 R_{500} とは、銀河団の質量密度が宇宙の臨界密度の 500 倍になる半径のことである。

今回、それぞれの検出器で検出された光子数が 20 個程度と少なかったため、銀河団の典型的なスペクトルモデル (apec*phabs) を仮定して、観測されたカウントレートから光度を見積もった。表 2 に銀河団放射モデルのパラメータを示す。より具体的には、仮定したモデルから想定される X 線光度とカウントレ

表 1: HSCJ2327-0018 の基本データ

ターゲット名	赤経 [時, 分, 秒]	赤緯 [度, 分, 秒]	赤方偏移	XMM 観測 ID	観測日	観測時間 [ksec]
HSCJ2327-0018	23:27:13.18	-00:18:18.2	0.84	06730002351	2012-05-25	15.8

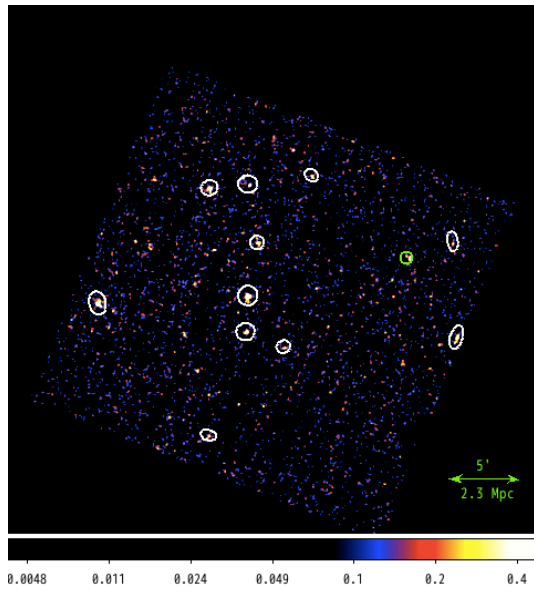


図 2: XMM-Newton 衛星視野内の PN 検出器による HSCJ2327-0018 領域のイメージ。白色で囲んだ領域は除去する点源、緑色で囲んだ領域は銀河団の半径 0.2 Mpc の領域。

表 2: 銀河団放射モデルのパラメータ

モデル	パラメータ	値
apec	kT [keV]	5.00
	Abundance [solar]	0.30
	redshift	0.84
	norm	1.00
phabs	nH [10^{22}cm^{-2}]	0.0423

トの比を求め、観測されたカウントレートから光度に換算した。

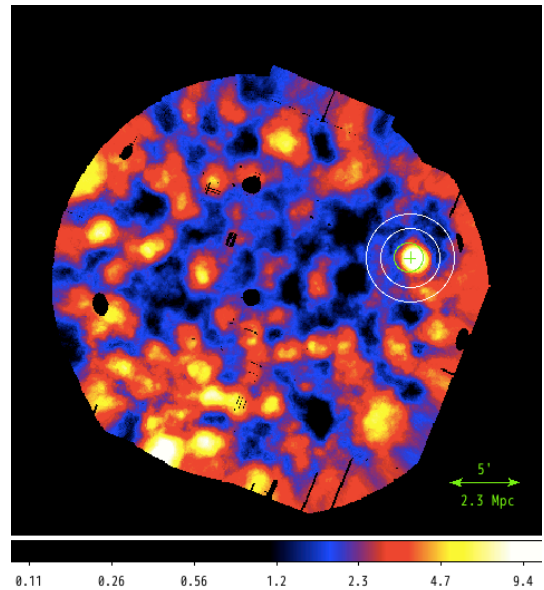


図 3: XMM-Newton 衛星の 3 つの検出器のイメージを合成した画像 (スムージング済み)。HSCJ2327-0018 X 線スペクトルを抽出した領域を緑の円で表し、2 つの白い円で囲まれた領域をバックグラウンドの領域とした。十字は銀河団の中心座標。

表 3: HSCJ2327-0018 の X 線光度測定結果

検出器名	光度 [erg/s]
MOS1	$(6.9 \pm 4.0) \times 10^{43}$
MOS2	$(2.1 \pm 3.3) \times 10^{43}$
PN	$(8.8 \pm 2.6) \times 10^{43}$

3 結果

HSCJ2327-0018 の各検出器ごとの X 線光度を表 3 にまとめる。その X 線光度の重み付き平均は $L_X(0.5-2.0 \text{ keV}) = (6.3 \pm 1.8) \times 10^{43} \text{ [erg/s]}$ である。

4 議論

まず HSCJ2327-0018 の X 線光度が銀河団放射として妥当かどうかを調べるため、HSC サーベイに基づいた可視銀河団カタログ (Oguri et al. 2018) と比較する。そのため、解析で得られた X 線光度を $E_{(z)} = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$ で割ると、 $[E_{(z)}]^{(-1)}L_X(0.5 - 2.0 \text{ keV}) = (3.9 \pm 1.1) \times 10^{43} \text{ [erg/s]}$ が見られた。論文 Oguri et al. 2018 と今回の解析に用いたリッチネスの定義が違うため、厳密に比較することは難しいが、HSCJ2327-0018 の X 線光度は、既知の銀河団のばらつきの範囲内であると言える。次に、X 線放射の広がりについて調べるために、輝度分布と Point Spread Function (PSF) を比較した。輝度分布については光子統計が良い PN 検出器のデータを用いた。図 4 に PN 検出器の輝度分布を示す。この図から輝度分布は PSF と同等の広がりを持つことが分かる。同時に、銀河団の典型的なコアサイズ 100 kpc は 10 秒角ほどに相当する。そのため、輝度分布のみから、放射の起源を特定することは難しい。

次に、Active Galactic Nucleus (AGN) からの放射の寄与を探るため、銀河団中心から 1.5 Mpc の領域内の AGN の有無を調べた。可視光線の Sloan Digital Sky Survey (SDSS) により、銀河団中心の近くにクエーサーが存在することが分かった。また、赤外線天文衛星 WISE の観測データより、AGN 候補が 5 天体あることが分かった。以上から、X 線放射が点源起源であることも否定できない。

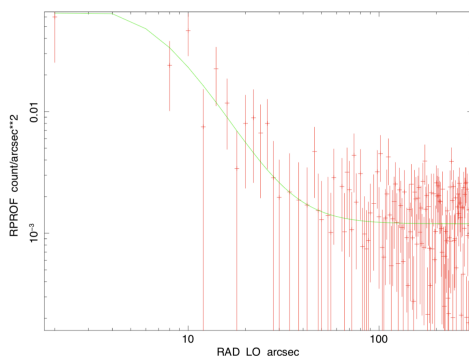


図 4: XMM-Newton 衛星 PN 検出器による HSCJ2327-0018 の X 線の輝度分布。赤の十字は PN 検出器データ、緑の線は PSF モデルである。

5 今後の課題

今回、すばる望遠鏡 HSC で見つかった青い銀河団について、XMM 観測データを用いて X 線光度の測定を行った。考察をふまえて、X 線光度に対する AGN の影響を調査し、HSCJ2327-0018 の銀河団 X 線光度をより正確に決定する必要がある。青い銀河団の解析数を増やし、将来的には銀河団のブルーフラクシオンと X 線光度の関係を導くことである。

謝辞

研究を進めるに当たり、東北大学の児玉忠恭氏には HSC-HSC カタログをご提供いただきました。また、日頃よりご指導いただいている京都大学の鳥羽儀樹氏、同研究室の嶋口先輩にはたくさんのアドバイスをいただきました。ありがとうございました。

Reference

- [1] Aihara, H., Arimoto, N., Armstrong, R., et al. 2018, PASJ, 70, S4
- [2] Butcher, H., & Oemler, A., Jr. 1984, ApJ, 285, 426
- [3] Dressler, A. 1980, ApJ, 236, 351
- [4] Kodama et al. 2007, MNRAS, 377, 1717
- [5] Miyazaki, S., Komiyama, Y., Kawanomoto, S., et al. 2018, PASJ, 70, S1
- [6] Mulchaey, J. S. 2000, ARA&A, 38, 289
- [7] Oguri, M., Lin, Y., Lin, S., et al. 2018, PASJ, 70, 20
- [8] Ota, N., Morita, U., Kitayama, T., Ohashi, T. 2004, PASJ, 56, 753

b3

CLUMP-3D: Three-dimensional Shape
and Structure of 20 CLASH Galaxy Clus-
ters from Combined Weak and Strong
Lensing

広島大学大学院 理学研究科
奈女良 朱里

CLUMP-3D: Three-dimensional Shape and Structure of 20 CLASH Galaxy Clusters from Combined Weak and Strong Lensing

奈女良 朱里 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

私は CLASH(the Cluster Lensing And Supernova survey with Hubble) サーベイで観測された 20 個の銀河団に対して、強弱重力レンズ効果を組み合わせることで銀河団の三軸不等質量モデルに対して制限をした論文 (Chiu et al. ApJ, 860, 126) のレビューを行う。

Λ CDM モデルに基づく N 体シミュレーションによると、銀河団ハローは球対称ではなくプロレート型の三軸不等モデルが望ましいと予言される。本モデルでは、三軸不等の NFW(Navarro-Frenk-White) モデルを採用し、質量とコンセントレーションパラメータと三軸不等比の主に 3 つのパラメータに対してベイズ推定を用いて制限を与える。本レビューでは、三軸不等の質量モデルの解析解の説明を最初に行い、ベイズ推定の説明、及び本論文の結果について紹介する。

1 Introduction

銀河団は宇宙の階層的構造のうち自己重力系としては最大の構造である。その銀河団の質量の大部分はダークマターが担うことが観測的に分かっている。 Λ CDM モデルに基づく N 体シミュレーションによると、銀河団ハローは球対称ではなく三軸不等モデルが望ましいという結果が得られていることから、本モデルでは以下のような中心密度パラメータ ρ_s 、スケール半径 R_s の 2 つのパラメータで特徴付けられる三軸不等の NFW モデルを採用し、銀河団ハローの形状を特徴付けるパラメータに対してベイズ推定を用いて制限を与える。

$$\rho(R) = \frac{\rho_s}{(R/R_s)(1 + R/R_s)^2} \quad (1)$$

$$R^2 = \frac{X^2}{q_a^2} + \frac{Y^2}{q_b^2} + Z^2 \quad (2)$$

2 Theory/Observation Data

一般相対性理論に基づく、銀河団のような重たい天体の周囲では時空が歪むため、光の経路が曲がり背景にある銀河の像が歪む。これを重力レンズ効

果と呼ぶ。弱い重力レンズ効果は歪みの効果は小さいが、多数の銀河の形状を測定することによって重力レンズ信号を取り出すことができる。一方、強い重力レンズ効果は、銀河団の中心部の質量の大きい領域で見られる現象で、背景銀河の像が複数に分かれたり、像がアーク状に大きく歪んで観測される。これらの情報から両者のデータを組み合わせることで、銀河団の中心部から外縁部までの質量分布を復元することができる。

以下に重力レンズ効果の理論の概要をまとめる。図 1 に示すように、天球上における像までの角度ベクトルと光源までの角度ベクトルをそれぞれ $\vec{\theta}, \vec{\beta}$ とすると、曲がり角を表すベクトル $\vec{\alpha}(\vec{\theta})$ を用いて重力レンズ方程式は、

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \frac{D_{ds}}{D_s} \vec{\alpha} \equiv \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}) \quad (3)$$

で与えられる。このとき角度は十分小さいことから、2次元平面ベクトルに近似される。したがって、角度ベクトル $\vec{\theta}, \vec{\beta}$ の変換を表すヤコビアン行列 A は、

$$A = \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \vec{\theta}} = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa - \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

である。ここで、 $\kappa, \gamma_1, \gamma_2$ は、レンズ天体の質量分布

による 2 次元の重力レンズポテンシャル ψ を用いて、

$$\kappa \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_1^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_2^2} \right) \quad (5)$$

$$\gamma_1 \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_1^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_2^2} \right) \quad (6)$$

$$\gamma_2 \equiv \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_1 \partial \theta_2} \quad (7)$$

とする。この変換に伴う天球面上における像と光源の面積比 magnification μ は、

$$\mu = \frac{1}{\det A} = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2} \quad (8)$$

で計算される。

弱い重力レンズ効果を用いると、表面輝度の 2 次元モーメントから計算される reduced shear γ と magnification μ を組み合わせることで無次元の質量分布 κ を求めることが可能となる。

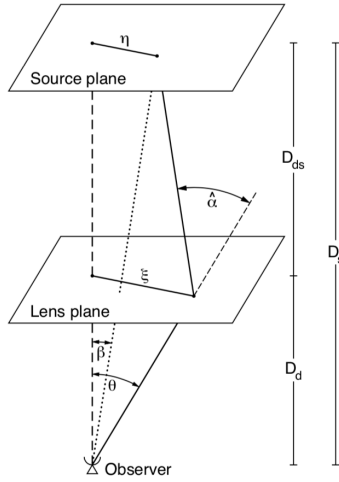


図 1: 重力レンズ効果の概略図

本論文で用いた銀河サンプルは、CLASH サーベイにおいて、X 線で観測された銀河団 16 個と増光率の高い銀河団 4 個の合計 20 個の銀河団である。銀河団の中心領域についてはハッブル望遠鏡で観測されたデータから復元された強い重力レンズ質量を、銀河団中心部より外側の領域についてはすばる望遠鏡 Suprime-Cam で観測されたデータから復元された質量分布マップを用いている。

3 Results

銀河団質量の集中度合いを表すコンセントレーションパラメータ c_{200c} ($\equiv R_{200c}/R_s$) と銀河団質量 M_{200c} の関係については、図 1 のような結果が得られた。質量が大きいほどコンセントレーションパラメータが小さくなっていることから、階層的構造形成モデルの検証ができていていることを示す。また、三軸不等モデルと球対称モデルでコンセントレーションパラメータの値がほとんど変わらないことから、多くのサンプルに対する解析においては球対称モデルが良い近似となっていることが分かる。

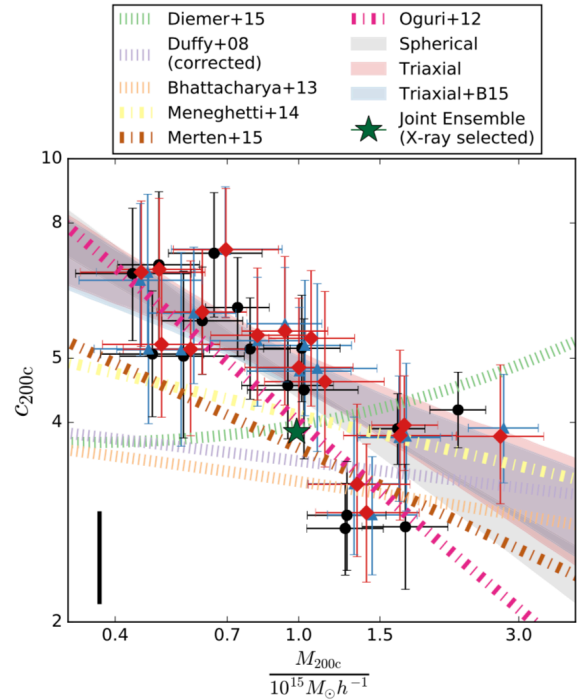


図 2: コンセントレーションパラメータ c_{200c} と質量 M_{200c} の関係

銀河団ハローの短軸長軸比 q_a と銀河団質量 M_{200c} の関係については、図 2 のような結果が得られた。 q_a の値から銀河団ハローの三軸不等性が見られることが読み取られる。また、プロットの色の違いはベイズ推定する際に用いた prior に数値シミュレーションから得られた値を用いているか否かの違いであるが、このことから用いる prior によって得られる値に差が生じることが読み取られる。ゆえに、観測データか

らだけでは強い制限がつけられないことが分かる。

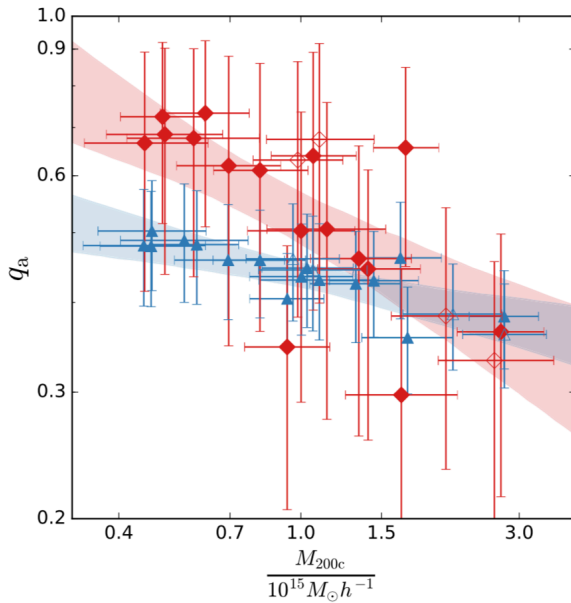


図 3: 銀河団ハローの短軸長軸比 q_a と質量 M_{200c} の関係

4 Conclusion

20 個の CLASH 銀河団の 3 次元質量密度分布において三軸不等の NFW モデルを仮定し、強弱重力レンズ効果から得られるデータを組み合わせてベイズ推定することで形状を特徴づけるパラメータを制限した。銀河団質量が大きくなるほど中心集中度は小さくなること、多くの銀河サンプルに対する解析においては銀河団の方向に対するバイアスがないために球対称モデルが妥当なモデルであること、個々の銀河団については短軸長軸比 q_a と中間軸長軸比 q_b の値から三軸不等性が見られたが観測データのみからは銀河団ハローの形状に対して強い制限を付けることはできなかったこと、銀河団の扁平率はある一方の軸方向のみに長い形状をしている傾向にあることが分かった。

Reference

Chiu et al. ApJ, 860, 126

b4

系外銀河の電波源におけるファラデー
回転測度と赤方偏移依存性の調査
九州大学大学院 宇宙物理理論研究室
大前 陸人

銀河系外の電波源におけるファラデー回転測度と赤方偏移依存性の調査

大前 陸人 (九州大学大学院 宇宙物理理論研究室)

Abstract

宇宙の大規模構造の形成や銀河形成において、宇宙磁場が重要な役割を果たすことが理論的に指摘されている。磁場情報は、電波連続波の偏波観測から回転測度 (RM) を導出することで得ることができる。しかし、銀河系外の電波源を観測して得られる磁場情報には、天の川銀河成分と背景の大規模構造の情報も含まれている。そこで、天の川銀河磁場をモデル化し、観測値から差し引き、銀河系外を起源とする RM である Residual Rotation Measure (RRM) を赤方偏移 z の関数として導出する試みが多数なされてきた。

本講演でレビューする Hammond ら (2013) では、NRAO Very Large Array Sky Survey により検出された 4003 個の系外の電波源の RRM といくつかの可視光サーベイにより得られた赤方偏移の情報を組み合わせ、RRM と赤方偏移のカタログを作成している。このカタログを用いた統計解析の結果、赤方偏移に伴う RRM の有意な変化は見られなかったが、RRM と偏波率 p の間には強い反相関が確認された。これは前景磁場または電子数密度の小規模変動によるビーム偏波解消の結果であると主張している。また、Hammond らは観測された RRM の分散と、RRM と p の反相関の両方の結果から、視線上に存在する銀河系外の介在物質も考慮する必要性を示唆している。

1 Introduction

宇宙磁場は銀河や星の形成において重要な役割を果たし、また、宇宙線の加速と伝播の主なメカニズムであるとしても考えられている。しかし、現在、宇宙空間が磁場で満ちていることは知られているが、磁場の起源や進化の過程は、未解明な点が存在する (Wielebinski & Beck 2005)。そこで、この論文では磁場の進化の解明を目指している。磁場情報を得る有効な方法としてファラデー回転測度 (RM) があり、赤方偏移 z に対する RM の分布を明らかにすることにより、宇宙磁場の進化を明らかにできると考えられている。

ファラデー回転は電磁波がプラズマ領域を通過する際の偏波面の回転を指し、ファラデー回転による偏波角の変化の大きさは $\Delta\theta = \text{RM} \lambda^2$ で与えられる。 λ は観測波長 (m) であり、回転測度 (RM) は以下のように定義される。

$$\text{RM}(z_s) = 0.81 \int_{z_s}^0 \frac{n_e(z) B_{\parallel}(z)}{(1+z)^2} dl \, dz \, \text{rad m}^{-2} \quad (1)$$

ここで、 z_s は偏波源の赤方偏移、 $n_e(z)$ (cm^{-3}) は赤方偏移 z における前景の電子数密度、 $B_{\parallel}(z)$ (μG) は赤

方偏移 z における磁場の視線方向成分、 dl は視線方向の線素である。複数波長で偏波角を観測し、 $\Delta\theta - \lambda^2$ プロットに線形近似することで RM が求められる。

式 (1) から、RM は全ての視線方向の磁場からの寄与を積分していることがわかる。観測された RM には、ターゲット天体自体、天の川銀河、銀河間ガスまたは独立したプラズマガス等の銀河系外に存在する介在物質など、多くの寄与がある。銀河系外を観測する場合には、常に天の川銀河による前景寄与がある。そこで天の川銀河の回転測度 (RM) を GRM とすると、本論文で求めたい RM の銀河系外要素 RRM は、 $\text{RRM} = \text{RM} - \text{GRM}$ を計算することで求められる。

過去数十年、銀河系外の磁場を調べる為に赤方偏移 z の関数として RRM を用いた研究が多数されてきており、今も議論されている。本論文以前の論文 (Kronberg ら 2008) では $z = 3.7$ までで 268 天体の RRM を得たものが最大のサンプル数であった。本論文では過去のサーベイやデータベースを用いて、 $z \sim 5.3$ までの 3650 天体以上のサンプル数がある RRM-赤方偏移カタログを作成した。

2 Observation and Analysis

2.1 Databases and Surveys

電波カタログとして NRAO Very Large Array Sky Survey (NVSS; Condon ら 1998) を用いた。NVSS は VLA を用いた、赤緯 $\delta \geq -40^\circ$ 、1.4 GHz の全天電波サーベイである。また、角度分解能は $R \approx 45''$ である。このカタログには 180 万天体以上のストークパラメータ I 、 Q 、 U の情報が含まれる。Taylor ら (2009) は、NVSS における 1364.9 MHz と 1435.1 MHz の二つの周波数帯で RM、偏波強度 $P \equiv \sqrt{Q^2 + U^2}$ 、偏波率 $p \equiv P/I$ を決定した。本論文では、銀河系外の電波源の RM として、Taylor らの RM カタログの値を採用している。

赤方偏移の情報は The NASA/IPAC Extragalactic Database (NED; Helou ら 1998) と The Set of Identifications, Measurements and Bibliography for Astronomical Data (SIMBAD; Wenger ら 2000) の二つのオンラインデータベースと the Sloan Digital Sky Survey (SDSS; York ら 2000)、その他 3 つの可視光サーベイから得た。

これらの電波・可視光データを用いて、ターゲットとなる電波源の赤方偏移を明らかにした。加えて、低い分解能の電波サーベイの NVSS ($R \approx 45''$) と高い分解能の FIRST ($R \approx 5''$) を組み合わせることにより、天体の構造をクラス分けした。

以上の結果、4003 個の RM と赤方偏移が対応した天体を獲得した。

2.2 The RRM-REDSHIFT Catalog

銀河系外の磁場の発展を記述する際に、天の川銀河による前景のファラデー回転 (GRM) を考えなくてはならないので、RM と赤方偏移の関係を単にプロットするだけでは不十分である。銀緯が低いところでは GRM の空間的な変動が大きくなるので、銀緯 $|b| < 20^\circ$ にある全てのソースを除外し、3650 天体の RRM を算出した。

本論文で使用する GRM は、Oppermann ら (2012) によって求められた天の川銀河の前景 RM である。Taylor ら (2009) の RM 値からターゲット天体方向に

分布する天の川銀河成分の GRM を引くことによって RRM の計算した。

3 Results

3650 個の RRM-赤方偏移カタログは赤方偏移 $0 \leq z \leq 5.27$ の範囲をカバーし、中央赤方偏移 $z = 0.70$ 、赤方偏移 $z > 1$ では約 1400 個のデータがある。RRM の範囲は $-476.5 \leq \text{RRM} \leq 206.1 \text{ rad m}^{-2}$ であり、標準偏差は 23.2 rad m^{-2} であった。サンプルの 1.4 GHz のストークス I フラックスは 11 mJy から 55 Jy の範囲であり、中央値は 300 mJy である。偏波強度は 2.6 mJy から 1.3 Jy の範囲で、中央値は 8 mJy である。

統計的解析を行う際、RRM-赤方偏移カタログ中でサーベイの特性の違いを反映しないために、ある程度統計数のある SDSS だけに限定した 3 つのサブセットも検討する。そのサブセットは、赤方偏移が SDSS から引き出された 1376 個の天体「SDSS sources」、SDSS によって可視光スペクトルが銀河として分類された 516 個の天体「SDSS galaxies」、および SDSS によって可視光スペクトルがクエーサーとして分類された SDSS 赤方偏移を持つ 860 個の天体「SDSS quasars」である。

これら 4 つのデータセットのそれぞれについて、RRM と赤方偏移、偏波率 p と赤方偏移、RRM と偏波率 p の 3 つの関係を検討する。

3.1 RRM vs. Redshift

図 1 は RRM の赤方偏移の分布図である。図 1 の赤実線は 50 点おきに平均をとったものであり、破線は $\pm 1\sigma$ である。SDSS quasars の赤方偏移分布（赤方偏移の中央値 $z = 1.22$ ）と SDSS galaxies の赤方偏移分布（赤方偏移の中央値 $z = 0.17$ ）に違いが見られる。図 1 の検討した 4 つのサンプルのいずれにおいても、 z の関数としての RRM の平均または標準偏差に明らかな傾向はない。

次に観察された RRM の起源について考察する。図 1 (a) の RRM に見られる標準偏差は 23.2 rad m^{-2} である。Taylor ら (2009) の RM カタログにおける個々

の RM の測定誤差や Oppermann ら (2012) が行った GRM の計算に関する誤差などの測定誤差による RM の標準偏差を引くと、標準偏差が 20 rad m^{-2} 残る。これは物理的現象に由来すると考えられる。 20 rad m^{-2} の標準偏差を引き起こす原因として、まず第一に、RRM が Oppermann ら (2012) の GRM マップによってサンプリングされているよりも小さい角度スケールでの天の川銀河の RM 変動の寄与が考えられる。これを検討するために、Oppermann ら (2012) が述べた天の川銀河の偏波構造の典型的なスケールに注目する。それらの前景マップを計算するのに使用された間隔は $\sim 1^\circ$ であり、Stil ら (2011) によると 1° スケールでの RM の標準偏差は $12\text{--}17 \text{ rad m}^{-2}$ である。以上より、観測された標準偏差から測定誤差による寄与と銀河系による寄与を引くと、 $10\text{--}15 \text{ rad m}^{-2}$ が残る。この $10\text{--}15 \text{ rad m}^{-2}$ の標準偏差を引き起こす原因として考えられるものは、銀河系外に介在している系である。

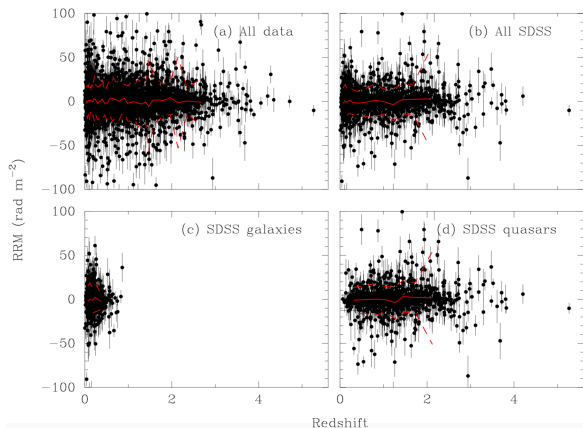


図 1: RRM と赤方偏移の図。(a) RRM-赤方偏移カタログの全てのデータ、(b) 全ての SDSS sources のデータ、(c) SDSS galaxies、(d) SDSS quasars。

3.2 Polarized Fraction vs. Redshift

図 2 は赤方偏移 z に伴う偏波率 p の変化を表したものである。(a)、(b) を見ると明らかなように $z \leq 0.5$ では偏波率 $p = 30\%$ まで範囲が広がっているが、 $z \leq 0.5$ では、 $p \sim 5\%$ と小さくなっている。

この特徴は図 2 の (c) と (d) から簡単に説明できる。SDSS galaxies は低赤方偏移で高い偏波率を示す一方、SDSS quasars は高赤方偏移まで広がり、低い偏波率を示している。SDSS galaxies の NVSS における対応天体は活動銀河の電波ローブであり、Faraday-thin と予想される。したがって高い偏波率を示すと考えられる。対照的に、SDSS quasars に対応する NVSS における対応天体は radio-loud core であるので、光学的に厚く、強い磁場が存在するために消偏波し、偏波率が低くなると予想される。§2.1 で行ったマッチングからこの仮説が確認できる。マッチングの際に行ったクラス分けから SDSS galaxies の中で約 65% は構造的に電波ローブと分けられ、約 35% はコアと分けられる。一方で、SDSS quasars は約 46% は電波ローブと分けられ、約 54% はコアと分けられる。従って、SDSS galaxies はローブが支配的で、SDSS quasars はコアが支配的と考えられる。

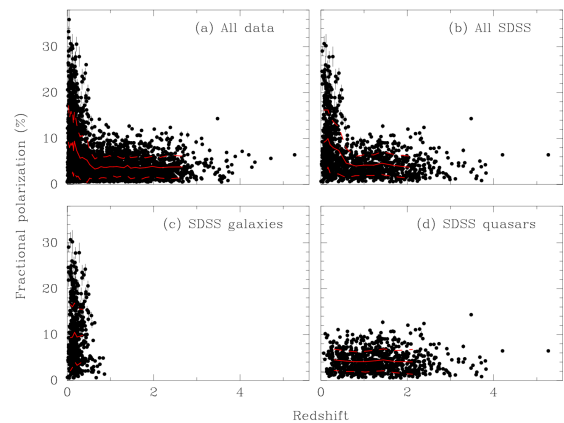


図 2: 偏波率と赤方偏移の図

3.3 RRM vs. Polarized Fraction

図 3 は偏波率 p に対する RRM の分布である。(a) ~ (d) 全ての図において、RRM の標準偏差が低偏波率では大きく、高偏波率では小さくなっている。

この現象の原因として考えられるのは、ビーム偏波解消である。RRM の値が高いところは、電波源の角度範囲より小さいスケールでの RRM の大きな変動を意味する。この変動によりビーム内の異なる偏波角が打ち消され、偏波率が減少する。Haverkorn ら

(2008)によると、 $\sim 200 \text{ rad m}^{-2}$ のレベルでの銀河系内 RM の変動により、 ~ 2 のファクターでビーム偏波解消が起きる。しかしながら、図3は、RRM の変動が約 50 rad m^{-2} の大きさに、背景光源を約3～5倍で偏波解消できることを示している。従って、銀河系内の小規模な RM の変動によってのみでビーム偏波解消を説明するのは困難である。つまり、RRM の大きさから推測される偏波解消への重要な寄与として、ターゲット天体と天の川銀河の間に介在する系による寄与も考えなければならない。

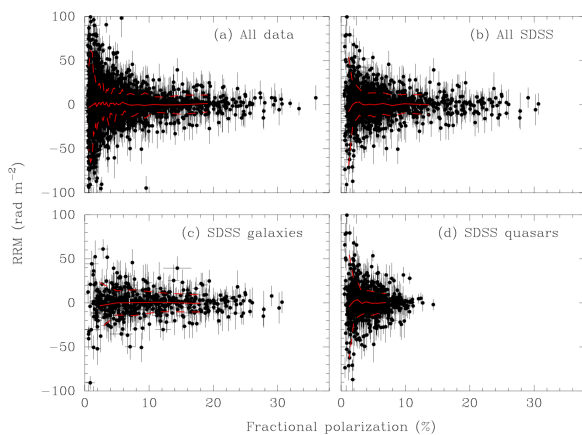


図3: RRM と偏波率

4 Discussion

Hammond ら (2013) は §3.2 で、偏波率は電波構造がローブやコアによって異なると主張している。この主張を再検討するために、SDSS galaxies と SDSS quasars の二つのデータでローブとコアに色分けした。その結果が図4である。図4を見ると SDSS galaxies と SDSS quasars のどちらもローブとコアで偏波率の違いが見られない。つまり、SDSS galaxies と SDSS quasars で偏波率の違いは見られるが、その原因はローブとコアのどちらが支配的であるかどうかには依らないことがわかった。Hammond ら (2013) の主張とは異なる結果が得られた。

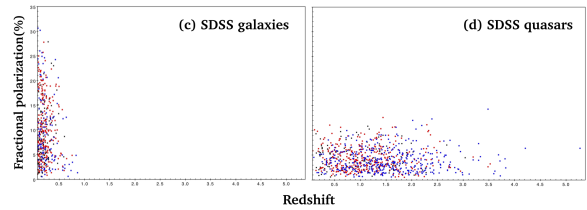


図4: 図2の SDSS galaxies と SDSS quasars をローブとコア由来のもので色分けした図。黒点: 全てのデータ、赤点: ローブ成分、青点: コア成分

5 Conclusion

- RM の赤方偏移カタログでは、RRM の分散が赤方偏移に伴って変化する傾向は見られなかった。
- RRM の全体的な標準偏差は 23 rad m^{-2} であり、そのうち 13 rad m^{-2} は測定と前景除去の誤差によるものであり、 $12-17 \text{ rad m}^{-2}$ は銀河系内 RM の小規模な揺らぎの残差によるものである。残りの $10-15 \text{ rad m}^{-2}$ は銀河系外のファラデー回転であり、電波源と天の川銀河の間に介在する系に起因する可能性が高い。
- SDSS における対応天体が銀河であるものとクエーサーであるもので偏波率が異なる。Hammond ら (2013) は構造的にローブが支配的か、コアが支配的かで偏波率が異なると主張している。しかし再解析したところ、構造がローブかコアによらず偏波率は変わらないことがわかった。
- RRM-赤方偏移カタログで強い偏波解消が見られる。理由として分解できない天の川銀河と偏波源の間にある介在する系の RM 変動によるビーム偏波解消と考えられる。

Reference

- Alison, M. Hammond., Timothy, Robishaw. & B. M. Gaensler. 2013, arXiv:1209.1438v3
- Wielebinski, R., & Beck, R., eds. 2005, Lecture Notes in Physics, Berlin: Springer Verlag 664, Cosmic Magnetic Fields
- Oppermann, N. et al.. 2012, A&A, 54

c1

初代銀河からのダークマターの性質の
手がかり

茨城大学大学院 理工学研究科

佐藤 裕太

初代銀河によるダークマターの性質を探る

佐藤 裕太 (茨城大学大学院 理工学研究科)

Abstract

2021 年に JWST 打ち上げが予定されており、今後数年のうちに高赤方偏移 ($z \sim 6$) 宇宙に関する膨大なデータが利用可能になると予想されている。これらのデータは初期段階の銀河形成の理解に役立つ。一方でダークマター (DM) 探査は未だ成功しておらず、DM の質量が軽いためと予想されている。DM はその速度により分類され、粒子速度の速い DM を Hot DM(HDM)、遅い DM を Cold DM(CDM)、その中間に位置する DM を Warm DM(WDM) と呼ぶ。CDM モデルは、大スケールでは観測とよく一致しているが、銀河以下の小スケールでは、一致しないことが知られている。これを解決し得るのが Warm DM(WDM) である。本発表では、[1] の論文レビューを行う。本研究では、 $z \sim 10$ から 5 の銀河形成の 38 個の高解像度シミュレーションを使って、赤方偏移の大きい宇宙における 3keV の WDM 候補の影響を調べた。ここでは、星の質量関数とグローバルな星生成率に注目し、中性水素の割合の時間発展と電子散乱の光学的厚さについて考察し、次の結果が WDM と CDM の区別に寄与していることを見いだした。まず、WDM は数 $10^9 M_\odot$ 未満の質量を持つハローの数を抑制すること、次に一定のハロー質量では、WDM は CDM よりも生成される星が少ないことが分かった。これらの結果により、 $10^7 M_\odot$ 以下の星質量を持つ銀河では、WDM でより低い星質量関数が生成される。 $z > 7$ の場合、WDM シナリオでは、グローバルな星生成密度は $1/2$ 低くなった。しかし、脱出率を 23 % から 34 % に増やすことによって、CDM および観測値と部分的に一致することが分かった。本研究の結果として、バリオンの物理モデルが与えられれば、高赤方偏移での銀河形成シミュレーションが、暗黒物質候補を区別するための重要な道具になり得ることが示された。

1 Introduction

2021 年に JWST 打ち上げが予定されており、今後数年のうちに高赤方偏移 ($z \sim 6$) 宇宙に関する膨大なデータが利用可能になると予想されている。これらのデータは初期段階の銀河形成の理解に役立つ。一方で、ダークマター (DM) 探査は未だ成功しておらず、その性質はよくわかっていない。

ダークマターはその速度分散により分類分けされており、速度の速い DM を Hot DM(HDM)、遅い DM を Cold DM(CDM)、その中間を Warm DM(WDM) と呼ぶ。

WDM は、CDM に対して小スケールにおいてパワースペクトルが小さいため、構造形成が遅延する。このような遅れは、通常の銀河形成においては目立たないが、初代銀河ではその影響が目立つ。そのため、それらを区別するための糸口は高赤方偏移にあると考えられる。

WDM の質量は、パワースペクトルの観測で得ら

れる”Lyman- α の森”(Irsic et al.2017;Yeche et al. 2017) によって、候補にできる粒子の質量を $m > 3.0\text{keV}$ に制限することができる。

本研究では、低赤方偏移で観測と非常によく一致している、銀河形成における数値モデルである”NIHAO project”を高赤方偏移にまで拡張する。38 個の高解像度シミュレーションを用いて、赤方偏移 $5 < z < 10$ での銀河の恒星質量関数を高精度に出し、 3keV の WDM の初代銀河への影響を調べた。

2 Simulations

本シミュレーションでは、flat な宇宙における CDM と WDM のモデルについて、宇宙論パラメータを以下のように採用した (Planck Collaboration et al.).

