

2016年第46回  
天文・天体物理若手夏の学校

集録集

銀河

## 謝辞

2016年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所(研究会番号:YITP-W-16-02)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

## ♣ オーラルアワード（銀河・銀河団分科会）

順位	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	安藤亮	東京大学	M2	ALMA で探る近傍星形成銀河 NGC253 中心部での多様な星形成活動と加熱機構
1位	菅原悠馬	東京大学	M2	SDSS と DEEP2 で探る星形成銀河のアウトフロー
3位	一色翔平	北海道大学	M1	ダスト・ガス二流体で解く大質量星からの輻射フィードバック
3位	日下部晴香	東京大学	D1	Extremely low-mass star-burst galaxies at $z \sim 2.2$
3位	川俣良太	東京大学	D2	Hubble Frontier Fields 銀河団の質量分布 モデル構築と超新星多重像の出現予言
3位	小島崇史	東京大学	M2	直接温度法で探る $z \sim 2$ 星形成銀河の星間物質進化

## ♠ ポスターアワード（全分科会）

順位	分科会名	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	銀河	道山知成	国立天文台	D1	ALMA を用いた衝突後期段階銀河 NGC3256 の分子輝線探査
2位	星惑	森昇志	東京工業大学	D1	電子加熱による原始惑星系円盤中の磁気乱流の抑制
3位	重宇	竹内太一	名古屋大学	M1	X線銀河団を用いた重力レンズ効果の総合的な解析
3位	太恒	横澤謙介	名古屋大学	M1	太陽フレアループ内のエネルギー輸送に対する電子-イオン2流体効果

他の分科会の受賞者の集録は、その分科会の集録集を参照ください。

## 目次

a1	寺尾航暉	愛媛大学	D1	<a href="#">近赤外線分光観測に基づくセイファート銀河の狭輝線領域における電離メカニズムへの制限</a>
a2	小田紗映子	京都大学	M1	<a href="#">超高光度赤外線銀河 UGC 5101 の広帯域 X 線スペクトル解析</a>
a3	和田一馬	京都大学	M1	<a href="#">スローン・デジタル・スカイ・サーベイ (SDSS) の Stripe 82 領域のクエーサーの変光観測</a>
a4	谷本敦	京都大学	M2	<a href="#">輻射輸送計算によるクランピートーラスモデルの作成</a>
a5	安藤亮	東京大学	M2	<a href="#">ALMA で探る近傍星形成銀河 NGC253 中心部での多様な星形成活動と加熱機構</a>
a6	-	-	-	-
a7	古川愛生	東京理科大学	M1	<a href="#">銀河団内高温ガスの乱流による共鳴散乱への影響の評価</a>
a8	藤原隆寛	筑波大学	M1	<a href="#">Godunov SPH 法への流速制限関数の実装とその性能比較</a>
a9	猪口睦子	京都大学	M1	<a href="#">激動進化期 <math>z \sim 1.4</math> における初期質量関数は top-heavy か？</a>
a10	一色翔平	北海道大学	M1	<a href="#">ダスト・ガス二流体で解く大質量星からの輻射フィードバック</a>
a11	登口暁	愛媛大学	M1	<a href="#">すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam を用いた Dust-Obscured Galaxies の探査</a>
a12	菅原悠馬	東京大学	M2	<a href="#">SDSS と DEEP2 で探る星形成銀河のアウトフロー</a>
a13	浜端亮成	東京大学	M1	<a href="#">ALMA を用いた CO 輝線による分子雲質量密度</a>
a14	山口裕貴	東京大学	D1	<a href="#">SXDF-ALMA survey のデータを用いたミリ波輝線銀河探査</a>
a15	前田郁弥	京都大学	M1	<a href="#">星形成率密度の宇宙論的進化は分子ガス密度の進化か</a>
a16	入倉和志	東京大学	M1	<a href="#">銀河団コアの探査</a>
a17	日下部晴香	東京大学	D1	<a href="#">Extremely low-mass star-burst galaxies at <math>z \sim 2.2</math></a>
a18	川俣良太	東京大学	D2	<a href="#">Hubble Frontier Fields 銀河団の質量分布モデル構築と超新星多重像の出現予言</a>
a19	石田剛	東京大学	M1	<a href="#">重力レンズ効果の像復元アルゴリズムの開発とサブミリ銀河 SDP.81 への適用および星形成活動の解析</a>
a20	小島崇史	東京大学	M2	<a href="#">直接温度法で探る <math>z \sim 2</math> 星形成銀河の星間物質進化</a>

※講演タイトルをクリックすると該当する集録へジャンプします

a21	長谷川萌	お茶の水女子大学	M1	<a href="#">ヒミコ</a>
a22	角田匠	名古屋大学	M1	<a href="#">電離光子脱出率が示す多様性の起源</a>
a23	樋口諒	東京大学	M1	<a href="#">宇宙再電離と LAE 探査</a>
b1	徳山碩斗	慶應義塾大学	M1	<a href="#">High-Velocity Compact Cloud の自動同定アルゴリズムの開発</a>
b2	田中雅大	北海道大学	M1	<a href="#">overcooling 問題解決を目的とした superbubble-feedback model の構築</a>
b3	仁田裕介	愛媛大学	M1	<a href="#">活動銀河核における狭輝線領域の赤方偏移進化の観測的研究</a>
c1	竹川俊也	慶應義塾大学	D2	<a href="#">分子輝線観測で探る銀河系中心核への質量供給過程とそのフィードバック</a>
c2	長友竣	京都大学	D2	<a href="#">銀河系バルジ領域における銀河系拡散 X 線の放射源と古い星の分布</a>
c3	佐々木花	東北大学	M1	<a href="#">Suprime-Cam を用いた Ursa Minor 矮小楕円体銀河の測光解析</a>
c4	田沼萌美	筑波大学	M1	<a href="#">カस्पコア遷移とダークマターハローのユニバーサリティの関係</a>
c5	上野紗英子	鹿児島大学	M1	<a href="#">21cm 線スペクトル重ね合わせ解析による近傍銀河星間ガス量に関する研究</a>
c6	道山知成	国立天文台	D1	<a href="#">ALMA を用いた衝突後期段階銀河 NGC3256 の分子輝線探査</a>
c7	小林洋明	名古屋大学	M2	<a href="#">銀河団 RXC J0751.3+1730 の物理量空間分布、及び周囲の銀河団との相互作用</a>
c8	佐藤瑛子	奈良女子大学	M1	<a href="#">Abell2399 銀河団における AGN フィードバック現象の調査</a>
c9	加藤裕太	国立天文台	D2	<a href="#">ハーシェル宇宙望遠鏡で探る z=2-3 原始銀河団の星形成活動</a>
c10	菊田智史	国立天文台	M2	<a href="#">QSO environment and feedback to its neighbors</a>
c11	畑千香子	北海道大学	M2	<a href="#">宇宙論的シミュレーションで探る天の川銀河サイズの銀河の形成過程</a>
c12	正垣綾乃	関西学院大学	M1	<a href="#">赤外線銀河のエネルギー源調査</a>
c13	永田拓磨	名古屋大学	M2	<a href="#">輻射輸送計算を用いた 1 次元円盤銀河の SED モデルの構築</a>
c14	松木場亮喜	東北大学	M1	<a href="#">星形成銀河円盤の構造および活動銀河核への質量降着</a>

※講演タイトルをクリックすると該当する集録へジャンプします

c15	谷口由貴	東京大学	M2	<a href="#">低質量超大質量ブラックホールの短時間変動</a>
c16	米倉健介	鹿児島大学	M1	<a href="#">活動銀河中心核における狭輝線領域の物理状態</a>
c17	西塚拓馬	東北大学	M1	<a href="#">COSMOS 領域における low redshift [OIII] emitters の統計的性質</a>
c18	向江志朗	東京大学	M2	<a href="#">Cosmic Galaxy-IGM HI Relation at <math>z \sim 2-3</math> Probed in the COSMOS/UltraVISTA</a>
c19	佐野圭	東京大学	D3	<a href="#">宇宙背景放射の観測で探る銀河形成</a>

※講演タイトルをクリックすると該当する集録へジャンプします

[目次へ](#)

a1

近赤外線分光観測に基づくセイファート銀河の狭輝線領域における電離メカニズムへの制限

愛媛大学

D1 寺尾航暉

# 近赤外線分光観測に基づくセイファート銀河の狭輝線領域における 電離メカニズムへの制限

寺尾 航暉 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

活動銀河核 (AGN) の狭輝線領域 (NLR) の電離メカニズムは、主に中心核からの電離光子による光電離であると考えられているが、電波ジェットなどに起因する衝撃波による衝突励起が電離に寄与している可能性も指摘されており、議論が続いている。観測から電離メカニズムを切り分ける方法として、近赤外線の  $[\text{Fe II}]1.257 \mu\text{m}/[\text{P II}]1.188 \mu\text{m}$  輝線強度比による診断が有用であると Oliva et al. (2001) で提案されている。鉄はダストに非常によく吸着するが、リンはダストに吸着せずガス中に存在する。ダストは衝撃波によって簡単に破壊されるため、ガス中の鉄の存在量が増加し、 $[\text{Fe II}]$  輝線は強くなる。対するリンの  $[\text{P II}]$  輝線の強度は衝撃波の有無に寄らないため、 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線比が高いことは衝撃波の影響が強いことを示唆している。しかし、AGN におけるこの輝線比はこれまであまり調査されておらず、サンプル数が少ないため統計的な議論は進んでいない。本研究では、近傍セイファート銀河 26 天体の中心核領域を岡山天体物理観測所 188cm 望遠鏡の近赤分光装置 ISLE を用いて分光観測を行った。観測で得られたスペクトルと先行研究の結果から、計 41 天体の  $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線比とその下限値を得た。この結果から、多くの天体では光電離が主な電離メカニズムであることを示すが、衝撃波が電離に寄与している天体も見つかり、実際に NLR の電離に衝撃波が寄与している天体が一定の割合で存在することが分かった。この衝撃波の起源について電波ジェットの活動性の強弱と輝線比の関係をみると、これらの間に相関は見られなかった。そのため、NLR における衝撃波の起源には、電波ジェット以外の放射立体角が大きいアウトフロー現象が関与していることが示唆された。また、アウトフロー現象の候補として近傍 AGN でも観測されている AGN outflow についても議論する。

## 1 Introduction

活動銀河核 (AGN) とは、銀河中心のごく狭い領域で極めて明るく輝いている天体で、そのエネルギー源は、超大質量ブラックホールへの質量降着であると考えられている。AGN からは様々な輝線が放射されており、輝線の速度幅が  $10^2\text{--}10^3 \text{ km s}^{-1}$  程度の輝線を放射する狭輝線領域 (NLR) は、中心核から  $10^1\text{--}10^4 \text{ pc}$  という母銀河に匹敵する領域まで広がっており、銀河スケールにおける電離ガスの状態や化学進化の研究に非常に有用な道具として利用されてきた。

NLR の電離メカニズムは、中心核からの電離光子による光電離であるとする考えが広く支持されているが (Binette et al. 1996; Groves et al. 2004)、電波ジェットなどに起因する衝撃波が電離に寄与している可能性も指摘されている (Knop et al., 1996; Fu