ハッブルパラメータ $H_0 = 67.1 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
物質密度 $\Omega_m = 0.3175$

輻射密度 $\Omega_r = 0.00008$

ダークエネルギー密度 $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m - \Omega_r = 0.6825$

正規パワースペクトル $\sigma_8 = 0.8344$

パワースペクトル勾配 $n = 0.9624$

Box	Size	N	m_{dm}	ϵ_{dm}
	Mpc		M_\odot	kpc
1	5	250^3	1.00×10^6	0.50
2	15	250^3	2.70×10^7	1.50
3	20	500^3	8.00×10^6	1.00
4	40	600^3	3.70×10^7	1.67
5	100	500^3	1.00×10^9	5.00
6	200	500^3	8.00×10^9	10.0

表 1: 6 つの範囲での DM ハローシミュレーション

Level	m_{DM}	m_{gas}	ϵ_{DM}	ϵ_{gas}
	M_\odot	M_\odot	pc	pc
1	1.95×10^3	3.56×10^2	63	27
2	1.56×10^4	2.85×10^3	125	53
3	1.25×10^5	2.28×10^4	250	107
4	4.21×10^5	7.70×10^4	375	160
5	5.78×10^5	1.06×10^5	417	178

表 2: シミュレーションの解像度レベル

2.1 Initial Condition

銀河の初期状態は、N 体シミュレーションと流体シミュレーションを用いて生成した。ここで、N 体シミュレーションと流体シミュレーションには修正バージョンの GRAPHIC2 パッケージを用いた (Bertschinger 2001; Penzo et al. 2014)。WDM モデルについては、パワースペクトル以外 CDM と同様とし、乱数種についても同様とした。

2.2 N-body Simulations

まず、DM のみを含んだハローの N 体シミュレーションを行った。ハローのシミュレーションは、その大きさについて、表 1 のように 6 つの範囲を指定し、それぞれにおいて数値計算を行った。softning は、初期の粒子の大きさの $1/40$ に設定した。これらのシ

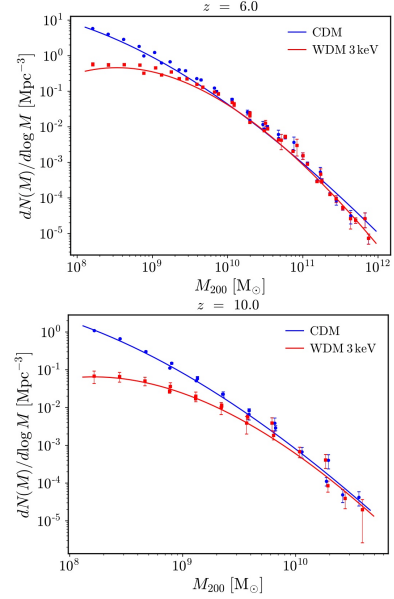


図 1: ハロー質量関数. 上図は $z = 6$, 下図は $z = 10$ である. CDM の結果には青丸, WDM の結果には赤四角で表した. エラーバーはポアソン誤差である.

ミュレーションをもとに、 $z = 5 - 10$ の間におけるハロー質量をサンプリングした。

2.3 Hydrodynamical Simulations

次に、DM のみで実行されたシミュレーションの中から、19 個のハローを選び、バリオンを含んだ高解像度のズームインシミュレーションを行った。銀河のピリアル半径の内側に SPH 粒子が約 100 万個存在するようにした。また表 2 は、シミュレーションで使用した 5 つの解像度を表している。

3 Results

以下では、銀河シミュレーションの結果を、CDM と WDM についてそれぞれ示す。

3.1 Halo mass function

WDM と CDM のハロー質量関数をそれぞれ図 1 に示した。WDM は CDM に比べて、ハローの質量が $M_{200} > 10^{10} M_\odot$ では、WDM は CDM に比べてハロー質量関数が小さいことがわかる。これは、小スケールにおいて WDM のパワースペクトルが、CDM

に比べて欠如していることが原因であると考えられる。図 1 の青と赤の線は、以下の修正された Schechter Function

$$\log \left(\frac{dN}{d\log M} \right) = A - B \log M - C e^{(M_0 - \log M)^\alpha} \quad (1)$$

を示した。 A, B, C, α, M_0 はフィッティングパラメータである。

3.2 Stellar Mass - Halo Mass Relation

流体シミュレーションによって、図 2 のような CDM と WDM 宇宙モデルにおける星-ハロー質量比が得られた。図 2 を見ると、CDM と WDM の区別をつけることはできなかった。これは、WDM が CDM と比較して、高赤方偏移において WDM の暗い銀河の割合が大きいことを示している。これについては次のセクションで詳しく見る。

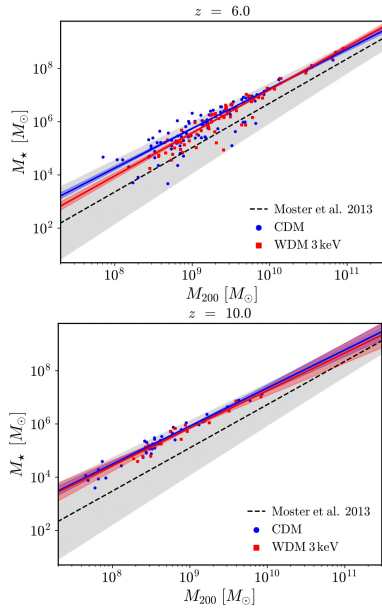


図 2: $z = 6, 10$ における星-ハロー質量比。青い丸と赤い四角は CDM と WDM の流体シミュレーションに対応する。青と赤の実線は冪乗 fit である。

3.3 Dark Fraction

低質量のハローにおいては、ガスは中心に collapse できず、UV のバックグラウンドの影響で、星形成が

ほとんどできないほどまでに抑制される。もし恒星粒子がなければ、そのハローは”dark”であると考えられる。

図 2 は WDM は CDM に対して、 $10^8 M_\odot$ の低質量においては、WDM は少ないと見て取れる。青丸よりも赤い四角の方が少ないことを考えると、この結果は大部分が暗い銀河であることを示唆していると考えられる。

このことを定量的に考えるため、ピリアル質量の関数として、星形成ができる割合を調べた。

図 3 は $z = 6$ と $z = 10$ の結果を示した。フィッティングは $f = 1 - N_{dark}/N_{halo}$ で定義され、ハロー内に形成される星の割合は以下の関数

$$f = \frac{1 + \tanh[\beta(\log M - M_1)]}{2} \quad (2)$$

で表される。 β と M_1 はパラメータである。

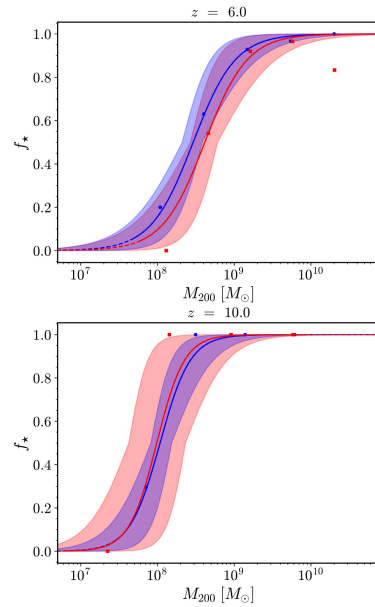


図 3: CDM, WDM それぞれのハローとしての星を含む銀河の割合。

3.4 Stellar Mass Function

次に、図 2 と図 3 をかけることにより、図 3.4 に示すように恒星質量関数を得た。その結果、WDM と CDM のズレは質量が $10^6 M_\odot$ 付近で最も大きくなり、恒星質量関数は $z = 10$ よりも $z = 6$ の方が WDM と CDM に大きな違いが見られた。

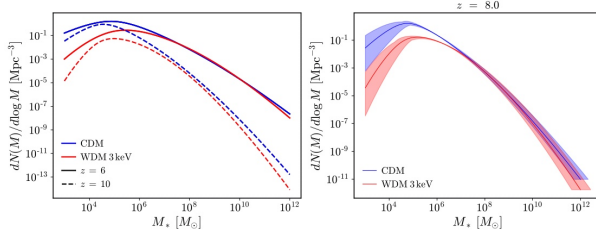


図 4: CDM と WDM での、それぞれの恒星質量関数。実線が $z = 6$ 、点線が $z = 10$ を表す。

3.5 Star Formation Rates

銀河の SFR は、それ自身の興味だけでなく、宇宙の再電離の歴史は SFR に大きく依存している。そこで、SFR を求め、その密度を導出する。次に、恒星質量関数と SFR を一緒に、グローバルな星形成率 ρ_{SFR} を掛け合わせれば、図 5 が得られる。これは、 ρ_{SFR} の赤方偏移の進化である。

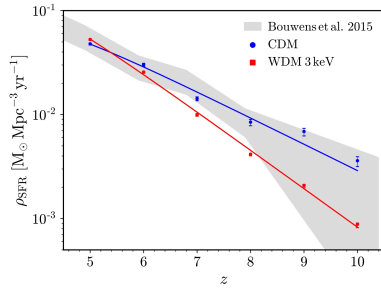


図 5: 赤方偏移の関数としてのグローバルな星形成率密度

恒星質量関数と SFR-恒星質量比を用いて図 5 を求めた。低赤方偏移では WDM と CDM の違いは見られなかったが、高赤方偏移 $z = 6$ 以上では、WDM と CDM の差に大きな違いが見られることがわかった。

3.6 Reionization History

このセクションでは、宇宙再電離化における WDM 宇宙の影響を探っていく。

図 6 は中性水素の割合を表している。図 1 で予測した恒星質量関数で制限し、 $z < 6$ での観測値 $Q_H = 1$ となることを目標とし、ダークマターの脱出率を WDM と CDM で別々に調整した。その結果、CDM では、 $F_{esc} = 0.23$ で観測値とよく一致し、その結果、WDM は必然的に $F_{esc} = 0.34$ となることがわ

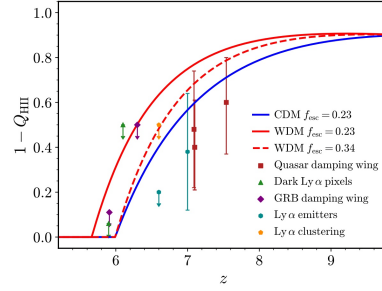


図 6: 赤方偏移の関数としての中性水素の割合

かった。また、図より $5 < z < 7$ の範囲において中性水素の割合は WDM が CDM に対して約 0.3 高く、それぞれの違いが見られた。

4 Conclusion

本研究では、CDM と WDM の宇宙論モデルで銀河形成の高解像度宇宙流体シミュレーションを行った。WDM モデルとしては現在の制約と一致させ、3 keV とした。WDM のシミュレーションでは、低質量において恒星質量関数が小さいことが分かった。

赤方偏移の全てにおいて、2つの質量関数は $10^7 M_\odot$ で開始し、差は $M \sim 10^{5.5} M_\odot$ でピークに達し、高い赤方偏移でより顕著になった。

WDM の遅れにおいて星形成密度は高赤方偏移での WDM は CDM に関して、大きな差が見られ、 $z \sim 6$ では、この 2つのモデルは非常によく似ている。

最後に、WDM と CDM の星形成史は、宇宙の再電離化に大きく影響をのこす。WDM における中性水素の割合は、 $f_{esc} = 0.23$ で、赤方偏移 $5 < z < 7$ において CDM よりも 0.3 高かった。

本研究の結果は、高赤方偏移が、銀河形成で WDM の候補を探すよい場所であることを示している。3keV の質量でも、星質量関数や宇宙の再電離の進化のような、観測可能な量で、WDM は構造形成の遅れの痕跡をはっきりと残すことがわかった。

Reference

- Boyan K. Stoychev et al.(2019),arXiv:1905.00432
- Schechter P.(1976),Apj,203,297
- Benjamin P. Moster et al.(2013),MNRAS,428,3121

c2

ダークマター欠乏銀河の形成過程
筑波大学大学院 数理物質科学研究科
大滝 恒輝

ダークマター欠乏銀河の形成過程について

大滝 恒輝 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

現在の宇宙における銀河形成の標準モデルでは、コールドダークマターによる階層的な構造形成がその主要な枠組みとして受け入れられている。最先端の理論的および観測的知見によれば、ダークマターが銀河質量の9割以上を占めていることが知られている。しかし最近、Dragonfly Telephoto Array によって、楕円銀河 NGC1052 に所属する銀河 NGC1052-DF2 のダークマター質量は、理論的に予測される量よりも極端に少ないことが示唆された (van Dokkum et al. 2018)。この銀河は ultra diffuse galaxy (UDG) に分類される。UDG とは、天の川銀河程度の effective radius の大きさに対して、表面輝度が矮小銀河程度の非常に小さい銀河のことであり、現在では 1000 個近い UDG が近傍宇宙で見ついている (van Dokkum et al. 2015; Koda et al. 2015)。NGC1052-DF2 内にある球状星団の速度分散から計算される力学質量と光度から得られる恒星質量はどちらも $10^8 M_{\odot}$ のオーダーである。同程度の恒星質量を持つ銀河で予測されるダークマターの質量より二桁小さく、バリオンが支配的でダークマター欠乏銀河であることがわかる。また 2019 年新たに、同様な性質を持つ銀河 NGC1052-DF4 が発見され、このような銀河は特別な銀河ではない可能性が示唆された (van Dokkum et al. 2019)。ダークマターが支配的なこの宇宙において、このようなダークマター欠乏銀河の形成シナリオの理論研究は始まったばかりである。我々は、このようなダークマター欠乏銀河がダークマターサブハロー同士の衝突によって形成される可能性を考えており、現在 SPH 法と N 体計算を用いて、ガスの冷却や星形成効率等を考慮した数値シミュレーションを行なっている。本講演では、これらの結果・考察について紹介し、議論する。

1 Introduction

銀河サーベイやシミュレーションにより、銀河内に含まれるダークマターハローの質量と恒星質量には関係があることがわかっている。Behroozi et al. (2013) は PRIMUS survey での遠方銀河調査による観測から、abundance matching という手法により、ハロー質量を推定した (図 1)。恒星質量 $M_{\text{stars}} \approx 10^{10} M_{\odot}$

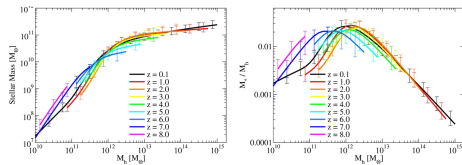


図 1: ハロー質量-恒星質量関係

程度の大質量銀河に含まれるハロー質量 $M_{\text{DM}} \approx 10^{12} M_{\odot}$ であり、恒星質量 $M_{\text{stars}} \approx 10^{10} M_{\odot}$ 程度の低質量銀河では $M_{\text{DM}} \approx 5 \times 10^{10} M_{\odot}$ となっている。このことから銀河内の質量のほとんどをダーク

マターが占めていることがわかる。

2 NGC1052-DF2

van Dokkum et al. (2018) は、Hubble Space Telescope (HST) と Keck spectroscopy を用いて、NGC1052 グループ内にある NGC1052-DF2 を観測した。NGC1052 は楕円銀河であり、距離 $D_{1052} = 20.4 \text{ Mpc}$ にある銀河である。HST/Advanced Camera for Surveys (ACS) 画像を図 2 に示す。画像の大きさは $3.2' \times 3.2'$ または $18.6 \text{ kpc} \times 18.6 \text{ kpc}$ であり。位置は赤経 $\alpha = 2 \text{ h } 41 \text{ min } 46.8 \text{ s}$ 、赤緯 $\delta = -8^{\circ} 24' 12''$ (J2000) である。DF2 内には 10 個のコンパクト天体が確認でき、その位置を図 2 に番号付けた。

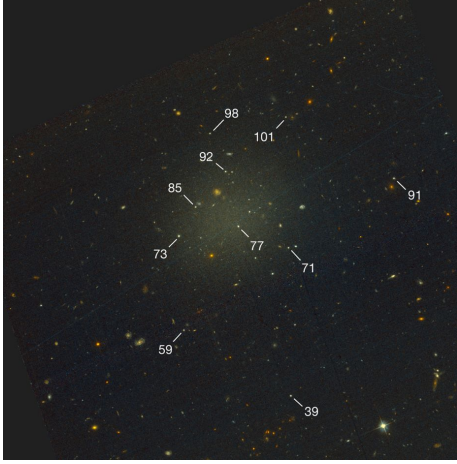


図 2: HST/Advanced Camera for Surveys image of NGC1052-DF2

2.1 Ultra Diffuse Galaxy (UDG)

DF2 は Ultra Diffuse Galaxy (UDG) に分類される。UDG とは天の川銀河程度のサイズで、表面輝度が矮小銀河程度の非常に淡い銀河である。Dragonfly Telescope Array を用いた観測により、van Dokkum et al. (2015) が Coma Cluster 内に存在する 47 個の UDG を初めて発見し、さらに、すばる望遠鏡によって Koda et al. (2015) が 854 個の UDG を発見した。DF2 の中心表面輝度は $\mu(V_{606}, 0) = 24.4 \text{ mag arcsec}^{-2}$ であり、全光度の半分を含む半径である effective radius は $r_e = 2.2 \text{ kpc}$ である。

2.2 コンパクト天体の速度分散

van Dokkum et al. (2018) は W. M. Keck Observatory によって DF2 内のコンパクト天体の分光を行った。最も強いカルシウム三重線のスペクトルを図 3 に示す。それぞれのコンパクト天体の位置は図 2 に対応しており、コンパクト天体のパネルの大きさは $1.7'' \times 1.7''$ または $165 \text{ pc} \times 165 \text{ pc}$ である。DF2 内のコンパクト天体のうち、最も外側にある天体は中心から $R_{\text{out}} = 7.6 \text{ kpc}$ の位置にある。10 個のコンパクト天体の平均視線速度は $\langle cz \rangle = 1803_{-2}^{+2} \text{ km s}^{-1}$ である。また、NGC1052 グループの視線速度は 1425 km s^{-1} である。これらの視線速度を図 4 に示した。これらの観測から得られる DF2 の速度分散は $\sigma_{\text{obs}} =$

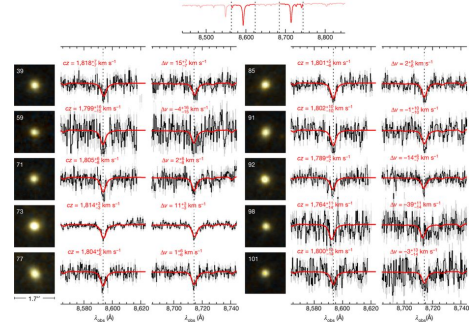


図 3: DF2 内のコンパクト天体の速度分散

8.4 km s^{-1} であり、観測誤差を考慮した速度分散は $\sigma_{\text{intr}} = 3.2_{-3.2}^{+5.5} \text{ km s}^{-1}$ である。

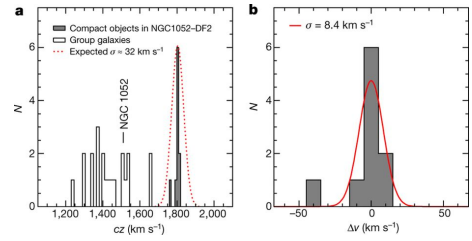


図 4: **a**, DF2 内の 10 個のコンパクト天体の視線速度と NGC1052 グループ内にある 21 個の銀河の視線速度。 **b**, DF2 の速度分散。 $cz = 1803 \text{ km s}^{-1}$ を中心とした。

2.3 距離推定

van Dokkum et al. (2018) では、DF2 が楕円銀河 NGC1052 との projected distance が短いことから、NGC1052 がホスト銀河である可能性が高いと考え、距離を推定した。NGC1052 の距離は $D_{1052} = 20.4 \text{ Mpc}$ である。また、DF2 の視線速度 $cz = 1803_{-2}^{+2} \text{ km s}^{-1}$ と Hubble 定数 $H_0 = 70 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ より、Hubble flow 距離 $D_{\text{HF}} = 25 \pm 1 \text{ Mpc}$ を得る。また van Dokkum et al. (2018) は surface brightness fluctuations (SBFs) から距離を推定した。 I_{814} バンドの見かけの等級と絶対等級との差が $m - M = 31.39 \pm 0.20$ となり、距離 $D_{\text{SBF}} = 19.0 \pm 1.7 \text{ Mpc}$ が得られた。以上より、NGC1052-DF2 は $D \approx 20 \text{ Mpc}$ の位置にいると考えられる。

2.4 質量推定

van Dokkum et al. (2018) は金属量 $[Z/H] = -1$, 年齢 11 Gyr と仮定したモデルの恒星種族合成モデルから恒星質量を決定した. これらのモデルは Coma Cluster 内の UDG の分光学的制約によるものである. 距離 $D = 20$ Mpc の位置における恒星集団を配置し, Kroupa 初期質量関数に対して, 得られた恒星質量は $1.8 \times 10^8 M_\odot$ である. また, 観測によって得られた DF2 の総光度は $L = 1.1 \times 10^8 L_\odot$ であり, 質量光度比 $(M/M_\odot)/(L/L_\odot) = 2.0$ としたときの恒星質量 $2.2 \times 10^8 M_\odot$ と近い. このため, van Dokkum et al. (2018) では, DF2 の恒星質量を $M_{\text{stars}} \approx 2 \times 10^8 M_\odot$ とした.

力学質量は, tracer mass estimator (TME) method (Watkins et al. 2010) を用いて推定した. これは衛星銀河や球状星団などの離散 tracer から, ある半径内の力学質量を求めるのに用いられる手法である. 最も外側のコンパクト天体の半径以内の質量は

$$M_{\text{TME}} = \frac{C}{G} \langle v^2 r^\alpha \rangle r_{\text{out}}^{1-\alpha} \quad (1)$$

で与えられる. ここで C は定数, v はそれぞれの cluster の速度, r は銀河の中心からの cluster の projected distance, r_{out} は最も外側の cluster の projected distance, α はポテンシャルの勾配を表す (密度 $\rho \propto r^{-(\alpha+2)}$). 観測誤差など修正し, 等温な速度分散 ($\alpha = 0$) と等方性軌道を仮定したとき,

$$M_{\text{TME}} = \frac{C}{G} \sigma_{\text{intr}}^2 r_{\text{out}}, \quad C = \frac{4(\gamma+1)\Gamma(\frac{5}{2})}{3\sqrt{\pi}\Gamma(1)} \quad (2)$$

で与えられる. γ は cluster の密度プロファイルの power-law の勾配, $\Gamma(x)$ はガンマ関数である. 分光観測による DF2 内の球状星団の分布と power-law フィッティングにより, $\gamma = 0.9 \pm 0.3$ を得た. その結果, DF2 の力学質量は, 90%信頼度で $M_{\text{TME}} < 3.4 \times 10^8 M_\odot$ であることがわかった. 以上で得られた恒星質量と力学質量を図 5 に示した. 力学質量は恒星質量とほぼ一致しており, 90%の信頼度でダークマターハロー質量は $M_{\text{halo}} < 1.5 \times 10^8 M_\odot$ である. また, 図 5b より, 恒星質量 $M_{\text{stars}} = 2 \times 10^8 M_\odot$ を持つ銀河の予想されるハロー質量は $M_{\text{halo}} \approx 6 \times 10^{10} M_\odot$ であり, van Dokkum et al. (2018) が求めたハロー質量は約 400 倍小さくなっている.

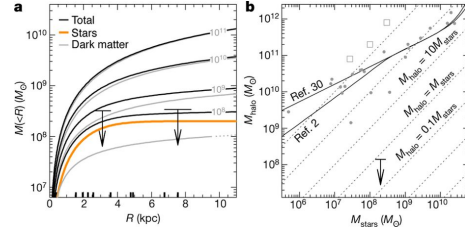


図 5: ハロー質量に対する制約. **a**, ある半径内に含まれる質量. 灰色の線は Navarro-Frenk-White プロファイルを仮定した時のハロー質量 $M_{200} = 10^8 M_\odot, 10^9 M_\odot, 10^{10} M_\odot, 10^{11} M_\odot$ を表す. 矢印は左から, 球状星団の数が半分となる時の半径, 最も外側の半径を示す. **b**, ハロー質量の上限, とハロー質量関数と銀河進化をモデル化した研究から予想されるダークマター質量との比較. Ref.2:Behroozi et al. (2013), Ref.30:Rodríguez-Puebla et al. (2017)

2.5 NGC1052 グループ

van Dokkum et al. (2019) は NGC1052-DF2 と同様な性質を持つ NGC1052-DF4 を発見した. ホスト銀河と考えられている楕円銀河 NGC1052 と NGC1052-DF2, NGC1052-DF4 について, Dragonfly Telephoto Array で得られた画像を図 6 に示す. DF2 と同じ手法を用いて推定された DF4 の恒星質

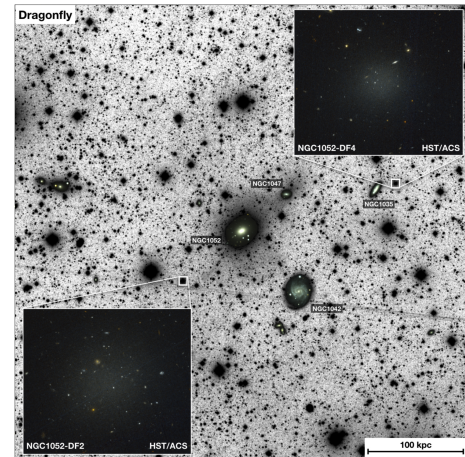


図 6: NGC1052 グループ

量, 力学質量はそれぞれ, $M_{\text{stars}} = (1.5 \pm 0.4) \times 10^8 M_\odot$, $M_{\text{TME}} = 0.4^{+1.2}_{-0.3} \times 10^8 M_\odot$ となり, ダークマターハローが欠乏している. このような銀河が発

見されたことから、DF2 だけが特別な銀河というわけではない可能性が発生してきている。

3 まとめ

van Dokkum et al. (2018) は楕円銀河 NGC1052 に所属する Ultra Diffuse Galaxy の NGC1052-DF2 は、恒星質量と力学質量が同じオーダーであることを導いた。これは、ダークマター質量が理論値よりも二桁小さい、ダークマター欠乏銀河が発見されたということになる。また、van Dokkum et al. (2019) は DF2 と同様な性質を持つ NGC1052-DF4 を新たに発見した。このような銀河が発見されていく中で、それらの形成シナリオの理論研究は始まったばかりである。

Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, *The Astrophysical Journal*, 770, 57
- Koda, J., Yagi, M., Yamanoi, H., & Komiyama, Y. 2015, *The Astrophysical Journal*, 807, L2
- Rodríguez-Puebla, A., Primack, J. R., Avila-Reese, V., & Faber, S. M. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470, 651
- van Dokkum, P., Danieli, S., Abraham, R., Conroy, C., & Romanowsky, A. J. 2019, *The Astrophysical Journal*, 874, L5
- van Dokkum, P., Danieli, S., Cohen, Y., et al. 2018, *Nature*, 555, 629
- van Dokkum, P. G., Abraham, R., Merritt, A., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 798, L45
- Watkins, L. L., Evans, N. W., & An, J. H. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 406, 264

c3

シミュレーションによるダークマター
ハローへの質量降着と星形成率の関係
の考察

大阪大学大学院 理学研究科

奥 裕理

シミュレーションによるダークマターハローへの質量降着 と星形成率の関係の考察

奥 裕理 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究では、宇宙論的流体シミュレーションコード `Gadget3-Osaka` を用いて、高赤方偏移 $z = 3-6$ での銀河進化と星形成の関係性を調べた。特に、シミュレーション結果が、先行研究によって観測的に知られている、ダークマターハローへの質量降着に対する星形成率の比と、ハロー質量の関係 ($SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係) を再現できるかを調べた。その結果、本研究のシミュレーション結果は、Harikane et al. (2018; Ha18) で示された $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係を再現できないことが分かった。シミュレーションの結果は、これまでに知られているハロー成長のモデルと星形成効率のモデルとは一致することから、本研究のシミュレーションではフィードバック機構が星形成を十分に抑制できなかったということが示唆される。

1 Introduction

銀河形成を理解することは天文学における重要な問題の一つである。銀河は大きく分けて、ダークマター、ガス、星の3つの要素から構成されていると考えられているため、銀河形成を理解するには、この3要素の関係性を理解することが必要である。例えば、ハロー質量 M_h に対するハロー内の星質量 M_* の比とハロー質量 M_h の関係 (stellar-to-halo mass ratio; SHMR) は、観測と理論の両方で多くの研究がなされてきた (Behroozi et al. 2013; Thompson et al. 2014; Harikane et al. 2016, 2018)。 Λ cold dark matter (ACDM) モデルでは、銀河はダークマターハロー内でガスが冷えて形成されると考えられており、ダークマターハロー内でのガスの冷却効率は、ダークマターハロー質量に間接的に依存する。そのため、ダークマターハロー質量 (M_h) は、銀河形成における最も基本的な物理量である。一方、ハロー内の星質量 M_* は、銀河内での星形成の結果と言える物理量であるので、SHMR は、銀河そのものの形成と銀河内での星形成を結びつける、銀河の形成と進化において重要な関係である。SHMR には、超新星爆発 (SN) フィードバックと活動銀河核 (AGN) フィードバックによって星形成が抑制されていることが表れていると考えられており、この関係は赤方偏移とともに変化する。

近年の観測機器の性能向上により、高赤方偏移の銀河について多くの観測データが得られるようになってきており、その中でも、広い視野と高い分解能を誇るすばる望遠鏡の Hyper Supreme-Cam (HSC) は、遠方銀河の数多くの高解像度データを提供している。HSC による観測結果から、高赤方偏移における銀河の様々な物理的性質とダークマターハロー質量 M_h の関係が明らかになってきた。特に、ダークマターハローへの質量降着 (\dot{M}_h) に対する星形成率 (SFR) の比とダークマターハロー質量 (M_h) の関係 ($SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係) は、赤方偏移によらず、高赤方偏移の宇宙での銀河形成における基本的な関係性であると示唆されている (Harikane et al. 2018)。 SFR/\dot{M}_h の値は、 $M_h = 10^{11.35} M_\odot$ で最大値をとり、 M_h が小さい銀河では超新星 (SN) フィードバック、 M_h が大きい銀河では活動銀河核 (AGN) フィードバックによって SFR が抑えられていると考えられている。

本研究では、宇宙論的流体シミュレーションを用いて、銀河の星形成率、ダークマターハロー質量、ダークマターハローへの質量降着を調べ、観測から得られた $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係を再現できるかを調べる。

2 Methods

本研究では、流体シミュレーションコード `Gadget3-Osaka` (Aoyama et al. 2017; Shimizu et al.

2019) を用いて、宇宙論的流体シミュレーションを行う。Gadget3-Osaka は、SN フィードバックとして、従来の熱的フィードバックに、新たに運動量フィードバックを加えた、‘Osaka feedback model’ を導入した流体シミュレーションコードである (Shimizu et al. 2019)。赤方偏移 $z = 49$ 、共動体積 $(10 h^{-1} \text{ Mpc})^3$ 、ダークマター粒子 256^3 個、ガス粒子 256^3 個の初期状態を、MUSIC コード (Hahn & Abel 2011) を用いて作り、シミュレーションを行う。このシミュレーションの空間分解能は、 $1.3 h^{-1} \text{ kpc}$ (comoving) である。赤方偏移 $z = 3, 4, 5, 6$ のそれぞれでスナップショットを書き出し、それぞれのスナップショットを初期状態として、再びシミュレーションを行う。3 枚のスナップショットを短い時間間隔 (15 Myr) で書き出し、それぞれのスナップショットから、FOF アルゴリズムを用いて 400 個のダークマターハローを見つけ出し、SUBFIND アルゴリズム (Springel et al. 2001) を用いてハロー内の中心銀河を見つけ出す (図 1)。ダークマターハローを構成する粒子の ID 番号を利用して、異なるスナップショットでのダークマターハローを対応付けることで、ハロー質量の時間微分 \dot{M}_h を求める。ハロー質量 M_h と SFR は 3 枚のスナップショットでの値の平均値を利用する。全てのシミュレーションにおいて、宇宙論的パラメータは、 $\Omega_m = 0.3089$, $\Omega_\Lambda = 0.6911$, $\Omega_b = 0.04860$, $h \equiv H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}) = 0.6774$ (Planck Collaboration XIII 2016) とした。

3 Results

3.1 $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係

シミュレーションで得た、赤方偏移 $z = 3, 4, 5, 6$ でのスナップショットから、ハロー質量と星形成率を求め、シミュレーションで $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係を再現できるかを調べた (図 2)。その結果、シミュレーションでは、 SFR/\dot{M}_h の値が Ha18 に比べて大きく、Ha18 の結果と整合する $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係は得られなかった。しかしながら、シミュレーションによって得られた $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係も、確かに、赤方偏移の変化に対して不変な関係性となっている。

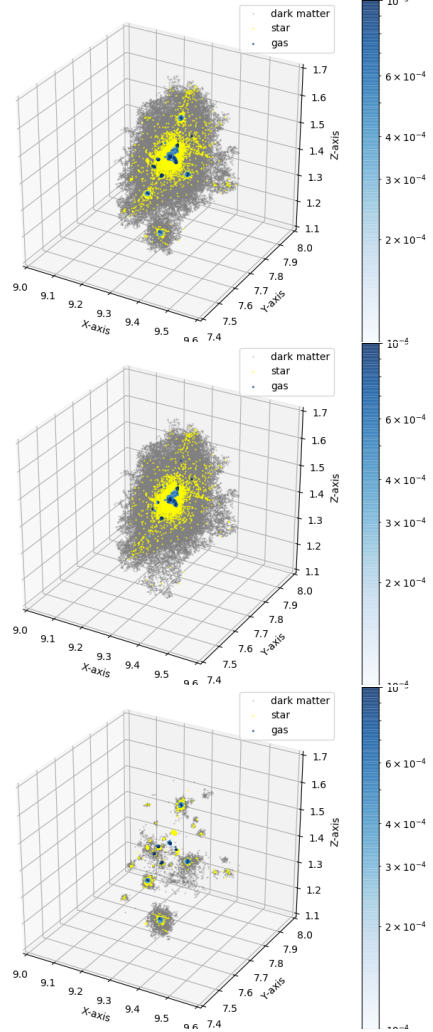


図 1: FOF アルゴリズムを用いて得たハロー (上)、SUBFIND アルゴリズムを用いて得た中心銀河 (中)、ハロー全体と中心銀河の差分 (下)。グレーの点はダークマター粒子、黄色の点は星粒子の分布を表している。ガス粒子は星形成率の値で重みづけして、青色で示している。

3.2 $\dot{M}_h - M_h$ 関係

シミュレーション結果が Ha18 の $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係を再現できない理由を調べるため、ハローへの質量降着とハロー質量の関係が、Behroozi et al. (2013; Be13) の結果と整合するかを調べた (図 3)。Ha18 では、ハローへの質量降着のモデルとして、Be13 の結果を用いている。図 3 から、シミュレーション結果は、エラーバーの範囲を含めても Be13 の結果と整合しない点があるものの、本研究のシミュレーシ

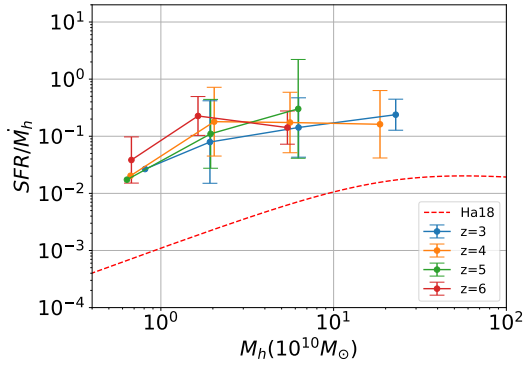


図 2: シミュレーションから求めた $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係。青、橙、緑、赤の線はそれぞれ $z = 3, 4, 5, 6$ での結果である。代表点は中央値で、エラーバーは標準偏差を示している。点線は Ha18 の $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係を示している。

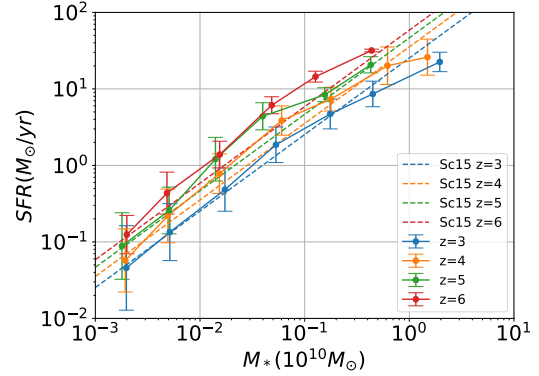


図 4: シミュレーションから求めた SFMS。青、橙、緑、赤の線はそれぞれ $z = 3, 4, 5, 6$ での値で、実線はシミュレーション結果、点線は Sc15 の結果を示している。代表点は中央値で、エラーバーは標準偏差を示している。

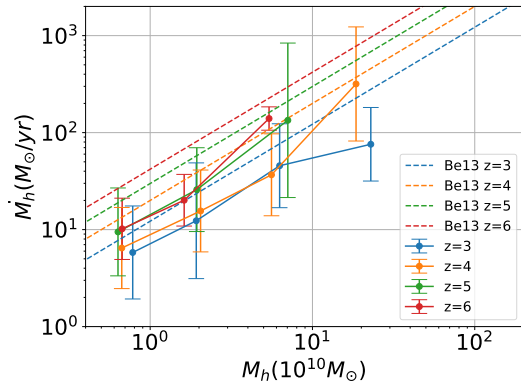


図 3: シミュレーションから求めた $\dot{M}_h - M_h$ 関係。青、橙、緑、赤の線はそれぞれ $z = 3, 4, 5, 6$ での値で、実線はシミュレーション結果、点線は Be13 の結果を示している。代表点は中央値で、エラーバーは標準偏差を示している。

ンが $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係を再現できないことを説明できるほどの差は、無いことが分かる。

3.3 $SFR - M_*$ 関係

$SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係と $\dot{M}_h - M_h$ 関係を調べた結果、ハロー質量に対して星形成率 (SFR) が大きいことが分かった。これらの直接の関係を比較する前に、シミュレーションで設定した星形成効率が、観測と整合するものであることを確認するために、銀河の星質量に対する星形成率の関係を調べ、Schreiber et al. (2015; Sc15) と比較した。星質量に対する星形成率の関係は、star formation main sequence (SFMS) と

呼ばれる。図 4 はその結果である。シミュレーションの結果は Sc15 の値とよく一致しており、シミュレーションで設定した星形成効率は、観測から知られている、銀河内の星形成効率のモデルと整合することが分かる。

3.4 SHMR

これまでの結果から、本研究のシミュレーションでは、星形成効率は観測の結果と整合するものの、ハロー質量に対して星質量が大きいことが示唆される。このことを明らかにするために、SHMR を Ha18 と比較した (図 5)。その結果、確かに、シミュレーションから得られる SHMR は、観測から求められた値に比べて大きいことが分かった。

3.5 $SFR - M_h$ 関係

最後に、本研究のシミュレーション結果と Ha18 の、星形成率とハロー質量の直接の関係を比較した (図 6)。この結果から、本研究のシミュレーションでは、ハロー質量に対する星形成率が、Ha18 で示された結果よりも大きく、この差があるために、 $SFR/\dot{M}_h - M_h$ 関係が一致しなかったことがわかる。

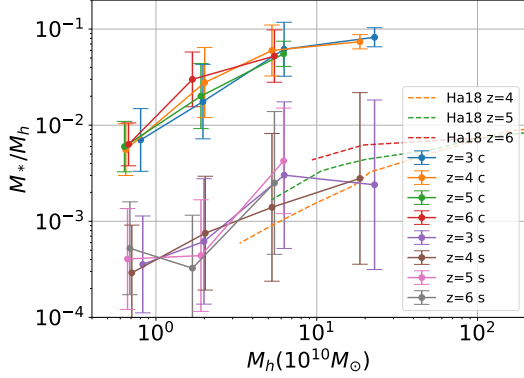


図 5: シミュレーションから求めた SHMR。青、橙、緑、赤の実線はそれぞれ、 $z = 3, 4, 5, 6$ での、中心銀河についての SHMR。紫、茶、ピンク、グレーの実線はそれぞれ、 $z = 3, 4, 5, 6$ での、ハロー内の矮小銀河についての SHMR。代表点は中央値で、エラーバーは標準偏差を示している。