& Stockton 2007)。これまで可視光での分光観測によって電離メカニズムの調査が行われてきたが、観測結果を 2 つのメカニズムに切り分けることがうまくいっていない。

その中で、Oliva et al. (2001) において近赤外線の  $J$ -band で観測されるリンと鉄の輝線である  $[\text{P II}] 1.188 \mu\text{m}$  と  $[\text{Fe II}] 1.257 \mu\text{m}$  の輝線強度比による診断が有用であると提案されている。この 2 本の輝線を用いる理由として以下のことが挙げられる。波長が近く同じ  $J$ -band で観測が可能であること。また、ともに禁制線であり、臨界密度、電離ポテンシャル、励起温度などの物理量がよく似ていることから、同じ物理状態の領域から放射されていることが期待できる。鉄は難溶性物質として知られており、そのほとんどがダストに閉じ込められている。一方、リンは易溶性物質で、ダストへの吸着が比較

的生じにくいいためガス中に存在できる。このため、ダストを破壊できる衝撃波の有無により、ガス中の鉄とリンの存在比が変化し、輝線強度比も変化することが期待される。実際に衝撃波が卓越している超新星残骸では超新星残骸では  $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  の輝線強度比は高く ( $> 20$ )、光電離が卓越している H II 領域からは低い値 ( $< 2$ ) が観測されている (Oliva et al. 2001)。このことから、衝撃波によって電離されたガスでは、 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線強度比が高く ( $\gtrsim 20$ )、光電離されたガスでは低い ( $\lesssim 2$ ) ことが期待され、実際の NLR では衝撃波の寄与の違いによって、 $2 \lesssim [\text{Fe II}]/[\text{P II}] \lesssim 20$  の範囲に分布すると考えられる (e.g., Hashimoto et al. 2011)。

この衝撃波の起源は、近年話題になっている AGN feedback に対応する現象である可能性が考えられ、母銀河の星間物質への feedback が NLR の衝撃波による電離として見えている可能性がある。そのため、NLR における衝撃波の影響を調査することは、AGN feedback の理解に繋がる可能性もあるため非常に重要である。

ところが、AGN におけるこの輝線強度比はあまり調査されておらず、サンプル数が少ないために統計的な議論はほとんど進んでいない。そこで本研究では、近傍 AGN 26 天体の中心核領域を近赤外線分光観測し、得られたスペクトルを解析することで、 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線強度比を用いて NLR の電離メカニズムへの衝撃波の影響を調査した。

## 2 Observations

観測は 2010 年 8 月、2011 年 1, 3, 4 月に岡山天体物理観測所 188 cm 望遠鏡の近赤外撮像分光装置 ISLE (Yanagisawa et al. 2006, 2008) を用いて行った。観測条件は、J-band (1.11–1.32  $\mu\text{m}$ )、スリット幅 2.0''、波長分解能  $\sim 1300$ 、典型的なシーイングサイズは  $\sim 1.0'' - 2.0''$  であった。観測天体の赤方偏移、activity type、積分時間を表 1 にまとめた。積分時間はデータ解析に使用したデータの総積分時間を示している。

表 1: 観測天体

Name	$z$	Type	積分時間 (min)
NGC 1667	0.0152	Sy 2	114
NGC 2273	0.0061	Sy 2	94
NGC 2782	0.0085	Sy 2	552
NGC 3079	0.0037	Sy 2	68
NGC 3982	0.0037	Sy 1.9	18
NGC 4102	0.0028	LINER	110
NGC 4169	0.0126	Sy 2	68
NGC 4192	-0.0005	LINER	48
NGC 4258	0.0015	Sy 2	48
NGC 4388	0.0084	Sy 2	36
NGC 4419	-0.0009	LINER	60
NGC 4941	0.0037	Sy 2	48
NGC 5005	0.0032	LINER	100
NGC 5194	0.0015	Sy 2	168
NGC 5506	0.0062	Sy 2	212
NGC 6500	0.0100	LINER	208
NGC 6951	0.0048	Sy 2	74
Mrk 3	0.0135	Sy 2	56
Mrk 6	0.0188	Sy 1.5	64
Mrk 34	0.0505	Sy 2	26
Mrk 463	0.0504	Sy 2	160
Mrk 477	0.0377	Sy 2	84
Mrk 509	0.0344	Sy 1.5	166
Mrk 766	0.0129	Sy 1	84
Mrk 1073	0.0233	Sy 2	288
MCG +08-11-011	0.0205	Sy 1.5	100

## 3 Results

データ解析には、IRAF を使用し、一般的な近赤外線データの整約に沿って行った。その結果、観測を行った 26 天体中、19 天体で  $[\text{Fe II}]$ 、6 天体で  $[\text{P II}]$  を検出した。 $[\text{P II}]$  が未検出の場合は  $3\sigma$  の上限値を与え、 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線強度比の下限値を求めている。下限値も含め合計 19 天体で輝線強度比を得ることができた。19 天体の内、輝線強度比の最大値は Mrk 463 の  $> 17.93$  で、最小値は Mrk 1073 の  $2.460 \pm 0.166$ 、平均値は 6.46 である。図 1 に Mrk 463 のスペクトルを載せた。横軸は静止系波長、縦軸は 1.235  $\mu\text{m}$  付近の連続光で規格化した値になっている。得られた

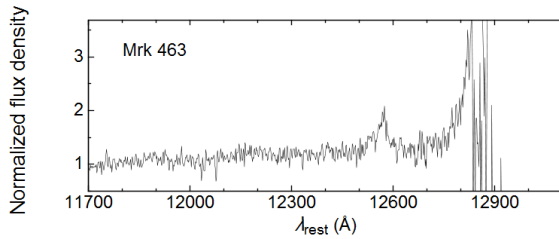


図 1: [P II] 輝線強度の上限値から示唆される [Fe II]/[P II] 輝線強度比の下限値が最も高い ( $> 17.46$ ) Mrk 463 のスペクトル。横軸は静止系波長、縦軸は  $1.235 \mu\text{m}$  付近の連続光で規格化したものになっている。

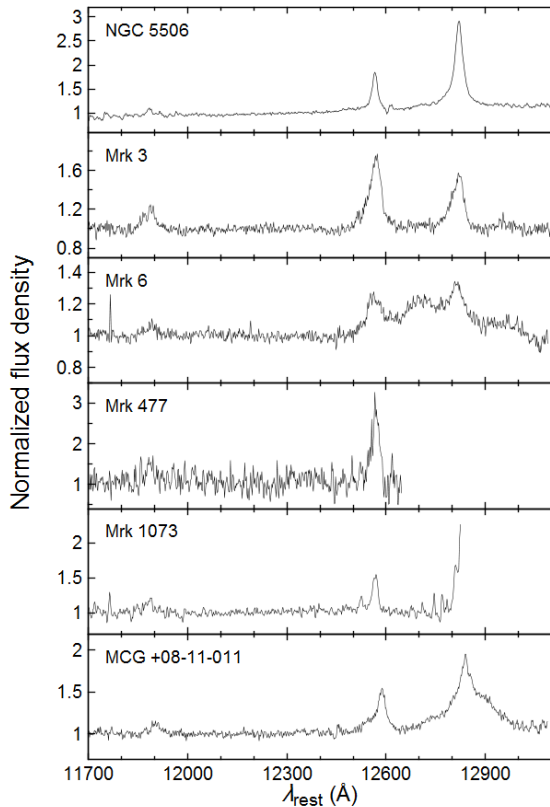


図 2: [Fe II]、[P II] とともに検出されている天体のスペクトル。縦軸、横軸は図 1 と同じ。

近赤外線スペクトルの内、一例として [Fe II]、[P II] とともに検出されている 6 天体を図 2 に載せた。

また、先行研究からは 22 天体の輝線強度比のデータを収集した。(Ramos Almeida et al. 2006, 2009; Riffel et al. 2006, 2013; Jackson & Beswick 2007;

Krajinovic et al. 2007; Hashimoto et al. 2011; Riffel & Storchi-Bergmann 2011; Schönell et al. 2014)。この結果、本研究と先行研究を合わせて合計 41 天体の輝線強度比サンプルを構築することができた。得られた輝線強度比あるいはその下限値の情報をヒストグラムにまとめたものを図 3 に示す。

## 4 Discussion

得られた結果から、多くの天体では輝線強度比が低く ( $\lesssim 2$ )、光電離が主な電離メカニズムであると考えられる。しかし、我々の観測によってこれまで見つけていなかった高い輝線強度比 ( $\gtrsim 10$ ) を示す天体が見つかった (図 3)。これらの天体では、衝撃波が電離に寄与している可能性が考えられる。このことから、実際にセイファート銀河の NLR において衝撃波が電離に寄与している天体が一定の割合で存在することが分かった。

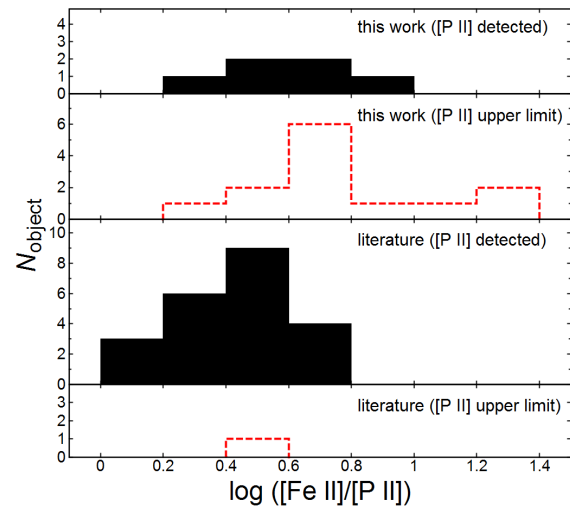


図 3: 41 天体の [Fe II]/[P II] 輝線比のヒストグラム。黒は [P II] が検出されているもの、赤点線は [P II] が未検出で  $3\sigma$  の上限値を与えて輝線強度比を求めたものになっている。

この NLR における衝撃波の起源の候補として、電波ジェットについて議論する。以下のように可視光と電波の強度比で定義した radio loudness ( $R$ ) は電波

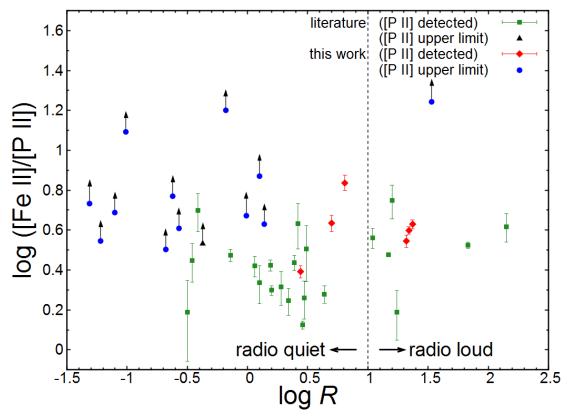


図 4:  $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線比と radio loudness の関係。点線は、radio loud と radio quiet の境界を示す。

ジェットの強弱の指標となる。

$$R = \frac{5 \text{ GHz flux density}}{4400 \text{ \AA flux density}} \quad (1)$$

この radio loudness と輝線強度比との関係 (図 4) を見てみると、これらの中に相関は見られなかった。また、高い輝線強度比を示す天体は幅広い  $R$  の値を示している。このことから、電波ジェットが起源である衝撃波によって電離されている可能性が低いことが示唆される。

別の衝撃波の起源としては、AGN による放射立体角の大きいアウトフロー現象 (AGN outflow) が一つの候補として考えられる。近年の観測によって、近傍及び遠方の AGN において禁制線の FWHM が  $1000 \text{ km s}^{-1}$  を越える、高速で運動しているガスが kpc スケールまで広がっていることが確認されている (Rupke & Veilleux 2011; Maiolino et al., 2012 など)。このように、NLR スケールまで広がっていることが確認されているため、 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線比が高い天体では、AGN outflow が NLR に存在する星間物質と相互作用することによって衝撃波を発生させている可能性が考えられる。

## 5 Conclusion

我々は近傍 AGN 26 天体の中心核領域の近赤外分光観測を行い、下限値も含め 19 天体で  $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線強度比を得た。また、先行研究から 22 天体の輝

線強度比のデータを集め、合計 41 天体の輝線強度比サンプルを構築した。

この結果から、多くの天体では光電離が主な電離メカニズムであると考えられるが、衝撃波が電離に寄与していると考えられる天体が一定の割合で存在することが分かった。この衝撃波の起源について、輝線強度比と radio loudness の関係を見ると、相関が見られなかったため、電波ジェットが主な衝撃波の起源である可能性が低いことが示唆された。別の起源として、放射立体角の大きいアウトフロー現象が一つの候補として考えられる。今後は、電波及び近赤外線での高空間分解観測によって領域ごとの星間物質の物理状態を直接観測することで衝撃波の起源について探っていき、NLR における衝撃波の影響の理解を進める。

## Reference

- Binette, L., et al. 1996, A&A, 312, 365
- Fu, H., & Stockton, A. 2007, ApJ, 666, 794
- Groves, B. A., et al. 2004, ApJS, 153, 75
- Hashimoto, T., et al. 2011, PASJ, 63, L7
- Jackson, N., et al. 2007, MNRAS, 376, 719
- Knop, R. A., et al. 1996, AJ, 112, 81
- Krajinović, D., et al. 2007, MNRAS, 374, 385
- Maiolino, R., et al. 2012, MNRAS, 425, L66
- Oliva, E., et al. 2001, A&A, 369, L5
- Ramos Almeida, C., et al. 2006, ApJ, 645, 148
- Ramos Almeida, C., et al. 2009, ApJ, 694, 1379
- Riffel, R. A., et al. 2006, A&A, 457, 61
- Riffel, R. A., & Storchi-Bergmann, T. 2011, MNRAS, 417, 2752
- Riffel, R. A., et al. 2013, MNRAS, 430, 2249
- Rupke, D. S. N., & Veilleux, S. 2011, ApJL, 729, L27
- Schönell, A. J., et al. 2014, MNRAS, 445, 414
- Yanagisawa, K., et al. 2006, Proc. SPIE, 6269, 62693Q
- Yanagisawa, K., et al. 2008, Proc. SPIE, 7014, 701437

[目次へ](#)

a2

超高光度赤外線銀河UGC 5101の広帯域

X線スペクトル解析

京都大学

M1 小田紗映子

## 超高光度赤外線銀河 UGC 5101 の広帯域 X 線スペクトル解析

小田紗映子 (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 Galaxy; ULIRG) は赤外線で極めて明るく輝く天体である。ULIRG 中には多量のガスやダストが存在し、ゆえに ULIRG はまさに進化段階の銀河であると考えられている。赤外線放射のエネルギー源としては、活発な星生成あるいは活動銀河核 (AGN) の存在が示唆されてきた。しかし、大きなガス・ダスト吸収によって AGN は隠されており、星生成と AGN それぞれの寄与を見積もることは困難であった。そこで我々は、透過力の強い硬 X 線による観測データ (*Swift*, *NuSTAR*, *Suzaku*, *XMM-Newton*, *Chandra*) を利用することで、過去最高精度の広帯域 X 線スペクトル解析を行った。その結果、10 keV 以上で卓越する硬 X 線放射を検出し、UGC 5101 の中心に強力な AGN が存在することを発見した。また、立体トラスモデル (Ikeda et al. 2009) を用いて、その AGN がダストに深く隠されていること ( $N_{\text{H}} \approx 1.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$ ) を明らかにした。AGN の 2–10 keV X 線光度は  $L_{\text{X}} \approx 2.1 \times 10^{43} \text{erg s}^{-1}$  であり、全光度は  $L_{\text{bol}} \approx 4.4 \times 10^{44} \text{erg s}^{-1}$  であることが求められた。これは全赤外線光度  $10^{12} L_{\odot}$  の約 11% にあたり、AGN が ULIRG のエネルギー源として十分に寄与していることがわかった。

## 1 Introduction

超高光度赤外線銀河 (Ultra-Luminous InfraRed Galaxy; ULIRG) は、赤外線で非常に明るく輝く銀河である。これらの銀河は、全光度のほとんどを赤外線で放射するという特徴を持ち、赤外線光度  $L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$  のものと定義されている。赤外線天文衛星 IRAS による発見以来、数多くの ULIRG 研究が行われてきた。その結果、ULIRG における赤外線放射の大部分はダストからの再放射であり、ガスやダストに深く隠された中心部分には強力なエネルギー源があることが示唆された (Sanders & Mirabel 1996)。しかし、そのエネルギー源の正体については、様々な可能性が考えられている。

ULIRG のエネルギー源の候補としては、活発な星生成 (スターバースト) あるいは活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) の 2 つが挙げられている。銀河のガス密度と星生成率の間には正の相関があることが知られているため、ガスの豊富な ULIRG において星生成が活発に起きているという推定は極めて自然である。同時に、銀河の星生成率は銀河進化の指標であり、活発な星生成が起こっているということは、銀河が激しく進化している途中段階であることを意味する。一方で、ULIRG の赤外線光度は太

陽光度の 1 兆倍以上と非常に大きいことから、エネルギー変換効率の高い AGN が存在するという説も提示されている。AGN は銀河中心のみが非常に明るく輝く現象であり、超巨大ブラックホール (Super Massive BlackHole; SMBH) への急激な質量降着によって重力エネルギーを解放し、莫大な光度を実現している。つまり、AGN はその中心にある SMBH がまさに成長している段階であると言える。すなわち、ULIRG は銀河進化とその中心にある SMBH の成長の両方に関わっている可能性があり、銀河進化を研究する上で重要な天体である。

銀河バルジとその中心にある SMBH の質量には相関があり、両者は互いに影響しあって共進化してきたことが示唆されてきた。この問題は、現代天文学における最重要課題の 1 つとなっている (Magorrian et al. 1998)。共進化を解明する鍵となり得るとして、これまで ULIRG の研究は盛んに行われてきた。先行研究のうち、広く受け入れられてきた 1 つのシナリオとして、図 1 のような Major Merger 仮説がある (Hopkins et al. 2008)。これは、ガスの豊富な銀河同士が合体し、ULIRG からキューサー、楕円銀河へと進化するという説である。しかし、合体から楕円銀河になるまでの間、銀河と SMBH がどのように影

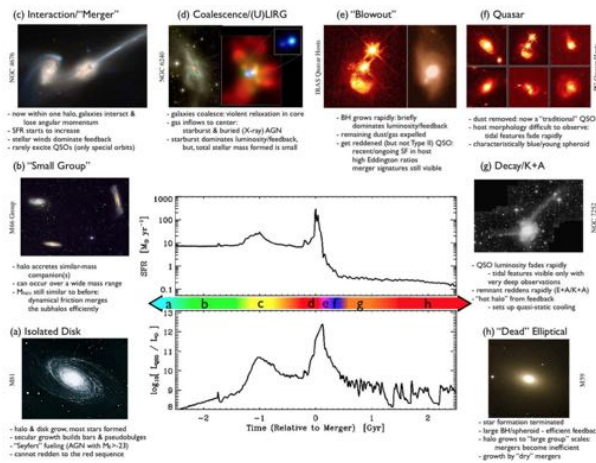


図 1: 楕円銀河の進化シナリオ。major merger を経て、(a) から (h) の順に進化する。図は Hopkins et al. (2008) より引用した。

響しあって進化してきたのかはあまり良くわかっていない。そこで本研究では、銀河と SMBH の進化過程を解き明かすために、途中段階である ULIRG に着目し、全赤外線光度に対する AGN 光度の寄与を明らかにすることを目標とする。

## 2 Methods

ULIRG の観測において問題となるのは、大量のガスやダストの存在である。エネルギー源からの放射、特に可視光や紫外線はダストによってほとんど吸収されてしまい、観測することが難しい。ゆえに ULIRG 観測においては、ダストに対して透過力が強く減光されにくい波長帯を選択する必要がある。このような波長帯として、赤外線あるいは X 線での観測が非常に有用となる。

赤外線はダスト吸収の影響を受けにくいことが従来から知られており、Spitzer などの赤外線天文衛星を用いて、全赤外線光度に対する AGN 光度の割合が見積もられてきた。具体的手法としては、AGN から放射される狭輝線を用いて AGN 割合を推定する方法がある。また、星生成領域に着目したアプローチとして、多環芳香族炭化水素 (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon; PAH) 輝線を用いて星生成光度を見積もり、AGN 割合を導出する方法なども行われてい

る。しかし、いくつかの問題点も提示されている。狭輝線は AGN のブラックホール近傍にある狭輝線領域から放射されるが、ULIRG 中にあると予想されるような「隠された AGN」では、この狭輝線領域が未発達で輝線強度が弱く、AGN の寄与が小さく見積もられてしまう。また、PAH はガスとダストの中間程度の大きさを持つ分子であり星生成由来の紫外線を受けて励起されるが、X 線などエネルギーの大きな放射を受けると分子自体が破壊されてしまう。したがって、ULIRG のように極端に活発な星生成が起こっている領域では分子が破壊され、PAH 放射が弱くなってしまうことが示唆されている。これらの要因から、赤外線による先行研究では AGN 寄与の見積もりに広い幅があり、正確な結論には至っていない。

もう 1 つの手段である X 線、特に 10 keV 以上の硬 X 線は、エネルギーが大きいため透過力が非常に強い。例として、AGN の X 線スペクトルを図 2 に示す。ガス・ダストによる吸収がある場合、10 keV 以下の低エネルギー側では光電吸収の影響を受けて光子数が減り、星生成成分と混ざってしまう。けれども、高エネルギー側では光子はほとんど吸収されず、卓越した放射として検出され得る。さらに、硬 X 線は星生成では放射されないため、AGN と星生成の寄与を完全に分離できるという利点もある。これらの理由から、本研究では X 線天文衛星のデータを用いたスペクトル解析を行い全光度に対する AGN の寄与を議論した。