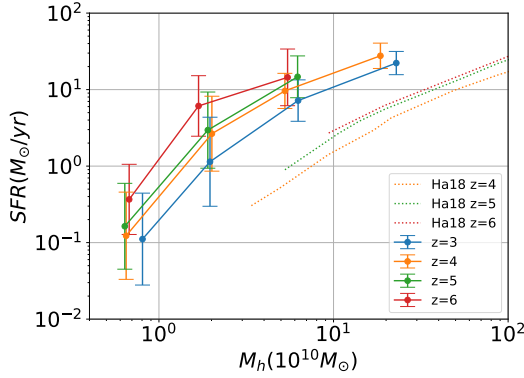


図 6: シミュレーションから求めた星形成率とハロー質量の関係。青、橙、緑、赤の線はそれぞれ $z = 3, 4, 5, 6$ での値で、実線はシミュレーション結果、点線は Ha18 の結果を示している。代表点は中央値で、エラーバーは標準偏差を示している。

4 Discussion & Conclusion

本研究では、Gadget3-Osaka を用いて、 $z = 3, 4, 5, 6$ における、銀河とダークマターハローの関係調べ、シミュレーションが観測的に求められた関係を再現できるかを調べた。その結果、シミュレーション結果は、観測的に求められた $SFR/\dot{M}_h - M_h$ を再現できない(図 2) ことが分かった。シミュレーションから得られるハロー質量に対するハローへの質量降着の関係(図 3) と、SFMS(図 4) は、先行研究で示された値と一致することから、本研究のシミュレーションの結果は、これまでに知られているハロー成長のモデルと銀河内の星形成効率のモデルの両方と、整合していると言える。これらの結果から、本研究のシミュレーションでは、ハロー質量と星形成を結びつける物理を再現できていなかったことが示唆される。ハロー質量と星形成に関わる物理プロセスとしては、フィードバック機構が考えられる。本研究で用いた Gadget3-Osaka は、SN フィードバックモデルに、新たに ‘Osaka feedback model’ を導入した流体シミュレーションコードである (Shimizu et al. 2019) が、SN フィードバックが星形成を十分に抑制できなかった可能性がある。また、本研究のシミュレーションの空間分解能が高かったために、星形成が活発になり、SFR の値が大きくなった可能性も考えられる。

今後、本研究のシミュレーションでの、銀河の星質量関数 (galaxy stellar mass function) を調べ、シミュレーション結果が、先行研究と整合する点、しない点をより明らかにしたい。また、ボックスサイズ、粒子数の異なるシミュレーション結果を解析して、本研究のシミュレーションで星形成率が高くなった原因を調べる予定である。

Reference

Aoyama, S., Hou, K., Shimizu, I. et al. 2017, MNRAS, 466, 105
 Behroozi, P., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
 Hahn, O., & Abel, T. 2011, MNRAS, 415, 2101
 Harikane, Y., Ouchi, M., Ono, Y., et al. 2016, ApJ, 821, 123
 Harikane, Y., Ouchi, M., Ono, Y., et al. 2018, PASJ, 70, S11
 Planck Collaboration XIII 2016, A&A, 594, A13
 Schreiber, C., Pannella, M., Elbaz, D., et al. 2015, A&A, 575, A74
 Shimizu, I., Todoroki, K., Yajima, H., & Nagamine, K. 2019, MNRAS, 484, 2632
 Springel, V., White, S. D. M., Tormen, G., & Kauffmann, G. 2001, MNRAS, 328, 726
 Thompson, R., Nagamine, K., Jaacks, J., & Choi, J. 2014, ApJ, 780, 145

c4

銀河のダークハロー fundamental plane
の進化

大阪大学大学院 理学研究科
福島 啓太

銀河のダークハロー fundamental plane の進化

福島 啓太 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

これまで宇宙で最大のビリアル平衡に達している天体であると考えられてきた銀河団は、最近の研究によりビリアル平衡に達していないことが確認されてきた。そこで我々は同様にビリアル平衡に達していると考えられている銀河に対して、IllustrisTNG simulation のデータを用い解析を行った。ハロー質量 $M_h = 10^{11-15} M_\odot/h$ のハローに対し、半径とハロー質量、速度分散の二乗の対数空間での相関関係と時間進化を調べたところ、どの赤方偏移に対しても銀河はビリアル平衡に近いことや Fundamental Plane 上に乗ること、低赤方偏移では少しビリアル平衡からずれることが分かった。また現在知られている星質量-ハロー質量関係について、ハローの内部構造が関係していると考え、半径とハロー質量、星質量/ハロー質量の対数空間での相関関係を調べた。また同じハロー質量の銀河でも半径が小さい銀河の方が星質量が高く、星質量-ハロー質量関係の分散はハローの密度によることが分かった。

1 Introduction

これまで銀河団は宇宙で最大のビリアル平衡に達した天体であると考えられてきた。しかし最近の研究はそれが正しくないことを示している (Fujita et al. 2019)。銀河団などのダークハローの密度分布は Navarro-Frenk-White profile (Navarro et al. 1997) で表される。その特徴的な半径を R_s 、その半径内の質量を M_s とし、さらに銀河団ガスの温度を T_x とし、対数空間 ($\log R_s, \log M_s, \log T_x$) 上に多数の銀河団をプロットすると、平面 (Fundamental Plane) に沿って分布する。ビリアル関係を考えると速度分散 σ を用いて、

$$T_x \propto \sigma^2 \propto \frac{M_s}{R_s} \quad (1)$$

とかける。これより、銀河団がビリアル平衡である場合の法線ベクトルは $(1, -1, 1)$ となるはずであるが、先行研究ではその向きと異なる。これは銀河団は未だにビリアル平衡に達しておらず、成長途中にあることを示している。この結果は観測・シミュレーション共に示されている。

そこで今回我々はより質量の小さい系である銀河が、ビリアル平衡に達しているかどうか、また時間進化はどのようになっているか IllustrisTNG (Nelson et al. 2019; Pillepich et al. 2018; Springel et al. 2018; Nelson et al. 2018; Naiman et al. 2018; Marinacci

et al. 2018) のシミュレーションデータを用いて同様の解析を行うことで調べた。この際 R_s の情報を簡単に手に入れることが出来なかったため、ハロー質量 M_h の半分の質量になる半径 R_{half} を用いた。そのため以下の議論では先行研究と直接比較出来ないことを断っておく。

また我々は銀河のダークハローには、銀河形成の情報が残されていると考え、赤方偏移 $z = 0$ でのダークハローの構造と銀河の星質量の関係も調べた。銀河は衝突・合体を繰り返す、成長していくと考えられている。ダークハローは自己重力により収縮していくため、衝突などを昔に起こした銀河は最近衝突などを起こしたばかりの銀河よりダークハローの平均密度は高いと考えられる。このように銀河の進化とダークハローの進化には強い相関があり、銀河の星質量 (M_*)- M_h の関係 (Leauthaud et al. 2012; Coupon et al. 2015) や星形成率 (Star Formation Rate; SFR) - M_h の関係 (Mashian et al. 2016; Harikane et al. 2016, 2018) など様々な相関関係が調べられている。

今回 $\log R_{\text{half}}, \log M_h, \log M_*/M_h$ の $z = 0$ における対数空間 3 次元分布を調べ、ハローの構造と M_* の関係についても調べた。

section 2 では用いたデータとその解析手法について、section 3 では結果を、section 4 で議論を載せる。

2 Methods

今回我々は、IllustrisTNG 300-2 のシミュレーションデータを用いた。これは SPH シミュレーションであり box size, Dark matter particle mass, gas particle mass はそれぞれ $205.0^3(\text{Mpc}/h)^3$, $4.7 \times 10^8 M_\odot/h$, $8.8 \times 10^7 M_\odot/h$ である。このシミュレーションには各 redshift に対し subfind を行なったデータがあり、また元の snapshot の生データも公開されておりそれを用いた。用いた宇宙論パラメータはそれぞれ、 $\Omega_m = 0.3089$, $\Omega_\Lambda = 0.6911$, $\Omega_b = 0.0486$, $h = 0.6774(100 \text{ km/s/Mpc})$ である (Planck Collaboration et al. 2016)。

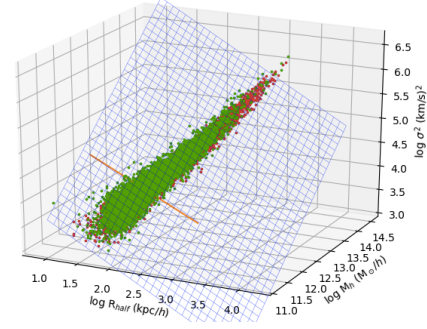
今回はサンプルに $M_h = 10^{11-15} M_\odot/h$ のダークハローを選んだ。subfind のデータセットには温度の情報がなかったため、SPH 粒子の内部エネルギーから SPH 粒子の温度を計算し質量平均をとることで求めた。Fundamental Plane を書くときには、多量の subhalo を用いる必要があったために、逐一温度を求めることは現実的でなかったため、(1) 式より σ^2 を温度の代わりに用いた。

3次元分布のフィッティング平面を求めるときは、主成分分析の手法を用いた。これは分散が最大となる方向を第一主成分、それと直交する方向で分散が最大となる方向を第二主成分というように相関のあるデータをより少ない変数で表現する手法である。具体的にはデータの共分散行列を求め、その固有値と固有行列を計算する。固有値の大きい順から第一成分、第二成分、第三成分となる。

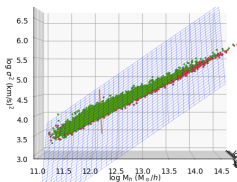
3 Results

$z = 0$ のハローについて $\log R_{\text{half}}$, $\log M_h$, $\log \sigma^2$ の分布に対し、主成分分析を行い Fundamental Plane と 3次元分布を求めた (図 1)。この時 $M_h = 10^{11-15} M_\odot/h$ のハローをサンプルに選んだ。

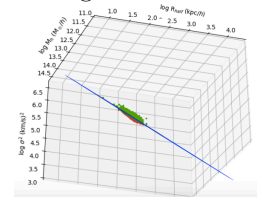
図 1[a] が 3次元分布と Fundamental Plane を描いたものであり、散布図の緑と赤の色の違いは平面からどちら側にずれているかを表している。[b] は [a] を R_{half} 方向から見たものであり、 M_h が大きくなるにつれ σ^2 が大きくなるつまり温度が高くなること、分散は R_{half} によるものであり同じ M_h でも R_{half}



[a] $\log R_{\text{half}} - \log M_h - \log \sigma^2$ 関係



[b] $\log M_h - \log \sigma^2$ 関係



[c] 第一主成分方向からの図

図 1: $z = 0$ での Fundamental Plane

が小さい方が σ^2 が大きくなることが [a] と見比べると分かる。図 1 [c] からは $\log R_{\text{half}}$, $\log M_h$, $\log \sigma^2$ の分布は Fundamental Plane 上に綺麗に乗ることが分かる。

Fundamental Plane の法線ベクトル \vec{n} と σ^2 軸との角度を θ とし、 \vec{n} を $R_{\text{half}} - M_h$ 平面に射影したベクトルと R_h 軸との角度を ψ としそれぞれ求め、時間進化を θ, ψ 平面に表示した (図 2)。

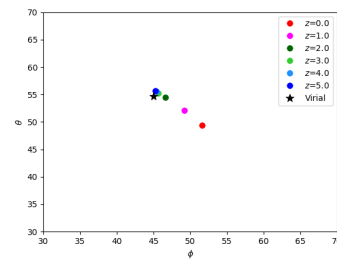


図 2: 法線ベクトルの方向の時間進化

星印は Virial 関係が成り立つときの \vec{n} の方向を表したものである。比較的どの redshift でもビリアル平衡にあるが $z = 0$ に近づくにつれて少しずつ離れていくことが分かる。

$z = 0$ でのハローに対して、 $\log M_h$, $\log R_{\text{half}}$,

$\log M_*/M_h$ の分布に対し主成分分析を行い、Fundamental Plane と 3 次元分布を求めた (図 3)。この時 $M_h = 10^{11-15} M_\odot/h$ のハローを用いた。

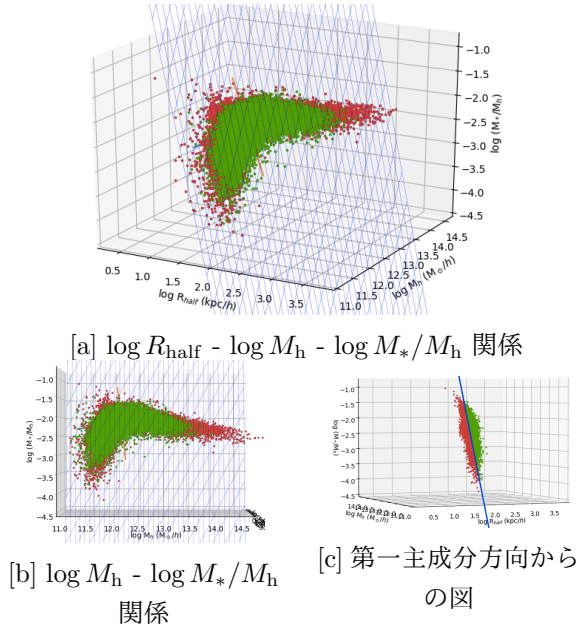


図 3: $z = 0$ M_*/M_h の Fundamental Plane

散布図の緑と赤の色の違いは、平面からどちら側にずれているかを表している。図 3 より R_{half} , M_h , M_*/M_h の分布は同じ平面上に乗ることが分かる。図 3[b] のトレンドは先行研究と一致しており、1 桁ある分散は R_{half} によるものであることが図 3[a][c] より分かる。この傾きは同じ M_h で R_{half} が小さい方が M_*/M_h が大きくなることを示す。また先行研究通り M_{halo} が $10^{12} M_\odot/h$ の時に M_*/M_h のピークがくることが分かる。

図 3 でダークハローの構造が M_*/M_h に影響を与えていることを確かめるために、 $10^{12.6989-12.7075} M_\odot$ の範囲を抜き出してき、 $\log R_{\text{half}}$, $\log M_*/M_h$ について plot した

このトレンドは同じ M_h でも R_{half} が小さい方が M_* が大きくなることを示している。

4 Discussion

図 1,2 より銀河は高赤方偏移ではほぼビリアル平衡に達しており、銀河団と違い成長がほとんど終わった

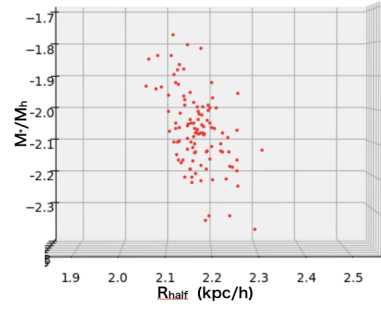


図 4: $\log R_h - \log M_*/M_h$ 関係

安定した系であることが分かる。低赤方偏移ではビリアル平衡の状態からずれており、ビリアル平衡の関係のうち圧力の項が効いてきていると考えられる。

図 2 より高赤方偏移では θ , ϕ はビリアル関係と一致しているが、低赤方偏移ではビリアル関係からずれていく。この理由については、 M_h ごとの \vec{n} の進化などを調べ考察する予定である。

図 4 は同じハロー質量で描いた図であるので、 R_{half} が大きい方は低密度のハローであり、小さい側は高密度のハローであると考えられる。これより高密度のハローの方が低質量のハローより星質量を多く持っていることが分かる。

ハローの密度はハローの年齢と相関があり、高密度のものは形成されてから時間の経ったより年若いハローであり低密度のハローは年齢の若いハローであると考えられている。これを確かめるため、いくつかのサンプルに対し Merger Tree を辿ることによって $z = 0$ でのハロー質量 M_{h0} の半分のハロー質量となる redshift を調べた。 $\log R_{\text{half}}$ と redshift で plot したものが図 5 である。

図 5 より高密度のハローは、 M_{h0} に到達した時期が低密度のハローより昔であることが分かる。これは高密度のハローの方が低密度のものより高齢であることを示している。

図 5 より高齢の銀河は、同じ質量の若い銀河より星質量が高いことが分かる。そしてその年齢による違いが図 3[b] の $M_h - M_*/M_h$ 関係の分散の原因になっていることが分かった。

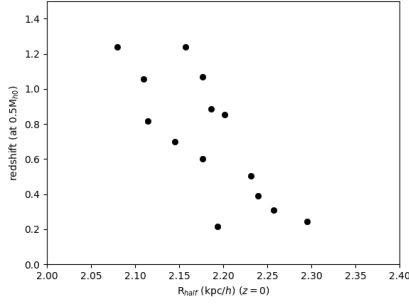


図 5: $0.5M_{h0}$ に達した時の redshift と $z = 0$ での $\log R_{\text{half}}$ の関係

5 Conclusion

我々は IllustrisTNG simulation のデータを用い、 $M_h = 10^{11-15} M_\odot/h$ のハローに対し $\log R_{\text{half}}$, $\log M_h$, $\log \sigma^2$ の相関関係と時間進化、 $\log R_{\text{half}}$, $\log M_h$, $\log M_*/M_h$ の相関関係を調べた。その結果どの赤方偏移でもハローはおおよそビリアル平衡に達しており Fundamental Plane 上に乗ることや、低赤方偏移では少しビリアル平衡からずれることが分かった。また同じ M_h の銀河でも R_{half} が小さい銀河の方が M_* が高いことが分かった。これにより M_*/M_h - M_h 関係の分散は、ハローの密度によるものであり、ハローの年齢を反映していることが示唆された。

Reference

Fujita, Y., Donahue, M., Ettori, S., et al. 2019, *Galaxies*, 7, 8

Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493

Nelson, D., Springel, V., Pillepich, A., et al. 2019, *Computational Astrophysics and Cosmology*, 6, 2

Pillepich, A., Nelson, D., Hernquist, L., et al. 2018, *MNRAS*, 475, 648

Springel, V., Pakmor, R., Pillepich, A., et al. 2018, *MNRAS*, 475, 676

Nelson, D., Pillepich, A., Springel, V., et al. 2018, *MNRAS*, 475, 624

Naiman, J. P., Pillepich, A., Springel, V., et al. 2018, *MNRAS*, 477, 1206

Marinacci, F., Vogelsberger, M., Pakmor, R., et al. 2018, *MNRAS*, 480, 5113

Leauthaud, A., Tinker, J., Bundy, K., et al. 2012, *ApJ*, 744, 159

Coupon, J., Arnouts, S., van Waerbeke, L., et al. 2015, *MNTAS*, 449, 1352

Harikane, Y., Ouchi, M., Ono, Y., et al. 2018, *PASJ*, 70, S11

Mashian, N., Oesch, P. A., & Loeb, A. 2016, *MNRAS*, 455, 2101

Harikane, Y., Ouchi, M., Ono, Y., et al. 2016, *ApJ*, 821, 123

Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, *A&A*, 594, A13

c5

CTA で探るダークマター
東京大学大学院 宇宙線研究所
野村 亮介

CTA で探るダークマター

東京大学大学院 宇宙線研究所 野村 亮介

Abstract

最近の観測により、宇宙の全エネルギーのうち約 27 % をダークマターが占めていることが分かった。ダークマターは質量を持つが光学的に観測ができないため、未だに正体が不明であり、宇宙物理学における重要な課題である。

ダークマターの有力な候補の 1 つとして Weakly Interacting Massive Particle(WIMP) が挙げられる。WIMP ダークマターに期待される質量や対生成断面積、対消滅断面積などのパラメータの範囲は広いので、その探索には加速器実験、直接探索、間接探索などの手法が用いられている。

加速器実験は光速近くまで加速させた陽子同士や電子陽電子等を衝突させ、発生した粒子を検出する方法で、現在の LHC では新粒子について数百 GeV までの質量範囲が探索対象となっている。微小な対生成断面積まで WIMP を探索できるが、探索できる範囲は加速器のエネルギーによって制限されている。

直接探索はバックグラウンドを減らすため、地下に設置した検出器を用いてダークマターと原子核との散乱により電離した電子や光子の振動等を検出する。

間接探索とはダークマターの対消滅や崩壊により生成された粒子を観測する方法である。主に加速器が対象とする質量よりも大きな質量領域 (TeV 領域) が今後の探索対象となる。

我々が現在建設中の次世代ガンマ線天文台 Cherenkov Telescope Array(CTA) は TeV 領域において、現行の大気チェレンコフ望遠鏡 H.E.S.S の約 10 倍程度高い感度を持ち、理論的に予言されるダークマターからのガンマ線の信号を検出するのに十分な感度であると考えられる。仮にそういったガンマ線の信号が検出されなくとも、モデルに厳しい制限をつけることができる。

本発表では、ダークマターについてのレビューを行い、そして CTA がダークマター探索に対してどのように貢献するかについて述べる。

1 ダークマター

1.1 ダークマターの存在

1930 年代に Fritz Zwicky はかみのけ銀河団内の銀河について、運動エネルギーから求められる力学的質量と分子輝線の光度から見積もられる光学的質量との差を説明するためにダークマターの存在を仮定した。

後にダークマターの存在証拠となる観測結果が得られた。それ以降も中性水素の 21cm 線を用いた銀河の回転曲線の観測、重力レンズ効果の観測、宇宙背景放射の観測様々な方法により、ダークマターの存在がほぼ確実に存在すると考えられている。ダークマターには大きく分けて Cold Dark Matter(CDM) と Warm Dark Matter(WDM)、Hot Dark Matter(HDM) の 3

種類があるが、宇宙空間に存在するダークマターの殆どすべてが CDM または WDM であると考えられている。

さらにダークマターの有力な候補として WIMP が挙げられている。WIMP には超対称性理論に従うものが含まれている。宇宙初期において WIMP ダークマターは対生成と対消滅を繰り返して、熱平衡状態にあった。しかし宇宙の膨張に伴って、WIMP ダークマターの密度が下がり対消滅がほとんど起こらなくなる。こうしてダークマターは今日まで残存している。現在のダークマターの残存量は宇宙背景放射等の観測から推定され、その対消滅断面積は $\langle \sigma v \rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ 程度と予想される。この断面積は弱い相互作用による反応断面積と同程度である。この一致によって WIMP がダークマターの有力な候補と

して挙げられる。

1.2 ダークマターの性質

今日までの様々な観測結果から WIMP の満たすべき性質が分かっている。その性質とは電氣的にほぼ中性であり、重力相互作用に加えて極めて弱い相互作用のみ受け、安定であり質量は理論的に $100\text{GeV} \sim \text{数 TeV}$ 程度であることが期待されている。WIMP として満たすべき性質が判明しているものの WIMP ダークマターの正体は未だに判明していない。素粒子の標準模型に含まれるニュートリノは相互作用についてはこの性質を満たすが、質量がほぼゼロであり期待される質量密度には遠く及ばない。そのため、素粒子の標準理論を超える新たな理論が必要となる。そういった理論の中で最も有力なものが超対称性理論である。超対称性理論とは既知である全ての素粒子にパートナーとなる粒子が存在すると考える理論で、複数の未発見である粒子の存在を予言する。その未発見粒子の中にダークマターの候補となりうる粒子が存在する。

2 ダークマターの探索

WIMP に期待される質量や対生成断面積、対消滅断面積などのパラメータの範囲は広いので、その探索には加速器実験、直接探索、間接探索などの手法が用いられている。図 1 にダークマター対消滅のダイアグラムを示す。

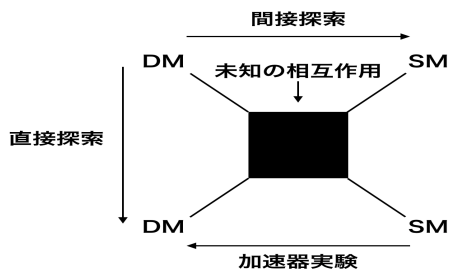


図 1: ダークマター対消滅のダイアグラム SM は標準模型粒子を表す

2.1 加速器実験

加速器実験は光速近くまで加速させた陽子同士や電子陽電子等を衝突させ、欠損したエネルギーを測定する方法である。この欠損エネルギーは、観測された安定な粒子のエネルギーを計算することで求められる。微小な対生成断面積まで WIMP を探索できるが、探索できる範囲は加速器のエネルギーによって制限されている。

2.2 直接探索

検出器内部の原子核はダークマターとの衝突する際に反跳される。この反跳により電離した電子や光子の振動、熱などを検出する方法が直接探索である。WIMP は原子核と非常に弱い相互作用のみするので衝突のイベントレートが非常に少なくかつ反跳エネルギーが小さいので大容積検出器と低閾値を必要とする。WIMP と原子核が同程度の質量を持つ時に最大の感度を発揮する。そのため、重い WIMP を探す場合には重い原子核を、軽い WIMP を探索するには軽い原子核を用いるというように、探索する WIMP の質量範囲に応じて検出器内部の原子核が異なる。また、滅多に起こらない原子核と WIMP との衝突がバックグラウンドに埋もれないように探索を行わなければならない。宇宙線のバックグラウンドを避けるため直接探索は地下の検出器によって行われる。また、エネルギー損失等の情報からバックグラウンドを分離できる。図 2 に検出の概要図を示す。

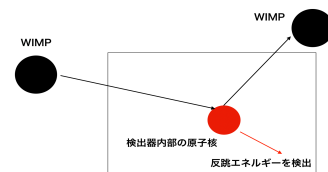


図 2: WIMP 直接探索の概要図

2.3 間接探索

銀河中心や矮小楕円銀河、銀河団周辺など、観測された速度分散や質量分布からダークマターの密度

が高いと予想されている領域における対消滅を観測対象としている。図 1 に示した対消滅の過程により発生したガンマ線や陽電子、反陽子、ニュートリノの信号を検出することで間接的にダークマターの存在を検証する方法であるが、中でもガンマ線は陽子や電子などの荷電宇宙線と異なり直進するので銀河の磁場に曲げられることなく直進するので方向依存性を失わない。そのためガンマ線望遠鏡を用いた観測が間接探索には有効であり、フェルミガンマ線望遠鏡 (*Fermi* 衛星) や現行の解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) である VERITAS, H.E.S.S, MAGIC でダークマター探索が行われている。主に加速器が対象とする質量よりも大きな質量領域 (TeV 領域) が探索対象となる。

(図 1)

3 CTA によるダークマター探索

CTA は従来の IACT の約 10 倍の感度を持ち、大きさの異なる 3 種類の望遠鏡を用いることで 20GeV から 300TeV までの広いエネルギー帯及び全天での観測が可能である。CERN の大型ハドロン加速器では WIMP が検出できていない。また、*Fermi* 衛星でも未だに発見に至っていない。つまり、これらの探索エネルギー領域の上限である数百 GeV 以上の領域が残されており、その領域を探索する必要がある。そのため 300TeV までのエネルギー領域を観測対象とする CTA は WIMP 起源のガンマ線を検出可能であると考えられる。図 3 に各 IACT のガンマ線検出感度を示す。また、CTA を用いたガンマ線観測により、ダークマターの性質を調べるのに理想的である矮小楕円体銀河 (ダークマターが支配的な天体) の密度プロファイルに制限をつけることで、WIMP ダークマターのモデルにも強い制限がつくことが期待される。

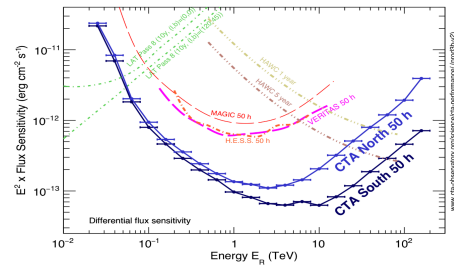


図 3: 各 IACT のガンマ線検出感度 ([http://www.cta-observatory.org/science/cta-performance/\(prod3b-v2\)](http://www.cta-observatory.org/science/cta-performance/(prod3b-v2)))

4 まとめ

本発表ではダークマターの候補や性質、そしてダークマターの存在を確認するための 3 つのアプローチについて述べた。ダークマターの正体は未だに判明していないが、CTA の有する高い感度と広いエネルギー領域によってダークマターの検証が期待される。

Reference

- CTA-Japan Consortium 2014, Cherenkov Telescope Array 計画書 <http://www.cta-observatory.jp/Documents/2014/CTA-JapanLOI20140715.pdf>
- Hiroshima, Hayashida & Kohri(2019), "Dependence of accessible dark matter annihilation cross-sections on the density profiles of dwarf spheroidal galaxies with the Cherenkov Telescope Array", arXiv:1905.12940[astro-ph.HE] 1-2, 8-9
- The Cherenkov Telescope Array Consortium(2018), "Science with the Cherenkov Telescope Array", arXiv:1709.07997[astro-ph.IM] 38-47

c6

銀河団の衝撃波面で期待される1次フェ
ルミ加速

青山学院大学大学院 理工学研究科
野口 実沙子

銀河団の衝撃波面で期待される 1 次フェルミ加速

野口 実沙子 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

宇宙空間には、宇宙線という高エネルギー粒子が飛び交っている。宇宙線の起源として超新星残骸の無衝突衝撃波が考えられているが、未だ理論的な解明には至っていない。加速によって宇宙マイクロ背景放射 (CMB) を種光子とした逆コンプトン散乱が起き、その放射を観測することができれば、銀河団周辺の降着衝撃波が宇宙線源であるという裏付けをすることができる。そこで今回は 1 次フェルミ加速という加速機構について述べる。

1 Introduction

銀河団とは、銀河団とは重力的に束縛されている銀河の集まりである。大きさは数 10 Mpc から数 100 Mpc 以上で、力学的な平衡に達した天体としては宇宙最大である。銀河団を構成する銀河個数は 10 個以上で、1000 個かそれ以上の銀河団もある。質量はダークマター込みで太陽質量の $10^{14} - 10^{15}$ 倍程度であり、構成する物質の割合はダークマター、ガス、星の順に約 85, 13, 2 % と考えられている。

銀河団ガスの温度は 1000 万度から 1 億度であるが、高温プラズマは銀河団の巨大な重力ポテンシャルに囚われている。高温のガスからは熱制動放射による X 線が放射され、X 線光度を観測から知ることができれば X 線源の温度がわかり、メンバー銀河の速度分散がわかる。現在の宇宙における銀河団の数密度は 1 Mpc に 10^{-5} 個であり、銀河団内部の物質密度は宇宙の平均より 2 桁以上高い。

2 衝撃波

衝撃波とは、超音速の流れが流体中に引き起こす不連続面のことである。波面の前後で流体の質量、運動量、エネルギーはそれぞれ保存されるので、質量の保存則の式、運動量の保存則の式、エネルギーの

保存則の式はいかに示される。

$$\rho V = \text{const.} \quad (1)$$

$$\rho V^2 + p = \text{const.} \quad (2)$$

$$\rho V \left(\frac{1}{2} V^2 + \frac{u + p}{\rho} \right) = \text{const.} \quad (3)$$

ρ は密度、 V は速度、 p は圧力、 u は内部エネルギー密度である。

$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2 \quad (4)$$

$$p_1 + \rho_1 V_1^2 = p_2 + \rho_2 V_2^2 \quad (5)$$

$$\rho_1 V_1 \left[\frac{1}{2} V_1^2 + \frac{u_1 + p_1}{\rho_1} \right] = \rho_2 V_2 \left[\frac{1}{2} V_2^2 + \frac{u_2 + p_2}{\rho_2} \right] \quad (6)$$

添え字 1 は上流、2 は下流を示す。これを Rankine-Hugoniot の関係式という。

3 1 次フェルミ加速

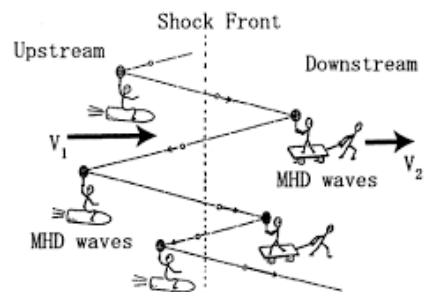


図 1: 1 次フェルミ加速の模式図

粒子が衝撃波面を角度 θ^+ で上流から下流に横切る系を考える。上流の流体とともに運動する計ではかった量には添え字 u 、下流の流体とともに運動する系ではかった量には添え字 d をつける。ローレンツ変換から

$$E^u = E - V_1 p \cos \theta^+ \quad (7)$$

$$E^d = E - V_2 p \cos \theta^+ \quad (8)$$

の関係があることがわかる。

下流で散乱されて上流に戻るときに衝撃波面を角度 θ^- で横切るとする。

この時の散乱は下流の流体系でエネルギーが保存するので、衝撃波系ではかると p, E から、 p', E' に変化しているので、

$$E^d = E' - V_2 p \cos \theta^- \quad (9)$$

$$E'^u = E' - V_1 p \cos \theta^- \quad (10)$$

の関係が成立する。 E' が E からどれだけ変化しているか

V/c の 1 次の範囲で考える

$$\begin{aligned} \frac{E'^u}{E^u} &= \frac{E'^u}{E^d} \frac{E^d}{E^u} \\ &= \frac{\left(1 - \frac{V_1 v}{c^2} \cos \theta^-\right) \left(1 - \frac{V_2 v}{c^2} \cos \theta^+\right)}{\left(1 - \frac{V_2 v}{c^2} \cos \theta^-\right) \left(1 - \frac{V_1 v}{c^2} \cos \theta^+\right)} \quad (11) \end{aligned}$$

$V \ll v$ を考えているので、角度分布はほとんど等方と考える。

$\cos \theta$ の期待値は

$$\langle \cos \theta^+ \rangle = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta} = \frac{2}{3} \quad (12)$$

$$\langle \cos \theta^- \rangle = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta} = -\frac{2}{3} \quad (13)$$

一往復によるエネルギー変化の期待値は

$$\frac{E'^u}{E^u} = 1 + \frac{4(V_1 - V_2)v}{3c^2} \quad (14)$$

となり、エネルギーが増加することがわかる。

$\Delta E = E' - E = v \Delta p$ の関係をつかうと、運動量の大きさの増加量は

$$\Delta p = \frac{4(V_1 - V_2)E}{3c^2} = \frac{4(V_1 - V_2)p}{3v} \quad (15)$$

粒子が相対論的なエネルギーをもつ場合

$$v = c, E = pc \quad (16)$$

n 回往復したあと、粒子の運動量は

$$p_n = p_0 \left\{ 1 + \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \right\}^n \approx \exp \left\{ \frac{4n(V_1 - V_2)}{3c} \right\} \quad (17)$$

粒子が非相対論的な場合

$$E = mc^2, p = mv \quad (18)$$

$$p_n = p_0 + nmc \left\{ \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \right\} \quad (19)$$

一往復あたりに逃げる粒子の割合を求める。

上流から下流へ横切る粒子数は数密度を N として分布関数を $f(\theta, \phi) = N/4\pi$ を用いて

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \frac{N}{4\pi} v \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (20)$$

より、 $Nv/4$ であるが、流れていく粒子数は NV_2 となる。

粒子の逃げる割合を P_{esc} とすると $P_{esc} = 4V_2/v$ となる。 n 回以上往復する割合は、粒子が相対論的な場合には

$$P_{>n} = \left(1 - \frac{4V_2}{c} \right)^n \approx \exp \left(-4n \frac{V_2}{c} \right) \quad (21)$$

となる。したがって運動量が p より大きい粒子数 N_P は、

$$N_{>p} \propto P_{>n} \propto p^{-3V_2/(V_1 - V_2)} \quad (22)$$

となり、ベキ型のスペクトルが得られた。

運動量が p と $p + dp$ の間にある粒子数を表す微分スペクトル $N(P)$ は $p^{-\mu}$ に比例することになる。スペクトル指数

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{V_1 + 2V_2}{V_1 - V_2} \\ &= \frac{V_1/V_2 + 2}{V_1/V_2 - 1} = \frac{r + 2}{r - 1} \quad (23) \end{aligned}$$

は、衝撃波の圧縮比 r のみで決まる。マッハ数無限大の衝撃波の場合にはベキ指数は $\mu = 2$ となり、観測される宇宙線のスペクトルや電波源での電子スペクトルを再現することになる。粒子が非相対論的な場合、逃げる確率が運動量に依存する。

Reference

- 祖父江義明, 岡村定 & 谷口義明, 2007, 銀河 I, 日本評論社
祖父江義明, 有本信雄 & 家正則, 2007, 銀河 II, 日本評論社
高原 文郎 2002, 天体高エネルギー現象, 岩波書店
坂下志郎& 池内了 1996, 宇宙流体力学, 培風館

c7

降着衝撃波による逆コンプトン散乱放射の可視光観測に適した銀河団の決定
青山学院大学大学院 理工学研究科
大久保 宏樹

降着衝撃波による 逆コンプトン散乱放射の可視光観測に適した銀河団の決定

大久保 宏樹 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

宇宙空間には、宇宙線という高エネルギー粒子が飛び交っている。宇宙線の起源として超新星残骸の無衝突衝撃波が考えられているが、未だ理論的な解明には至っていない。銀河団周辺の降着衝撃波も宇宙線電子の源ではないかと考えられ、衝撃波面でのフェルミ加速によって宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) を種光子とした逆コンプトン散乱が起き、その放射を観測することができれば、銀河団周辺の降着衝撃波が宇宙線源であるという裏付けをすることができる。これまで硬 X 線とガンマ線で観測しようと研究されてきたが、明確な検出例は未だ出ていない。そこで、可視光で観測しようと考えたのが先行研究の Yamazaki & Loeb (2015) である。これまで可視光で観測しようと考えられなかったのは、可視光では暗すぎて検出されないと考えられていたからである。しかし最近になって、Dragonfly Telephoto Array などの超低面輝度の放射を観測することができる手法が確立し、検出が期待されたことによって、可視光での観測に関する研究に至った。私の研究では、独自の観測に向けて逆コンプトン散乱放射の表面輝度を求め、観測の可能性のある銀河団を絞り込んだ。

1 Introduction

通常の天体望遠鏡をいくつも並べた構造をしており、その様子がトンボの複眼に似ていることから”Dragonfly”の名が付けられている。2013 年に 3 本の望遠鏡を並べたものからスタートし、2018 年現在では 24 本並べたものが 2 つある。特徴は、表面輝度が暗く、広がった天体 (銀河団など) からの放射の検出に適している点であり、宇宙可視光背景放射の $10^3 - 10^4$ 倍程度暗い $32 - 34 \text{ mag/arcsec}^2$ を観測可能となっている。

将来的に、Dragonfly Telephoto Array と同じ構造の望遠鏡を青山学院大学独自で作成し、逆コンプトン散乱の放射を観測することを目標としている。

2 Methods

2.1 冷却時間

衝撃波面から単位時間に注入される電子のスペクトルをべき型で以下のように仮定する。

$$N(\gamma) = N_0 \gamma^{-p}, \quad (\gamma_{\min} < \gamma < \gamma_{\max}) \quad (1)$$