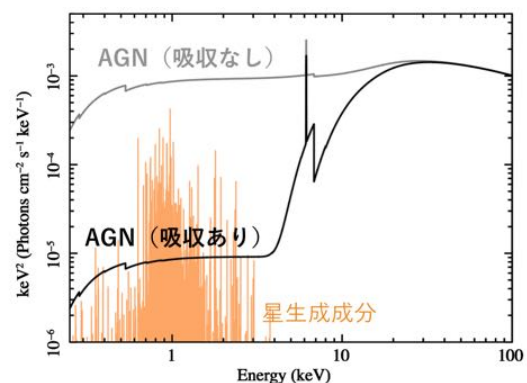


図 2: XSPEC を用いてシミュレーションした X 線スペクトル。硬 X 線観測により AGN 成分のみを捉えることができる。

### 3 Observations and Analysis

本研究では、代表的な近傍 ULIRG の 1 つである UGC 5101 ( $z = 0.039$ ,  $L_{\text{IR}} \simeq 10^{12} L_{\odot}$ ) を対象とし、これまで観測されたデータをすべて用いて広帯域 X 線スペクトル解析を行った。UGC 5101 については現在までに多くの先行研究が行われており、AGN の存在が報告されている。赤外線分野では、狭輝線や PAH 輝線、中間赤外線など様々な手法を用いて、AGN の寄与が 6-80 % と見積もられた (Armus et al. 2007)。X 線分野では、X 線天文衛星 *XMM-Newton* と *Chandra* を用いて 10 keV 以下での観測が行われ、2-10 keV X 線光度  $L_X \approx 6 \times 10^{42} \text{erg s}^{-1}$  の AGN の存在が示唆された (Imanishi et al. 2003)。しかし、AGN 寄与の見積もりは未だ誤差が大きく、不確定であった。そこで今回は、データ精度を上げるために *Suzaku* のデータを加え、さらに硬 X 線のデータとして、2012 年に打ち上げられた *NuSTAR* と、70ヶ月という長期間の観測を行った *Swift* のデータを用いて、0.25-100 keV の広帯域 X 線スペクトルを解析した (図 3)。その結果、10 keV 以上で卓越する硬 X 線放射と 6.4 keV 付近の鉄輝線を検出し、UGC 5101 の中心に AGN が存在することを裏付けた。

AGN の性質を議論するために、次のようなモデルを適用してフィッティングを行った。まず、AGN 成分として直接成分、散乱成分、トーラスからの反射成分を入れる。直接成分は吸収を掛けたべき関数 ( $\propto E^{-\Gamma}$ ) で近似し、散乱成分は吸収を掛けないべき関数で表す。反射成分については非常に複雑であり、トーラスの形状に強く依存する。Imanishi et al. (2003) では一様平面からの反射を仮定したが、今回はより現実的なジオメトリを考慮した Ikeda torus model (図 4) を採用した。このモデルは Compton 散乱の効果を考慮しており、反射成分を正しく見積もることができるという利点を持つ。さらに星生成成分として、高温プラズマからの熱放射をモデルに加えた。

フィッティングを行った結果が図 5 である。図 5 にあるように、適用したモデルによってスペクトルを十分に再現することができた。また、パラメータの値から、視線方向のトーラス柱密度  $N_{\text{H}}^{\text{LOS}} \approx 1.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$ 、2-10 keV X 線光度  $L_X \approx 2.1 \times 10^{43} \text{erg s}^{-1}$  である

ことがわかった。

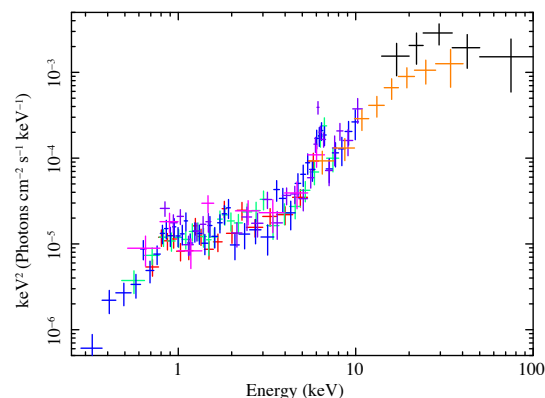


図 3: UGC 5101 の X 線スペクトル。横軸はエネルギー、縦軸は光子数にエネルギーの 2 乗を掛けている。黒、オレンジ、紫、マゼンタ、緑、青、赤はそれぞれ *Swift*/BAT、*NuSTAR*/FPMs、*Suzaku*/FI-XISs、*Suzaku*/BI-XIS、*XMM-Newton*/EPIC-MOSs、*XMM-Newton*/EPIC-pn、*Chandra*/ACIS のデータを表す。

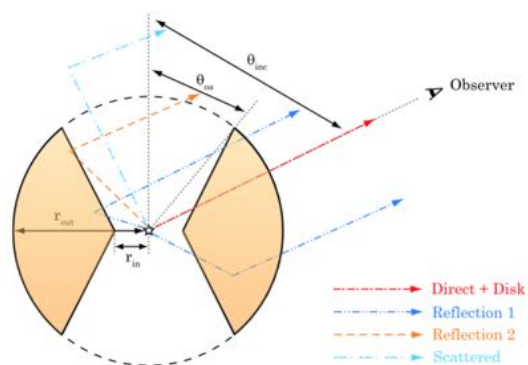


図 4: Ikeda torus model。軸対称な立体トーラスモデルであり、物質分布は一様と仮定されている。図は Ikeda et al. (2009) より引用、一部改変した。

### 4 Discussion

スペクトル解析から、AGN の柱密度は  $N_{\text{H}}^{\text{LOS}} \approx 1.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$  であるという結論を得た。これはトーラスが Compton 散乱に対して光学的に厚いことを示唆し、UGC 5101 中の AGN がガスやダストに深

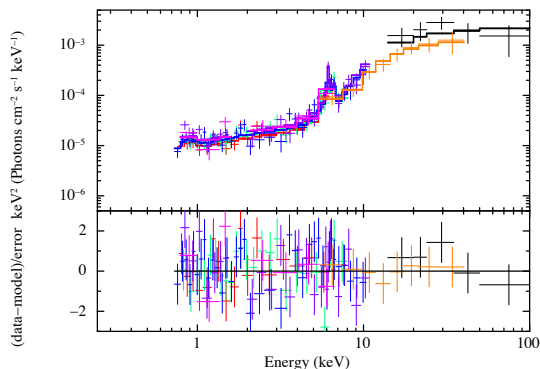


図 5: UGC 5101 のスペクトルフィッティング結果。軸の単位とデータの色については図 3 と共通である。下のグラフはモデルとデータの誤差を示している。

く隠されていることを意味する。また、AGN の光度について、 $L_X \approx 2.1 \times 10^{43} \text{erg s}^{-1}$  であることがわかった。この値は Imanishi et al. (2003) の約 4 倍である。結果が異なる理由として、本研究においては Ikeda torus model を用いることで Compton 散乱の効果を正しく考慮できたということが挙げられる。ここで、AGN の X 線光度と全光度の関係に言及した Marconi et al. (2004) の式を用いると、AGN の全光度  $L_{\text{bol}} \approx 4.4 \times 10^{44} \text{erg s}^{-1}$  と求められる。これは UGC 5101 の全赤外線光度の約 11% にあたり、AGN がエネルギー源の 1 つとして十分に寄与しており影響が無視できないことを示す。

本研究では、UGC 5101 の中に隠された AGN が存在し赤外線放射に十分に寄与していることを明らかにした。しかし、他の ULIRG については硬 X 線による観測結果は少なく、サンプル数は十分ではない。今後はより多くの赤外線銀河について硬 X 線観測と解析を行い、隠された AGN を発見する必要がある。また、各々について AGN の寄与を見積もり、ULIRG のエネルギー源について統計的な議論を行っていきたいと考えている。

## 5 Conclusion

我々は、X 線衛星 *Swift*, *NuSTAR*, *Suzaku*, *XMM-Newton*, *Chandra* による観測データをすべて用いることにより、0.25–100 keV の広帯域 X 線スペクト

ル解析を行った。その結果、10 keV 以上で卓越する硬 X 線放射を検出し、UGC 5101 の中心にダストに深く隠された強力な AGN (水素柱密度  $N_{\text{H}}^{\text{LOS}} \approx 1.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$ ) が存在することを発見した。AGN の X 線光度は  $L_X \approx 2.1 \times 10^{43} \text{erg s}^{-1}$  であり、全光度は  $L_{\text{bol}} \approx 4.4 \times 10^{44} \text{erg s}^{-1}$  であることが求められた。これは全赤外線光度の 11% にあたり、AGN が ULIRG の赤外線光度に十分に寄与していることがわかった。

## Acknowledgement

本研究は、京都大学の上田佳宏先生、谷本敦先輩、国立天文台の今西昌俊先生、愛媛大学の寺島雄一先生、チリ・カトリック大学の Claudio Ricci 様との共同研究です。

また、発表にあたり多くのご意見をくださった宇宙物理学教室の先生方、先輩方に心より感謝いたします。

## Reference

- Armus, L., Charmandaris, V., Bernard-Salas, J., et al. 2007, *ApJ*, 656, 148
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., & Kereš, D. 2008, *ApJS*, 175, 356-389
- Ikeda, S., Awaki, H., & Terashima, Y. 2009, *ApJ*, 692, 608
- Imanishi, M., Terashima, Y., Anabuki, N., & Nakagawa, T. 2003, *ApJ*, 596, L167
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *AJ*, 115, 2285
- Marconi, A., Risaliti, G., Gilli, R., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 169
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749

[目次へ](#)

a3

スローン・デジタル・スカイ・サーベイ  
(SDSS) の Stripe 82 領域のクエーサーの

変光観測

京都大学

M1 和田一馬

# スローン・デジタル・スカイ・サーベイ (SDSS) の Stripe 82 領域のクエーサーの変光観測

和田 一馬 (京都大学宇宙物理学教室)

## Abstract

本研究では SDSS のクエーサーの多数回の測光観測データより、中心核付近 (降着円盤内縁) のみが強く減光されているクエーサーを 3 つ発見した。しかし、これらの天体は SDSS の観測期間中では変光量が少なく変光成分のカラーの測定精度が悪かった。そこで、西はりま天文台の可視撮像装置 MINT で観測を行った。その結果、1 つのクエーサーについて、SDSS 観測期間から現在までの間で中心核付近に 0.09 等の赤化が追加された可能性があることが分かった。

## 1 Introduction

SDSS の Stripe82 領域 ( $-50\text{deg} < \text{R.A.} < 60\text{deg}$ ,  $-1.25\text{deg} < \text{Dec} < 1.25\text{deg}$ ) では、2000 年から 8 年間に渡り、多数のクエーサーがそれぞれ平均的には 60 回程度観測されている。この観測結果から、クエーサーの変光成分は降着円盤の thin disk model で説明でき、その起源は中心付近にある降着円盤高温部からの連続光だとされている。また、広輝線放射領域は連続光を放射する中心部よりも大きいので、輝線の変光は連続光と比べて緩やかであることが分かっている。したがって、変光成分は若干の輝線の寄与を含む中心部の連続光の変光を表していると考えられている。

さらに最近では、定常スペクトルが赤化されたクエーサーが発見されてきている。このような天体はクエーサーとして活発に活動する直前の状態だとされている。しかし、クエーサーの活動の時系列での変化はまだよく分かっていない。割合として少ない特異なクエーサーを見つけることができれば、その変化の途中の段階にあるクエーサーを捉えられる可能性がある。

また、変光の原因としては中心ブラックホールへの質量降着率の変化やダストによる紫外光の遮断などが考えられている。一般に、クエーサーは増光した時、カラーが青くなる。これは降着円盤の高温部分の明るさが変動しているものと解釈されている。しかし、以下に示す方法によって変光成分が赤いクエー

サーを本研究では発見した。質量降着率の変化のみではこの変光を説明するのが難しいため、我々は特にダストの影響に注目し中心核付近 (降着円盤内縁) のみがダストにより減光されていると考え、変光成分が赤いクエーサーを調べた。

## 2 Methods

中心部の減光量を調べるため、まずは変光成分を求める。最初に、SDSS の u,g,r,i,z の 5 バンド測光データにより Spectral Energy Distribution (SED) を作成した。この SED の例を図 1 に示した。次に、測光観測データに対し、測定精度の良い g,r,i バンドのフラックスの和の平均値を出した。この平均値を使い、60 回の観測データを明るいデータと暗いデータの 2 つのグループに分けた。そして、それぞれのグループに対し平均値を求め、その平均値の差をとった差分 SED を変光成分とした。

そしてその変光成分をクエーサーの典型的なパワーで、thin disk model でも説明できる  $F_\lambda \propto \lambda^{-2.33}$  と、小マゼラン雲 (SMC) タイプの減光曲線 (図 2) を用い次の式 1 によりエラー込みでフィッティングし、中心核までの減光量を推定した。

$$F_\lambda = a\lambda^{-2.33} 10^{-\frac{1}{2.5} \frac{A(\lambda)}{A_V}} A_V \quad (1)$$

$F_\lambda$  は波長あたりのフラックス、 $\lambda$  は波長、 $A(\lambda)$  はある波長  $\lambda$  での減光量、 $A_V$  は V バンドでの減光量を

表し、 $\frac{A(\lambda)}{A_V}$  は Gordon et al. (2003, Apj, 594, 279) の値を用いた。定数  $a$  と減光量  $A_V$  がフリーパラメータである。

また、赤方偏移が変化すると輝線がそれぞれのバンドに出入りし、定常成分のカラーが変化する。この赤方偏移依存性を補正するため、各赤方偏移における定常成分のカラーの中央値を求め (図 3)、そこからの差を  $\Delta g-i$  とした。以上より求めた  $\Delta g-i$  と中心の減光量  $A_V$  の関係 (図 4) に示す。この図より定常成分は青いが、中心の減光量のみが大きい 3 天体 (図中の左上) を選んだ。

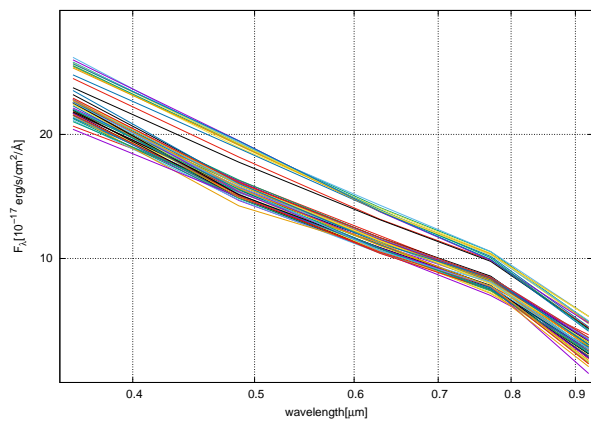


図 1: SED の例を両対数グラフで示した。それぞれの線は SDSS の u, g, r, i, z バンドの測光データをつないだもので、このクエーサーでは 60 回観測がされている。

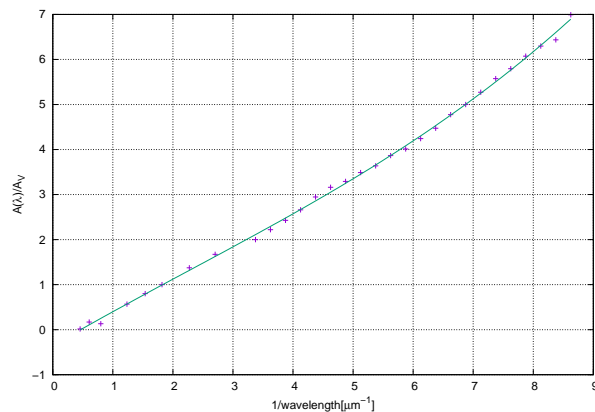


図 2: SMC の減光曲線。点は小マゼラン雲での観測データで曲線は点を滑らかにつないだものである。

### 3 Observations and Results

SDSS の観測期間中においてこの 3 天体の変光量は少なかったため、変光成分のカラーの測定精度が悪い。そこで、西はりま天文台の可視撮像装置 MINT で g, r, i の 3 バンド測光観測を行った。この結果と SDSS とで差分をとり、差分 SED を求めた。

観測した 3 天体のうち、1 つのクエーサーについてより赤く、暗くなっていることが分かった。これ

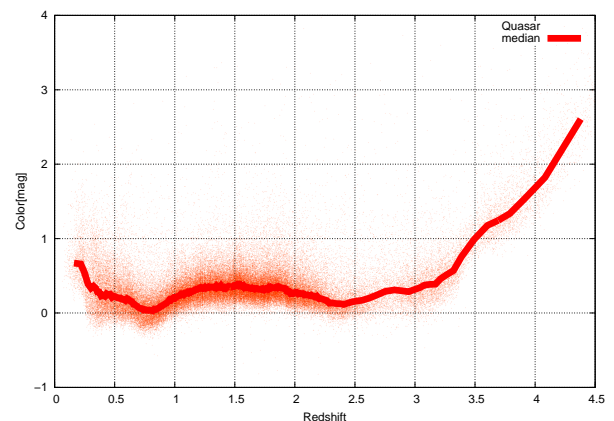


図 3: 各赤方偏移における定常成分のカラーの中央値。各点は個々のクエーサーを表し、線は中央値を表す。カラーとしては g バンドから i バンド等級を引いたものを使用した。

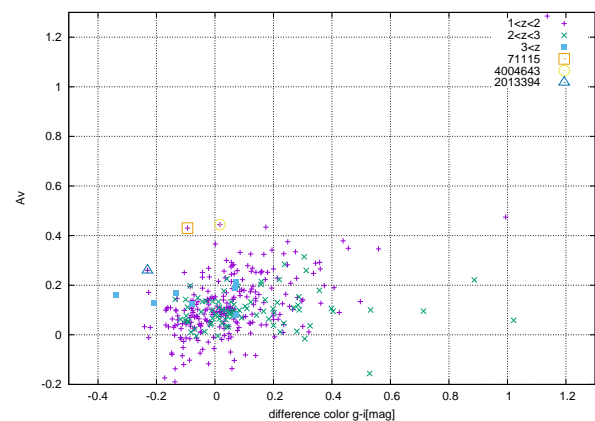


図 4:  $\Delta g-i$  に対する中心の減光量  $A_V$  の関係。紫の点が  $1 < z < 2$ 、緑の点が  $2 < z < 3$ 、青の点が  $3 < z$  で、71115, 4004643, 2013394 は SDSS の ID を表している。この 3 天体が観測したクエーサーである。

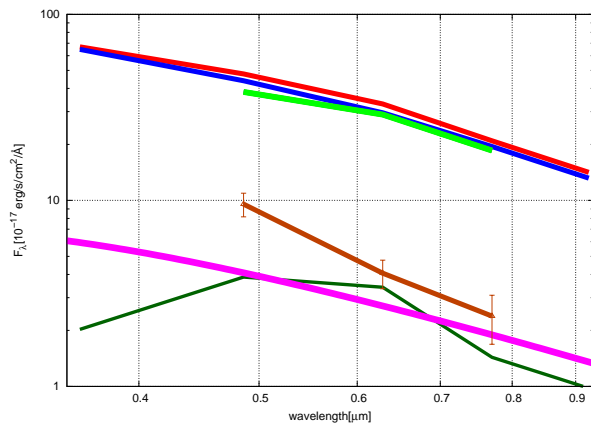


図 5: 2013394 の観測結果を両対数グラフで示した。赤線は SDSS のフラックスの明るいグループの平均で、青線はフラックスの暗いグループの平均である。SDSS での差分 SED(赤線-青線) が下の深緑の線でそのエラー込みフィッティングがマゼンタの線である。西はりまでの観測フラックスは上の緑の線でエラー付きの茶線は今回の差分 SED(赤線-緑線) を表す。

を 図 5 に示す。残りの 2 つはエラーが大きく、明確な情報は得られなかった。

## 4 Discussion

変光の原因が質量降着率の変化のみだとすると、降着円盤の内縁付近の温度の高い部分が変光するため差分 SED のカラーは青くなるはずである。しかし、今回発見した 3 つのクエーサーは SDSS 観測期間中では差分 SED が赤かった。つまり、質量降着率の変化により変光する領域が、ダストによる赤化の影響を受けている可能性がある。

図 5 のクエーサーについて、変光の原因がダストによるものかを確かめるため、中心の減光量を求めた時と同様の式を用いて調べた。これを 図 6 に示す。その結果、0.09 等の赤化が中心に追加された場合、観測結果を良く説明できることが分かった。これは SDSS 観測期間から現在までの間に中心核付近にダストがかかって減光されたと考えることができる。

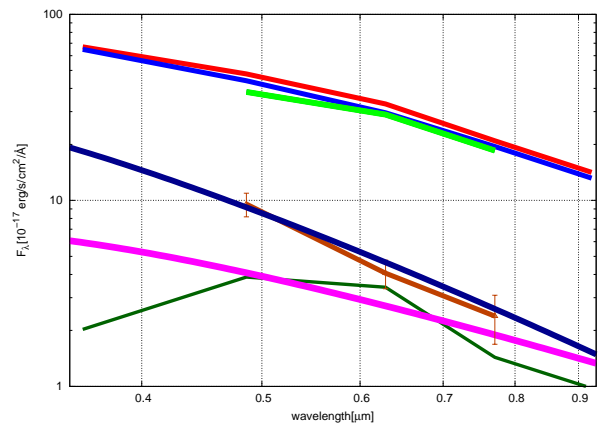


図 6: 図 5 に対して、SDSS 観測期間から中心の減光量が 0.09 等増えた場合のモデルの線 (濃青) を加えた図。

## 5 Conclusion

通常のクエーサーには、変光成分つまり中心部分のカラーは青くなる傾向がある。しかし SDSS 観測期間において、定常成分は青く、中心部分のみ赤いクエーサーを 3 つ見つけた。追加の観測を行ったところ、そのうちの 1 つについて、さらに暗く、赤くなっていることが分かった。また、0.09 等の赤化が中心に追加されたと考えられる。これは可能性の 1 つとしてダストが中心核付近のみにかかった場合で説明できる。