最大のローレンツ因子 γ_{\max} を電子の加速時間 $t_{\text{acc}}(\gamma)$ が逆コンプトン散乱とシンクロトロン放射による冷却時間 $t_{\text{IC/syn}}(\gamma)$ と等しいときのローレンツ因子と定義する。また、エネルギー放射率 P は電子のエネルギー $E (= \gamma m_e c^2)$ を使って

$$P = -\frac{dE}{dt} \quad (2)$$

と表すことができるので冷却時間 (E の減少が顕著になる時間スケール) は

$$t_{\text{cool}} = \frac{E}{P} \quad (3)$$

となる。シンクロトロン放射のエネルギー放射率 $P_{\text{syn}} = \sigma_T c \gamma^2 B^2 / 6\pi$ と逆コンプトン散乱によるエネルギー放射率 $P_{\text{IC}} = \sigma_T c \gamma^2 B_{\text{CMB}}^2 / 6\pi$ を用いて逆コンプトン散乱とシンクロトロン放射による冷却時間は

$$\begin{aligned} t_{\text{IC/syn}}(\gamma) &= \frac{E}{P_{\text{syn}} + P_{\text{IC}}} \\ &= \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T (B^2 + B_{\text{CMB}}^2) \gamma} \end{aligned} \quad (4)$$

と求まる。

2.2 逆コンプトン散乱による放射スペクトル

電子 1 個に対する 1 振動あたりの放射スペクトル P_ν は、 ν^1 に比例するのでグラフに表すと図 1 のようになる。 P_ν のピーク $P_{\nu,\max}$ は $P_{\nu,\max} \approx P(\gamma)/\nu(\gamma)$ でよく近似的に表すことができ、電子のローレンツ因子 γ に依存しない。

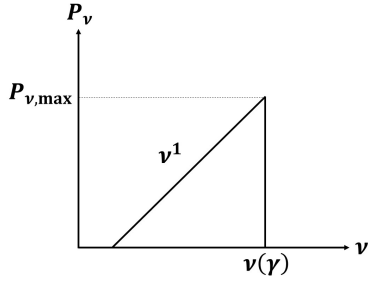


図 1 エネルギー γ をもつ電子 1 個の放射する逆コンプトン散乱放射スペクトル

また、複数の電子に対するスペクトルは $P_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$ となるので、複数の電子に対する冷却が効く場合のスペクトルに関しては、先ほどと同様に個数比から考えていくと、逆コンプトン散乱放射の冷却が効く場合は $P_\nu \propto \nu^{-p/2}$ 、クーロン衝突によって冷却が効く場合は $P_\nu \propto \nu^{-(p-2)/2}$ となる。

ここで $t_{\text{IC/syn}}(\gamma)$ 、クーロン散乱による放射の冷却時間 t_{Climb} 、力学的時間 t_{dyn} の関係が以下になる場合の $\gamma_{b1}, \gamma_{b2}, \gamma_{b3}$ を定義する。

$$t_{\text{IC/syn}}(\gamma_{b1}) = t_{\text{dyn}} \quad (5)$$

$$t_{\text{Climb}}(\gamma_{b2}) = t_{\text{IC/syn}}(\gamma_{b2}) \quad (6)$$

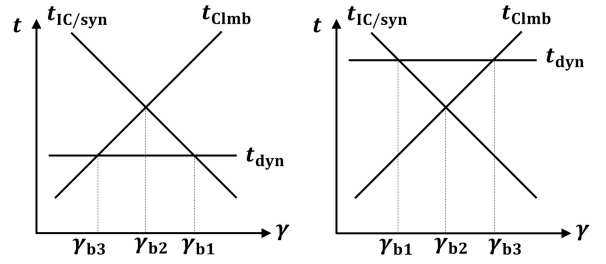
$$t_{\text{Climb}}(\gamma_{b3}) = t_{\text{dyn}} \quad (7)$$

t_{dyn} の位置によって場合分けできるのでそれを図 2 に表した。

$\gamma_{b3} < \gamma_{b2} < \gamma_{b1}$ (パターン 1) と $\gamma_{b1} < \gamma_{b2} < \gamma_{b3}$ (パターン 2) に場合分けすることができる。各エネルギーに対して最も短いタイムスケールをもつ物理過程が卓越する。

ここから更に、 γ_m の位置によって 5 つに場合分けする (図 3,4)。

このように場合分けを実行し、実際に表面輝度を求める。



[1] パターン 1

[2] パターン 2

図 2 $t_{\text{IC/syn}}, t_{\text{Climb}}, t_{\text{dyn}}$ の関係から導かれる γ の場合分け

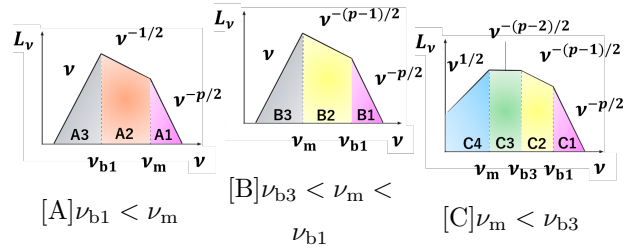


図 3 パターン 1 の放射スペクトル

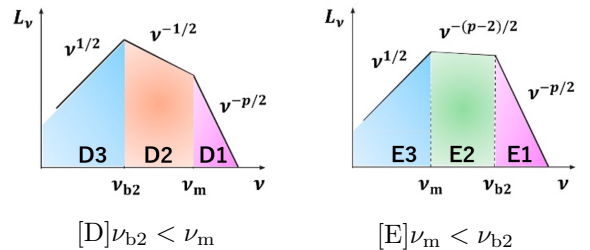


図 4 パターン 2 の放射スペクトル

3 Results

我々は X 線観測によって見つけれられた銀河団のカタログ MCXC (Meta-Catalog of X-Ray Detected Clusters of Galaxies) (Piffaretti et al. 2011) のデータを使って表面輝度を r-band と g-band で計算した (図 5, 図 6)。本研究では降着衝撃波を考えているので銀河団にガスが必要だが、X 線観測で見つけれられた銀河団であればガスが銀河団に存在するので、降着衝撃波による逆コンプトン散乱放射の観測可能性を評価できる。また、先行研究の Yamazaki & Loeb

(2015) に載っている銀河団のデータ、つまり MCXC 以外のデータも用いる。

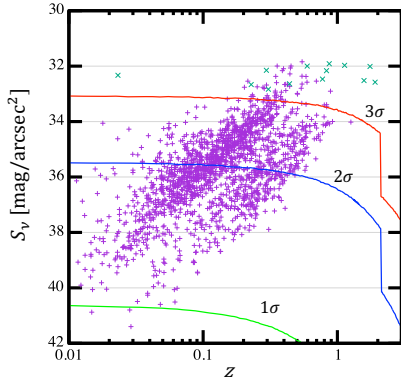


図 5 g-band での表面輝度と赤方偏移の関係。紫色の点は MCXC、緑色の点は MCXC 以外のデータを使って計算したもの。3つの曲線は宇宙初期での平均密度からのずれが成長した場合の理論的な M と z の値を使って計算した曲線。 σ は正規分布での標準偏差を表している。

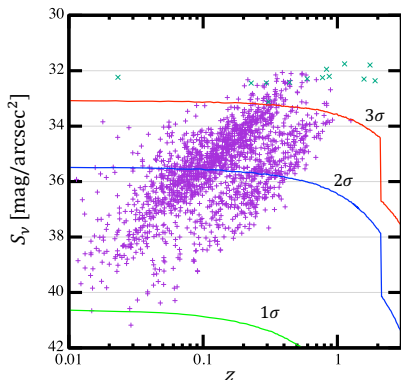


図 6 r-band での表面輝度と赤方偏移の関係。紫色の点は MCXC、緑色の点は MCXC 以外のデータを使って計算したもの。3つの曲線は宇宙初期での平均密度からのずれが成長した場合の理論的な M と z の値を使って計算した曲線。 σ は正規分布での標準偏差を表している。

図 5 では観測する波長帯を SDSS(Sloan Digital Sky Survey) の g-band に定めている。これは SDSS のフィルターを用いることで特定の波長付近以外の光はカットして観測することに基づいている。

図 6 では r-band で観測した場合の表面輝度を表している。ここで g-band と r-band のフィルターを最もよく透過する波長はそれぞれ $\lambda_g=477.0\text{nm}$ と $\lambda_r=623.1\text{nm}$ なので、観測する振動数 ν_o はそれぞれ c/λ_g と c/λ_r で計算した。

4 Discussion&Conclusion

我々は冷却時間を考慮して振動数 ν による場合分けをした逆コンプトン散乱の放射スペクトルを求め、その後表面輝度を得るための式を求めて計算コードを作成した。これを用いて数値計算を行なった結果、観測できる可能性がある銀河団 (32 mag/arcsec² 前後) の候補を挙げる事ができた。

今後の課題は表面輝度の理論パラメータ依存性を調べ、より観測しやすい銀河団を探す。そして青学独自で観測を行い、観測できたら衝撃波の強さや位置を仮定と比較し、観測された可視光が逆コンプトン散乱から出たものなのか確認する。

Reference

- Yamazaki R., Loeb A., 2015, MNRAS, 453, 1990Y
- Abraham R. G., van Dokkum P. G., 2014, PASP, 126, 55
- Ryu D., Kang H., Cho J., Das S., 2008, Science, 320, 909
- Lau E. T., Nagai D., Avestruz C., et al., 2015, ApJ, 806, 68
- Nelson D., Genel S., Pillepich A., et al., 2015, preprint(arXiv:1503.02665)
- Schaal K., Springel V., 2015, MNRAS, 446, 3992
- White S. D. M. 1994, preprint(astro-ph/9410043)
- Piffaretti R., Arnaud M., Pratt G. W., et al., 2011, A&A, 534, A109
- Fujita Y., Kato T. N., 2005, MNRAS, 364, 247

c8

Gaia データを用いた天の川銀河の構造
解析

東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻
佐藤 元太

Gaia データを用いた天の川銀河の構造解析

佐藤 元太 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

Abstract

この研究は以下の研究を再現したものである。

A dynamically young and perturbed Milky Way disk Antoja et al. 2018, Nature, 561, 360-362

我々の銀河の銀河史を調べるにあたり、現在の構造に残されたかつてのイベントの痕跡を解析することが重要である。Gaia DR2 のデータを用いて簡単な解析を行った結果、速度空間にはアーチ状の stream 構造が、位相空間には phase mixing の結果である渦巻き構造が見られた。これらの構造はともに銀河史を知る手がかりになるものであり、それぞれ衛星銀河の降着および大質量天体の近接通過の痕跡であると考えられる。

1 Introduction

我々の天の川銀河 (MW) がどのように形成・進化したのかを調べるには、MW の構造を調べればよい。なぜなら、現在の MW の構造には過去に MW で発生したイベントの痕跡が残されているためである。特に、実空間における構造 (ディスクやハローなど) だけではなく、速度空間や位相空間内での構造にも過去の痕跡が顕著に残されていることが多い。

今回の研究では、現在の MW 天体の位置・速度の情報を速度空間および位相空間にプロットし、どのような構造が見られるのかを調べた。その構造を元に、かつて MW に起こったイベントについて軽く考察した。

2 Methods

本研究では、MW の構造を解析するために Gaia DR2 のデータを用いた。このデータ集は European Space Agency が 2016 年に公開した物であり、MW に属する 10 億以上の天体の正確な位置・速度・明るさ等の情報を有する。ただし、正確な解析を行うために、この大量のデータから以下の 2 つの条件を満たす天体データを抽出して解析を行った。

- (i) 視線速度のデータが存在する
- (ii) 年周視差の誤差が 20% 以下である

なお、この条件を満たす天体データは 6,376,803 個であった。

本研究では、天体の位置・速度を記述する座標系として、銀河円筒座標 (R, φ, z) を用いた。この座標系とその速度の定義は以下のようにした。

R : 銀河面内での、銀河中心 (Sgr A*) からの距離

φ : 太陽を基準とする、銀河面内の偏角

z : 銀河面から垂直方向の距離

V_R : R 方向の速さで、銀河中心から離れる向きが正

V_φ : 銀河面内の回転速度で、太陽の回転方向が正

V_z : z 方向の速さで、銀河北極に向かう向きが正

なお、今回の発表で用いたデータに関しては、特に太陽に近い天体のデータのみを用いるために、抽出された約 600 万の天体にさらに制限をかけて、 $|R - R_{sun}| < 0.1[\text{kpc}]$ を満たす天体 (約 9.3 万個) を取り出して解析した (R_{sun} は太陽の R の値であり、8.34[kpc])。その結果、銀河円盤上の半径 R_{sun} 、幅 0.2kpc の細いリング内に存在する天体についての分布を示したことになる。

3 Results

V_R - V_φ の速度空間における天体の分布を調べたところ、図 1 のようになった。この図においては分布の密度で色を分け、密度が濃い領域ほど赤色で示した。この速度空間では、白点線で示したような幾つかのアーチ状の構造が見られる。

次に、 z - V_z の位相空間における天体の分布は図 2

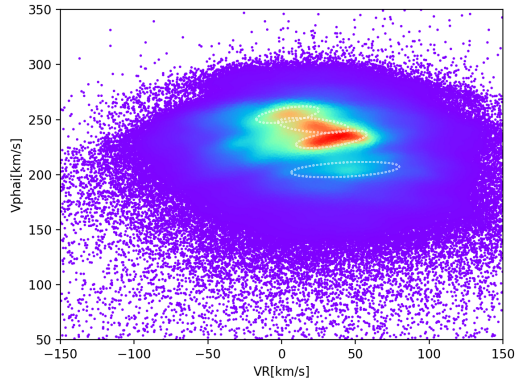


図 1: V_R - V_ϕ 空間における天体の分布。分布の密度で色分けしている。いくつかのアーチ状の構造が見られる。

のようになった。この図での色分けは、天体の回転速度 V_ϕ で塗り分けた。図からは、全体的に渦巻き状の分布をしていることがわかる。

4 Discussion

図 1 で見られるアーチ状の構造は stream と呼ばれるものであり、かつて MW で発生したイベント (衛星銀河の降着など) の痕跡と考えられる。特に、白点線で囲われた 4 つの stream は既に同定されたものであり、上から順に Sirius stream・Pleiades stream・Hyades stream・Hercules stream と呼ばれている (James Binney & Merrifield Michael 1998, Bovy 2010)。

図 2 で見られる渦巻き構造は、位相混合 (phase mixing) と呼ばれる緩和過程の結果である。この過程は、天体の z 方向の非調和的な振動によるものである。初期状態では天体は全て $V_z = 0$ の位置でほぼ横一列に分布するが、あるイベントの結果として z 方向の速度を持った時、原点 $(z, V_z) = (0, 0)$ から遠い位置に分布する (=振動の振幅が大きい) 天体ほど振動周期が長くなり、速度 V_z の変化が遅くなる。結果として、横一列だった分布がどんどん歪んで巻かれていき、現在の渦巻き状の分布になったと考えられる。

ここで、天体が z 方向の速度を持つようになった「あるイベント」とは、Sgr 矮小銀河のような大質量系は MW 円盤付近を通過したことなどが考えられて

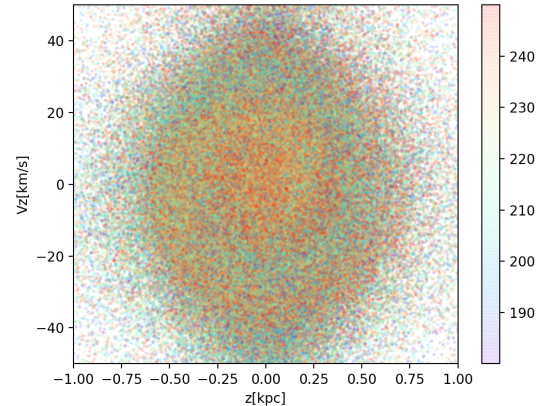


図 2: z - V_z 空間における天体の分布。回転速度 V_ϕ の値で色分けしている。全体的に渦巻き状の構造が見られる。

いる。渦が形成されるプロセスを逆に辿ることで、このイベントがどのくらい前に発生したのかを調べることができる。

5 Conclusion

本研究により、速度空間内の stream 構造と位相空間内の渦巻き構造を確認できた。こうした構造は、MW の銀河史を調べる手がかりとなるものであり、我々の銀河にいつどのようなイベントが起きたかを明らかにすることができる。

今後の展望としては、MW に起こったイベントを具体的な量で見積もることが掲げられる。(例:「大質量系の通過」というが、どのくらいの質量だったのか、等)。そのためには、天体を星種族や金属量などに基づいてより細分化して、そのそれぞれの場合にどのような構造の違いが見られるかを解析していくことが必要である。

Reference

- T.Antoja, A.Helmi, M.Romero-Gómez, D.Katz, C.Babusiaux, R.Drimmel, D.W.Evans, F.Figueras, E.Poggio, C.Reylé, A.C.Robin, G.Seabroke & C.Soubiran 2018, Nature
- Dean R.H.Johnson & David R.Soderblom 1987, The Astronomical Journal

2019 年度 第 49 回 天文・天体物理若手夏の学校

Bovy 2010, *The Astronomical Journal*

James Binney, & Merrifield Michael 1998, Princeton
University Press

c9

SDSS と ALFALFA データを用いた近傍
銀河のインフロー、アウトフローの解明
総合研究大学院大学 物理科学研究科 天
文科学専攻

Namiki Shigeru

SDSS と ALFALFA データを用いた近傍銀河のインフロー、 アウトフローの解明

NAMIKI, Shigeru (総合研究大学院大学 物理科学研究科 天文科学専攻)

Abstract

一般に銀河はその内部で星が形成されることを繰り返して成長するが、この過程には多くのプロセスが関わっている。例えば、銀河の外部から中性水素ガスが流入し（インフロー）、銀河内のガスを材料に恒星が形成され（星形成）、星が一生を終える際の爆発によって星の質量の一部は再び銀河内部のガスとなり、また一部は銀河外に流出する（アウトフロー）。このようにインフロー、アウトフローは銀河進化を学ぶ上で非常に重要であるが、既存の望遠鏡や観測装置でそれらを捉えることは非常に困難である。そこで、本研究では観測可能な銀河のパラメータ（星質量、ガス質量、金属量）と簡単な銀河進化モデルを組み合わせることでインフロー、アウトフローの性質を調べる。発表者は ALFALFA サーベイと SDSS のカタログを組み合わせ、3441 個の近傍の星形成銀河について星質量、ガス質量、金属量など様々な情報を得た。そしてこのデータとモデルを比較した結果、星形成が活発な銀河では不活発な銀河に比べ流入したガスから星が形成される際の効率が低く、星形成活動に伴うアウトフローの効率が高いとわかった。一般に星形成が活発な銀河では中心部での星形成率密度が高くなる傾向にあるが、全体で見れば同じ星形成率でも集中度が高い方が周囲のガスを吹き飛ばしやすいため、その分アウトフローの効率は大きくなる。また、これによってインフローの降着が阻害されるため、インフローに対する星形成の効率が下がるのではないかと考えられる。

1 Introduction

銀河の化学進化には、星形成やインフロー、アウトフローなど様々なプロセスが関わっている (Matteucci 2012, Prantzos 2008, Maiolino & Mannucci 2018)。星はその一生のうちヘリウムより重い元素（金属元素）を生成し、それらの元素の一部は星の死とともに周囲の星間ガス (ISM) に放出される。こうして以前より少し金属元素を多く含むようになった星間ガスが次の星形成の材料となることを繰り返し、銀河全体として金属元素の量は増加していく。その一方で、銀河間から銀河へのガスの流入（インフロー）は金属元素をほとんど含まないと考えられており、インフローによって銀河中の金属元素の水素に対する存在比（金属量）は小さくなる。反対に、銀河から銀河間へのガスの流出（アウトフロー）は銀河内の金属元素の量を減らす働きを持つ。この時アウトフローの金属量が銀河全体の金属量と同じであれば、アウトフローによって銀河の金属量は変化しない。しかし、アウトフローが星形成が活発、すなわち金属元

素の生成が活発な場所で起こると考えると、アウトフローによって銀河全体に比べて金属量の高いガスが銀河間に流出する可能性がある。この場合はアウトフローによって銀河全体の金属量も変化する。

銀河はこれらのプロセスを繰り返して進化しており、必然的に現在の銀河の物理量はこれまでの銀河進化プロセスの影響を大きく受けている。例えば、銀河の星質量と金属量は過去の星形成の積み重ねであり、これらの物理量の間には相関があることが観測から証明されている (Mass-Metallicity relation; MZR, Tremonti et al. 2004)。また、星形成率やガス質量は現在の銀河の星形成活動およびガスの量を表しているが、観測からこれらが MZR に影響を与えていることが示された (e.g. Mannucci et al. 2010)。先行研究では、これは現在のインフローやアウトフローの影響によるものだと考えられている。

近年の大規模なサーベイによって、非常に多くの近傍銀河に対して銀河進化の研究に必要な物理量を得ることができるようになった (e.g. Sloan Digital Sky Survey; SDSS, York et al. 2000)。しかしなが

ら、観測の難しさからインフロー、アウトフローについてはいまだに理解が進んでいない。そこで、いくつかの先行研究では大規模なカタログをもとに近傍銀河の化学進化と、それに対するインフロー、アウトフローの影響を調べている (e.g. Lilly et al. 2013)。これらの研究では銀河の化学進化モデルを考えモデルと観測データを比較することで、観測を再現できるようなインフロー、アウトフローを導き出している。

しかしながら、先行研究では銀河の星形成率からガス質量に換算していたり、銀河のガスの一部に過ぎない分子ガスの質量を銀河全体のガス質量とみなしていたりといくつか疑問点があった。そこで、本研究では Arecibo Legacy Fast ALFA (ALFALFA) Survey によって直接観測から得られた中性水素ガスの質量を用いて銀河の物理量と銀河進化モデルの比較を行い、直接観測が困難なインフロー、アウトフローの性質を調べる。

2 Chemical Evolution Model

本研究で使用するモデルは下の微分方程式 1 ~ 3 (Tinsley 1980) を解析的に解いたものであり、Yabe et al. (2015) などの先行研究でも使用されている。

$$\frac{dM_{tot}}{dt} = I - O \quad (1)$$

$$\frac{dM_{gas}}{dt} = I - O - \Psi + R \quad (2)$$

$$\frac{d(Z_{i,ISM}M_{gas})}{dt} = IZ_{i,I} - OZ_{i,ISM} - \Psi Z_{i,ISM} + E_i \quad (3)$$

ここで、 M_{tot} は銀河の星質量 (M_*) とガス質量 (M_{gas}) の合計、 I , O はそれぞれ単位時間に銀河に流入、銀河から流出するガスの質量である。また、 Ψ は星形成率であり、 R はその時に死んだ星から ISM 中に放出されるガスの質量である。したがって、式 1 は銀河全体のバリオン質量の時間変化、式 2 は銀河中のガス質量の時間変化を表している。一方、式 3 の $Z_{i,ISM}$, $Z_{i,I}$ はそれぞれ ISM、インフローに含まれる金属元素 i の水素に対する存在比であり、この式は ISM に含まれる金属元素 i の質量の時間変化を表している。式 3 の右辺第 1,2 項はインフロー、ア

ウトフローによる元素 i の流入、流出を示しており、第 3 項は星形成によって ISM 中の元素 i が星の内部に閉じ込められることを表している。また、第 4 項 E_i は死んだ星から ISM に放出されるガスに含まれている元素 i の質量である。

これを解析的に解くために、本研究や Yabe et al. (2015) では以下のような仮定を設けている。

- 初期質量関数 (IMF) は時間変化しない
- インフロー率、アウトフロー率はその時の星形成率に比例する
- インフローに金属元素は含まれない
- 銀河内のガスはすぐに混ざり、銀河内で金属量の局所的な変化はない
- ある星の質量 M が限界質量 M_{limit} 以上であればその星はすぐに死に、 M_{limit} 以下であれば銀河中に永遠に残り続ける
- AGN の影響は考慮しない

2 番目の仮定について、星形成によって作られた重い星が死ぬ時の恒星風や超新星爆発がアウトフローの主要因であると考えれば、アウトフロー率が星形成率に比例することの説明はつく。一方でインフローについてであるが、ここではインフローしてきたガスが銀河内で星形成に使われると考えている。そのため、インフロー率と星形成率の間に 1:1 の比例関係があるとした。ここについては先行研究間でも議論があり、他にも星形成率は銀河内部のガス質量に比例すると仮定しているものもある (e.g. Lilly et al. 2013)。

これらの仮定をもとに式 1~3 を解くと、以下の 2 つの式が導かれる。

$$F_{gas} = \frac{M_{gas}^0 + (f_I - f_O - 1)M_*}{M_{gas}^0 + (f_I - f_O)M_*}, \quad (4)$$

$$Z_{i,ISM} = \frac{y_i}{f_I} (1 - [(f_I - f_O) - (f_I - f_O - 1)F_{gas}^{-1}]^{\frac{f_I}{f_I - f_O - 1}}), \quad (5)$$

ここで、 F_{gas} はガスの割合 (M_{gas}/M_{tot}) であり、 f_I , f_O はそれぞれインフロー率、アウトフロー率の

星形成率に対する比例係数である ($I \propto f_I \Psi$, $O \propto f_O \Psi$)。また、 M_{gas}^0 は銀河形成が始まった時の初期ガス質量であり、フィットによって決める (4 章参照)。 y_i は星の内部で作られる金属元素 i に関する変数であるが、これは IMF と M_{limit} によって決まる数であり、本研究では上記の仮定より $y_i = 1.5$ としている。

式 4.5 は現在の銀河の星質量、ガス質量、および金属量の間関係式となっており、実際の観測結果と比較することでインフロー、アウトフローの係数 f_I , f_O を調べることができる。

3 Data from SDSS and ALFALFA survey

3 章のモデルと比較するためには銀河の星質量、ガス質量、金属量の情報が必要である。そこで、本研究では SDSS DR7 と ALFALFA Sruvey のデータを用いた。SDSS DR7 では 90 万以上のスペクトルがあり、近傍銀河の星質量、星形成率、金属量などを得ることができる。一方 ALFALFA は近傍宇宙の中性水素ガスの 21cm 輝線サーベイであり、約 3 万個の近傍天体について中性水素ガス質量の情報を持つ。

この二つのカタログを合わせることで我々は 13765 個の銀河について星質量、ガス質量、金属量の情報を得た。このうち SDSS の解析パイプラインがうまく働いていないものを取り除くために $10^9 M_\odot < M_* < 10^{11} M_\odot$ の銀河を取り出し、さらに明らかに星形成率がおかしいものを取り除いた。また ALFALFA の観測限界を考慮し、赤方偏移 $z < 0.035$ かつ中性水素ガス質量 $M_{HI} > 10^9 M_\odot$ のものを選んだ。最後に、BPT 図を用いて AGN を取り除いた。最終的に本研究でモデルと比較するのは 3441 個の銀河となった。

4 Fitting Results

モデルと観測結果を比較する前に、我々はサンプルを星質量と星形成のメインシークエンスからのずれ (ΔMS) によってビンに分けた。これは現在の星質量、星形成率が似通っている銀河はその星形成も似ているだろうという考えに基づいている。

サンプルをビンに分けた後に、それぞれのビンに対して f_I , f_O を変えながら各点のモデルとの差の二乗和 (χ^2) を求めた。ここで、式 4.5 を用いて得られる M_* , F_{gas} , $Z_{i,ISM}$ の関係のうち、 $M_* - F_{gas}$ と $M_* - Z_{i,ISM}$ の 2 つの関係式を用いた。その結果、 $f_I:f_O$ のパラメータ平面上で 2 つの残差二乗和分布 (χ_{FM}^2, χ_{ZM}^2) が得られ、これを足し合わせることで合計の χ_{tot}^2 を得た。この操作を各ビンに対して行うことでそれぞれのビンに対して χ_{tot}^2 を最小にするようなベストフィットの f_I , f_O とそのエラーを求めた。この結果を示したのが図 1 である。

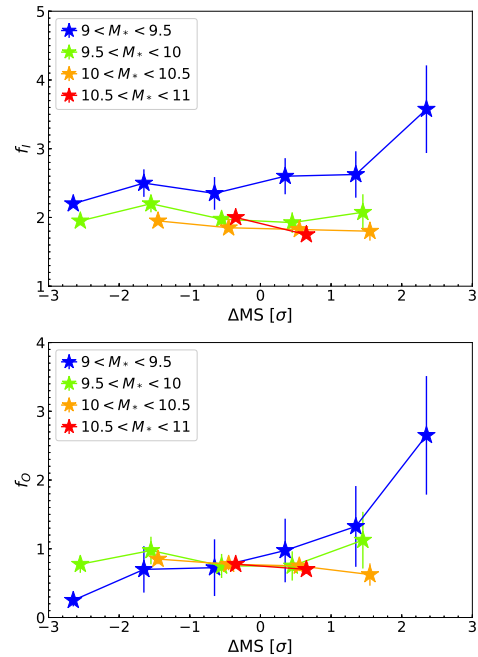


図 1: 上が各ビンに対するベストフィットの f_I 、下が f_O 。横軸は星形成のメインシークエンスからのずれ (ΔMS) であり、星質量ごとに色分けした。

5 Discussion

図 1 を見ると、どちらの図についても低質量の銀河について右上がりの傾向が見取れる。ここで、 f_I , f_O の定義を考えると、 f_I はインフローしてきたガスに対する星形成のしにくさ、 f_O は星形成に対する質量流出効率を表している。したがって f_I の右上がりの傾向は星形成が活発な銀河ほどインフローガスに

対する星形成効率が下がることを示しており、 f_0 は星形成が活発になるほど効率よく質量が銀河外に流出することを意味している。

これについて、我々は星形成の面密度によって説明できるのではないかと考えている。近年の研究によって、星形成を活発に行っている銀河では中心部での星形成率密度が高いことが示唆された (Ellison et al. 2018)。このように星形成の面密度が高い場合、同じ星形成率でも面密度が低い場合に比べて超新星爆発や恒星風などのフィードバックの効率が上がると考えられる (図 2)。

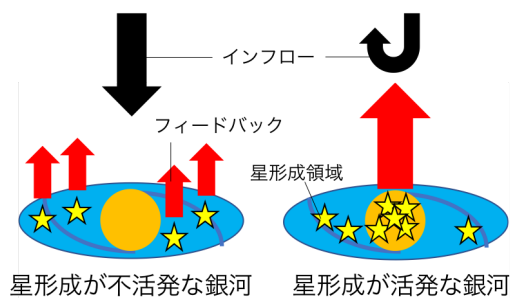


図 2: 星形成が活発な銀河 (右) では星形成領域が中心に集中しているためフィードバックの効果が大きく、またインフローの降着が阻害される。

実際に Heckman & Borthakur (2016) では星形成率面密度とアウトフローの速度に正の相関があることを示しており、星形成率面密度が高いところではフィードバック効果が高くなっていることが示唆されている。またフィードバックが大きいところではインフローしてきたガスの降着が阻害されるため、インフローの効率が下がる。よって、図 1 に見られるような $f_I - \Delta MS$ 間の正の相関も星形成率面密度によって説明ができる。

6 Summary

本研究では、銀河進化を研究する上で非常に重要なインフロー、アウトフローについて観測結果と化学進化モデルの比較をもとに調査した。類似の研究はいくつかあるが、先行研究では銀河のガスについて間接的な手法で求めていたり、分子ガスの情報のみを使用している (e.g. Yabe et al. 2015)。我々は

2018 年に公開された ALFALFA サーベイの結果を用いることで 3441 個の近傍銀河について中性水素ガスの情報を得てモデルと比較した。

結果として、低質量銀河におけるインフロー、アウトフローの星形成率に対する係数 f_I , f_0 はどちらも星形成メインシーケンスからのずれ (ΔMS) と正の相関を持っていた。これは、星形成が活発な銀河ほどインフローガスに対する星形成の効率が下がり、また星形成に対する質量流出効率が上がると解釈できる。我々はこの結果は銀河の星形成率面密度によって説明可能だと考えている。実際に Ellison et al. (2018) では星形成率の高い銀河では中心部の星形成率面密度が高いことが示された。そういった銀河では中心部での星形成によるフィードバック効果 (e.g. 超新星爆発) が大きくなり、星形成率に対するアウトフローの効率が高くなると考えられる (Heckman & Borthakur 2016)。またこのフィードバックによってインフローガスの降着が阻害され、インフローに対する星形成の効率が下がると考えられる。

Reference

- Ellison, S. L., Sánchez, S. F., Ibarra-Medel, H., et al. 2018, MNRAS, 474, 2039
- Heckman, T. M., & Borthakur, S. 2016, ApJ, 822, 9
- Lilly, S. J., Carollo, C. M., Pipino, A., Renzini, A., & Peng, Y. 2013, ApJ, 772, 119
- Maiolino, R., & Mannucci, F. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1811.09642
- Mannucci, F., Cresci, G., Maiolino, R., Marconi, A., & Gnerucci, A. 2010, MNRAS, 408, 2115
- Matteucci, F. 2012, Chemical Evolution of Galaxies, doi:10.1007/978-3-642-22491-1
- Prantzos, N. 2008, in EAS Publications Series, Vol. 32, EAS Publications Series, ed. C. Charbonnel & J.-P. Zahn, 311–356
- Tinsley, B. M. 1980, Fund. Cosm. Phys, 5, 287
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, ApJ, 613, 898
- Yabe, K., Ohta, K., Akiyama, M., et al. 2015, ApJ, 798, 45
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, AJ, 120, 1579

c10

SDSS システムにおける渦巻銀河の内部
減光量補正と腕形態による星形成の
比較

東京学芸大学大学院 教育学研究科

石井 菜摘

SDSS システムにおける渦巻銀河の内部減光量補正と 腕形態による星形成の比較

石井 菜摘 (東京学芸大学大学院 教育学研究科)

Abstract

Sloan Digital Sky Survey (SDSS) による均一かつ高精度な測光データを用いて、Flocculent 型と Grand-design 型の渦巻銀河の可視光カラー分布 ($u-r$, $g-r$, $g-i$, $r-i$) を比較し、両者の星生成活動性の違いを議論した。また、このために、SDSS 測光データによる銀河の内部減光の影響を補正するために必要な係数を導出した。この係数によって、SDSS から抽出した計 52 個の Flocculent 型渦巻銀河と計 55 個の Grand-design 型渦巻銀河のサンプルに内部減光の補正を施し、これらのカラー分布を Kolmogorov-Smirnov テストによって統計的に比較した。その結果、いずれのハッブル形態、いずれのカラーに対しても、両者の間に有意な差は認められなかった。これは Flocculent 型と Grand-design 型を支える機構である確率的星生成伝搬と密度波による星形成過程に差異がないこと、もしくは、広帯域撮像による銀河全体で平均化されたカラーでは両者の差に対して鈍感になってしまう可能性を示唆している。今後は、星形成領域から放射される輝線成分に着目した研究が必要である。

1 はじめに

渦巻銀河は、長い 2 本の腕が明瞭に確認される Grand-design 型 (以下, GD) と、短い多数の腕からなる Flocculent 型 (以下, FL) の 2 種類に大別される (図 1)。この二つの渦状腕形態について、これを維持するための物理的機構が、GD では密度波 (Lin & Shu 1964)、FL では確率的星形成伝播 (Seiden & Gerola 1982) と、異なるモデルが提出されている。

このため、GD と FL の星形成の差異についても、議論がなされてきた。たとえば Romanishin (1985) は RC2(Second Reference Catalog, de Vaucouleurs *et al.* (1976)) による同じハッブル形態のサンプルについて GD は FL に対して可視光カラー $B-V$, $U-V$ が有意に青いこと、すなわち GD は FL よりも大きな星形成活動性を持つことを主張した。一方で Elmegreen & Elmegreen (1986) は GD と FL の平均的な星形成率に違いがないことを報告している。さらにケーススタディであるが Cedres *et al.* (2005) は GD と FL の星形成の違いをその初期質量関数の上限の違いによって説明し、GD では FL よりもさらに質量の大きな恒星を形成できる可能性があることを報告している。最近の研究では、赤外線観測衛星 SPITZER に

よる観測データによって、渦巻銀河の渦状腕の輝度のコントラストが FL 型、Multiple Arm 型 (複数の長い腕がたどれる形態)、GD 型の順で増加することが見出され、GD ではより質量が渦状腕に集中しているために星形成をより活性化する可能性が示唆されている (Elmegreen *et al.* 2011)。

本研究では Sloan Digital Sky Survey (以下, SDSS) の均一かつ高精度な銀河サンプルを用いて、その可視光カラーの比較から GD と FL の星形成活動性の違いの有無を統計的に調査した。SDSS のデータについて必要となる内部吸収の補正については Cho & Park (2009) による r バンドに対する補正方法と係数のみが公表されている。そこで本研究では SDSS の任意のカラーについての内部吸収の補正を GD, FL の星形成の議論に先立って行う。

2 サンプルの選出

2.1 内部減光の補正

一般に銀河の可視光カラーを議論するためには、地球大気による大気減光 (Atmospheric extinction)、我々が住む銀河系内のガスやダストによる銀河吸収

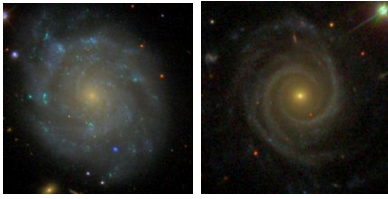


図 1: 左: FL (UGC5962), 右: GD (UGC10104), SDSS より引用

(Galactic extinction), 銀河自身が持つガスやダストによる内部減光 (Internal extinction) の効果を補正しなければならない。また減光の効果以外にも、K 補正や E 補正と呼ばれる補正が必要なケースもあるが、本研究で扱う近傍銀河ではその影響はほとんど無視できる。

ガスやダストによる光の吸収・散乱は長波長側よりも短波長側で大きくなるため、観測される銀河のカラーは本来のカラーよりも赤くなる (赤化, reddening)。大気減光については大気圏外等級が精密に測定されている測光標準星 (例えば Landolt, 1992) を様々な高度で観測することで補正することができ、銀河吸収については赤外線観測衛星 IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) による波長 $100 \mu\text{m}$ の全天サーベイから得られた銀河系のダスト分布を用いて補正することが一般的である (Schlegel *et al.* 1998)。

しかし、特に銀河の内部減光については補正の原理が複雑である。渦巻銀河の銀河円盤には現在でも活発な星形成が行われているほど豊富なガスとダストが存在しており、内部減光の影響は決して小さく無い。また銀河円盤の形態を考慮すると、全く同じ銀河であっても、それを edge-on view で観測した時の輝度は face-on view で観測した時の輝度よりも内部減光の効果によって暗くなる。つまり内部減光の効果は、観測者に対する銀河の傾き角 (inclination angle) に依存する。

数々の先行研究 (たとえば Disney *et al.* 1989, Giovanelli *et al.* 1994, Tully *et al.* 1989, Masters *et al.* 2003) でも用いられているように、銀河の内部減光は、銀河の見かけ上の軸比 a/b の対数値を用いて $\alpha \cdot \log(a/b)$ と表わされる。ここで α は銀河の光度や形態や観測波長に依存するパラメータである。すると、