## Reference

- Kokubo et al. 2014, ApJ, 783, 46
- MacLeod et al. 2016, MNRAS, 457, 389
- Gordon et al. 2003, ApJ, 594, 279

[目次へ](#)

a4

輻射輸送計算によるクランピートーラ  
スモデルの作成

京都大学

M2 谷本敦

## モンテカルロ輻射輸送計算による クランピートラスからの X 線スペクトルモデルの作成

谷本 敦 (京都大学宇宙物理学教室)

### 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、銀河バルジ質量と SMBH 質量には強い相関関係がある。この事実は、銀河と SMBH が互いに影響を与えながら、「共進化」してきたことを示唆する。しかし、母銀河から SMBH への質量降着メカニズムは謎に包まれている。この謎を解決する鍵が、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus: AGN) である。AGN は質量が SMBH へ降着することで、銀河中心が明るく光り輝く現象である。すなわち、AGN 観測によって、SMBH 成長の歴史を知ることが出来る。AGN は中心の SMBH と降着円盤、その周囲のトラスから成る。このトラスは SMBH への質量降着の役割を担い、銀河と SMBH の共進化を理解する鍵となる構造である。近年、様々な観測結果から多数のガスの塊から成る非一様なトラス (クランピートラス) が示唆されている。赤外線はダストのみの分布を反映する一方で、X 線はガス・ダストを含む全物質の分布を反映し、トラス全体の構造を知ることが出来る。しかし、X 線スペクトルに適用できるモデルは未だに発展途上である。そこで我々は X 線領域におけるクランピートラスモデルの作成に取り組んだ。我々は MONACO (Monte Carlo Simulation for Astrophysics and Cosmology) を用い、X 線スペクトルに適用可能なモデルの作成に成功した。

## 1 Introduction

銀河中心には、約 1 億倍太陽質量の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 質量には強い相関関係があることが知られている (Magorrian et al. 1998)。この事実は、銀河と SMBH が互いに影響を与えながら、「共進化」してきたことを示唆している。しかし、銀河中心の極めてコンパクトな領域に存在する SMBH が、何故母銀河の質量と強く相関しているのかは謎に包まれている。この課題を解決する鍵が、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus: AGN) である。AGN は質量が SMBH へ降着することによって、その重力エネルギーを放射エネルギーへ変換し、銀河中心が明るく光り輝く現象である。すなわち、AGN を観測することにより、SMBH 成長の歴史を知ることが可能となる。

AGN は中心の SMBH と降着円盤、その周囲のトラスから成る (図 1)。母銀河と SMBH を繋ぐトラスは、SMBH への質量降着の役割を担っており、銀河と SMBH の共進化を理解する鍵となる構造であ

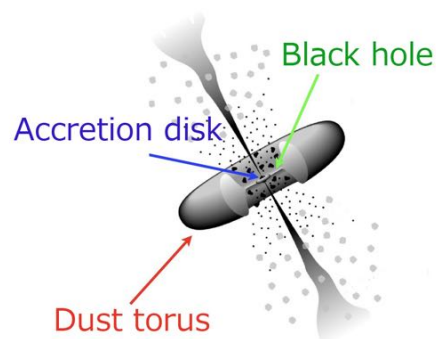


図 1: 活動銀河核の構造

る。近年、様々な観測結果からトラスは一様ではなく、多数のガスの塊から成る非一様なトラス (クランピートラス) が示唆されている。実際、赤外線スペクトルに適用出来るモデルが作成されている (Nenkova et al. 2008a,b)。赤外線はダストのみの分布を反映する一方で、X 線はダスト・ガスを含む全物質の分布を反映し、トラス全体の構造を知ることが出来る。しかし、X 線スペクトルに直接適用可能なモデルは、未だに発展途上である。

## 2 Methods

私達は X 線領域におけるクランピートラスモデルの作成に取り組んだ。私達は先行研究 (Furui et al. 2016) をさらに発展させ、より現実的な幾何構造でモデルを作成した (図 2)。このクランピートラスモデルの幾何構造は 8 つのパラメータによって決定される (表 1)。トラスの内縁半径  $R_{\text{in}}$  はダスト昇華半径から決定される。またトラスの外縁半径  $R_{\text{out}}$ 、クランプの半径  $R_{\text{clump}}$  は赤外線における結果 (Ichikawa et al. 2015) を用いれば以下ようになる。

$$R_{\text{in}} = 0.4 \left( \frac{L_{\text{bol}}(\text{AGN})}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{0.5} \quad (1)$$

$$R_{\text{out}} = 20R_{\text{in}} \quad (2)$$

$$R_{\text{clump}} = 0.5R_{\text{in}}. \quad (3)$$

今回は理論予想や多波長観測結果を考慮し、動径方向には指数  $q$  のべき分布、角度方向には分散  $\sigma$  の正規分布を仮定した。クランプの水素密度を  $n_{\text{H}}$ 、クランプの数密度を  $n_{\text{clump}}$ 、クランプの分布関数を  $d(r, \theta, \phi)$  とすれば、

$$d(r, \theta, \phi) = n_{\text{clump}} r^{-q} \exp \left( -\frac{(\theta - \pi/2)^2}{\sigma^2} \right) \quad (4)$$

$$d(\theta, \phi) = N_{\text{clump}}^{\text{Eq}} \exp \left( -\frac{(\theta - \pi/2)^2}{\sigma^2} \right) \quad (5)$$

$$N_{\text{clump}}^{\text{Eq}} = \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} n_{\text{clump}} r^{2-q} dr \quad (6)$$

$$N_{\text{H}}^{\text{Eq}} = 2n_{\text{H}} N_{\text{clump}}^{\text{Eq}} R_{\text{clump}} \quad (7)$$

今回は Ichikawa et al. (2015) の結果を考慮し、 $q = 0.5$  を採用した。私達はこの分布関数に従い、クランプを配置するコードを作成した。作成したコードをモンテカルロ輻射輸送計算フレームワーク、MONACO (Monte Carlo Simulation for Astrophysics and Cosmology: Odaka et al. 2011) と組み合わせ、フリーパラメータ毎にスペクトルを計算してテーブル化し、クランピートラスモデルからの X 線スペクトルモデルの作成に成功した。

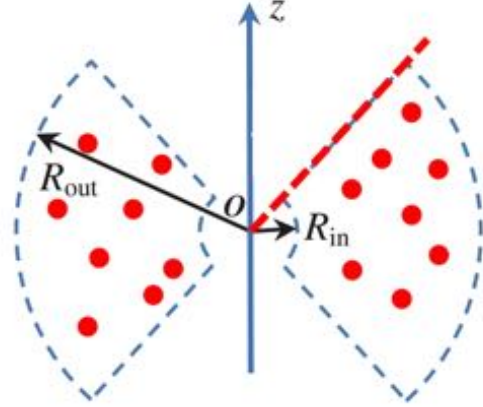


図 2: クランピートラスモデルの幾何構造

表 1: クランピートラスモデルのパラメータ

パラメータ	パラメータの意味
$R_{\text{in}}$	トラスの内縁半径
$R_{\text{out}}$	トラスの外縁半径
$R_{\text{clump}}$	クランプの半径
$q$	動径方向におけるべき分布の指数
$\sigma$	角度方向における正規分布の分散
$N_{\text{clump}}^{\text{Eq}}$	赤道面におけるクランプ数
$N_{\text{H}}^{\text{Eq}}$	赤道面における水素柱密度
$\theta_{\text{incl}}$	観測者の傾斜角

### 3 Results

ここでは X 線スペクトルの各フリーパラメータ依存性を示す (図 3・図 4・図 5)。今回のフリーパラメータは、赤道面におけるクランプ数  $N_{\text{clump}}^{\text{Eq}}$ 、赤道面における水素柱密度  $N_{\text{H}}^{\text{Eq}}$ 、角度方向における正規分布の分散  $\sigma$  の 3 つである。今回はトーラスによる反射成分のみを扱う。また基本的なパラメータとして、 $N_{\text{clump}}^{\text{Eq}} = 10$ ,  $N_{\text{H}}^{\text{Eq}} = 10^{24}$ ,  $\sigma = 60$  を採用した。

### 4 Discussion

赤道面におけるクランプ数依存性 (図 3) では、 $N_{\text{clump}}^{\text{Eq}}$  を大きくするにつれて、硬 X 線のフラックスが小さくなっていることがわかる。この結果は、動径方向に積分した水素柱密度は一定であるにも関わらず、水素密度が大きく、数の少ないクランプの方が硬 X 線のフラックスが大きいことを示している。

赤道面における水素柱密度依存性 (図 4) では、 $N_{\text{H}}^{\text{Eq}}$  を大きくするにつれて、軟 X 線は光電効果によって強く吸収され、硬 X 線はコンプトン散乱によって強く放射されることがわかる。また 6.4 keV に存在する鉄輝線強度は  $N_{\text{H}}^{\text{Eq}} = 10^{24}$  で最大となっている。

角度方向における正規分布の分散依存性 (図 5) では、 $\sigma$  を大きくするにつれて、散乱体の有効体積が増加するので、軟 X 線・硬 X 線共にフラックスが大きくなっていることがわかる。

### 5 Conclusion

今回、私達はモンテカルロ輻射輸送計算フレームワーク MONACO を用いて、クランプトーラスからの X 線スペクトルモデルの作成に成功した。また各フリーパラメータの依存性を調べた。今後は実際の X 線観測スペクトルに適用し、活動銀河核のトーラス構造の解明を目指す。

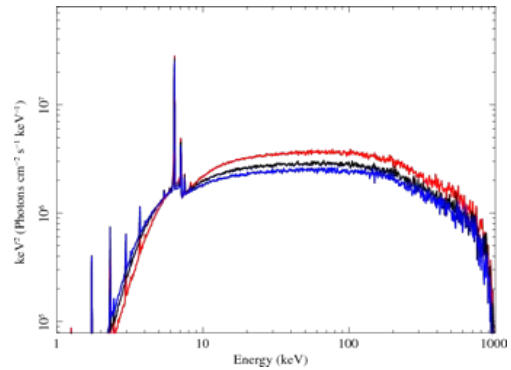


図 3: 赤道面におけるクランプ数依存性。赤線、黒線、青線がそれぞれ  $N_{\text{clump}}^{\text{Eq}} = 5, 10, 15$  を表す。

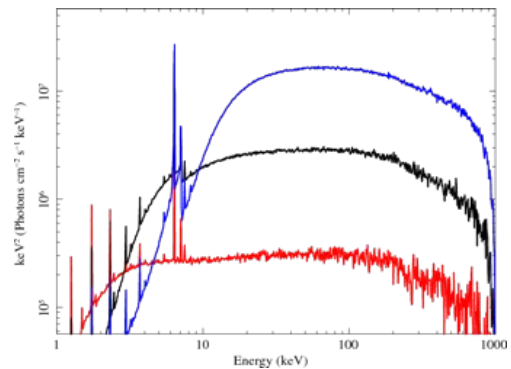


図 4: 赤道面における水素柱密度依存性。赤線、黒線、青線がそれぞれ  $N_{\text{H}}^{\text{Eq}} = 10^{23}, 10^{24}, 10^{25}$  を表す。

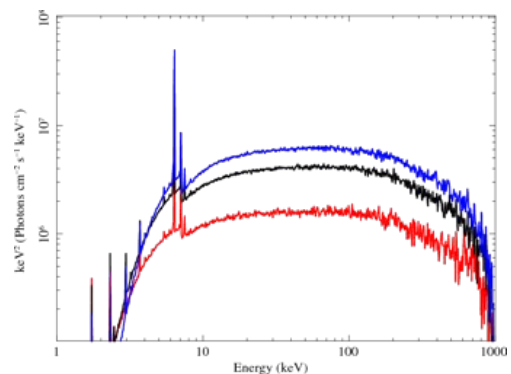


図 5: 角度方向における正規分布の分散依存性。赤線、黒線、青線がそれぞれ  $\sigma = 20, 40, 60$  を表す。

## Reference

- Brunetti, A., Sanchez del Rio, M., Golosio, B., Simionovici, A., & Somogyi, A. 2004, *Spectrochimica Acta*, 59, 1725
- Furui, S., Fukazawa, Y., Odaka, H., et al. 2016, *ApJ*, 818, 164
- Ichikawa, K., Packham, C., Ramos Almeida, C., et al. 2015, *ApJ*, 803, 57
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *ApJ*, 115, 2285
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008, *ApJ*, 685, 147-159
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008, *ApJ*, 685, 160-180
- Odaka, H., Aharonian, F., Watanabe, S., et al. 2011, *ApJ*, 740, 103
- Schoonjans, T., Brunetti, A., Golosio, B., et al. 2011, *Spectrochimica Acta*, 66, 776

[目次へ](#)

a5

ALMAで探る近傍星形成銀河NGC253中心部での多様な星形成活動と加熱機構

東京大学

M2 安藤亮

# ALMA で探る近傍スターバースト銀河 NGC253 中心部での 多様な星形成活動と加熱機構

安藤 亮 (東京大学 天文学教育研究センター)

## Abstract

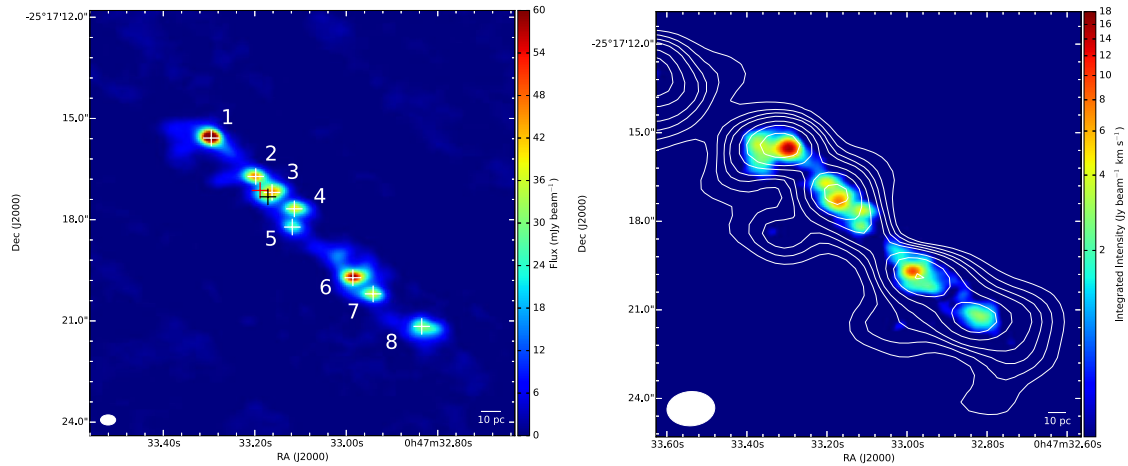
多量の星間物質に覆われ、可視・近赤外域では強い減光を受けてしまうような、系外銀河中心部での活発な星形成活動を直接捉える上では、ミリ波サブミリ波帯でのダスト連続波や多様な分子輝線の観測が強力な手法である。しかし、個々の星形成領域を空間分解し、その活動性や化学組成を調べるとともに、その性質を銀河系内の星形成領域と直接比較するためには、従来の観測装置では分解能・感度両面で不十分であった。本研究では、近傍星形成銀河 NGC253 の中心 200 pc の領域について、ALMA を用いて先行研究より 5 倍以上高い空間分解能 ( $0''.3$ ; 5 pc に相当) でのサブミリ波帯分光撮像観測を行った。その結果、850  $\mu\text{m}$  帯の連続波放射でトレースされる、ダストに覆われた 10 pc スケールの星形成領域 8 個が、2 本の平行な列状に分布する姿を初めて分解できた。各領域では HCN や CS といった主要分子に加え、 $\text{H}_3\text{O}^+$  や  $\text{H}_2\text{CO}$  等の多様な輝線を検出した。10 pc 程度の間隔で隣り合う領域ごとでの輝線強度比には明瞭な差があり、特に赤外線輻射で振動励起された  $\text{HNC}(J = 4 - 3, v_2 = 1f)$  と、HII 領域由来の水素再結合線  $\text{H}26\alpha$  との輝線比は、0.1 - 8 と想定を大きく上回るばらつきを示した。また各領域での分子輝線比を銀河系内の類似天体と比較すると、HNC の増加、SO の減少といった予想を超える顕著な差異が存在した。以上の結果は、NGC253 中心部の各星形成領域が持つ個性を反映していると考えられ、この一因として加熱機構の差が挙げられる。個々の星形成領域には、大質量星が加熱する典型的な HII 領域以外にも、大質量星が比較的少ない大規模な中質量星団が支配する領域が存在することが示唆される。こうした星形成の多様性は、領域ごとの進化段階の違いや、銀河系内とは異なる星形成進化過程に起因すると考えられる。

## 1 Introduction

系外銀河中心部での活発な星形成活動は、しばしば多量の星間物質に覆われ、可視光・近赤外線では強い減光により見通せない領域を含んでいる。ミリ波サブミリ波帯の観測は、多様な分子種のスペクトル線やダスト連続波、再結合線を検出することで、減光の影響をほとんど受けずに、星間物質 (ISM) に埋もれた星形成領域を直接探ることのできる強力な手法である。しかし、個々の星形成領域を空間分解し、その活動性や化学組成を調べる上では、従来の観測装置では分解能・感度両面で不十分であった。

こうした系外星形成活動を探る上で、AGN を有していない “pure starburst” (Ulvestad & Antonucci 1997) である近傍スターバースト銀河 NGC253 は、重要な観測対象の一つである。NGC253 は 3.5 Mpc (Rekola et al. 2005) というごく近傍に位置する棒渦巻銀河で、高い空間分解能での観測が可能であること

から、多波長での多数の先行研究が存在する。しかし、NGC253 の中心領域は多量の ISM に覆われており、可視光・近赤外線での観測では  $A_V \sim 15 - 60$  (Puxley et al. 1997) 程度の減光を受けてしまう。ALMA による過去のミリ波観測 (e.g. Meier et al. 2015) により、中心部での星形成活動の化学的性質が明らかになりつつあるが、その分解能は  $2''$  (35 pc に相当) 程度で、10 pc スケールで個々の星形成領域を分解してその環境を解明した前例はなく、その活動性を銀河系内星形成領域と直接比較することも困難であった。高空間分解能のサブミリ波観測により、スターバースト銀河 NGC253 中心部での星形成活動の性質を探るとともに、こうした領域が系内星形成領域の集合体として説明できるのか、あるいは異なる種族の星形成を行うのかを明らかにすることは、銀河系内外での星形成を統一的に理解し、宇宙論的な星形成進化を理解する上でも重要な要素である。



(a) 850  $\mu\text{m}$  帯連続波画像。番号は 10 pc スケールの 8 個の星形成領域を表す。赤十字は銀河中心 (TH02, Turner & Ho 1985)、黒十字は分子輝線のピーク位置を示している。分解能は  $0''.3 \times 0''.45$  (5 pc  $\times$  8 pc に相当)。  
 (b) CS(7-6) 積分強度分布 (疑似カラー、本研究) 及び CS(2-1) 積分強度分布 (コントア、Meier et al. 2015)。後者は ALMA Cycle 0 による観測結果で、そのビームサイズは  $1''.6 \times 1''.2$  である。

図 1: NGC253 の中心 200 pc 領域の ALMA Band 7 によるイメージング結果

## 2 Observations and Analyses

本研究 (Ando et al. in prep.) では、ALMA Cycle 2 において取得された、NGC253 の Band 7 ( $\lambda = 850 \mu\text{m}$ ) の 2 つの観測結果 (2013.1.00735.S. (PI: Nakanishi) 及び 2013.1.00099.S. (PI: Mangum)) を組み合わせることにより、NGC253 の中心 200 pc の領域について、ビームサイズが  $0''.3 \times 0''.45$  という高空間分解能での分光イメージングを行った。この分解能は、NGC253 までの距離 (3.5 kpc, Rekola et al. 2005) では約 5 pc  $\times$  8 pc に相当し、従来の ALMA での観測 (e.g. Meier et al. 2015) より 5 倍以上高い空間分解能である。また 2 つの観測を組み合わせることで、本研究では合計で約 11 GHz もの広帯域スペクトルを取得している。速度分解能は  $5 \text{ km s}^{-1}$  に統一しており、ノイズレベルは  $1 - 2 \text{ mJy beam}^{-1}$  である。以上の解析は CASA のタスク `clean` を用いて行った。

## 3 Results

図 1 に、本研究で得られた NGC253 中心部のイメージング結果を示す。図 1(a) は 850  $\mu\text{m}$  帯の連続波画像 (全観測帯域約 11 GHz での平均) であり、そのピークとして 10 pc スケールの星形成領域 8 個 (北

東側から順に Regions 1 - 8) の存在が確認できる。NGC253 において、このスケールで個々の星形成領域を分解したのは本研究が初めてである。Regions 1 - 4 と Regions 5 - 8 とはそれぞれ約 5 pc 隔てた平行な列状に分布しており、各領域での輝線の速度成分は、各列で北東側から南西側に向かって大きくなっている。これは、8 個の領域が最も明るい電波源 TH02 (Turner & Ho 1985) を中心とした銀河回転に乗っているという描像と矛盾しない。

図 1(b) では、CS(7-6) の積分強度分布 (本研究) をカラーで、ALMA Cycle 0 で取得された CS(2-1) 積分強度分布 (Meier et al. 2015) をコントアで表示している。従来は分解できず星形成領域の集合体としてしか分光できなかった NGC253 中心部を、本研究では個別の領域に分解することに成功している。

図 2 に示す Regions 1, 5, 4 のスペクトルでは、HCN や CS といった主要分子以外にも、 $\text{H}_3\text{O}^+$  や  $\text{H}_2\text{CO}$  等多種の輝線を検出したことに加え、各領域はわずか 10 pc 程度しか隔てていないにも関わらず、それぞれ分子輝線の現れ方が大きく異なっていることが明らかとなった。特に、大質量星の紫外線輻射で電離されたガスから放たれる水素再結合線  $\text{H}26\alpha$  と、主に赤外線輻射によって振動励起された HNC 分子から