銀河本来のカラー $(color)_{intrinsic}$ はこの、内部吸収と観測から得られた銀河のカラー $(color)_{observed}$ を用いて以下の式 (1) のように表せる。

$$(color)_{intrinsic} = (color)_{observed} - \alpha \cdot \log(a/b) \quad (1)$$

SDSS のフィルター・システム (u, g, r, i, z バンド) による、銀河の内部減光の補正については、前述した Cho & Park (2009) による r 等級に関するものが知られている程度であり、SDSS の任意のバンド・カラーにおける内部減光の補正方法を確立することが必要不可欠である。本節では以下にその補正方法を述べる。

RC3(Third Reference Catalog, de Vaucouleurs *et al.* 1991) による銀河の形態分類を用いて棒構造を持たない 15180 個の渦巻銀河を抽出した。なお、銀河の形態はその諸性質と密接に関連しているため、今後、本研究では、Sa+Sab, Sb+Sbc, Sc, Scd+Sd の 4 つのグループに分けて議論する。正確なカラーを得るためには、異なるバンド間において同じアパーチャー・サイズで測定された等級データが必要である。これに該当する SDSS の測光データとして *Model magnitude* を採用した。抽出した 15180 銀河の中から、さらに、SDSS において *Model magnitude* に基づいて $u-r, g-r, g-i, r-i$ の 4 つのカラーが算出できる 2396 銀河を抽出し、さらに銀河の見かけ上の軸比のデータを NASA/IPAC Extragalactic Database (= NED) の "Quick-look Angular & Physical Diameters" を用いて取得した。

さらにハッブルタイプ毎に、ほぼ同じ明るさ (すなわちほぼ同じ質量) をもち、多様な inclination angle をもつ銀河サンプルを選定する必要がある。そこで、形態毎の銀河サンプルについて、近赤外線の絶対等級 M_{K_s} に対して銀河形態 Sa+Sab と Sb+Sbc では $-25 \text{ mag} \leq M_{K_s} \leq -23 \text{ mag}$, Sc と Sc+Sd では $-24 \text{ mag} \leq M_{K_s} \leq -22 \text{ mag}$ の範囲にある銀河をサンプルとして抽出した。この結果、Sa+Sab の銀河サンプルは 66 個、Sb+Sbc で 135 個、Sc で 100 個、Scd+Sd で 44 個を得た。

上記までで得られたハッブル形態毎の銀河サンプルを使用して、軸比に対する SDSS の可視カラー $u-r$,

$g-r$, $g-i$, $r-i$ をとり, 最小二乗法によって直線フィットすることで, 式 (1) における傾き α を決定した (図 2)。決定した傾きを以下の表 1 に示す。なお, 表 1 の括弧内は相関係数を示している。

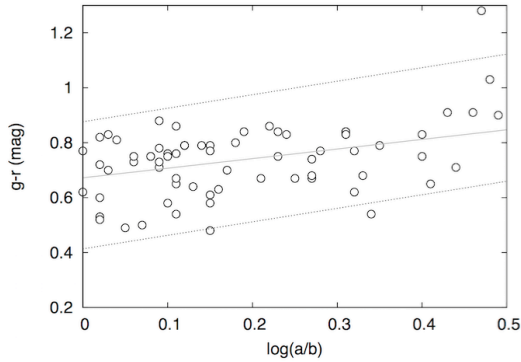


図 2: 軸比 vs カラー グラフ (Sb+Sbc $g-r$ の場合)

表 1: 軸比に対する SDSS の直線フィット

	$u-r$ 切片				$g-r$ 切片			
	α_{u-r}				α_{g-r}			
Sa+Sab	0.54 ± 0.19	2.54 ± 0.05	(0.48)	0.16 ± 0.07	0.78 ± 0.02	(0.38)		
Sb+Sbc	1.12 ± 0.21	2.09 ± 0.06	(0.54)	0.43 ± 0.07	0.66 ± 0.02	(0.60)		
Sc	0.40 ± 0.24	2.02 ± 0.04	(0.25)	0.24 ± 0.17	0.62 ± 0.03	(0.20)		
Scd+Sd	0.61 ± 0.34	1.97 ± 0.06	(0.24)	0.11 ± 0.34	0.68 ± 0.06	(0.04)		
	$g-i$ 切片				$r-i$ 切片			
	α_{g-i}				α_{r-i}			
Sa+Sab	0.29 ± 0.12	1.14 ± 0.03	(0.40)	0.13 ± 0.04	0.36 ± 0.01	(0.49)		
Sb+Sbc	0.61 ± 0.10	1.00 ± 0.03	(0.59)	0.26 ± 0.04	0.32 ± 0.01	(0.65)		
Sc	0.47 ± 0.21	0.91 ± 0.04	(0.29)	0.17 ± 0.06	0.29 ± 0.01	(0.37)		
Scd+Sd	0.41 ± 0.37	0.95 ± 0.07	(0.15)	0.31 ± 0.08	0.27 ± 0.01	(0.48)		

2.2 FL, GD 間の星形成比較サンプル

渦巻銀河は渦状腕の形状そのものについて注目し, 渦状腕の特徴を 1-12 の数字を用いて段階的に分類されたアーム・クラス (Arm class = AC) という指標によって分類されることがある。

AC は Elmegreen & Elmegreen (1982; 1987) において, 写真乾板画像と彼らの眼視観察に基づく定性的な定義によって各銀河に割り当てられたパラメータであり, 任意の渦巻銀河に対して新たに AC を割り当てることは難しい。

そこでまず, Elmegreen & Elmegreen (1987) から AC が割り当てられた 762 個の渦巻銀河をサンプル

候補として選出した。本研究では先行研究を参考に, AC1-4 を FL 型渦巻銀河, AC5-9 と AC12 を GD 型渦巻銀河として扱う。また, AC10,11 は今日では使われていない。

次にこれらの中から, ハッブル形態, 軸比, SDSS の u , g , r , i , z バンドの Model magnitude が公表されている銀河として, FL 渦巻銀河の Sa と Sab を 7 個, Sb と Sbc を 27 個, Sc を 10 個, Scd と Sd を 8 個, また, GD 渦巻銀河の Sa と Sab を 8 個, Sb と Sbc を 16 個, Sc を 27 個, Scd と Sd を 4 個を最終的なサンプルとして抽出して前節の内部減光量の補正を適用した。

3 結果と考察

ハッブル形態毎に, FL と GD の SDSS カラーの度数分布を, 両者の母集団が同じであるという帰無仮説の下で Kolmogorov-Smirnov テスト (KS-test) を行った。これらからは, 有意水準 95 % で, いずれのハッブル形態, いずれのカラーにおいても, FL と GD が同じカラー分布を持つという帰無仮説を棄却することはできなかった。例として, 図 3 に Sc 型の $r-i$ カラー分布を示した。

これらの結果から, FL と GD の SDSS カラー分布は, いずれのハッブル形態, いずれのカラーに対しても, 有意な違いを見出すことは出来なかった。これは, 棒構造を持たない同じハッブル形態の FL 渦巻銀河と GD 渦巻銀河の間に有意なカラー分布の違いが存在せず, 星生成活動性の違いが認められないことを示唆している。

一方で, Cedres, Cepa & Tomita (2005), Elmegreen *et al.* (2011) のように初期質量関数や質量分布の違いによって両者の星生成に差が生じるという議論が存在する。Cedres *et al.* (2005) は H_α 輝線等価幅によって FL, GD の初期質量関数の上限の違いを議論している。彼らは FL 渦巻銀河として NGC4395, GD 渦巻銀河では NGC5457 をサンプルとし, 両銀河の電離水素領域の H_α 等価幅の分布を調査した。その結果, 両銀河の H_α 等価幅分布に対する 2 標本検定, χ^2 検定の双方において GD の方が FL よりも有意に大きい H_α 等価幅を持つことが明らかにされた。彼らは, 両者の H_α 等価幅の違いは初期質

量関数の違いによって引き起こされる可能性があり、FL に対して GD ではより大質量の恒星まで生成される可能性を見出した。

銀河の可視光カラーを支配するのは銀河全体の恒星の種族分布である。FL と GD における星形成活動性に有意な差があったとしても、銀河全体のカラーによる比較では、この違いが銀河全体のカラーに埋もれてしまう可能性がある。そのため、渦状腕形態による星形成活動性の違いを検出するには、特に大質量星形成に敏感な H_α をはじめとする輝線成分が強力なツールとなり得る。

4 まとめ

本研究では Elmegreen & Elmegreen (1986) によって Armclass が定義された渦巻銀河について、SDSS による観測データを用いることで FL, GD 間のカラー

分布の違いの有意性を検証した。また、これを実現するために、SDSS カラーに対する銀河の内部減光の補正方法を導出した。

内部減光を補正した後の様々な SDSS カラー分布に対して、FL, GD 間で有意な差は認められなかった。したがって FL, GD 間の銀河全体のカラー分布の違いは無いと考えられる。

しかし、依然として FL, GD の星形成活動性の差が、銀河全体のカラーの中に埋もれてしまっている可能性を除くことはできない。そのため今後は、狭帯域フィルターなどを使い、星形成活動性に敏感な H_α などの輝線成分の撮像観測を行い、輝線光度関数などに着目した観測研究が必要である。

参考文献

- Cedr s, B., Cepa, J., Tomita, A. (2005) ApJ, **634**, 1043-1055.
 Cho, J. & Park, C. (2009) ApJ, **693**, 1045-1055.
 Disney, M., Davies, J., Phillipps, S. (1989) MNRS, **239**, 939-976.
 Elmegreen *et al.* (2011) ApJ, **737**, 32.
 Elmegreen, D. M. & Elmegreen, B. G. (1982) MNRAS, **201**, 1021-1034.
 Elmegreen, D. M. & Elmegreen, B. G. (1986) ApJ, **311**, 554-562.
 Elmegreen, D. M. & Elmegreen, B. G. (1987) ApJ, **314**, 3-9.
 Giovanelli, R. *et al.* (1994) AJ, **107**, 2036G.
 Landolt, A. U. (1992) AJ, **104**, 340-371.
 Lin, C. C. & Shu, F. H. (1964) ApJ, **140**, 646.
 Masters, K. L.; Giovanelli, R., Haynes, M. P. (2003) ApJ, **126**, 158-174.
 Romanishin, W. (1985) ApJ, **289**, 570-573.
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., Davis, M. (1998) Apj, **500**, 525-553.
 Seiden, P. E. & Gerola, H. (1982) Fundamentals of Cosmic Physics, vol. 7, no. 3, 241-311.
 Tully, R. B. *et al.* (1998) ApJ, **115**, 2264-2272.

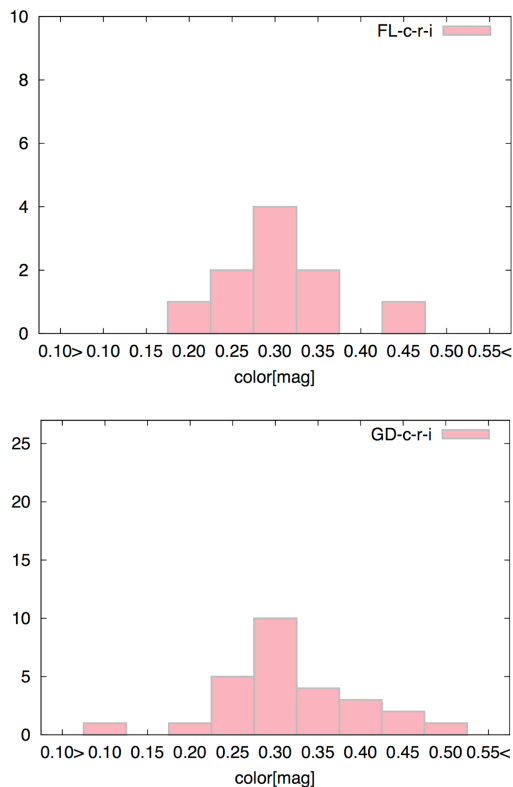


図 3: Sc 型サンプル $r-i$ カラー分布 (上:FL 10 銀河, 下:GD 27 銀河) KS-test 片側検定による p 値=1

c11

銀河の定量的分類とその成因
北海道大学大学院 宇宙物理学研究室
赤堀 美桜

銀河の定量的分類とその成因

赤堀 美桜 (北海道大学大学院 宇宙物理学研究室)

Abstract

銀河の形態はハッブル分類の楕円銀河か渦巻銀河かをはじめとして様々に分類されてきており、銀河の進化を知るうえで重要な情報を持っていると推測される。銀河の渦状構造は渦状腕とも呼ばれ、渦巻銀河の最も目立つ構造であるため、本研究では渦状腕の形状に注目し、その形状の違いが銀河の形成・進化とどのように関係するのかの解明を目指す。渦状腕ははっきりとした腕が見えるものもあれば、フロキュレントと呼ばれる対称性が低く小さな断片から成る羊毛状の渦巻構造を持つものもある。渦状腕の分類は Elmegreen をはじめとする研究者によって度々行われてきてはいるものの、この形状の違いが何に起因するものなのか、詳細はまだ解明されていない点が多い。そこで、多数の銀河について個々の銀河の諸性質や環境などとの比較を行い、腕の形状との関連について調べていくために、まず、多数の銀河に対して同基準で腕の形状を客観的に分類することに着手することにし、その方法を模索した。銀河中心からの同心円上での明るさのコントラストに対してフーリエ変換を適用して渦状腕を同定し、試験的に実施した結果は Elmegreen らの分類した銀河において分類結果が合致した。また、腕の巻きのきつさやバルジ部分の大きさによって腕を同定できる半径が異なるため、ある軸上の輝度分布から腕を同定できる最適な半径を得ることで、精度の高い自動同定を実現した。さらに、多数の銀河に対して同定を行うための自動化には最適なバンドの検証も必要だとわかったため、その検証を行った。

1 Introduction

銀河の渦状構造は渦状腕とも呼ばれ、銀河の最も目立つ構造で、渦巻腕の形状（腕の顕著さ、本数、巻き込み具合など）は極めて多様であり、渦巻銀河の詳細な形態分類の際に参考にされている。若くて若い星々の輝く渦状腕に沿って、シャープなシルエットを作る暗黒星雲（ダークレーン）、OB アソシエーションや HII 領域などが集まっており、渦巻銀河の主要な星生成の場となっている。渦巻銀河は差動回転しているため、もし渦状腕の寿命が十分長い場合は、時間とともにきつく巻き込まれてしまうはずだが、現実はそうになっていない。これを巻き込みの困難という。この問題を解決するために、渦状腕は銀河円盤の上に発生した一種の波動パターンであり、物質の運動とは異なっているとする密度波理論が、1960年代半ばに Lin と Shu によって提案された。

しかし、この理論の正否もまだわかっておらず、渦状腕の正体と成因についての研究は現在も続いている。そこで、本研究では渦状腕の定量的分類を多数の銀河に対して同基準で行い、個々の銀河の諸性質

や環境などと比較し、腕の形状との関連を調べていく。そこでまず、渦状腕の定量的分類の方法を模索することにした。

また、渦状腕は観測する波長域によってその様相が大きく変わり、可視光像では星形成領域やダークレーンなど若い天体が目立ち、渦状腕は非常に複雑な様相を呈するが、近赤外線像ではスムーズな渦状構造が見られる。近赤外線では、可視光では目立たない古い星が主に見えており、古い星の円盤にスムーズな渦状構造があることがわかる。このため、データはまず、WISE の $3.4 \mu\text{m}$ バンド画像を用いることにした。

渦状腕の分類は Elmegreen をはじめとする研究者によって度々行われてきており、Elmegreen らの論文 (1987) では、762 銀河について 12 種類に分類し、2011 年の論文では 46 銀河について 3 つに分類しているが、大きく分けるならば腕が明瞭であるか不明瞭であるかというグランドデザイン渦巻銀河と羊毛状渦巻銀河に分けることができる。また、Lindblad 共鳴に従い、密度波が存在できる領域（伝播領域）は

限られており、渦状腕の本数が増えると狭くなるので、長い渦状腕を持つグランドデザイン銀河は本数が少なく、フロキュレント銀河のように本数の多い腕は短いことが知られている。

まず、多数の銀河についてグランドデザイン銀河とフロキュレント銀河の 2 種類の形状分類を客観的に行うことにし、腕の本数を同定することから始めた。銀河中心からの同心円上での明るさのコントラストを使用するため、試験的に行った結果から、腕の巻きのきつさやバルジ部分の大きさによって、同定するのに使う半径が異なり、銀河の大きさからだけでは半径は決定できないことがわかり、多数の銀河に対して客観的に行うため、自動的に行うシステムとして後述で示す方法を取った。

2 Methods

銀河の表面輝度は楕円銀河であれば、ドウ・ヴォークルールの 1/4 乗則に、渦巻銀河であれば指数法則に従うことが知られており、どちらも中心部分が最も輝度が高く外側に向かって下がっていく。そこで WISE の画像データから、銀河のある軸方向において銀河中心から外側に向かって表面輝度の値を取り出し、バルジに比較的近いピークを、腕とみなし、その半径で 360 度の表面輝度を取り出す。本来であれば、銀河の長軸上が望ましいが、長軸が画像の縦または横に平行でない場合に、ピクセルが飛び飛びの値を取り、なめらかな輝度曲線が得られずピークが取れないことがあるため、長軸に近い画像の縦または横軸をある軸として取った。

この 1 周分の値の変動（波形）にフーリエ変換をかけることにより、銀河の渦巻構造に 2 本腕の成分、3 本腕の成分がどれだけあるかを客観的に調べることができる。この方法で腕を正しく同定できるかどうかを調べるために Elmegreen らの結果と比較した。

また、高精度な分類を行うために最適なバンドを検証する必要があるため、UV バンドデータである GALEX の画像データ（FUV と NUV どちらも）を使用し、上記の同じ解析を行い、Elmegreen らの結果からわかっている分類をもとに、グランドデザイン銀河とフロキュレント銀河それぞれ 7 つずつ観測

データを WISE と GALEX から用意し、それらと比較した。

なお、比較した銀河は、グランドデザイン銀河として NGC 3938、NGC 4303、NGC 4579、NGC 628、NGC 3344、NGC 3367、NGC 4030、フロキュレント銀河として NGC 5055、NGC 2841、NGC 7331、NGC 470、NGC 2976、NGC 3147、NGC 3521 である。

3 Results

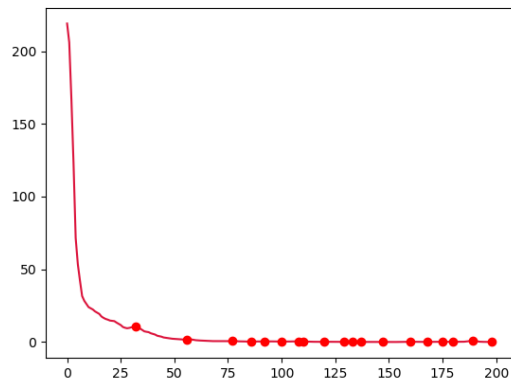


図 1: NGC 3344 の直線状の輝度のグラフ

ある軸方向において銀河中心から外側に向かって表面輝度を取り出した結果（NGC 3344）を上図 1 に示す。表面輝度値のピークを点で表しており、このピークの半径で腕を同定する。グランドデザイン銀河（NGC 3344、NGC 3938）、フロキュレント銀河（NGC 5055、NGC 2841）についてそれぞれ、WISE と GALEX のデータの結果を示す。

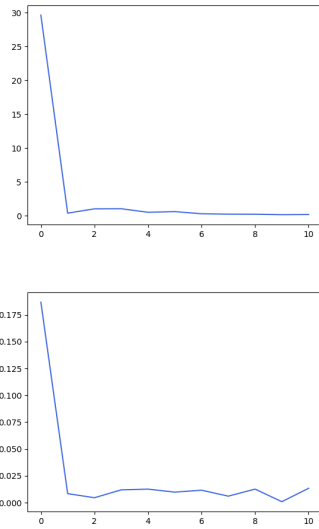


図 2: NGC 3344 (上が WISE、下が GALEX) におけるフーリエ変換

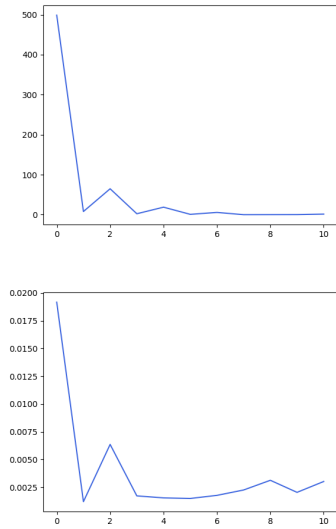


図 4: NGC 5055 (上が WISE、下が GALEX) におけるフーリエ変換

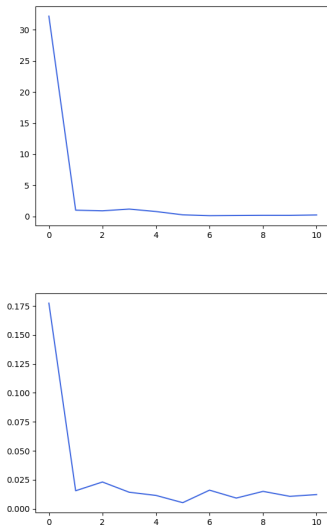


図 3: NGC 3938 (上が WISE、下が GALEX) におけるフーリエ変換

ピークの出ている数が多いだけ腕として同定した本数が多いことを示している。グランドデザイン銀河は 0 以外にピークが出ないはずであり、フロキュレント銀河は多くのピークが出るはずである。

図 2 と図 3 を見ると、WISE のデータの方がきれ

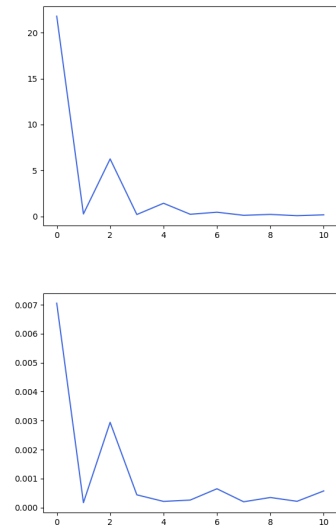


図 5: NGC 2841 (上が WISE、下が GALEX) におけるフーリエ変換

いにピークを抑えられているのがわかる。図 4、図 5 を見ると GALEX の方がより強くピークが出ているのがわかる。

4 Discussion

以上のことから、渦状腕の形状をグランドデザイン銀河とフロキュレント銀河に分類することはできるとがわかり、バンド比較に関してはフロキュレント銀河だけを見ると GALEX のデータの方が適切のように見えるが、本研究の目的は分類であり、グランドデザイン銀河とフロキュレント銀河の違いがより顕著である WISE のデータの方が適切であることがわかった。今後巻きのきつさなど、詳細な分類を高精度で分類する方法を探る。

Elmegreen らの論文 (1987) では、グランドデザイン銀河の方が、フロキュレント銀河よりも 1.5 倍ほど銀河が大きい傾向があることや、密集度の高い銀河群ではグランドデザインが多い傾向があることが報告されている。そこで、表面輝度分布関数、中心集中度、バーの有無など銀河の特徴を複数組み合わせ分類に加味することで、より客観的で、精度の高い形態分類を多数の銀河について行い、分類結果と銀河の性質や環境との関連性について調べていく予定である。

また、デジタル画像の銀河の測定には GALFIT がよく使われる。これは分析関数によってモデル化することで、銀河 2 次元光度プロファイルをフィッティングするコードであり、C.Y.Peng が作成した。GALFIT は銀河の形と外形に合わせるために 1 つもしくはそれ以上の関数でパラメータを調整できるアルゴリズムになっている。この GALFIT を用いて試験的に Sersic 関数を用いて表面輝度プロファイルや Sersic 指数を計算したが、渦状腕を比較するためには簡易的な関数フィッティングでは不十分であることがわかったため、渦状腕をモデル化し、フィットさせることで分析していく予定である。

Reference

- Debra Meloy Elmegreen, & Bruce G. Elmegreen 1987
March 1, The Astrophysical Journal 314:3-9
- Debra Meloy Elmegreen, Bruce G. Elmegreen, etc 2011
August 10, The Astrophysical Journal 737:32(17pp)
- 祖父江義明, 有本信雄, 家正則 (編) 2018, シリーズ現代の天文学 第 5 巻 銀河 II - 銀河系

c12

空間分解した銀河におけるスケーリン
グ側の研究
名古屋大学大学院 理学研究科
近藤 千紘

空間分解した銀河におけるスケーリング則の研究

近藤 千紘 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河全体で積分した物理量の関係、いわゆるスケーリング則は多様なものが知られている。本研究では星形成率と星質量間関係、star formation main sequence (SFMS, e.g., Brinchmann et al. 2004) に注目した。SFMS は現在の星形成率と現在までの星形成の総和にタイトな関係があることを表し、SFMS の解明は星形成や銀河進化の理解に役立つと考えられている。しかし SFMS の物理的起源ははまだ完全には説明されていない。また星形成に関して、「渦巻銀河における棒構造は星形成を抑制するか、促進するか」という未解決問題が存在している (e.g., Catalán-Torrecilla et al. 2017, Kim et al. 2017)。本研究では 1 kpc スケールで空間分解した近傍銀河における SFMS を調べ、棒構造が星形成にどのような影響を及ぼすのかを調べた。その結果、棒構造の有無による星形成率の増加傾向の違いを確認し、棒構造により星形成が促進されるという説を支持するものとなった。

1 Introduction

ある銀河において単位時間内に形成された星の総質量である星形成率 (star formation rate, SFR) と、銀河に含まれる星の総質量 (M_*) との間には対数線形関係があることが知られている。その関係は星形成主系列 (star formation main sequence, SFMS) とよばれ、以下のように表現される。

$$\text{SFR} \propto M_*^N \quad (1)$$

SDSS の観測によると近傍銀河において、冪 N は 0.77 と報告されている (Elbaz et al. 2007)。赤方偏移によって冪 N が変化するという説はあるが、遠方銀河においても同様にタイトな関係が確認されている。

SFMS からは、現在の星形成と、これまでの星形成の累積である星質量が相互に影響しあっていることがわかる。ゆえに銀河の進化と星形成史の理解のために SFMS の解明が必要だが、その物理的起源はまだ完全には明らかにされていない。

また星形成そのものは数 pc スケールで起こっているため、空間分解した銀河における SFMS においても、同様にタイトな関係がみられる。すなわち、星形成面密度 (Σ_{SFR}) と星質量面密度 (Σ_*) における関係である。

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_*^N \quad (2)$$

空間分解した銀河における SFMS から、より詳細に銀河のどの要素が SFMS の冪を決定しているかを調べることができる。空間分解された SFMS の冪は、星形成率を求めるトレーサーやサンプルの違いによって違いが生じるとされており、 $N = 0.72 \pm 0.04$, ~ 1 が報告されている (Abdurro'uf & Akiyama 2017)。

また星形成に関して、棒構造により銀河中心の星形成が促進されているという主張 (e.g., Catalán-Torrecilla et al. 2017) と、現在の棒構造は星形成を抑制するという主張 (e.g., Kim et al. 2017) が対立している。前者は、棒構造によってガスが角運動量を失い、銀河の中心領域に落ち込むことで星形成が促進され、後者は中心領域に落ち込む際の高速度衝突が原因で星形成が抑制されると考えられている。

本研究の目的は、空間分解された銀河における SFMS から、棒構造が星形成にどのような影響を及ぼすかを調べることである。

2 Methods

2.1 Sample

星形成率・星質量・ガス質量・減光量 4 つの物理量間関係を調べることを本研究の展望としているため、将来性も考慮してサンプル選択を行った。星形

成率・星質量・減光量は DustPedia データベース上の *GALEX* (GALaxy Evolution eXplorer) と *WISE* (Wide-field Infrared Survey Explorer) を、ガス質量は COMING (CO Multi-line Imaging of Nearby Galaxies) カタログを使用するため、全てのカタログ内に存在していること、渦巻銀河であること、楕円環出力に使用する CAAPR (Comprehensive & Adaptable Aperture Photometry Pipeline) パイプライン (Clark et al. 2017) が正常に作動することを条件とした。その結果サンプルは 34 天体となった。

2.2 Data

2.2.1 GALEX

星形成率を計算するために *GALEX* の遠紫外 (Far UltraViolet: FUV) データを使用した。FUV における半値全幅 (Full width at Half Maximum: FWHM) は $4.''3$ である。

2.2.2 WISE

星形成率の計算に *WISE* の $22 \mu\text{m}$ を、星質量の計算に、 $3.4 \mu\text{m}$ を使用した。FWHM はそれぞれ $6.''1$, $12.''$ である。しかし *WISE* $22 \mu\text{m}$ の FWHM は $12.''$ より悪いことが知られている。そこで、妥当な FWHM を調べ、本研究では $17.''$ を *WISE* $22 \mu\text{m}$ の FWHM として採用した。

2.3 物理量の計算と空間分解

本研究で使用した物理量の計算方法を以下に示す。星形成率の計算は Casasola et al. (2017), 星質量の計算は Wen et al. (2013) を採用した。

$$\Sigma_{\text{SFR}} = 1.59 (3.2 \times 10^{-3} I_{22} + 8.1 \times 10^{-2} I_{\text{FUV}}) \cos i \quad (3)$$

$$\log_{10} \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right) = (-0.040 \pm 0.001) + (1.120 \pm 0.001) \times \log_{10} \left[\frac{\nu L_{\nu}(3.4 \mu\text{m})}{L_{\odot}} \right] \quad (4)$$

ここで式 (3) について、 $\Sigma_{\text{SFR}} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}]$ は星形成率面密度、 I_{22} , I_{FUV} はそれぞれ $22 \mu\text{m}$, FUV の強度 [MJy str^{-1}], i は銀河の傾き (inclination) である。式 (4) について、 $L_{\nu}(3.4 \mu\text{m})$ は $3.4 \mu\text{m}$ における光度である。

また先行研究では、銀河の空間分解の手法は 1 辺が 1 kpc のピクセル、いわゆる pixel-to-pixel の解析方法が採用されている。本研究では pixel-to-pixel の解析に加え、長半径の幅が 1 kpc ごとの楕円環も採用した。これにより S/N を保持しつつ、SFMS の傾向を調べることができる。

2.4 EM アルゴリズムによるノイズの推定

pixel-to-pixel の解析における SFMS では、対数線形関係を持つ集団と、横軸・縦軸共に相関のないノイズ成分が混在している可能性が示唆された。そこで前者を共分散を持つガウス分布、後者を共分散を持たないガウス分布、それら 2 つのガウス分布が混ざり合った混合ガウス分布と仮定し、EM (Expectation & Maximization) アルゴリズムを用いて、それら 2 つの集団を区別した。

EM アルゴリズムとは、混合ガウス分布のように、解析的に解くことのできない対数尤度関数を最大化するための方法である。

$N(\mathbf{x}|\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\sigma})$ を変数 \mathbf{x} , 平均 $\boldsymbol{\mu}$, 標準偏差 $\boldsymbol{\sigma}$ としたガウス分布を表すとすると、 K 個のクラスタに区別される、混合ガウス分布における対数尤度関数は以下のように書き表せる。

$$\ln p(\mathbf{x}|\boldsymbol{\pi}, \boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\sigma}) = \ln \prod_{n=1}^N \left[\sum_{k=1}^K \pi_k N(\mathbf{x}|\boldsymbol{\mu}_k, \boldsymbol{\sigma}_k) \right] \quad (5)$$

π_k は $\sum_{k=1}^K \pi_k = 1$ を満たす、それぞれのガウス分布の混合の割合を表す係数で、混合係数と呼ばれる。EM アルゴリズムとは $\boldsymbol{\pi}, \boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\sigma}$ の最適化を行うアルゴリズムであり、以下 4 つのステップからなる。

1. $\boldsymbol{\pi}, \boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\sigma}$ の初期値をセットし、対数尤度を計算する
2. 負担率 $\gamma(z_k)$ を計算する。(E ステップ)

3. 対数尤度パラメータ π , μ , σ に関し, 最尤解を求める. (M ステップ)
4. 対数尤度を再計算し, 前回との差分があらかじめ設定していた収束条件を満たしていれば終了し, そうでなければ E ステップに戻る.

ここで負担率 $\gamma(z_k)$, π , μ , σ それぞれの最尤解 π_k^* , μ_k^* , σ_k^* は以下のように表される.

$$\gamma(z_k) = \frac{\pi_k N(\mathbf{x}|\boldsymbol{\mu}_k, \boldsymbol{\sigma}_k)}{\sum_{j=1}^K \pi_j N(\mathbf{x}|\boldsymbol{\mu}_j, \boldsymbol{\sigma}_j)} \quad (6)$$

$$\pi_k^* = \frac{N_k}{N} \quad (7)$$

$$\boldsymbol{\mu}_k^* = \frac{\sum_{n=1}^N \gamma(z_k) \mathbf{x}_n}{N_k} \quad (8)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_k^* = \frac{\sum_{n=1}^N \gamma(z_k) (\mathbf{x}_n - \boldsymbol{\mu}_k)(\mathbf{x}_n - \boldsymbol{\mu}_k)^T}{N_k} \quad (9)$$

$$N_k = \sum_{n=1}^N \gamma(z_k) \quad (10)$$

負担率とは z の事後分布であり, z_k とは潜在変数と呼ばれ, ひとつの k について 1 をとる確率変数である. z_k が 1 である確率は混合係数によって, $p(z_k = 1) = \pi_k$ のように決められる.

3 Results

まず pixel-to-pixel 解析で得られた結果について述べる. 棒構造を持つ銀河 (14 銀河), 持たない銀河 (9 銀河), 中間の特徴を持つ銀河 (11 銀河) をそれぞれ代表に 1 つずつ示す.

図 1 が SFMS のプロットであり, これらに EM アルゴリズムを施したものが図 2 である. 赤色がノイズ, 青色が対数線形関係を持つ集団である. EM アルゴリズムで判断されたノイズの信頼性を調べるため, 銀河上でのピクセルの位置を調べた (図 3). 色が黄色になるほど銀河の中心, 黒になるほど銀河外縁部に位置することを表す.

続いて長半径の幅が 1 kpc ごとの楕円環で分解した SFMS について得られた結果を図 4 に示す. 先ほどと同様, 棒構造を持つ銀河, 持たない銀河, 中間の特徴を持つ銀河をそれぞれ代表に 1 つずつ示す.

4 Discussions & Conclusions

4.1 pixel-to-pixel

EM アルゴリズムでノイズと判断された集団は銀河の外縁部に集中していることがわかった. 銀河外縁部では背景光や他銀河からの汚染を受けるため, これらは確かにノイズと判断してよい. そこで, EM アルゴリズムで対数線形関係を持つとされた集団にのみ注目すると, 本サンプルにおいて棒構造の有無によって, 銀河中心に向かう際の星形成率の増加傾向が異なることが確認できた. 棒構造を持つ銀河において銀河中心付近でも星形成率の増加が維持されることから, 「棒構造によって星形成が促進する」という説を支持する結果となった.

4.2 長半径の幅が 1 kpc ごとの楕円環

長半径の幅が 1 kpc ごとの楕円環においても, pixel-to-pixel 解析と同様の傾向が確認できた. 円環は外縁部ほど面積が大きく, pixel-to-pixel の図と比べて外縁部の S/N が悪化しない. しかし, それでも最外縁部ではノイズの影響が出ていることが見て取れる.

Reference

- Abdurro'uf, & Akiyama. 2017, MNRAS, 13, 1
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D., et al. 2004, MNRAS, 351, 1151
- Casasola, V., Cassara, L. P., Bianchi, S., et al. 2017, A&A, 605, A18
- Catalán-Torrecilla, C., Gil de Paz, A., Castillo-Morales, A., et al. 2017, APJ, 848, 87
- Clark, C. J. R., Verstocken, S., Bianchi, S., et al. 2017, A&A, 609, A37
- Elbaz, D., Daddi, E., Borgne, D. L., et al. 2007, A&A, 48, 33
- Kim, E., Hwang, H. S., Chung, H., et al. 2017, APJ, 845, 93
- Wen, X. Q., Wu, H., Zhu, Y. N., et al. 2013, MNRAS, 433, 2946

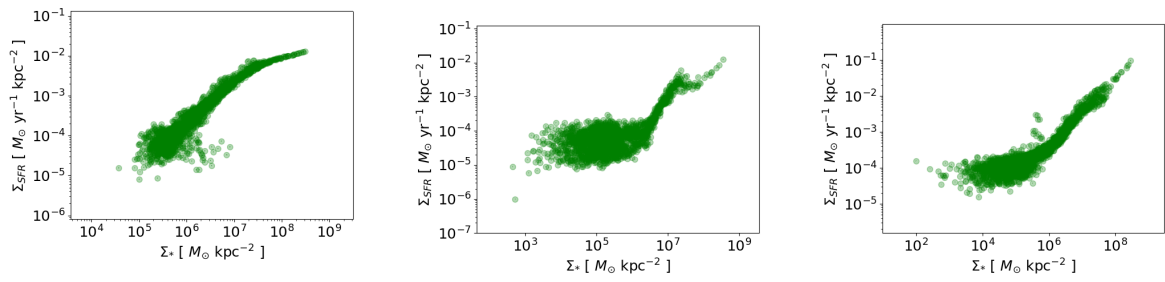


図 1: pixel-to-pixel 解析による SFMS

左: NGC3147 (SA, 棒構造無), 中央: NGC4579 (SAB, 中間型), 右: NGC0613 (SB, 棒構造有)

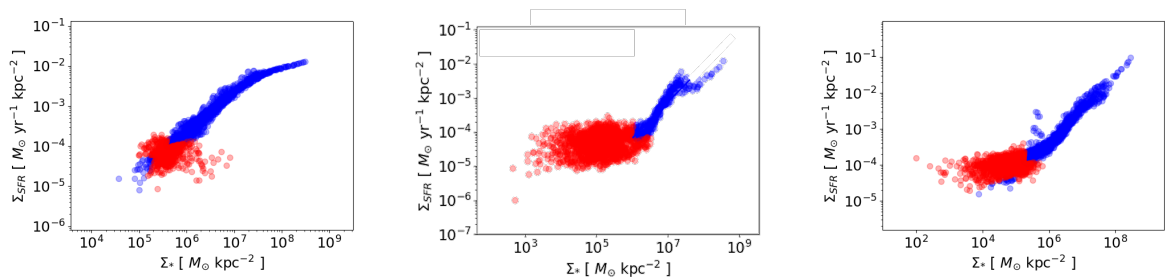


図 2: pixel-to-pixel 解析による SFMS (EM アルゴリズム後)

左: NGC3147 (SA, 棒構造無), 中央: NGC4579 (SAB, 中間型), 右: NGC0613 (SB, 棒構造有)

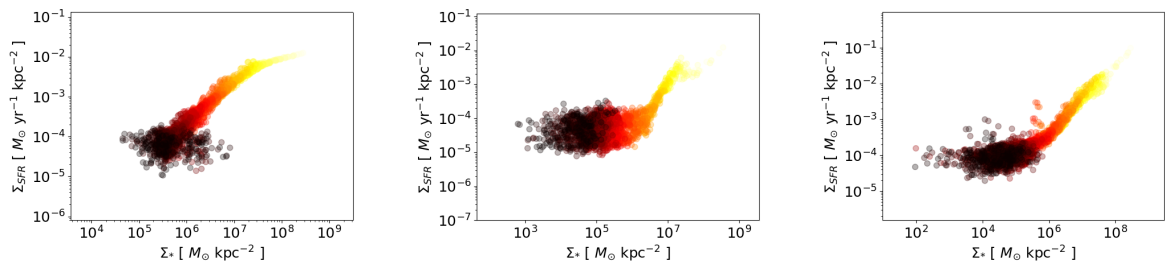


図 3: pixel-to-pixel 解析による SFMS (銀河上の位置)

左: NGC3147 (SA, 棒構造無), 中央: NGC4579 (SAB, 中間型), 右: NGC0613 (SB, 棒構造有)

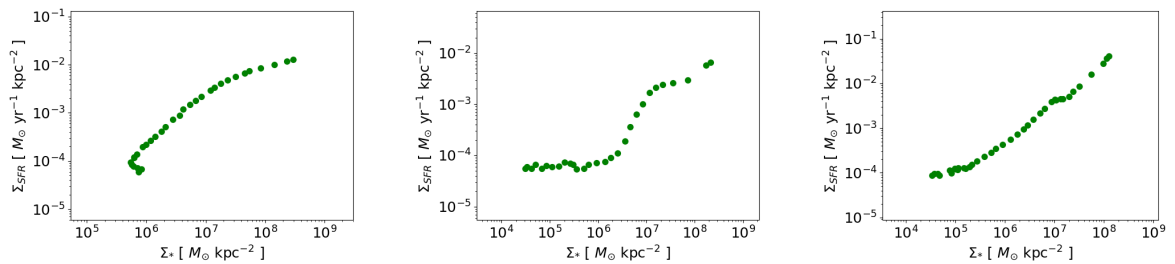


図 4: 楕円環解析による SFMS

左: NGC3147 (SA, 棒構造無), 中央: NGC4579 (SAB, 中間型), 右: NGC0613 (SB, 棒構造有)

c13

シミュレーションによる銀河中心近傍
にある若い星団の個数予測
東京大学大学院 理学系研究科 国立天
文台

中津野 侃貴

Young Massive Cluster の個数予測

中津野 侃貴 (東京大学大学院 理学系研究科 国立天文台)

Abstract

Portegies Zwart et al. は、銀河系中心から 200 pc 以内の若いコンパクトな星団の進化と観測可能性に関する研究を行った。計算は星団を構成する星の恒星進化と重力相互作用による直接 N 体計算、さらに銀河による潮汐力を考慮している。様々な初期条件を持つ星団の、これらの効果による進化を計算した結果、銀河系中心から 200 pc 以内の星団は最長でも 70 Myr 以内に、完全に分解され、背景密度との比較によると最長で 20 Myr もしないうちに観測不可能になるであろうことが分かった。これらの結果を考察することにより、銀河系中心から 200 pc 以内におよそ 50 個もしくは、それ以上の星団があるだろうという結論を導いた。これに関して、詳細なレビューを行う。

1 INTRODUCTION

この論文が発表される少し前 (90 年代後半)、銀河系中心近傍で非常にコンパクトかつ若い 2 つの星団 Arches(Nagata et al. 1995) と Quintuplet(Nagata et al. 1990, Okuda et al. 1990) が発見され、観測により大きさや質量、密度分布、年齢などの詳しい情報が分かっている。しかし、この領域は厚いガスや塵に覆われ容易に観測することが出来ず、まだ発見されていない星団が多く潜んでいるのではないかと考えられている。直前にも、天球面上において銀河系中心から 600 pc までの領域で 58 の星団の候補が発見されている (Dutra & Bica. 2000)。

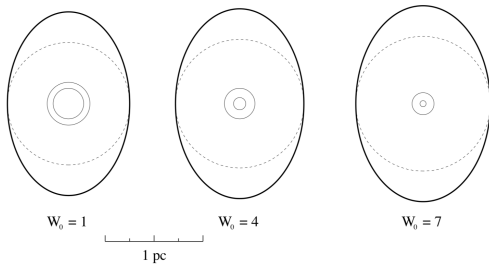


図 1: 各 King パラメーター ($W_0 = 1, 4, 7$) における星団を表した模式図。最も外側の線は銀河場における 0 速度面を表す。内側の 2 つの線は内側からコア半径と反質量半径を、点線は潮汐半径を表している。ただし $r_{GC} = 150$ において、King の球対称な密度分布を持った星団として誕生した場合を示している。

これらの星団に関する重要な研究対象としては、(1) 年齢や存在する場所が大きく異なるものの、形状などいくつかの物理的性質が似ている球状星団との関係性、(2) 銀河の星形成に与える影響、(3) 星団中の恒星の質量分布が一様になっていることの説明、(4) 銀河系中心からの距離と星団の関係性、(5) まだ発見されていない星団がどれほどいるか、などが挙げられる。論文では (1)~(3) に関する研究も進められているが、この発表ではより詳細な内容に踏み込んでいる (4)、(5) に関するレビューを行っている。以降、この銀河系中心近傍の若い星で構成された星団を YMC(Young Massive Cluster) とする。

2 METHODS

2.1 The Tidal Field Near the Galactic Center

銀河系中心による潮汐ポテンシャルは

$$\phi_T(x, y, z) = -\frac{1}{2}(\alpha_1 x^2 + \alpha_3 z^2) \quad (1)$$

で表され (Heggie & Ramamani. 1995)、 x は銀河面の中心へ向かう方向を、 z は銀河面に垂直な方向を表す。ここで、 $\alpha_1 (> 0)$ と $\alpha_3 (> 0)$ は

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -4A(A - B) \\ \alpha_3 &= 4\pi G\rho_G + 2(A^2 - B^2) \end{aligned} \quad (2)$$

であり、 α_1/α_3 が幾何学的性質を決定する。また、 A と B は

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{r} - \frac{dv_c}{dr} \right) \\ B &= -\frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{r} + \frac{dv_c}{dr} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

として決まっており、さらに

$$v_c = \sqrt{\frac{GM_{\text{Gal}}(r)}{r}} \quad (4)$$

$$M_{\text{Gal}}(r_{\text{GC}}) = 4.25 \times 10^6 \left(\frac{r_{\text{GC}}}{\text{pc}} \right)^{1.2} M_{\odot} \quad (5)$$

$(r_{\text{GC}} \lesssim 100\text{pc})$

とする (Mezger et al. 1995)。ここで、

$$\begin{aligned} v_c &= 136.8 \left(\frac{r}{\text{pc}} \right)^{0.1} \text{ km s}^{-1} \\ \frac{dv_c}{dr} &= 13.7 \left(\frac{r}{\text{pc}} \right)^{-0.9} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1} \end{aligned} \quad (6)$$

の値を採用することにより、

$$\begin{aligned} A &\simeq 61.5 r_{\text{GC}}^{-0.9} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1} \\ B &\simeq -75.3 r_{\text{GC}}^{-0.9} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1} \\ \rho_{\text{G}} &\simeq 4.06 \times 10^5 r_{\text{GC}}^{-1.8} M_{\odot} \text{ pc}^{-3} \end{aligned} \quad (7)$$

また、YMC 中心からの銀河中心と YMC 中心が作る第 1 ラグランジュポイントまでの距離は

$$r_{\text{L1}} \equiv \left(\frac{-M}{\alpha_1} \right)^{1/3} \quad (8)$$

これに (2) を代入し、

$$r_{\text{L1}} \simeq 4.90 \times 10^{-3} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{r_{\text{GC}}}{\text{pc}} \right)^{0.6} \text{ pc} \quad (9)$$

また、YMC の周回している軌道より内側の銀河の質量 M_{Gal} を用いると

$$r_{\text{L1}} \simeq \left[\frac{M}{2M_{\text{Gal}}(r_{\text{GC}})} \right]^{1/3} r_{\text{GC}} \quad (10)$$

である。

2.2 Initial Cluster Structure

初期条件としては Arches と Quintuplet に関する観測値をもとに決めている。YMC の密度と銀河中心からの距離を変えて、モデリングした YMC の進化を比較する。具体的な初期条件は恒星の数が 12k(12288)、恒星質量 m は $0.1M_{\odot} < m < 100M_{\odot}$ 、質量関数は太陽近傍の質量関数 (Scalo, 1986) を採用した。この質量関数による中央値は $0.3M_{\odot}$ 、平均質量は $\langle m \rangle \simeq 0.6M_{\odot}$ 、総質量はおよそ $7500M_{\odot}$ となっている。また、初めは全ての恒星が単独で存在し 3 体相互作用を通じて連星が形成されていく。YMC の形状としては、King モデルを採用し King パラメーター $W_0 = 1, 4, 7$ それぞれに関して行う。また、銀河中心から YMC までの距離 $r_{\text{GC}} = 34, 90, 150 \text{ pc}$ それぞれの場合に関して、また恒星進化を考慮しない場合を含め、合計 10 パターンに関してシミュレーションを実行する。

3 RESULTS

3.1 The Evolution of the Cluster

図 2 左より、各モデルの質量変化を示しており銀河中心から離れているほど銀河の潮汐力の影響が小さいため寿命が長くなっている。図 2 右は恒星数の進化を示しており初期の半質量緩和時間で規格化されている。それぞれの線は完全には重なっていないが、恒星進化を考慮しない場合 (no SE) も含め、連星の形成などの確率的な現象による差がわずかに現れているに過ぎず、非常に似た進化をしている。恒星進化を考慮する場合に限っても恒星の進化による影響は、YMC の誕生から始めの数 Myr に効いてくるので、各 r_{GC} における、恒星進化が支配的なタイムスケールが異なる。よって、YMC の進化において銀河の潮汐力や N 体相互作用に比べて恒星進化の影響は非常に小さい。銀河中心から離れば離れる程、寿命が少し伸びている理由は今回の結果からだけでは分からない。恒星進化や連星形成、星の衝突などで説明することが出来るかもしれないが今回の論文の研究範囲を大きく超えている。

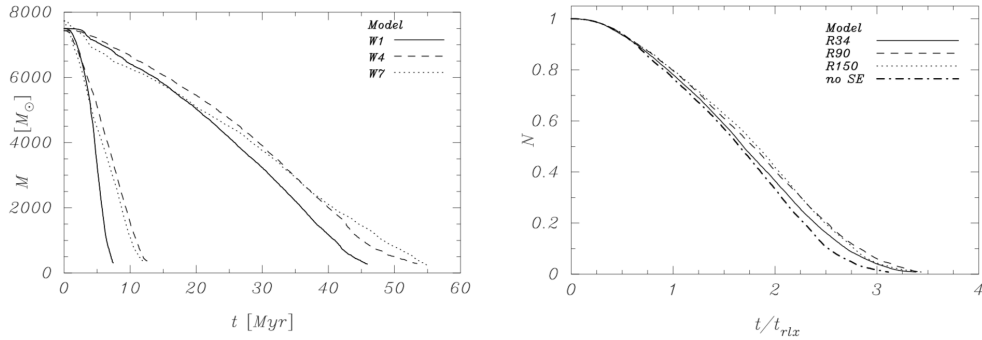


図 2: 左は $r_{GC} = 34$ (左), 150 pc(右) における $W_0 = 1$ (実線), 4 (ダッシュ線), 7 (点線) の総質量の変化を示した図である。右は $W_0 = 4$ における $r_{GC} = 34$ (実線), 90 (ダッシュ線), 150 (点線)、恒星進化を考慮しない場合 (no SE) の恒星数の変化を示す図で、それぞれの t_{rlx} で規格化している。

3.2 Distances to the Galactic Center

図 4 はシミュレーションされた星団の反質量半径までの投影質量密度の時間発展を最も高密度の R34W7、丁度中間密度の R90W4、最も低密度の R150W1 に関して示したものである。地球から見た、投影された表面質量密度は銀河中心からの投影距離 d を用いて

$$\Sigma(d) = 4.06 \times 10^5 \int (d^2 + z^2)^{-0.9} dz M_{\odot} \text{pc}^{-2} \quad (11)$$

で求められ、星間密度は (7) を用いている。積分区間は、 $-100 < z < 100$ で地球から YMC の視線に沿って行く。視線上の積分範囲外の影響はとても小さい

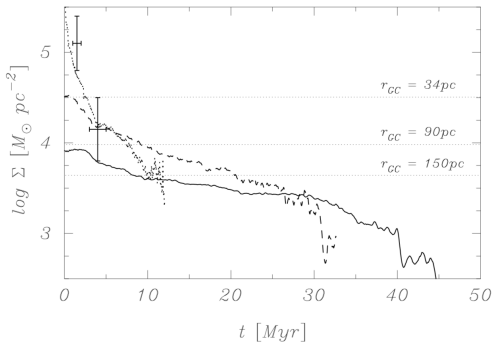


図 3: R34W7(点線)、R90W4(ダッシュ線)、R150W1(実線) モデルにおける投影質量密度の進化を示している。ドットの垂直な直線は銀河中心からの投影距離 $d = 34, 90, 150$ pc での表面投影質量密度 ($\Sigma(d)$) を示している。2つのエラーバーは Arches (左) と Quintuplet (右) を示している。

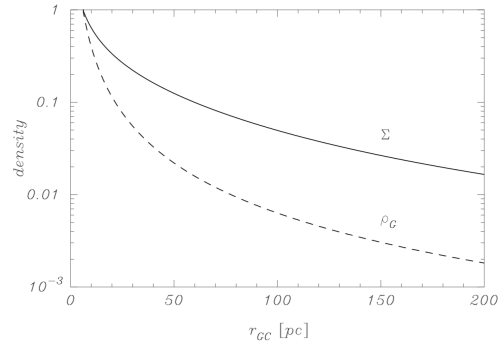


図 4: 銀河中心付近における、地球からの投影質量密度 (実線; eq. [11]) と質量密度 (ダッシュ線; eq. [7]) を示している。共に $r_{GC} = 5$ pc の値で規格化している。

(約 10%) ので、無視している。観測することの出来た YMC と背景の投影質量密度は同程度である。同程度では観測されない可能性があるものの、実際の背景としてカウントされる恒星は今回のシミュレーションで積分に用いた恒星よりも古いものも多く、より小さな光量/質量の割合を持っていると考えられる。そのため、シミュレーションより YMC を観測しやすい環境だったと考えられる。Quintuple の投影質量密度がシミュレーションによる背景の質量密度より小さいにも関わらず、詳しい観測が可能だったのはこれらの理由による可能性が考えられる。YMC の性質を決定するのは r_{GC} (と W_0) であるのに対して、比較対象である背景の投影質量密度は d (投影距

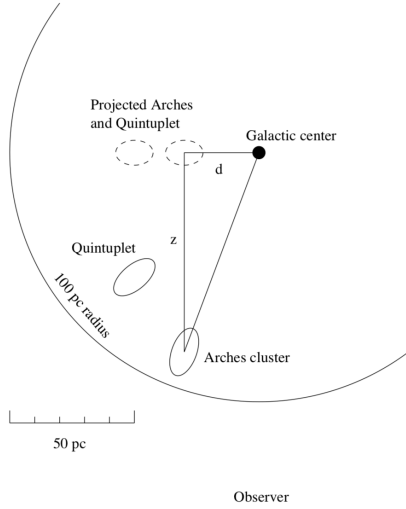


図 5: 銀河中心と、Arches や Quintuplet、Observer (地球方向)、各パラメーターの関係を表した模式図。大きな円は銀河中心から 100 pc までを表し、各 YMC を表す楕円は実際より約 10 倍誇張して描いている。

離)に依存している。これらの関係を詳細に考察するのは難しいので、Quintuplet の質量密度を検出可能な YMC の質量密度の下限値 ($\sim 10^4 M_\odot \text{pc}^{-2}$) とする。この場合、150 pc の YMC は生涯を通して観測することは出来ないが、34, 90 pc の YMC は始めの 800 Myr あたりまで観測可能であることが分かる。銀河中心から離れた YMC であるほど YMC 自体の寿命は長くなるが、検出可能である寿命は短くなる傾向がある。ただし、これらの考察は質量の情報を用いているが、より正確には光度で比較をしなければならない。光度に関するシミュレーションも行われているが、考察はより複雑になるので本論文では行われていない。

4 DISCUSSION

図 2 より YMC の質量 M はおおよそ時間 t の 1 次関数として表すことができ、それは潮汐半径での緩和時間

$$t_{\text{rxt}} \simeq 2.19 \left[\frac{r_{\text{GC}}}{(\text{pc})} \right] (\text{Myr}) \quad (12)$$

を利用して

$$M = M_0 \left(1 - \frac{\tau}{\tau_c} \right) \quad (13)$$

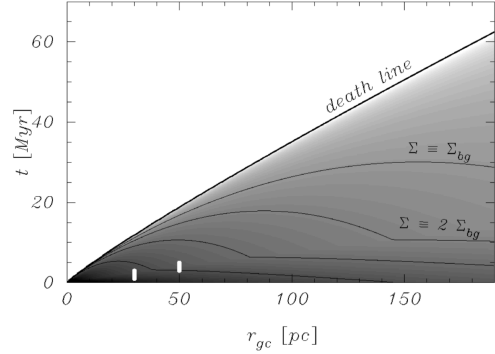


図 6: (13) の式より質量 M が正である領域に影をつけ、YMC の生存領域とした。左下の小さな白い領域は Arches (左) と Quintuplet (右) を表している。

とする。ただし、 $\tau \equiv \frac{t}{t_{\text{rxt}}(r_{\text{GC}})}$ 、 $\tau_c \simeq 0.29$ としている。

図 6 を用いて簡単に、まだ発見されていないであろう YMC の個数を見積もってみる。この段階で発見されている YMC は銀河中心に近く、若い 2 つ (Arches と Quintuplet) だけである。1 つの簡単な仮定として、Arches と Quintuplet が含まれている領域 ($t < 5 \text{ Myr}$ かつ $r_{\text{GC}} < 50 \text{ pc}$) の YMC は全て発見されており、その領域以外の YMC は全く発見されていないとする。そして、影になっている領域に均等に YMC が分布しているとする、影になっている領域に含まれる YMC の総数は $2 \times \left[\frac{\frac{1}{2}(60 \text{ Myr})(200 \text{ pc})}{(5 \text{ Myr})(50 \text{ pc})} \right] = 48$ 個となり、およそ 50 個だと見積れる。しかし、例えば地球から見て銀河中心より遠くにある YMC は近くにある YMC と比べて、背景との区別がより難しくなることが考えられるなど、銀河中心に近く若い領域に含まれる YMC が、既にすべて発見されており 2 つしか無いという仮定は現実的ではない。よって、銀河中心から 200 pc より内側にある YMC は優に 50 を上回っていると考えられる。

5 REFERENCE

- Portegies Zwart et al., ApJ, 546, L101, (2001)
 Portegies Zwart et al., ApJ, 565, L265, (2002)

c14

質量とサイズの関係から探る, 初代銀河
類似天体としての極金属欠乏銀河
東京大学大学院 理学系研究科
磯部 優樹

すばるで探る希少天体・近傍極金属欠乏銀河のサイズと星形成

磯部 優樹 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

誕生して間もない遠方宇宙の初期銀河は、低金属量で小質量といった性質をもつと考えられている。この特徴は近傍宇宙において極金属欠乏銀河 (EMPG) と呼ばれる天体と類似しており、遠方初期銀河を理解する手がかりとなる。本研究では、すばる HSC SSP 探査の Wide 領域で機械学習により選ばれた EMPG 22 天体 (Kojima et al. in prep) のうち、11 天体 (うち 4 天体が分光同定済み) の i バンドでの有効半径を調べた。この際、EMPG のホスト銀河とみられる天体にも同時にフィッティングを行い、独立に信頼性の高い測定値を得る工夫をした。その結果、EMPG の多くは有効半径が $r_e = 45\text{-}300$ pc であることがわかった。また、EMPG の i バンド絶対等級は -13 から -12 等級となり、星質量にして $10^{5-6} M_\odot$ であった。同程度の質量をもつ遠方銀河と比較したところ、EMPG の方が 1 桁程度サイズが大きいことが判明したため、EMPG は遠方初期天体の完全なアナログ天体ではないと判明した。一方で、近傍の多様な銀河と比較したところ、今回解析された EMPG は矮小楕円体銀河と近いサイズ、星質量をもっていることが明らかになった。このことから、ホスト銀河をもつ EMPG は低金属量な矮小楕円体銀河がホスト銀河との相互作用によって星形成を開始させたものであるという示唆を得た。

1 導入

誕生して間もない遠方銀河の性質については未解明な部分が多い。しかし、原子核合成の進んでいない宇宙初期には金属元素の量が少ないことや、軽い銀河が集合・合体を繰り返しながら銀河が進化してきたことを考えると、初期銀河の多くは低金属量で小質量であると考えられる。加えて、Santini et al. (2017) や Shibuya et al. (2015) などの研究から、同じ星質量で比較したときに遠方銀河の方が高い星形成率 SFR、星形成率表面密度 Σ_{SFR} を有することが示されている。ただ、遠方天体は分光観測が難しいため、より詳細な物理量を測定するには JWST など次世代の望遠鏡の登場を待たなければならない。一方で、金属汚染の進行しているはずの近傍宇宙において、極金属欠乏銀河 (EMPG) という金属量の極めて少ない天体が発見されている (e.g. Izotov & Thuan 1998)。EMPG は低金属量で小質量といった特徴を備えているため、遠方初期銀河のアナログ天体としての可能性が期待されている。したがって、本発表では有効半径 r_e 、星質量 M_* 、SFR、 Σ_{SFR} を元に EMPG と遠方初期天体を比較・議論する。

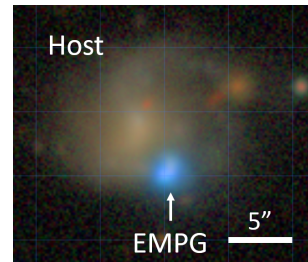


図 1: ホスト銀河をもつ EMPG の例

2 サンプルと解析手法

2.1 EMPG のサンプル

金属合成の進んだ近傍宇宙において EMPG は希少であるため、まとまった数のサンプルを用意するには広域かつ深い探査が必要となる。Kojima et al. (in prep) では十分に広い探査領域 (1,400 平方度) をもつ上に SDSS の ~ 100 倍暗い天体を観測できるすばる HSC SSP データを用いた。しかし、このデータには天体の金属量を求めるのに必要な分光データがない。そこで、Kojima et al. (in prep) は EMPG の出す強い $\text{H}\alpha$ 、 $[\text{OIII}]$ 輝線によって g, r バンド全体が

明るくなることに着目し、機械学習によって総天体数 5,000 万の中から 22 個の EMPG 候補天体を選び出すことに成功した。そのうち 4 天体は分光追観測され、太陽金属量の 1/10 より小さいことが確認されている¹。また、これらの EMPG のうち半数以上が図 1 のようなホスト銀河²を持っていることが確認されている。

2.2 サイズ測定

本研究では、EMPG の表面輝度プロファイル $SB(r)$ として、幅広い近傍銀河をよく表す Sérsic 関数

$$SB(r) = SB_e \exp \left[-\kappa(n) \left(\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right) \right] \quad (1)$$

を仮定した。GALFIT (Peng et al. 2010) という画像フィッティングコードは式 (1) の関数を実装している上、複数の成分を同時にフィッティングできるという特長をもつ。本研究では GALFIT を用いて EMPG とホスト銀河の r_e を同時に求めた³。ただし、EMPG では活発な星形成が行われていると考えられているので、その影響をあまり受けない i バンドのデータを用い、星の分布を調査した。また、今回解析する EMPG は画像の seeing サイズ⁴よりコンパクトなものが多いので、点拡がり関数を用いて光源の広がりを補正した。これ以降、Spec EMPG 4 天体と、フィッティングが比較的うまくいった Photo EMPG 7 天体の合計 11 天体について議論する。

2.3 星質量、星形成率

Spec EMPG に関しては、SED フィッティングにより M_* が求められている (Kojima et al. in prep.). 一方で Photo EMPG に対しては、 i バンド絶対等級 M_i から以下の関係を使って M_* を求めた。

$$\log M_*/M_\odot = -0.4M_i + (0.4 \pm 0.5) \quad (2)$$

¹以降、分光追観測済の 4 天体を Spec EMPG、それ以外の天体を Photo EMPG と呼ぶことにする。

²分光同定されていない天体に関してはあくまでも候補である。

³自由度を減らす目的で Sérsic インデックス n を 1 に固定する場合もあったが、自由に振っても結論には影響しない。

⁴~ 0.45 arcsec. $z = 0.025$ で ~ 200 pc.

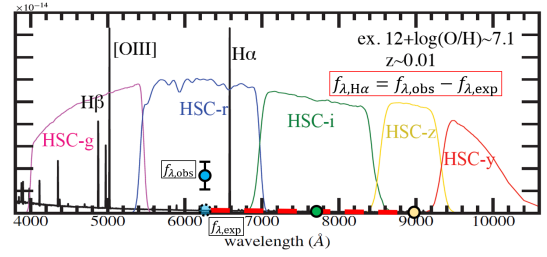


図 2: $F(H\alpha)_{\text{photo}}$ の導出方法を示す概略図。

式 (2) は、若い星形成銀河モデル (Chevallard & Charlot 2016) に対して我々がフィッティングした結果である。また、SFR と $H\alpha$ 光度 $L(H\alpha)$ は比例関係にあることが知られているため (Kennicutt 1998)、測光データから $H\alpha$ フラックス $F(H\alpha)$ を見積もることができれば、Photo EMPG についても SFR の議論ができる。近傍 EMPG の r バンドには非常に強い $H\alpha$ 輝線が含まれている。そこで、図 2 のように輝線の影響が少ない i, z バンドの測光値から r バンドにおける連続光成分を外挿し、超過分を $F(H\alpha)_{\text{photo}}$ とすることにした。これを Spec EMPG の分光測定されたフラックス $F(H\alpha)_{\text{spec}}$ と比較したところ 2 倍程度の範囲で一致していることが確認できたため、SFR を

$$SFR = (7.9/1.8) \times 10^{-42} L(H\alpha) \quad (3)$$

$$L(H\alpha) = F(H\alpha) \cdot 4\pi d_L^2 \quad (4)$$

にしたがって見積もった⁵。ただし d_L は光度距離で、赤方偏移 z の関数である。ここで、Spec EMPG の z は $z = 0.02-0.03$ であったため、Photo EMPG の z を 0.025 と仮定した。さらに、SFR と r_e の値から Σ_{SFR} を

$$\Sigma_{\text{SFR}} = \frac{SFR/2}{\pi r_e^2} \quad (5)$$

にしたがって見積もった。

⁵式 (3) は Kennicutt (1998) のものに Chabrier (2003) の初期質量関数を仮定。

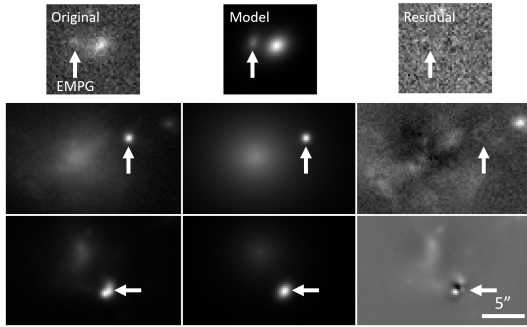


図 3: GALFIT によるフィッティング結果. (上): EMPG, ホスト銀河ともに成功の例, (中): EMPG 成功, ホスト銀河要改善の例, (下): EMPG, ホスト銀河ともに要改善の例.

3 解析結果

3.1 フィッティング

図 3 は GALFIT のフィッティング結果である. 左側が元画像, 中央がモデル画像, 右側が residual 画像 (元画像からモデル画像を差し引いたもの) となる. フィッティングの妥当性は, Residual 画像を目視で判断した. 図 3 上段のようにフィッティングが成功しているものが 6 天体, 図 3 中段のようにホスト銀河には引き残りが多きものの EMPG のフィッティング自体は成功しているものが 3 天体であった. 一方で, EMPG のフィッティングを改善する余地のあるもの (図 3 下段) も 2 天体存在した.

3.2 サイズ - 星質量関係

今回発表する EMPG の多くは -12 から -13 等級, $r_e = 45\text{-}300$ pc の範囲にあることが判明した. 一方で, i バンド等級が暗い側の 2 天体を除く 5 つのホスト銀河は -16 から -18 等級, $r_e \sim 1$ kpc となり, EMPG のものと比べて ~ 100 倍明るく, ~ 10 倍大きいという結果となった. また, 図 4 は, 式 (2) にしたがって M_i を M_* に変換し, $r_e - M_*$ 関係図上で他の近傍天体, 遠方小質量銀河 (Kikuchihara et al. 2019 and references therein) と比較したもので

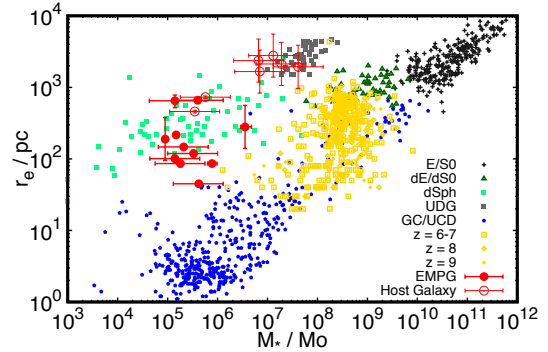


図 4: さまざまな天体のサイズ - 星質量関係. 低赤方偏移の楕円銀河 (E/S0, dE/dS0), 矮小楕円体銀河 (dSph), 球状星団 (GC/UCD) (以上, Norris et al. 2014), 近傍の Ultra Diffuse Galaxy (UDG; van Dokkum et al. 2015), $z = 6\text{-}9$ の小質量銀河 (Kikuchihara et al. 2019).

ある⁶. 図 4 を見ると, EMPG は遠方銀河というよりもむしろ矮小楕円体銀河 (dSph) に近い分布をしていることが分かる. 一方で, ホスト銀河の分布は Ultra Diffuse Galaxy (UDG; van Dokkum et al. 2015) と近いことも判明した.

3.3 星形成率, 星形成率表面密度

図 5 は, EMPG の SFR と M_* の関係を Santini et al. (2017) の結果と比較したものである. 図 5 を見ると, 今回発表する EMPG は $z > 6$ の天体に匹敵するような高い SFR を有することが分かる. 一方で, EMPG の Σ_{SFR} を計算したところ, 今回発表する EMPG の多くは $z \sim 2$ 並みである (Shibuya et al. 2015; $\Sigma_{\text{SFR}} \sim 10^{-1} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$) ことが明らかになった.

⁶フィッティング要改善と判断された天体の r_e には 2 倍程度の誤差があったとした一方, 成功した天体の誤差はモンテカルロ法により見積もった.

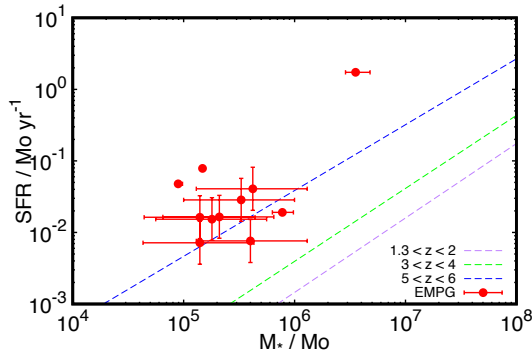


図 5: EMPG の星形成率 - 星質量関係. 点線は, $\log M_*/M_\odot \gtrsim 7.5$ で成り立つ関係 (Santini et al. 2017) を外挿.

4 議論

4.1 近傍天体との対応

図 4 より, EMPG とホスト銀河はそれぞれ dSph, UDG と似た $r_e - M_*$ 関係をもつことが判明した. dSph, UDG の大部分はほとんど星形成していないと考えられている (van Dokkum et al. 2015, Grebel & Gallagher 2004) 点においてホスト銀河は UDG に近い天体であることが見ることができる. さらに, dSph の中には誕生してからほとんど星形成活動を経験しなかったために現在でも金属量が低いものもある (Harbeck et al. 2001). それまでほとんど星形成してこなかった伴銀河の SFR がホスト銀河との相互作用によって急激に上昇する可能性 (マゼラン雲; Nidever et al. 2019) を考えると, ホスト銀河に付随する EMPG は UDG などとの相互作用によって近年星形成を開始した dSph である可能性が示唆される.

4.2 遠方銀河との対応

本研究から, EMPG は遠方銀河と同様にコンパクトかつ小質量な天体であることが明らかになった. しかし, SFR と Σ_{SFR} の比較から, 今回発表した EMPG は遠方銀河 ($z \gtrsim 6$) と同様の SFR を示すものの, サイズが 1 桁程度大きいために Σ_{SFR} は $z \sim 2$ の天

体程度にとどまっていることが分かった. したがって, EMPG は遠方銀河の完全なアナログ天体ではないが, 金属量の極端に欠乏した環境における活発な星形成活動を調べることで初期銀河の形成・進化について議論を進めることができると考えられる.

5 まとめ

すばる HSC SSP データから選ばれた EMPG サンプルに対し, 画像フィッティングによって r_e, M_* を求めた. その結果, EMPG は $r_e = 45\text{-}300$ pc, $M_* = 10^{5-6} M_\odot$ とコンパクトかつ小質量な天体でありながら, 遠方初期天体というよりはむしろ dSph に似た $r_e - M_*$ 関係をもつ天体であることが判明した. dSph の性質から, ホスト銀河をもつ EMPG はホスト銀河との相互作用を受けて近年星形成を開始させた dSph の可能性がある. また, EMPG は遠方銀河の完全なアナログ天体ではないが, 始原ガスに近い環境での活発な星形成を見ることで遠方初期銀河を理解する手がかりとなる. 今後の展望として, ホスト銀河をもつものだけでなく孤立した EMPG の形成過程について迫れればと考えている.

Reference

- Chabrier, G., 2013, PASP, 115, 763
 Chevallard, J. & Charlot, S., 2016, MNRAS
 Grebel, E. K. & Gallagher, J. S., 2004, ApJ, 610, 89
 Harbeck, D., et al., 2001, AJ, 122, 3092
 Izotov, Y. I. & Thuan, T. X., 1998, AJ, 497, 227
 Kennicutt, R. C. Jr., 1998, ARA&A, 38, 189
 Kikuchihara, S., et al., 2019, ApJ
 Kojima, T., et al., in prep
 Nidever, D. L., et al., 2019, ApJ
 Norris, M., et al., 2014, MNRAS
 Peng, C. Y., et al., 2010, AJ, 139, 2097
 Santini, P., et al., 2017, ApJ, 847, 76
 Shibuya, T., Ouchi, M., & Harikane, Y., 2015, ApJS
 van Dokkum, P. G., et al. 2015, ApJ, 798, 45

c15

CO 回転振動遷移吸収線を用いた AGN
周辺分子ガス分布の研究
東京大学大学院 理学研究科
松本 光生

CO 回転振動遷移吸収線を用いた AGN 周辺の分子ガス分布の研究

松本 光生 (東京大学大学院 理学研究科)

Abstract

活動銀河核 (AGN) とは、銀河中心の大質量ブラックホールに円盤状に降着する物質が重力エネルギーを光放射することで輝いている天体である。そして、光放射する降着円盤を取り囲むように分子トラスが存在すると考えられている。分子トラスの構造は AGN 活動と共に変化するため、AGN の光放射機構を理解する上で重要である。しかし、分子トラスの内部構造や形成過程は、まだ詳細には理解されていない。そこで、分子トラスの内部構造を観測する手法として、 $4.7\mu\text{m}$ 付近の CO の回転振動遷移吸収線 ($v=0-1$, $\Delta J=\pm 1$) が有効である。本発表では、CO 吸収線を用いた AGN 周りのガス構造の先行研究 (Baba et al. 2018, Shirahata et al. 2013) のレビューを行い、流体シミュレーションの理論的な先行研究 (Wada et al. 2016) との整合性について議論する。Baba et al. 2018 では、10 天体の CO 吸収線の形状から、CO を含むガスの平均温度が 360 K、CO の柱密度が 10^{19} cm^{-2} と見積もられた。CO ガスは星形成領域のガス (10 K \sim 100 K) よりも高温であり、AGN からの X 線放射によって分子トラスの内側のガスが加熱されていると結論づけた。また、Shirahata et al. 2013 では、IRAS 08572+3915 をより波長分解能の高い CO 吸収線の観測を行った。その結果、CO ガスの温度が 270 K で、母銀河に対する相対速度が $\sim 160 \text{ kms}^{-1}$ の Outflow 成分が確認された。一方で、AGN からの X 線放射、超新星爆発を考慮した流体シミュレーションの研究 (Wada et al. 2016) では、Outflow の速さは $100 \text{ kms}^{-1} \sim 500 \text{ kms}^{-1}$ で、温度は $10^3 \sim 10^4 \text{ K}$ であった。観測で見られた高温 Outflow 成分を理論モデルと比較し、高温 Outflow 成分の起源を探る。

1 Introduction

活動銀河核 (AGN) とは、銀河中心の大質量ブラックホールに円盤状に降着する物質 (降着円盤) が重力エネルギーを光放射することで、非常に明るく輝く天体である。AGN には、速度幅の広い広輝線を持つ Type1 AGN と広輝線を持たない Type2 AGN が存在する。AGN 統一モデルによると、2 種類の AGN の違いは降着円盤の外側に存在するガスやダストが混在した分子トラスが Type2 AGNs の持つ広輝線を隠すことに起因すると考えられている。(図 1) そして、その分子トラスに存在する物質は AGN 内部に降着し、AGN 進化に影響を与える。そのため、分子トラス内部の構造を理解することは AGN 進化を理解する上で重要である。しかし、分子トラスのサイズは非常に小さく ($\sim \text{pc}$ 、銀河サイズ: $\sim \text{kpc}$)、現在の望遠鏡では空間分解できないため、分子トラスの内部構造は詳細には理解されていない。そこで、 $4.7\mu\text{m}$ 付近での複数の CO 振動回転遷移吸収線 ($v = 0-1$, $\Delta J = \pm 1$) を同時に観測する手法

は、分子トラスの内側のダスト昇華層に存在する高温ダスト (1500K) からの黒体放射を背景光とする事で、銀河の影響を受けずに分子トラスの物理状態に迫ることができるため、有効である。

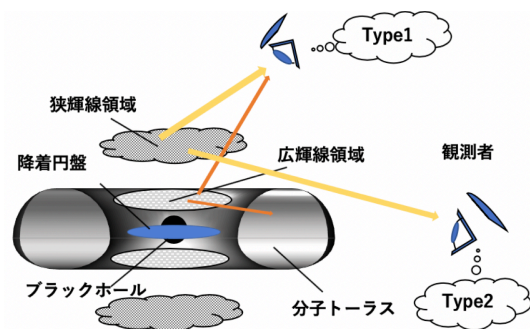


図 1: AGN 構造と AGN 統一モデルの概念図

図 1: AGN 統一モデルにおける Type-1 AGNs と Type-2 AGNs の違い

しかし、AGN 統一モデルによると、全ての Type-2 AGNs で示すはずの CO 振動回転遷移吸収線を示

さない Type-2 AGNs が存在する事が分かっている Luts (2004)。この事実は、CO 回転振動遷移吸収線の存在する AGNs は特別な分子トラスの内部構造を持つもしくは、特定の観測角度でしか CO 振動回転遷移吸収線を示さないことを意味する。そのため、CO 振動回転遷移吸収線が捉えるガスが存在する位置を観測的に見積もり、理論研究と比較する事でガスの起源を明らかにすることは重要となってくる。

2 Baba et al. 2018

2.1 Data and Analysis

Baba (2018) で CO 振動回転遷移吸収線 ($v=0-1$, $\Delta J=\pm 1$) を示す 10 天体は、AKARI mission program AGNUL (P.I.T. Nakagawa) で観測された ULIRG 50 天体のうちの 6 天体と Spitzer で観測された CO 振動回転遷移吸収線示す ULIRG 4 天体 (Spoon 2005) である。AKARI で観測された分光データは CO 振動回転遷移吸収線を示す波長域を全て捉られていないため、Spitzer で観測されたデータを組み合わせた。この際、2 種類のデータの Flux density のスケールを較正するために WISE 測光データを用いた。

これらの分光データから CO 振動回転遷移吸収線の Profile の解析は、Plane-parallel LTE gas model を用いて行った。LTE gas model において背景光の連続成分はダスト昇華層の温度 1500 K の黒体放射を仮定して、CO 振動回転遷移吸収線の Profile から CO を含むガスの温度、柱密度を見積もった。

2.2 Results and Discussion

ULIRG10 天体における CO 振動回転遷移吸収線のフィッティングの結果は図 2 のようになった。その結果、10 天体から見積もられる平均的なガスの温度は $T_{CO} = 360$ K、CO ガスの柱密度 $N_{CO} = 10^{19}$ cm^{-2} であり、CO ガスは星形成領域のガス (10-100 K) よりも高温で大量に存在している事がわかる。この CO ガスの高温化は AGN 中心からの X 線放射によって説明が可能である。AGN 中心の X 線は、AGN 外側のガスやダストを照射し、ガスやダストを加熱する。(Luts 2004) の X 線放射を受けたガスモデル

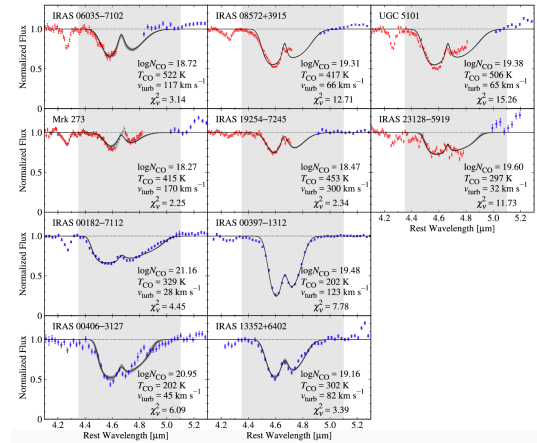


図 2: AKARI と Spitzer による分光データの Plane-parallel LTE gas model を用いた CO 振動回転遷移吸収線のフィッティングの結果。(Baba (2018), fig 4)

によると、CO ガスの温度 $T_{CO} > 10^2$ K、柱密度 $N_{CO} > 10^{18}$ cm^{-2} が X 線加熱により実現可能であり、本研究での観測の温度、柱密度と整合的である。

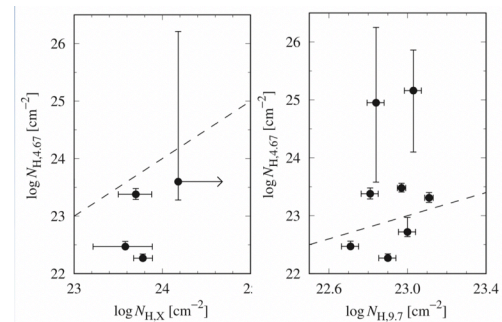


図 3: 左図; 縦軸は CO 吸収線から見積もられる水素原子の柱密度、横軸は X 線観測から見積もられる水素原子の柱密度。右図; 縦軸は CO 吸収線から見積もられる水素原子の柱密度、横軸は Si 吸収線から見積もられる水素原子の柱密度。(Baba (2018), fig 8, 9)

また、CO ガスが存在する位置を予測するために、CO の柱密度から予想される水素原子の柱密度 ($N_{H,4.67}$) と $9.7 \mu\text{m}$ 付近の Si 吸収線と X 線観測から予想される水素原子の柱密度 ($N_{H,X}$, $N_{H,9.7}$) の比較を行った (図 3)。その結果、 $N_{H,X} > N_{H,4.67}$ で

あることから、CO ガスは AGN 中心の X 線放射源より外側に存在し、 $N_{\text{H},9.7} \simeq N_{\text{H},4.67}$ であることから、CO ガスは Si (ダスト) と共存している事が分かった。

これらの結果から、AGN 中心の X 線放射によって CO ガスは温められ、その CO ガスは分子トラス内側のダスト昇華層付近に存在すると結論づけた。

3 Shirahata et al. 2013

3.1 Analysis and Result

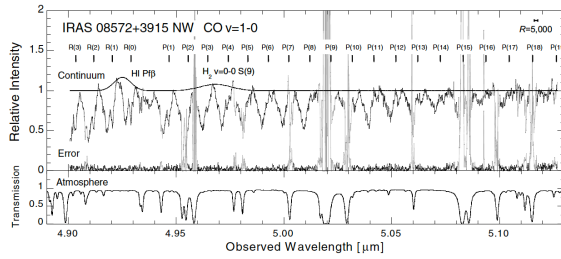


図 4: IRAS 08572+3915 の 4.900-5.128 μm の CO 振動回転遷移吸収線の feature と大気吸収による透過率の波長依存性。(Shirahata (2013)、fig 2)

Shirahata (2013) では、高波長分解能を持つすばる望遠鏡の IRCS (Infrared Camera and Spectrograph) を用いて、IRAS 08572+3915 の分光観測を行った。(図 4) その結果、Baba (2018) では縮退して示されなかった複数の CO 振動回転遷移吸収線 ($v=0-1$, $\Delta J=\pm 1$, $J<17$) を Shirahata (2013) では示し、さらに速度分解が可能になった (図 5)。

そして、各遷移状態ごとに吸収線の等価幅を見積り、optical thin を仮定して柱密度を見積もった。その後、求めた柱密度からボルツマン分布を仮定し、CO ガスの温度を見積もった。この時、AGN から視線方向上の CO 吸収線を示す領域の割合を表す Covering factor (C_f) を 0.6、1.0 と仮定してそれぞれで解析を行った。(表 1)

その結果、IRAS 08572+3915 には Cold、Warm の温度成分が存在し、Cold 成分は母銀河に存在する CO ガス ($v = v_{\text{sys}}$)、Warm 成分は分子トラス内

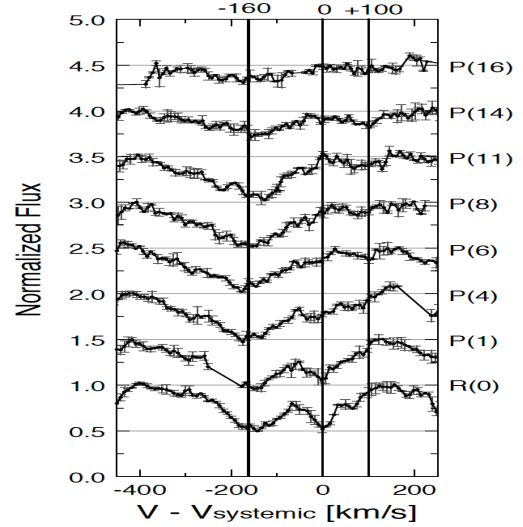


図 5: 各吸収線がドップラーシフトすることによって見える 3 つの速度成分。(Shirahata (2013)、fig 4)

に存在する Outflow ($v - v_{\text{sys}} = -160\text{km/s}$) であると結論づけた。

また、Warm 成分では回転準位 $J=17$ まで励起されており、この準位まで励起するには $n_c = 2 \times 10^7 [\text{cm}^{-3}]$ の密度が必要となる (Kramer 2004)。この密度から Warm 成分が持つ視線方向の厚さ d を見積もると $d \approx 4 \times 10^{-4} [\text{pc}]$ となり、先行研究で予測されている分子トラスの分厚さ ($\sim \text{pc}$) に比べて小さすぎる事がわかる。ここで、銀河系内の Clump の多い領域での領域に対する Clump の存在する割合 (1-10%) を仮定すると、分厚さは最大でも 0.04 pc となり小さい事が分かった。

C_f	成分	T(K)	$N_{\text{CO}} (10^{18} \text{cm}^{-2})$	$N_{\text{H}_2} (10^{22} \text{cm}^{-2})$
1.0	Cold	23 ± 1	0.574 ± 0.006	0.319 ± 0.003
1.0	Warm	325 ± 5	2.65 ± 0.04	1.47 ± 0.02
0.6	Cold	24 ± 1	1.98 ± 0.01	1.10 ± 0.01
0.6	Warm	273 ± 2	4.48 ± 0.04	2.49 ± 0.02

表 1: $C_f=1.0, 0.6$ を仮定した時のガス温度と CO 柱密度 (N_{CO})。さらに、 $N_{\text{CO}}/N_{\text{H}_2} \sim 1.8 \times 10^4$ (Dickman 1987) を仮定した時の水素分子の柱密度 (N_{H_2})。

4 Discussion

CO 振動回転振動遷移吸収線が捉えているガスは、Baba (2018) では、ULIRG10 天体で 360 K 程度のガスが分子トラス内側に存在し、Shirahata (2013) では、IRAS 08572+3915 において 273 K の高密度の Outflow 成分が厚さ 0.04 pc を持って存在しているという事が分かった。これらの観測結果から得られた分子トラス内側の高温、高密度分子ガスの Outflow 成分が AGN のどのような環境によるものか、Wada (2016) と比較する。

Wada (2016) では、超新星爆発と AGN 中心からの X 線、紫外線放射を考慮した流体計算を用いて、AGN 周辺に存在するガスのダイナミクスを調べた。その結果、分子トラス赤道面に低温、高密度 ($T < 100$ K, $n > 100 \text{ cm}^{-3}$) の水素分子ガスが集中し、また超新星爆発または AGN 中心から放射による加熱を受けた高温分子ガス ($T > 100$ K) も部分的に存在する事が分かった。そして、観測でみられた 200 K 程度のガスは、このモデルでは密度 $n \approx 2.5 \times 10^2 [\text{cm}^{-3}]$ で存在し、観測された柱密度 $N_{\text{H}_2} \approx 2.5 \times 10^{22} [\text{cm}^{-2}]$ を実現するには、分子トラスの厚みが 33 pc 以上必要になる。しかし、このモデルでの分子トラスの厚みは 15 pc 程度であり、Wada (2016) のモデルでは観測で見積もられた柱密度は再現できていない。

5 Future work

観測で見積もられた高温分子ガスの柱密度を再現できるような理論モデルを構築する。その後、理論モデル内で分子トラスの疑似観測を行い、実際に CO 振動回転遷移吸収線 ($v=0-1$, $\Delta J=\pm 1$) が分子トラス内部のどのような環境で起こっているものなのか明らかにする。

Reference

- Baba, S., Nakagawa, T., Isobe, N., & Shirahata, M. 2018, ApJ, 852, 83
- Shirahata, M., Nakagawa, T., Usuda, T., et al. 2013, PASJ, 65, 5
- Wada, K., Schartmann, M., & Meijerink, R. 2016, ApJL, 828, L19
- Spoon, H. W. W., Keane, J. V., Cami, J., et al. 2005, in IAU Symp. 231, Astrochemistry: Recent Successes and Current Challenges, ed. D. C. Lis, G. A. Blake, & E. Herbst (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 281
- Lutz, D., Sturm, E., Genzel, R., Spoon, H. W. W., & Stacey, G. J. 2004, A&A, 426, L5
- Kramer, C., Jakob, H., Mookerjee, B., Schneider, N., Brühl, M., & Stutzki, S. 2004, A&A, 424, 887
- Dickman, R. L. 1978, ApJS, 37, 407

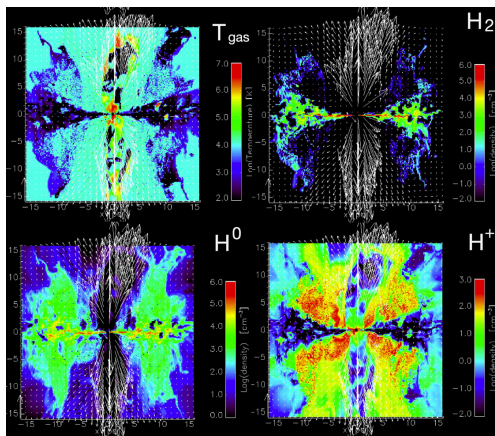


図 6: ガス温度 (左上)、水素分子密度 (右上)、水素原子密度 (左下)、水素イオン密度 (右下) の分布を表す。(Wada (2016), fig 1)

c16

Application of X-Ray Clumpy Torus
Model to Obscured AGNs

Kyoto University

谷本 敦

Application of X-Ray Spectral Model from Clumpy Torus to Obscured Active Galactic Nuclei

Atsushi Tanimoto (Kyoto University)

Abstract

We apply the XCLUMPY model (Tanimoto et al. 2019), an active galactic nucleus (AGN) X-ray spectral model from a clumpy torus, to 10 broadband X-ray spectra of obscured AGN observed with *Suzaku* and *NuSTAR*. In our model, the torus geometry of the clump distribution is assumed to be the same as that of the infrared spectral model from the clumpy torus (CLUMPY: Nenkova et al. 2008). This enables us to directly compare the torus parameters obtained from the X-ray spectrum and those obtained from the infrared spectrum. Our model well reproduces the observed broadband X-ray spectrum of all objects. The main results are as follows: (1) The mean value of $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ along the line of sight is similar to the Galactic interstellar medium with a large (1 dex) scatter among the sample. (2) A torus angular width (σ) by the infrared spectrum is much larger than that by the X-ray spectrum. This suggests that a part of infrared emission come from the elongated polar dust.

1 Introduction

According to an active galactic nucleus (AGN) unification model (e.g. Ramos Almeida, & Ricci 2017), an obscuring matter composed of gas and dust surrounds the supermassive black hole (SMBH). This torus plays an important role in AGN feeding and feedback. In AGN feeding, the torus is considered as a mass reservoir, serving a mass from the host galaxy to the SMBH. In AGN feedback, the torus is produced by radiation pressure, which is an important process of AGN feedback (Fabian 2012). Thus, elucidating the torus structure is essential for understanding the mechanisms of the coevolution between the host galaxy and SMBH (Kormendy, & Ho 2013). Nevertheless, many basic properties of AGN tori (e.g. the gas-to-dust ratio and the covering factor) still remain unclear.

X-ray observations are a powerful tool to investigate the properties of surrounding material around the SMBH. This is because X-rays can trace all material including gas and dust at various physi-

cal conditions. An AGN X-ray spectrum mainly consists of two components: (1) direct power law component from the center. (2) reflection component from the accretion disk and the torus. This torus reflection component carries important information on the torus parameters. For instance, the shape of the reflection continuum and the equivalent width of fluorescence Fe $K\alpha$ line at 6.4 keV depend strongly on the hydrogen column density and the torus angular width.

We constructed a new X-ray spectral model from the clumpy torus (XCLUMPY: Tanimoto et al. 2019) with the Monte Carlo simulation for astrophysics and cosmology framework (MONACO: Odaka et al. 2016). In our mode, the torus geometry of the clump distribution is assumed to be the same as that of the CLUMPY model (Nenkova et al. 2008). This enables us to directly compare the torus parameters by the infrared spectrum and those by the X-ray spectrum, which constrain the spatial distribution of dust and that of all matter including gas, respectively.

2 Sample and Analysis

Our sample is 10 obscured AGNs from Ichikawa et al. (2015), which investigated the torus structure by applying the CLUMPY model to 21 infrared spectra of nearby AGNs. We selected 10 obscured AGNs that are observed with *Suzaku* and *NuSTAR*. This is because the broadband X-ray spectrum is essential for constraining the torus parameters.

3 Spectral Analysis

We performed a simultaneous fitting to the *Suzaku*/BIXIS (0.5–8.0 keV), *Suzaku*/FIXIS (2–10 keV), *Suzaku*/HXD (16–40 keV: widest case), and *NuSTAR*/FPM (8–60 keV: widest case). We applied the XCLUMPY model to these observations. Our model is as follows in XSPEC terminology:

$$\begin{aligned} & \text{zphabs} * \text{cabs} * \text{zcutoffpl} + \text{const} * \text{zcutoffpl} \\ & + \text{atable}\{\text{xclumpy_R.fits}\} + \text{atable}\{\text{xclumpy_L.fits}\} \end{aligned} \quad (1)$$

This model consists of four components:

1. Direct component absorbed by the torus. The intrinsic continuum is modeled by a cutoff power law (zcutoffpl). Hereafter, we assume same photon index, cutoff energy, and normalization for following cutoff power law component.
2. Unabsorbed scattered component. We multiplied a scattering fraction f_{scat} (const).
3. Reflection component from the torus. We applied the XCLUMPY model (Tanimoto et al. 2019). There are 3 free parameters in this model: (1) hydrogen column density along the equatorial plane $N_{\text{H}}^{\text{Equ}}$ (10^{23} – 10^{26} cm⁻²). (2) torus angular width σ (10–70 degree). (3) inclination angle i (20–87 degree). The line of sight hydrogen column density is determined by the torus parameters.

4. Emission lines from the torus. The hydrogen column density along the equatorial plane, torus angular width, and inclination angle are linked to those of the reflection component from the torus.

4 Results

Our model well reproduces the observed broadband X-ray spectrum of all objects.

4.1 Comparison of Torus Parameters by X-Ray and Infrared

We compare the torus parameters by the X-ray spectrum and those by the infrared spectrum. Figure 1 shows the correlation between (a) the hydrogen column density along the line of sight by the X-ray and the extinction along the line of sight by the infrared and (b) the torus angular width by the X-ray and that by the infrared.

In Figure 1(a), we find that the mean value of $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ along the line of sight is similar to the Galactic interstellar medium with a large (1 dex) scatter among the sample. This trend is opposite reported for some AGNs (e.g. Maiolino et al. 2001). This is because their sample is a little biased. Their sample consists of AGNs that show cold absorption in X-rays and optical broad emission lines. In fact, our results are consistent with the results of Burtscher et al. (2016). They investigated the gas-to-dust ratio in AGNs by the dust color method and suggested that the gas-to-dust ratio was similar to the Galactic one. Figure 1(c) shows that the torus angular width by the infrared is much larger than that by the X-ray. This is due to the polar dust outflow observed in the infrared observations (e.g. Tristram et al. 2014).

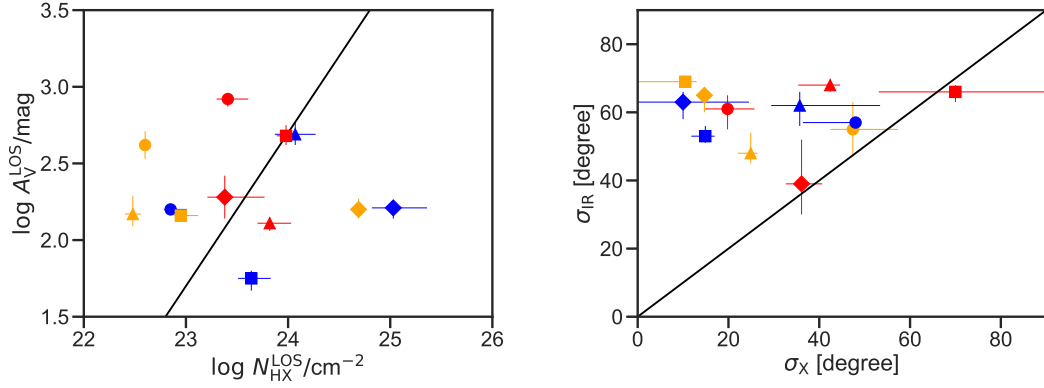


図 1: Left: Correlation between the hydrogen column density along the line of sight by the X-ray spectrum and the extinction along the line of sight by the infrared spectrum. Black line shows the gas-to-dust ratio in the Galaxy (Draine 2003: $N_{\text{H}}/A_V = 1.87 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$). Right: Correlation between the torus angular width by the X-ray spectrum and that by the infrared spectrum.

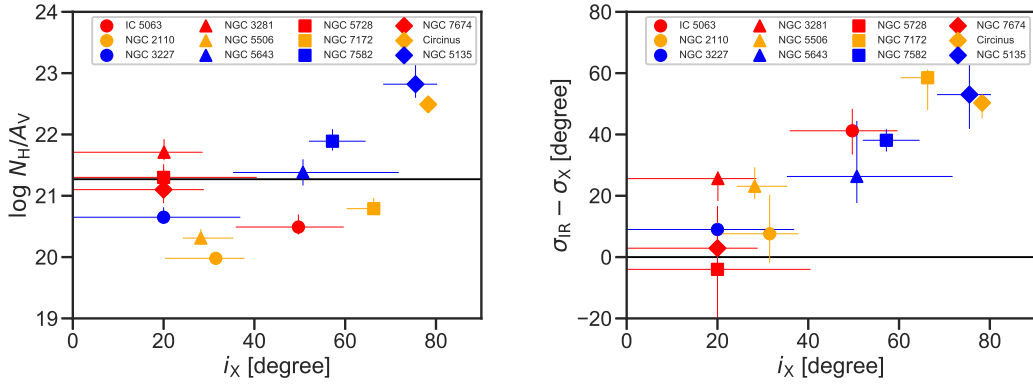


図 2: Left: Dependence of the $\log N_{\text{H}}/A_V$ on the inclination angle by the X-ray spectrum. Black line shows the gas-to-dust ratio in the Galaxy (Draine 2003: $N_{\text{H}}/A_V = 1.87 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$). Right: Dependence of the $\sigma_{\text{IR}} - \sigma_X$ on the inclination angle by the X-ray spectrum. Black line shows $\sigma_{\text{IR}} = \sigma_X$.

4.2 Dependence of $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$

We investigate the dependence of the $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ on various parameters in order to understand the origin. Figure 2(a) shows the dependence of $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ on the inclination angle by the X-ray spectrum.

Figure 2(a) shows that the $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ is almost constant except for the high inclination angle objects (Circinus Galaxy and NGC 5135). This suggests that the $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ value is higher than that of the Galactic interstellar medium in the case of edge on view. This is because the nucleus is hidden in the case of edge on view and the X-ray is more sensitive to the extinction than the infrared.

4.3 Dependence of $\sigma_{\text{IR}} - \sigma_{\text{X}}$

We investigate the dependence of the $\sigma_{\text{IR}} - \sigma_{\text{X}}$ on the various parameters in order to understand the origin. Figure 2(b) shows the dependence of the $\sigma_{\text{IR}} - \sigma_{\text{X}}$ on the inclination angle by the X-ray spectrum.

In Figure 2(b), we find that the $\sigma_{\text{IR}} - \sigma_{\text{X}}$ increases with the inclination angle. This is consistent with the radiative hydrodynamics simulation (Wada et al. 2016). They found that we can observe only the elongated polar dust in the case of edge on view (Wada et al. 2016, Figure 5b). This suggests that we have to consider the influence of the polar dust when we discuss the torus angular width by the infrared.

5 Conclusion

1. We applied the X-ray spectral model from the clumpy torus (XCLUMPY: Tanimoto et al. 2019) to 10 broadband X-ray spectra of obscured AGNs observed with *Suzaku* and *NuSTAR*. Our model well reproduces the observed broadband X-ray spectra of all objects.

2. We compared the hydrogen column density along the line of sight by the X-ray spectrum and the extinction along the line of sight by the infrared spectrum (Ichikawa et al. 2015). The mean value of $N_{\text{H}}/A_{\text{V}}$ is similar to the Galactic interstellar medium with a large (1 dex) scatter among the sample.
3. We compared the torus angular width by the X-ray spectrum and that by the infrared spectrum. The torus angular width by the infrared is larger than that by the X-ray. This is due to the polar dust outflow.

Reference

- Burtscher, L., Davies, R. I., Graciá-Carpio, J., et al. 2016, *A&A*, 586, A28
- Draine, B. T. 2003, *ARAA*, 41, 241
- Fabian, A. C. 2012, *ARAA*, 50, 455
- Ichikawa, K., Packham, C., Ramos Almeida, C., et al. 2015, *ApJ*, 803, 57
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, *ARAA*, 51, 511
- Maiolino, R., Marconi, A., Salvati, M., et al. 2001, *A&A*, 365, 28
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., et al. 2008, *ApJ*, 685, 147
- Odaka, H., Yoneda, H., Takahashi, T., et al. 2016, *MNRAS*, 462, 2366
- Ramos Almeida, C., & Ricci, C. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 679
- Tanimoto, A., Ueda, Y., Odaka, H., et al. 2019, *ApJ*, 877, 95
- Tristram, K. R. W., Burtscher, L., Jaffe, W., et al. 2014, *A&A*, 563, A82
- Wada, K., Schartmann, M., & Meijerink, R. 2016, *ApJL*, 828, L19

c17

状態遷移するクエーサー
京都大学大学院 理学研究科
名越 俊平

Changing-Look Quasar の [OIII]5007 輝線強度

名越 俊平 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

AGN 研究において広輝線領域への理解は重要である。AGN の基本的物理量であるブラックホール質量は、広輝線領域の速度成分と連続光の明るさから計算される。しかしながら、広輝線領域の起源や幾何的な構造への理解は乏しい。その謎を解く鍵となるのが、クエーサーの状態遷移だ。状態遷移とは、明るさの大きな変動と共に、広輝線が出現/消失する現象である。通常、広輝線のある/なしは統一モデルによって視線角度の違いで説明されるが、この現象は統一モデルの描像に矛盾している。この、状態遷移を起こすクエーサー (Changing-Look Quasar: CLQ) のメカニズムを解明することは、広輝線領域への理解を進めると考えている。そこで、本研究では、CLQ の特徴を知ることが目的とする。本研究では、Shen+2011 のクエーサーカタログを元に CLQ の物理的性質を調べた。その結果、CLQ は通常のクエーサーと比較して系統的に [OIII]5007 輝線が弱いと言うことを明らかにした。本講演では、この結果の解釈を議論する。

1 Introduction

銀河の中心には 10^6 太陽質量以上の質量をもつ超巨大ブラックホール (Super Massive Black Hole: SMBH) が普遍的に存在することが知られている。しかし、SMBH の形成過程は謎が多く、天文学の重要な課題である。解決の鍵を握るのが活動銀河核 (Active Galactic Nuclei : AGN) である。AGN は、SMBH に周辺的气体が降着することで、重力エネルギーを解放し、膨大なエネルギーを放出する天体である。つまり、AGN は SMBH が成長している姿であり、SMBH 研究において最も重要な天体である。

AGN は可視光輝線の幅の特徴から 1 型と 2 型に大別される。1 型は線幅が数千 km/s と広い輝線 (広輝線) を持つものを指し、それが無いものが 2 型である。先行研究により、1 型と 2 型の AGN の構造は本質的に同じであり、型の違いは AGN を観測する視線角度の違いによるものであるという「AGN の統一モデル」が支持されてきた (Antonucci 1993)。このモデルでは、中心の SMBH の周りにドーナツ状のダストトーラスがあり、広輝線の放射源 (広輝線領域) はトーラス内にある。よって、トーラスを上から見る時には広輝線領域は見える (1 型) が、真横から見る場合、ダストにより広輝線は遮蔽される (2 型) とされてきた (図 1)。しかし、近年最も明るい部類の AGN (以下、クエーサー) において、数年のタイム

スケールで大幅な明るさの変化と共に 1 型から 2 型 (または 2 型から 1 型) へ変化する「状態遷移」と呼ばれる現象が数多く発見されてきた。これは統一モデルでは説明不可能な現象であり、そのメカニズムの解明が大きな課題となっている。

状態遷移のメカニズムを知るためには、CLQ の特徴について知ることが重要である。しかし、CLQ は 2015 年に見つかった新しい現象 (LaMassa et al. 2015) であり、現状の理解は乏しい。そこで、これまでに報告された CLQ (LaMassa et al. 2015; Runnoe et al. 2015; Ruan et al. 2016; Gezari et al. 2015; Yang et al. 2017; MacLeod et al. 2018, 2016; Yang et al. 2017) について統計的に調査した。中でも、通常のクエーサーで強い相関が示されている [OIII] 輝線等価幅と R_{Fe} (Shen & Ho 2014) に着目した。 R_{Fe} は FeII 輝線の等価幅と H β 輝線の等価幅との比で定義されており、質量降着の激しさを表す指標だと言われている。[OIII] 輝線は中心から離れた領域から出ていて、中心領域の変動が伝わるタイムスケールが数万年だと言われている輝線である。この 2 つの値を、約 7 万天体の輝線情報が載っているクエーサーカタログから入手し、カタログ時に質量降着が激しかった 17 天体の分布を他の天体と比較した。

セクション 2 で今回用いた手法を述べ、セクション 3 で本研究の結果を述べる。セクション 4 でこの

結果の解釈を大きく 2 つ述べ、セクション 5 で結論と今後の展望を述べる。

2 Methods

本研究は多数の AGN の物理情報が計算されている、Shen+2011 カタログを元に行った。Shen カタログに載っている 105,783 天体のうち、 $redshift < 0.8$ の 19547 天体を母集団とした。この中から、これまでに CLQ として報告されているもののうち、「明るい状態から暗い状態へと変化した天体」を今回の標本とした。これは、Shen カタログが作成された時のスペクトルが明るい状態の方が、測定された物理量が信頼できるためである。最終的に残った 17 天体を、残りのクエーサーと比較した。比較した物理量は、「 R_{Fe} と [OIII]5007 等価幅」、「エディントン比と [OIII]5007 光度」、「ブラックホール質量と [OIII]5007 光度」の 3 つである。 R_{Fe} は、FeII の等価幅を $H\beta$ の等価幅で割った値で定義される値である。

3 Results

R_{Fe} と [OIII]5007 等価幅の関係を図 1 に示す。また、エディントン比と [OIII]5007 光度の比較を図 2 に、ブラックホール質量と [OIII]5007 光度の図を図 3 に示す。いずれの図も縦軸に [OIII] 輝線の強度を表す値を取り、横軸には質量降着の激しさや AGN の規模を表す値を取っている。 R_{Fe} は質量降着の激しさを表す指標だと言われていて、 R_{Fe} と [OIII] の等価幅には負の相関があることが知られている (Shen & Ho 2014)。これら 3 つの図から、CLQ の [OIII] 輝線が AGN としての規模と比較して系統的に弱いことが見てとれる。

4 Discussion

本研究の結果から、CLQ は同程度の規模のクエーサーと比較して [OIII]5007 輝線が弱いという結果が得られた。[OIII]5007 輝線の等価幅が AGN によって様々な値をとることは AGN 天文学の問題の 1 つである。[OIII] 輝線の強度を決める要素は、狭輝線領域

の密度、狭軌線領域のガス分布、電子温度、カバリングファクター、中心からの高エネルギー放射量である ()。CL が中心領域の変化によるもの、つまり狭輝線領域ガスの状態に影響を受けた現象でないと仮定すると、本結果の要因はカバリングファクターと高エネルギー放射量にあると考えられる。[OIII] 輝線が弱いことの解釈は大きく 2 つある。1 つは「狭輝線領域ガスのカバリングファクターが小さい」。もう 1 つは「中心からの高エネルギー放射量が小さい」である。以下に、それぞれの仮説について考察する。

4.1 仮説 1 : 狭輝線領域ガスのカバリングファクターが小さい

カバリングファクターとは、狭輝線領域ガスが中心領域をどの程度覆っているかの指標である。狭輝線領域ガスの分布以外の要因でカバリングファクターが小さい状態とは、ダストトーラスが厚く分布しているような状態や、降着円盤がスリムディスクになっている状態のことである。このような城代になると、中心領域からの放射が遮蔽を受け、カバリングファクターが小さくなる。しかし、スリムディスクは降着率が高い場合に起こる現象であるため、連続光の強度も通常のクエーサーよりも小さい CLQ には当てはまらない。ダストトーラスが厚く分布しているかどうかは、今回の結果だけでは判断ができない。これを検証するためには、近赤外から中間赤外での詳細な観測が必要である。また、厚いダストトーラスが CLQ の大きな要因だとすると、ダストトーラスによる広輝線領域の遮蔽があると考えられる。この場合、偏光観測によって確認できるはずであるが、CLQ は偏光成分が小さいという研究結果もある。

4.2 仮説 2 : 中心からの高エネルギー放射量が小さい

今回 [OIII] 輝線強度と AGN の規模やエディントン比との比較を行ったため、CLQ は中心からの高エネルギー放射が”カタログ作成時点で”小さいということでは無い。しかしながら、カタログ作成時よりも以前には暗かった可能性がある。つまり、カタロ

グ作成時は変化を続けている中での極大値にあたり、[OIII] 輝線の変化のタイムスケールで平均した放射量が小さいと言う可能性がある。このことは、「CLQ は CL を起こすのは初めてではなく、間欠的な活動性を持った天体である」ということを示唆する。

5 Conclusion

本研究では、CLQ の [OIII] 輝線が系統的に弱いということを明らかにした。物理的な原因を解明することが必要であるが、本研究結果は「CLQ は活動性が間欠的なクエーサーの集団である」ことを示唆する。今後、複数回 CL する CLQ の報告例が増えると、この仮説を強く支持することになる。

Reference

- Yue Shen, Gordon T. Richards, Michael A. Strauss, Patrick B. Hall, Donald P. Schneider, Stephanie Snedden, Dmitry Bizyaev, Howard Brewington, Viktor Malanushenko, Elena Malanushenko, Dan Oravetz, Kaike Pan & Audrey Simmons, *Astrophys.J. Suppl.* 194 (2011) 45
- Antonucci, Annual review of astronomy and astrophysics. Vol. 31 (A94-12726 02-90), p. 473-521
- M. LaMassa, Stephanie & Cales, Sabrina & C. Moran, Edward & D. Myers, Adam & T. Richards, Gordon & Eracleous, Michael & M. Heckman, Timothy & Gallo, L & Meg Urry, C. (2014). The Discovery of the First "Changing Look" Quasar: New Insights into the Physics & Phenomenology of AGN.
- Macleod, Chelsea & P. Ross, Nicholas & Lawrence, Andy & Goad, Michael & Horne, Keith & Burgett, Will & Chambers, Kenneth & Flewelling, Heather & Hodapp, Klaus & Kaiser, Nick & Magnier, Eugene & Wainscoat, Richard & Waters, Christopher. (2015). A Systematic Search for Changing-Look Quasars in SDSS. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 457. 10.1093/mnras/stv2997.
- Macleod, Chelsea & Green, Paul & F. Anderson, Scott & Bruce, Alastair & Eracleous, Michael & Graham, Matthew & Homan, David & Lawrence, Andy & LeBleu, Amy & P. Ross, Nicolas & Ruan, John & Runnoe, Jessie & Stern, Daniel & Burgett, Will & Chambers, Kenneth & Kaiser, Nick & Magnier, Eugene & Metcalfe, Nigel. (2018). Changing-Look Quasar Candidates: First Results from Follow-up Spectroscopy.
- C. Runnoe, Jessie & Cales, Sabrina & Ruan, John & Eracleous, Michael & F. Anderson, Scott & Shen, Yue & Green, Paul & Morganson, Eric & Lamassa, Stephanie & E. Greene, Jenny & Dwelly, Tom & P. Schneider, Donald & Merloni, Andrea & Georgakakis, Antonis & Roman-Lopes, Alexandre. (2015). Now You See It, Now You Don't: The Disappearing Central Engine of the Quasar J1011+5442. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 455. 10.1093/mnras/stv2385.
- Ruan, John & F. Anderson, Scott & Cales, Sabrina & Eracleous, Michael & Green, Paul & Morganson, Eric & C. Runnoe, Jessie & Shen, Yue & D. Wilkinson, Tessa & R. Blanton, Michael & Dwelly, Tom & Georgakakis, Antonis & E. Greene, Jenny & M. LaMassa, Stephanie & Merloni, Andrea & P. Schneider, Donald. (2016). TOWARD AN UNDERSTANDING OF CHANGING-LOOK QUASARS: AN ARCHIVAL SPECTROSCOPIC SEARCH IN SDSS:. *The Astrophysical Journal.* 826. 188. 10.3847/0004-637X/826/2/188.
- Gezari, S & Hung, T & B. Cenko, S & Blagorodnova, N & Yan, Lin & R. Kulkarni, S & Mooley, K & K. H. Kong, A & M. Cantwell, T & Yu, Po-Chieh & Cao, Yuekui & Fremling, Christoffer & Neill, James & C. Ngeow, C & E. Nugent, P & Wozniak, P. (2016). IPTF Discovery of the Rapid "turn-on" of a Luminous Quasar. *The Astrophysical Journal.* 835. 10.3847/1538-4357/835/2/144.
- Yang, Qian & Wu, Xue-Bing & Fan, Xiaohui & Jiang, Linhua & McGreer, Ian & Shangguan, Jinyi & Yao, Su & Wang, Bingquan & Joshi, Ravi & Green, Richard & Wang, Feige & Feng, Xiaotong & Fu, Yuming & Yang, Jinyi & Liu, Yuanqi. (2017). Discovery of 21 New Changing-look AGNs in Northern Sky. *The Astrophysical Journal.* 862. 10.3847/1538-4357/aaca3a.
- Wang, J & W. Xu, D & Wei, Jianyan. (2018). Identification of SDSS J141324.27+530527.0 as a New "Changing-look" Quasar with a "Turn-on" Transition. *The Astrophysical Journal.* 858. 10.3847/1538-4357/aab88b.

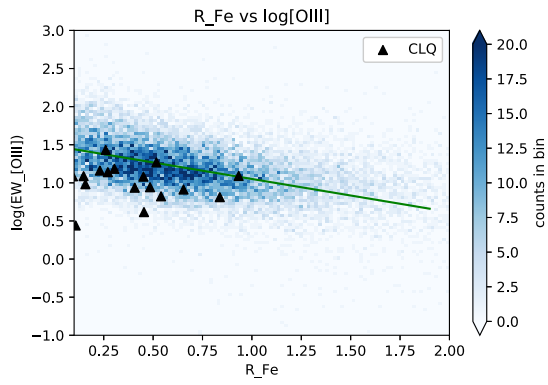


図 1: R_{Fe} と [OIII]5007 光度の比較。モザイクは母集団の個数分布を表している。また、直線は母集団を 1 次関数でフィッティングしたものである。

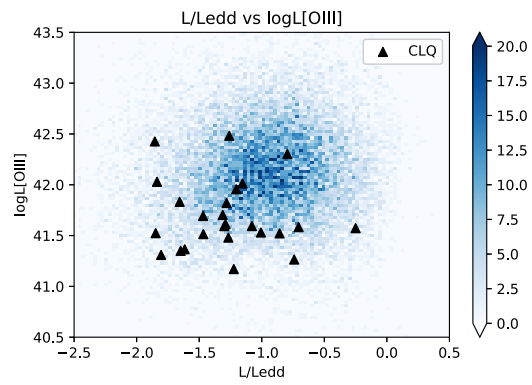


図 2: エディントン比と [OIII]5007 光度の比較。

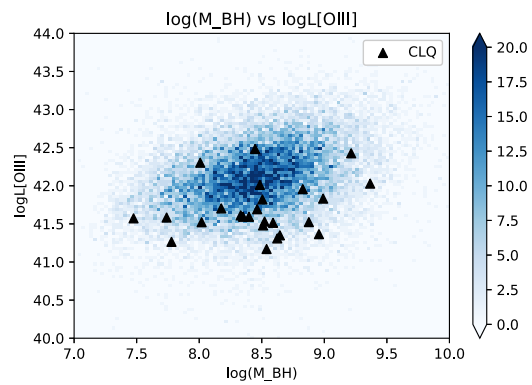


図 3: ブラックホール質量と [OIII]5007 光度の比較。

c18

HETDEX Survey & Ly α Luminosity

Function at $z = 1.9 - 3.5$

東京大学大学院 理学系研究科

Zhang Yechi

HETDEX Survey & the Ly α Luminosity Function at $z = 1.9 - 3.5$

Zhang Yechi (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

The Hobby-Eberly Telescope for Dark Energy eXperiment (HETDEX) project is a blind integral field spectroscopic survey covering 150 deg^2 of sky area and a wavelength range of $3500\text{-}5500\text{\AA}$, which corresponds to a Ly α redshift range of $1.9\text{-}3.5$. With the large survey volume, a total of around 1 million Ly α emitters (LAEs) are expected to be detected when the survey is completed. The large sample size will provide great insights of the LAE population at cosmic noon. We investigate the Ly α LF in COSMOS field using the non-parametric $1/V_{max}$ method. In the future, we will combine the result with the LF derived from HSC narrowband data at the faint end and constrain the shape of the Ly α LF over the luminosity range of $\sim 0.01 - 100L^*$, as well as study the Ly α luminosity density.

1 Introduction

The Ly α emitters (LAEs) are the young, star forming galaxies featuring strong Ly α emission and a relatively faint ultraviolet (UV) continuum, which can be identified by the narrow band color excess technique or spectroscopic observations. This makes LAEs an important tool of searching for star forming galaxies in the early universe. In the past decades, LAEs have been found up to $z \sim 8$ utilizing deep and wide imaging surveys with spectroscopic follow-ups (e.g., Ouchi et al. 2008; Konno et al. 2014), providing great insights to the galaxy formation and evolution, as well as the cosmic reionization.

One of the main statistical tool of characterizing the population distribution of LAEs is the luminosity function (LF). Comparing the shape of LFs at different epochs can reveal the evolution of the population. Meanwhile, integrating the LFs along luminosity would yield to the luminosity density, which can be converted to the star formation rate density (SFRD). Previous researches (e.g., Ouchi et al. 2008) have shown that the Ly α LF evolves from $z \sim 0 - 3$, and has no significant change from $z \sim 3$ to $z \sim 6$. Furthermore, Konno et al. (2016) derived

the Ly α LF at $z \sim 2.2$ and showed that there is a bright end hump possibly caused by AGNs, while studies at higher redshift showed no such humps.

In order to obtain homogeneous LAE samples for LF analysis and track its evolution, a survey covering large enough sky area and redshift range is needed. Despite the success of narrow band imaging surveys, most of them can only cover a single slice of redshift with $\Delta z \sim 0.1$. On the other hand, traditional long-slit spectroscopic surveys can only focus on limited sky area. To target this question, the integral field spectroscopy has been used in recent studies and achieved success. For example, Herenz et al. (2019) derived the Ly α LF over $z = 3 - 6$ using the MUSE-Wide data with a survey area of 22 arcmin^2 . Here we introduce the Hobby Eberly Telescope for Dark Energy eXperiment (HETDEX) project, a blind intrgral field spectroscopic survey covering 150 deg^2 of sky area and a Ly α redshift range of $1.9\text{-}3.5$. With the large survey volume and spectroscopic data, we can derive the Ly α LF with low bias and high statistical confidence.

2 Data

2.1 HETDEX instruments

The primary instrument of HETDEX survey is the Visible Integral-field Replicable Unit Spectrograph (VIRUS), which consists of 78 integral field units (IFUs). Each IFU contains 448 fibers, through which the incident photons are fed to the spectrograph, hence providing spacial-resolved spectral information of detections (Fig. 1). The VIRUS spectrum has a wavelength coverage of 3500-5500Å with a resolution $R \sim 700$. It can detect the Ly α emission with $1.9 < z < 3.5$. Combining with the 150 deg² survey area, the HETDEX survey is expected to cover a cosmic volume ~ 100 larger than previous narrow band imaging surveys.

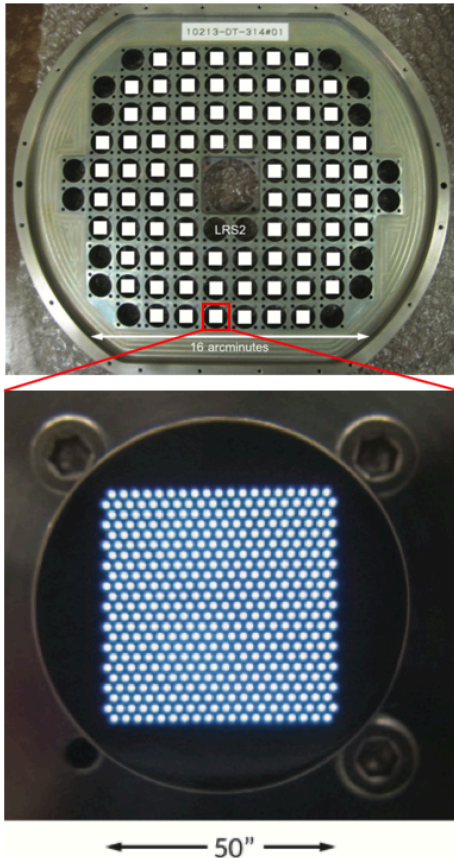


Fig. 1: Top: image of VIRUS. Bottom: the fiber alignments in each IFU. (Hill, 2016)

2.2 Ly α emission line catalog

Considering the current survey progress, the HETDEX team chooses the COSMOS field to carry out first analyses, where various data from other surveys is available. The total area covered by the VIRUS fiber in COSMOS field is 0.087deg² (Fig. 2). The preliminary Ly α emission line catalog in COSMOS field is built according the following procedure. First, the full emission line detection catalog is made by the HETDEX detection pipeline. In COSMOS field, there are a total of 16055 detections. By cross matching them with the Lalgle et al. (2016) photo-z catalog, as well as visually inspecting the repeatedly detected sources, a total of 353 objects are selected. We use these objects for the Ly α LF derivation.

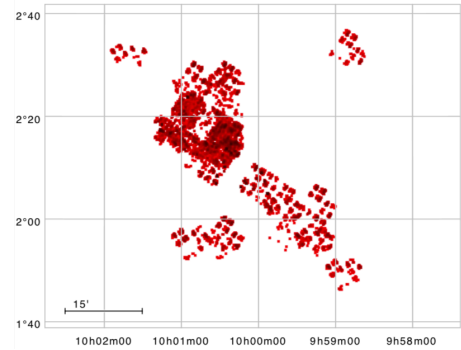


Fig. 2: VIRUS fiber coverage in COSMOS field.

3 Methods

We derive the Ly α LF using the non-parametric $1/V_{max}$ estimator. For the i -th LAE in our catalog, the maximum comoving volume $V_{max,i}$ within which it is detectable depends on the survey completeness curve $C(L, z)$ (Fig. ??). In specific,

$$V_{max,i} = \omega \int_{z_{min}}^{z_{max}} C(L_i, z) \frac{dV}{dz} dz, \quad (1)$$

where ω denotes the angular area of the survey, $\frac{dV}{dz}$ denotes the differential comoving volume element,

and z_{min} (z_{max}) is the lower (upper) limit of the Ly α redshift covered by the survey. The number density of LAEs in each luminosity bin can then be expressed as:

$$\phi(\log L) = \frac{1}{\Delta(\log L)} \sum_k \frac{1}{V_{max,k}}, \quad (2)$$

where $\Delta(\log L)$ is the bin width, and the summation is performed over the total k objects in the bin.

4 Preliminary results & discussions

Zhang et al. (in prep.)

Figure 3: The Ly α LF at $z = 1.9 - 3.5$. The red circles shows our results based on the HETDEX data in COSMOS field. The blue circles shows the LF by Konno et al. (2016) based on the HSC SuprimeCam narrow band imaging survey of LAEs at $z \sim 2.2$. The blue solid curves shows its best fitted Schechter function. The green circles shows the Ly α LF given by Cassata et al. (2011) at $2 < z < 3.2$. The orange stars are the Ly α LF from Blanc et al. (2011) based on the spectroscopic survey of LAEs at $1.9 < z < 2.8$.

Here we present the preliminary result of Ly α LF at $z = 1.9 - 3.5$ in COSMOS field, as shown in (Figure 3). Results from previous researches have also been plotted. It can be seen that our results generally agree with previous works. Comparing with the best-fit Schechter function of Konno et al. (2016), there is an excess at the bright end of our LF, although the excess is not as significant as that of Konno et al. (2016) data at $\log L > 43.3$. Since the Schechter function mainly describes the LF of galaxies and the AGN LF is described by a power law, this excess may indicate that AGN population may be dominant at the bright end of the Ly α LF,

consistent with the Konno et al. (2016) results. The lower number densities in our results might be caused by the limited volume covered by our preliminary analysis. Another possibility is that a fraction of AGNs were excluded during our sample selection process.

5 Future prospects

In the future, our primary goal is to refine the sample selection procedure so that we can obtain a more complete sample of LAEs. As the survey proceeds, we expect to get more data covering larger cosmic volume. We also plan to analyze the bright end hump of Ly α LF in a more analytical way, by fitting the Schechter function as well as the double power law to the data.

Reference

- Blanc, G. A., Adams, J. J., Gebhardt, K., et al. 2011, ApJ, 736, 31
- Cassata, S. M., Le Fevre, O., Garilli, B., et al. 2011, A&A, 525, A143
- Hill, G. J. 2016, ASPC, 507
- Konno, A., Ouchi, M., Nakajima, K., et al. 2016, ApJ, 823, 20
- Laigle, C., McCracken, H. J., Ilbert, O., et al. 2016, ApJS, 224, 24

c19

HSC-SSP を用いた高赤方偏移 DLA の
可視光対応天体の探索
愛媛大学大学院 理工学研究科
玉田 望

HSC-SSP を用いた高赤方偏移 DLA の可視光対応天体の探索

玉田 望 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

形成初期の銀河は高赤方偏移が多く、星に対してガスが占める割合が大きいことから、暗くて観測することが難しい。そのため形成初期の銀河については、理解されていない部分が多い。この形成初期の銀河を研究するため、Damped Lyman- α Absorption system (DLA) がしばしば注目される。これはクエーサースペクトル上に現れる吸収線系であり、クエーサーより手前にある柱密度の大きな中性水素雲 ($N_{\text{HI}} > 2.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) によって生じている。この DLA を生じさせている銀河 (DLA 銀河) を見つけることで形成初期の銀河を調べることができる。しかし、先行研究において見つかった $z > 2$ の DLA 銀河は 20 個程度に過ぎない。そこで、本研究では Sloan Digital Sky Survey (SDSS) の分光観測で見つかった DLA の近傍において、すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam のすばる戦略枠 (HSC-SSP) で取得された可視光画像の中から DLA 銀河の探索を行った。カラーセレクションを用いて HSC のデータから $2 < z < 3$ の DLA 銀河の候補を選出し、SDSS で観測された DLA を持つクエーサーとマッチングを行うと、クエーサー周りの銀河の分布が得られる。DLA を持たないクエーサー周りの銀河についても、同様の条件で銀河を選出し、分布の比較を行った。その結果、DLA をもつクエーサーから 2-3 arcsec 離れた場所にある平均的な銀河の個数に約 37% の超過が見られた。このことは HSC-SSP の観測によって DLA 銀河を捉えることができていることを示唆している。今後の研究において、DLA の視線方向から 2-3 arcsec の範囲にある 45 天体の DLA 銀河候補に対して分光追求観測を行うことで、一定の割合で高赤方偏移 DLA 銀河を発見し、形成初期の銀河についての研究を行うことができると考えられる。

1 Introduction

天文学において銀河の進化を調べることは重要な課題であるが、中でも高赤方偏移に存在する形成初期の銀河は観測が難しく理解が進んでいない。これは形成初期の銀河は星に対するガスの割合が大きく、星からの放射が弱いためである。また、形成初期の銀河に多く含まれる中性水素ガスは $\text{Ly}\alpha$ の波長 (= 1216Å) で吸収線を生むことから、Damped Lyman- α Absorption system (DLA) の原因としても知られている。DLA はスペクトル上に現れる吸収線系の一種で、中性水素が $N_{\text{HI}} > 2.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (Wolfe et al. 1986) という高い柱密度を持つものと定義されている。 $0 < z < 5$ の広い赤方偏移の範囲において、大部分の中性水素が DLA を生むほど高い柱密度の領域に存在している (Wolfe et al. 2005) ため、DLA を調べることは宇宙全体の中性水素の性質を調べることに繋がっている。

地球から DLA を観測する場合、非常に明るい背景

光が必要となってくる。背景光に用いることのできる天体として、巨大ブラックホール周りに形成される活動銀河核 (active galactic nucleus; AGN) のうち、最も明るい活動銀河核であるクエーサー (quasi-stellar object; QSO) がある。このクエーサーのスペクトル上に現れる DLA (QSO-DLA) を見ることで、中性水素が豊富な DLA を生じさせる銀河 (DLA 銀河) を間接的に観測ができる。

先行研究では、DLA 銀河からの $\text{Ly}\alpha$ 輝線放射や連続光を直接観測する試みも多くなされてきた。しかし、 $z > 2$ の高赤方偏移に存在する DLA 銀河の特定は最初の発見 (Djorgovski et al. 1996) 以降、未だ 20 天体程度に過ぎない。このことから DLA 銀河はとても暗い天体であるか、クエーサーの視線方向に近い位置にありクエーサーの明るさに天体が隠されていると考えられている (Moller et al. 2002)。また、これまでに見つかった $z > 2$ の DLA 銀河の数が少ないため、 $z > 2$ にある DLA 銀河がどのよう

な種類の銀河であるのか、系統的に理解がなされていない (図 1 参照)。

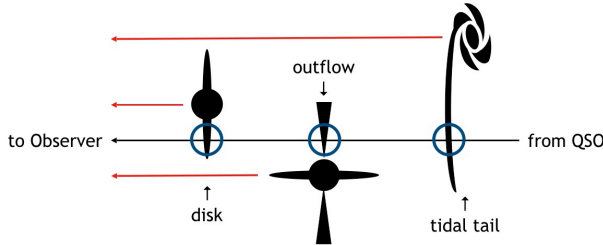


図 1: 先行研究で考えられている DLA と DLA 銀河の関係についての 3 つの例を表した図。図の右側から来たクエーサー光は青丸の部分のいずれかで DLA を生み、観測者に届く。

本研究は、DLA と銀河の関係を理解することで中性水素と形成初期の銀河の関連を調べるのが目的である。そのため、今回は高赤方偏移クエーサーを背景光源とする $2 < z < 3$ の DLA 銀河をできるだけ多く特定することを目標とした。そこで、DLA のデータには全天の 25 % という広範囲を観測した Sloan Digital Sky Survey (SDSS: York 2016) の分光観測で見つかった DLA を用いた。また、DLA 銀河の探索には広い範囲で暗い天体を探さる必要があるため、広範囲にわたって深くまで観測されたすばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam (HSC: Miyazaki et al. 2018) のすばる戦略枠 (HSC-SSP: Aihara et al. 2018) のデータを用い、DLA 銀河の探索を行った。

2 Data

2.1 Catalog

DLA 銀河を探すにあたり、本研究では DLA のカタログと銀河のカタログの 2 つのデータを用いた。

DLA のカタログには SDSS Data Release 10 (DR10: Ahn et al. 2014) の分光観測データを用いて Noterdaeme et al. (2012) と同様の手法で作成された DLA カタログを用いた。銀河のカタログには HSC-SSP S18A の Wide 領域のデータを用いた。このデータは 5 バンド (g, r, i, z, y) の広帯域フィルターを用いて観測された可視光画像である。5 バ

ンドそれぞれの限界等級 (5σ) は $m_g = 26.6, m_r = 26.2, m_i = 26.2, m_z = 25.3, m_y = 24.5$ AB mag であり、深くまで観測しているため、暗い銀河の撮像も可能となっている。また、S18A の Wide 領域のうち、5 バンド全てのフィルターで十分な深さの観測が行われている範囲は 305 平方度となっている。

2.2 Color selection

本研究の目標は $2 < z < 3$ において DLA 銀河を見つけることである。よって、HSC の撮像データの中から $2 < z < 3$ に存在する銀河を選出することが必要である。しかし、一般にこの赤方偏移範囲について、撮像データのみで銀河の赤方偏移を決定することは難しい。また、先行研究の DLA 銀河発見率が低いことから、コンタミネーションを低くするよりも $2 < z < 3$ の銀河を多く残すことが優先される。そこで、本研究では 2 色図を用いたセレクションとして $-0.15 < g-r < 0.50, -0.30 < r-y < 0.75$ を採用した (図 2)。

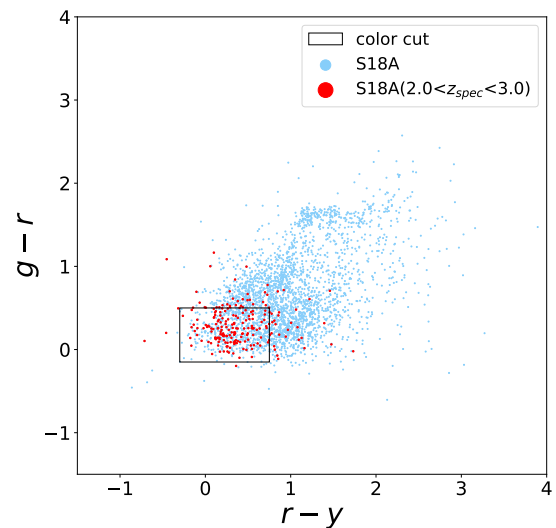


図 2: $g-z$ と $r-y$ を軸にとった 2 色図。赤色の点が分光によって求められた $2 < z_{spec} < 3$ の銀河で青色の点がそれ以外の銀河を表している。また、図中の黒枠内がカラーセレクションの条件を満たす銀河である。

このセレクションの有用性を検証するため、 $2 < z < 3$ の銀河のうち HSC-SSP S18A Wide の Tract 9813 という領域にある天体の中から既に分光されている天体を用いてカラーセレクションによる $2 < z < 3$ の銀河の選出率を求めた。この結果、カラーセレクションによって $2 < z < 3$ 以外の天体を 81 % 削りつつ、 $2 < z < 3$ の銀河のうち 69 % の銀河を残すことができた。また、カラーセレクション内の $2 < z < 3$ の銀河の割合は 21 % である。これらの結果から、検証したカラーセレクションは $2 < z < 3$ の銀河を十分に残しつつ、許容範囲内のコンタミ率で $2 < z < 3$ の銀河を選出することができるものであると考えられる。

2.3 Clean sample

はじめに、DLA カタログから各種フラグを用いてノイズの大きなデータなどを取り除いた。その結果、DLA カタログには 15140 個の DLA が残った。次に、これらの DLA から 20 arcsec 以内にある銀河を HSC のデータから取り出し、前節で検証したカラーセレクションを用いて $2 < z < 3$ の銀河を選出した。また、DLA と同様に銀河に対してもサンプルとして使用できないデータを取り除く作業を行った。具体的には、HSC の撮像観測で用いられた CCD センサーに関して、宇宙線など天体とは関係のない光が入り込んだピクセルや、天体の明るさを正しく測定できていないパッドピクセル等があるため、それらのピクセルの影響を受けた銀河を取り除いた。その他、十分に深い観測が行われていることや明るい天体が近くにいないことなどの条件も追加して、キューサーから 20 arcsec 以内にある銀河サンプルを作成し、最後に、キューサーから 1 arcsec 以下にある天体は背景キューサーを見ているものとしてデータから取り除いた。結果として、キューサーから 1-20 arcsec の範囲に 3065 天体が残ったため、これを DLA 銀河候補のクリーンサンプルとした。

2.4 Control sample

DLA とその周りの銀河のクロスマッチによって DLA 候補天体の選出を行なったが、カラーセレクト

ションによる選出の割合が 21 % と低く、実際にどの程度の DLA 銀河がこのサンプル内に含まれているかわからない。よって、今回のサンプルにどの程度 DLA 銀河が含まれているかを調べるため、コントロールサンプルとして DLA を持たないキューサー周りの銀河についても同様にクロスマッチの作業を行い、キューサー周りの銀河の分布を DLA の有無で比較することを行なった。ただし用いたキューサーカタログは、SDSS キューサーカタログ (DR10) から DLA カタログ内にあるキューサーを取り除き、HSC 領域内にあるキューサー 37119 天体に数を絞ったものである。あとは DLA 周りの銀河と同様、キューサーから 20 arcsec 以内にある HSC 銀河を選出し、クリーンサンプル作成と同様の条件でコントロールサンプル 23183 天体を選出した。

3 Results

選出された DLA 銀河候補天体の中にどれ程 DLA 銀河が含まれているかを確かめるため、DLA 周りの銀河分布を DLA を持たないキューサー周りの銀河であるコントロールサンプルと比較した。この際、それぞれの天体数が異なるため、銀河分布のヒストグラムをキューサーの数で割ることを行なった。これにより、キューサー周りの平均的な銀河分布を DLA の有無で比較していることとなる。この結果、図 3 のような分布となった。

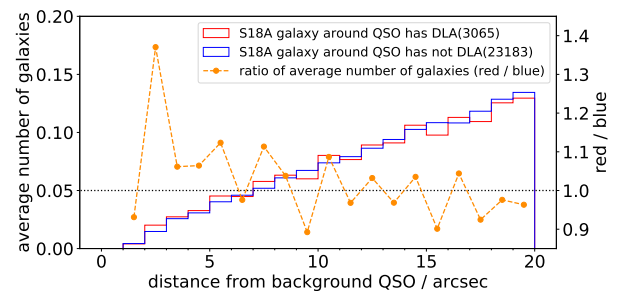


図 3: キューサー 周りの平均的な銀河の分布を示したヒストグラム。赤色が DLA を持ったキューサー周りの銀河を、青色が DLA を持たないキューサー周りの銀河を表している。また、これらのヒストグラムの比をとったものが黄色の折れ線である。

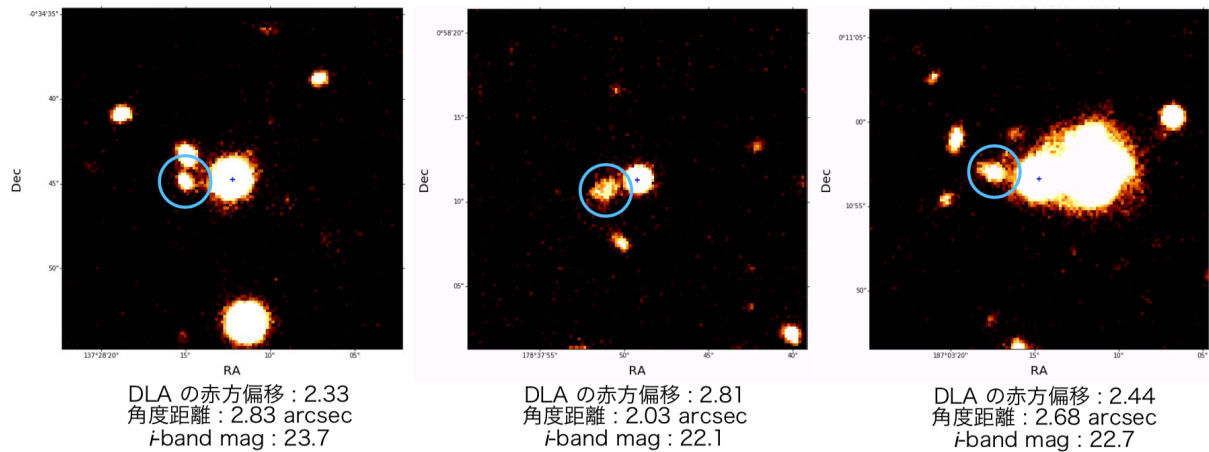


図 4: 本研究で選出した DLA 銀河候補天体の HSC S18A 撮像画像の例。それぞれ、画像中心の + 印が背景クエーサーで青丸が DLA 銀河候補天体となっている。

ヒストグラムに注目すると DLA の有無で銀河の分布はそれほど大きく変わらないことが分かった。しかしそれぞれのビンごとに比を計算すると、2-3 arcsec において、DLA を持つクエーサー周りの銀河は DLA を持たないクエーサー周りの銀河と比較して、平均的な銀河の数が 1.37 倍多いことがわかる。このことから、DLA 銀河が候補天体内に存在するのであれば 2-3 arcsec にある可能性が高い。また、DLA 周りの銀河のうち、2-3 arcsec にある天体数は 45 天体である。よって、DLA とは関係ない銀河であるコントロールサンプルの 1.37 倍の銀河が存在すると考えると、 $\frac{0.37}{1.37} \times 45 \sim 12$ 天体は DLA 銀河であると期待できる。DLA から 2-3 arcsec の距離にある DLA 銀河候補天体の撮像画像を実際に見てみると図 4 のような画像が得られた。画像にある DLA 銀河候補天体はクエーサーに向かって伸びたような形をしているものもあり、DLA 銀河であることが期待される。

4 Conclusion

本研究では、DLA と銀河のマッチングを行なうことで、DLA から 20 arcsec 以内に 3065 天体の DLA 銀河候補を選出することができた。また、DLA を持たないクエーサー周りの銀河分布との比較から、DLA から 2-3 arcsec の部分に DLA 銀河の存在が示唆された。よって、DLA から 2-3 arcsec に存在

する銀河 45 天体に対して分光フォローアップ観測を行うことで、約 3 割の確率で DLA 銀河を特定できると考えられる。今回選出した候補天体に対して追加観測を行うための観測提案の提出を行なった。この結果、アメリカ国立光学天文台が所有するチリのセロ・トロロ天文台の SOAR 望遠鏡の観測夜を獲得することができた。今後は候補天体の分光観測を行い、DLA 銀河の特定および、今回用いた候補天体の選出方法の有用性を検証する予定である。

Reference

- Ahn et al. 2014, ApJS, 211, 17
- Aihara et al. 2018, PASJ, 70, S4
- Aihara et al. 2019, arXiv:1905.12221
- Djorgovski et al. 1996, Nature, 382, 234
- Møller et al. 2002, ApJ, 574, 51
- Noterdaeme et al. 2012, A&A, 547, L1
- Wolfe et al. 1986, ApJS, 61, 249
- Wolfe et al. 2005, ARAA, 43, 861
- York et al. 2000, AJ, 120, 1579
- Miyazaki et al. 2018, PASJ, 70, S1

c20

原始銀河団と環境効果
東北大学大学院 理学研究科
青山 皓平

$z = 2.5$ における原始銀河団の環境効果

青山 皓平 (東北大学大学院 理学研究科 M1)

Abstract

私自身の研究は、 $z = 2.53$ にある USS-1558 と呼ばれる原始銀河団について ALMA を用いた dust continuum のデータを解析することである。ただ、自身の研究では報告できる結果が出ていないため、同じ領域を CO(3-2) を用いて観測した先行研究の論文紹介を行う。dust continuum のデータを解析する理由としては、ALMA のバンド 6 を使ったより深い観測をすることで、より小質量の銀河まで含めたサンプルの多い解析をすることができると期待されるからである。今回紹介する論文は私が研究している領域 USS-1558 に加えて、PKS1138-262,4C23.56 を加えた 3 つの原始銀河団にある 66 個の星形成銀河 ($H\alpha$ emitter) に対して CO(3-2) の観測を行ったものである。そこで受かった天体について gas mass, depletion timescale を求め、一般の field でのスケールリング則と比較した結果、銀河の個数が少ないので目立った傾向は見られないが、小質量側ではそれらが field に比べて高い値をとり、大質量側では低い値をとるといった質量に依存するような環境効果が見られた。このことから、低質量の銀河ではフィラメント構造からのガスの降着が効率よく起こるのに対して、高質量の銀河ではガスの降着が抑えられる可能性が示唆された。

1 Introduction

環境の異なる銀河の進化にどう影響するかを調べることは、銀河の進化を考える上で非常に重要である。環境による違いの例として、密度の高い領域では古い楕円銀河が、密度の低い銀河では若い渦巻き銀河が銀河の多くを占めているということがよく知られている。この銀河の棲み分けといった環境効果がどういった物理的プロセスによって起こるのかを調べるために、銀河形成のピークの時代 ($z \sim 2$) の原始銀河団は理想的な研究対象である、というのも銀河形成の盛んだった時代の密度の高い銀河団を観測することでなんらかの環境効果を観測できることが期待されるからである。今回の CO 観測では高密度な領域としてフィールドよりも 100 倍以上密度の高い、非常に銀河が群れている領域として $z \sim 2$ の 3 つの原始銀河団を調べた。

2 Methods/Instruments and Observations

まず、 $H\alpha$ emitter のサンプルは MOIRCS の、NB フィルターを用いた $H\alpha$ emitter サーベイで受かっ

たものである。CO(3-2) の輝線を観測するために ALMA のバンド 3 を用いた。detection の基準は、 $H\alpha$ emitter を中心とする $2''$ のアパーチャーの中にピークが 5σ を超えるものとした。ネガティブな 5σ のピークが見られなかったことから、この基準は信頼できると言える。観測時間は PKS1138 について 1.3 時間、USS1558 については 2.4 時間であり、CASA と呼ばれるソフトウェアを用いてデータのキャリブレーションを行なった。1138-F1,1558-F1,1558-F2,4C23 の領域でのビームサイズはそれぞれ $1.''8 \times 1.''5, 1.''8 \times 1.''4, 2.''0 \times 1.''5, 0.''9 \times 0.''7$ であり、RMS はそれぞれ $125 \mu\text{Jy beam}^{-1}, 90 \mu\text{Jy beam}^{-1}, 97 \mu\text{Jy beam}^{-1}, 174 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ である。

星質量の推定については $z \sim 2$ では Balmer break が J バンドと K バンドの間に来るため、J-K バンドの色を利用した。具体的には、HST カタログにある $z = 2.1 - 2.6$ の 3000 ほどの星形成銀河から J-K バンドの色と星質量の関係を引き出した。(図 1)

星形成率については中赤外線での観測 (MIPS) で受かったものに関しては $24 \mu\text{m}$ のフラックスから Wuyts et al. (2008) のテンプレートを用いて赤外線での光度を外挿し、Kennicutt(1998) の式を用いて星形成率を求めた。中赤外線を受かっていないものに関しては

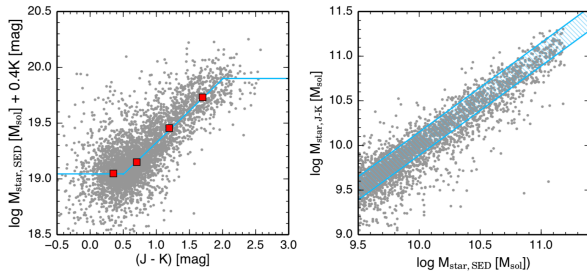


図 1: 左: J-K の色と星質量の関係 右: SED から求めた星質量と J-K の色から求めた星質量の比較

H α での光度をダスト吸収による効果を補正して求め、同様に Kennicutt(1998) の式から星形成率を推定した。CO(3-2) のフラックス密度は輝線プロファイルのピークの 15% を超える範囲を積分して求めた。また CO 輝線の光度比 ($L_{(1-0)}/L_{(3-2)}$) が一定であると仮定し、CO(1-0) の光度を求め、Genzel et al. (2012) の変換式を用いてガス質量を求めた。

3 Results

66 個の H α emitter のサンプルに対して 16 個の銀河が受かった。受かった 16 個の銀河の CO 輝線のプロファイルは以下の図のようにになっている。

スペクトルをガウシアンでフィッティングし、輝線幅を求めると FMHM = 180-740km/s となり、幅広い速度分散をもつことがわかった。星質量と星形成率、星質量と CO の光度の関係は以下の図のようにになっている。

また、星質量と gas fraction, 星質量と depletion timescale の関係を field でのスケールリング則を基準にして表したものが図である。

星質量に関して、3 つの範囲に分けて考えると $\log(M_{\text{star}}/M_{\odot}) < 10.5$ の範囲では受かる割合が 5/50 と小さくなっており、ガスを多く含む天体を選んでしまうバイアスがかかってしまっている。10.5 < $\log(M_{\text{star}}/M_{\odot}) < 11.0$ の範囲では、受かる割合 (11/16) は比較的大きくなっておりサンプルバイアス

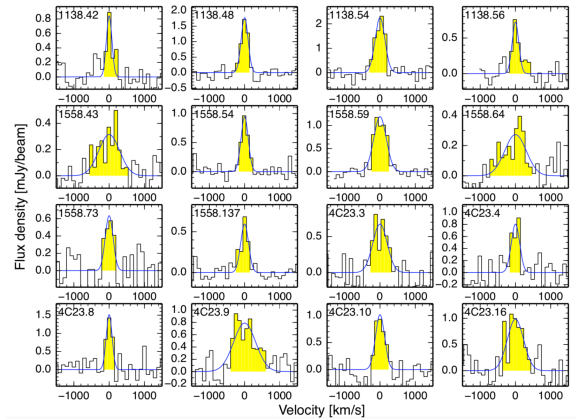


図 2: 受かった 16 個の銀河の CO スペクトル。青の線はフィッティングしたガウシアンを表す

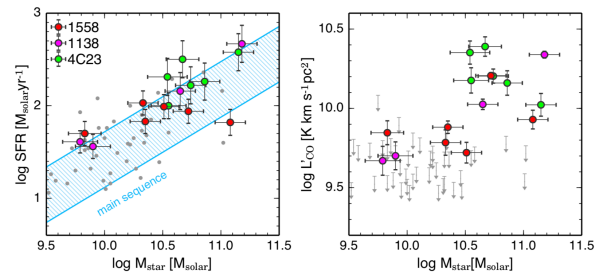


図 3: 左: サンプルの星質量と星形成率の関係。右: サンプルの星質量と CO の光度の関係。グレーのものは CO で受からなかったサンプルを表す

は考えられないので, gas fraction, depletion timescale が field よりも高い傾向が見られた。ところが 11.0 < $\log(M_{\text{star}}/M_{\odot})$ の範囲では、逆にそれらが field よりも低くなるという結果になった。

4 Discussion

星質量を固定すると、星形成率の高い銀河は gas fraction がより高くなっており、このことからガスの降着率も高いことが考えられる。また gas fraction, depletion timescale といったガスの性質が高密度領

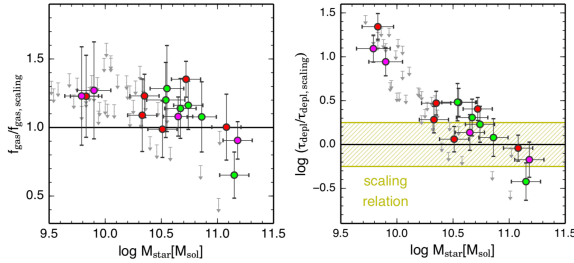


図 4: field のスケーリング則から期待される値に対する実際の gas fraction, depletion timescale の割合を星質量の関数としてそれぞれプロットしたもの

域で質量依存性をもつことがわかった。観測した 3 つの原始銀河団は overdensity が 100 を超えるような非常に高密度な領域であるので、このような領域はフィラメント構造の交わった部分であると考えられる。そのような場所では、ガスの降着が非常に効率的に起きているため低質量側で field よりも高い gas fraction が見られたと言える。大質量側で gas fraction の超過が見られず、むしろスケーリング則よりも低い値をとった理由としてはガスの降着を抑える、高質量側にのみ効くような何らかの物理的なメカニズムが考えられる。そのメカニズムとしては、まず halo quenching が挙げられる。ハローの質量が大きい天体では、shock によって降着ガスが温められることで星形成が抑えられる。次に AGN feedback が考えられる。大質量の銀河では AGN の活動性も高いことが予想され、AGN による outflow によってガスが吹き飛ばされることで星形成が抑えられると考えられる。

5 Conclusion

$z \sim 2$ における 3 つの原始銀河団にある 66 個の H α emitter に対して CO(3-2) の観測を行った。16 個の受かった銀河に対して gas fraction, depletion timescale を求めた結果、field と比べて、小質量側ではガスの

降着率が高まり、大質量側では逆にガスの降着が抑えられるといった環境による違いがわかった。

6 Future prospect

ここでは、自身の ALMA の band6 での dust continuum の解析できている部分について preliminary ではあるが、述べたいと思う。私が解析しているデータは、 $z = 2.53$ にある原始銀河団 USS1558 の F1(Field1), F2(Field2) について ALMA の band6 での dust continuum のデータである。F1 は電波銀河周りの領域となっており、F2 は 3.''5 (~ 1.5Mpc) offset したところにある密度の高い領域となっている。下図のような 7 つの pointing で二つの領域をそれぞれ観測した。

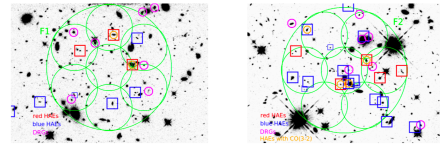


図 5: F1.F2 の領域と観測した領域。7 つの小さい円で囲まれた領域が band6 で観測された領域である。background は HST image である。

ビームサイズは $1.''12 \times 0.''8$, RMS は 0.02mJy beam^{-1} である。このデータから CASA と呼ばれるソフトウェアを用いてデータのキャリブレーションを行った。detection limit は 4.2σ とし、ネガティブな 4.2σ を超えるピークは見られなかった。detection の結果、F1 の領域では 3 つ、F2 では 8 の H α emitter が受かり CO の観測に比べて 2 倍に近い銀河をとってることができた。今後はこの論文にあるような傾向が見られるのかを確認するとともに、より低質量側での環境効果について詳しく見ることができると思う。

Reference

Tadaki,K.,Kodama,T.,Hayashi,M.,et al.(2014),PASJ

Kennicutt et al.(1998),ARA&A

Wuyts,S.,Labbe,I.,Schreiber,N.M.F., et al. (2008),APJ

Genzel,R.,Tacconi,.J.,Combes,F., et al.(2012),APJ