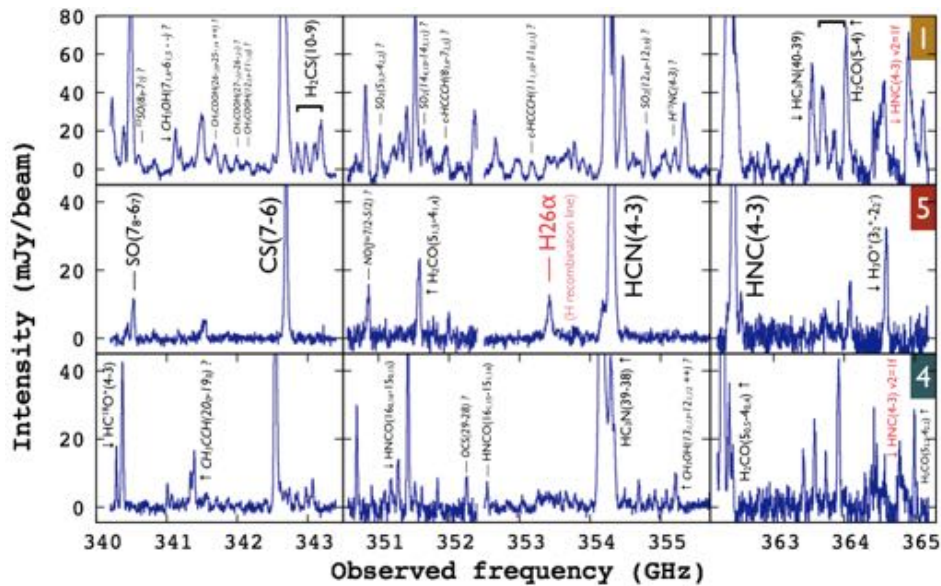


図 2: NGC253 中心部の 3 つの星形成領域 (Regions 1, 5, 4) における 850  $\mu\text{m}$  帯スペクトル

の輝線 ( $J = 4 - 3, v_2 = 1f$ ) の強度は領域ごとに大きなばらつきを示し、両輝線強度の比は 0.1 (Region 3) から 8.3 (Region 1) まで非常に幅広い値をとる。

## 4 Discussion

### 4.1 銀河系内星形成領域との比較

NGC253 中心部に存在する個々の星形成領域を 10 pc スケールで分解したことにより、系外の星形成活動を銀河系内の星形成領域と直接比較することが可能となった。図 3 では、Regions 1, 5, 4 と 4 つの銀河系内星形成領域における、主要な分子輝線と CS(7-6) 輝線との積分強度比を示している。NGC253 の星形成領域では、系内と比較して SO(7<sub>8</sub>-6<sub>7</sub>)/CS(7-6) 比が総じて低く、また HNC(4-3)/CS(7-6) 比は、NGC253 の方が 2 つの系内領域の 4 - 8 倍と高い値をとっている。以上より、NGC253 中心部の星形成活動では、顕著な SO 生成の抑制と HNC 生成の促進が生じていることが示唆される。この化学的背景は現状では明らかではないが、NGC253 中心部の星形成領域は、単に銀河系内星形成領域の足し合わせとしてでは説明できない特異な性質を有しており、系内とは異なる星形成活動の進化を辿っていると推定される。

### 4.2 Region 1 の星形成活動性と加熱機構

多様なスペクトルを示す NGC253 中心部の各星形成領域の中でも、最も着目すべき性質を有するのは Region 1 である。以下ではこの Region 1 に着目し、その星形成活動と加熱機構について考察する。

Region 1 は 8 個の星形成領域の内最も強い連続波を放射する領域であるが (図 1(a))、同時に多種多様な非常に強い分子輝線も検出されている。この領域は 20 種もの分子が検出され、line confusion limit に近いスペクトルを示すとともに、各分子輝線と連続波との比も全体の中で高い値をとる。中でも HNC の振動励起輝線 ( $J = 4 - 3, v_2 = 1f$ ) は特に強く、連続波との比 (8.5) は他領域 (0 - 3.5) の 2 倍以上である。この輝線は、HNC 分子が波長 21.5  $\mu\text{m}$  の赤外線吸収し、高励起温度 ( $\sim 700$  K) の振動励起状態に叩き上げられる現象 (IR pumping) によって放射される (Aalto et al. 2007b) ことから、強い赤外線放射の存在を示唆する。一方、大質量星の紫外線放射により電離した水素からの再結合線 H26 $\alpha$  については、Region 1 での積分強度が他領域と同等以下、連続波との比では最も強い Region 5 の 1/3 以下である。

Region 1 において連続波・分子輝線の強度が大きいことは、この星形成領域に多量の ISM が存在し、何らかの放射源により加熱されていることを示唆す

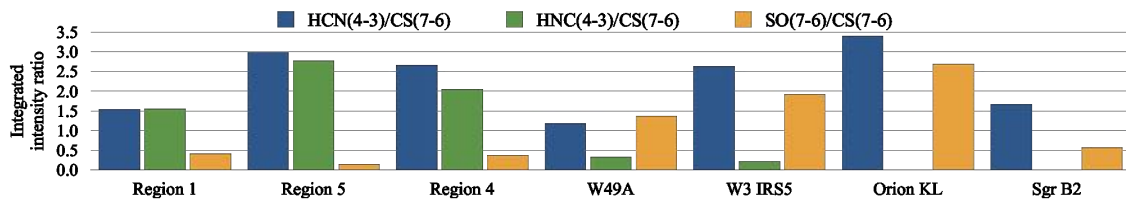


図 3: NGC253 中心部の 3 つの星形成領域 (本研究) 及び銀河系内の 4 つの大質量星形成領域 (それぞれ Nagy et al. 2015, Helmich & van Dishoeck 1997, Schilke et al. 1997, Sutton et al. 1991) における分子輝線の積分強度比。HCN(4-3), HNC(4-3), SO(7<sub>s</sub>-6<sub>r</sub>) 輝線と CS(7-6) 輝線の相対強度比を表している。Orion KL 及び Sgr B2 での HNC(4-3) の観測は行われておらず、また Sgr B2 における HCN(4-3)/CS(7-6) 比のみ輝線ピーク比を用いている。

る。この加熱機構は、比較的大質量星の少ない大規模な中質量星団であると推定できる。水素再結合線の積分強度から、この星団は他の領域とほぼ同等数の大質量星 (O 型星換算で 300 - 400 個) を含むことが示唆されるが、星団の大部分は A 型星等の中質量星が占めると考えられる。支配的な熱源である中質量星からの強い赤外線輻射により、多くの HNC 分子が振動励起される一方、O 型星からの紫外線輻射に起因する再結合線は相対的に弱くなる。

以上の結果から、Region 1 は星形成活動の進化過程において初期の段階にあると考えられる。これは、Region 1 が多量の ISM に覆われ、かつ比較的大質量星が少ない環境にあると推定されることから、この領域が星形成進化の初期にありまだ大質量星の形成が進んでおらず、それゆえ星間分子の解離も比較的進行していないことが示唆されるためである。多種かつ強い分子輝線が放射されている事実もこの描像と矛盾しない。これは星形成の進化においてもごく短期間の段階を捉えたものである可能性があり、高空間分解能によって系外の個別の星形成領域を分解したことで得られた重要な結果である。

Region 5 (及び 3) は、多数の大質量星が支配的に加熱する、典型的な HII 領域であると考えられる。これは、著しく強い水素再結合線が見られることと、全体的に分子輝線も弱く、検出された分子種も約 10 種と少ないことから、強い紫外線輻射が存在し、複雑な分子を中心に多くの星間分子が解離されていることが示唆されるからである。なお Region 1 のような星形成の初期にある領域は、今後多くの大質量星を生成し、Region 5 と同様の HII 領域へと進化すると推定される。また Region 4 やその他の領域 (Regions 2, 6, 7, 8) は、Regions 1 や 5 と比べて大質量星も

中質量星も少ない、比較的活動が穏やかな星形成領域であると考えられる。そのため進化段階としては、Region 1 のような星形成初期よりさらに前の段階、あるいは Region 5 のような HII 領域が成長し、大質量星が寿命を終えて多様な化学組成が回復した後期段階である可能性が挙げられる。ただし図 3 で示されるように、いずれの領域も系内星形成領域とは大きく異なる分子輝線比を示しており、これは単に系内領域を拡大した存在ではない、別の種族の星形成領域であることが示唆される。以上のような高空間分解能でのサブミリ波観測によって、銀河系内とも異なる様々な星形成活動の姿が明らかになりつつあり、星形成活動の多様性や進化の理解へ導くさらなる知見が今後得られることが期待される。

## Reference

- Aalto, S., Spaans, M., Wiedner, M. C., & Hüttemeister, S. 2007b, *A&A*, 464, 193
- Ando, R., Kohno, K., Nakanishi, K., et al. 2016, in preparation
- Helmich, F. P., & van Dishoeck, E. F. 1997, *ApJS*, 124, 205
- Meier, D. S., Walter, F., Bolatto, A. D., et al. 2015, *ApJ*, 801, 63
- Nagy, Z., van der Tak, F. F. S., Fuller, G. A., & Plume, R. 2015, *A&A*, 577, A127
- Puxley, P. J., Mountain, C. M., Brand, P. W. J. L., Moore, T. J. T., & Nakai, N. 1997, *ApJ*, 485, 143
- Rekola, R., Richer, M. G., McCall, M. L., et al. 2005, *MNRAS*, 361, 330
- Schilke, P., Groesbeck, T. D., Blake, G. A., & Phillips, T. G. 1997, *ApJS*, 108, 301
- Sutton, E. C., Jaminet, P. A., Danchi, W. C., & Blake, G. A. 1991, *ApJS*, 77, 255
- Turner, J. L., & Ho, P. T. P. 1985, *ApJ*, 299, L77
- Ulvestad, J. S., & Antonucci, R. R. J. 1997, *ApJ*, 488, 621

[目次へ](#)

a7

銀河団内高温ガスの乱流による共鳴散  
乱への影響の評価  
東京理科大学  
M1 古川愛生

## 銀河団内高温ガスの乱流による共鳴散乱への影響の評価

古川 愛生 (東京理科大学大学院 理学研究科)

### Abstract

銀河団は数十から数千個もの銀河が重力的に束縛されている宇宙で最大の天体であり、重力により加熱された高温ガス (ICM) が X 線を放射している。銀河団中心部では共鳴散乱の光学的厚さが 1 を超えており、共鳴散乱の影響による重元素のアバンドランスの過小評価の可能性や、共鳴散乱とガスの乱流運動の影響などが議論されてきた (e.g. ASTRO-H WHITE paper)。共鳴散乱の大きさは各重元素からの輝線の観測から直接測定可能であるが、従来の X 線 CCD 検出器ではエネルギー分解能が不十分であり測定が困難であった。「ひとみ」衛星に搭載されたマイクロカロリメーター検出器 SXS は CCD 検出器に比べてエネルギー分解能が飛躍的に向上し、これまで分離できなかった輝線の微細構造から共鳴線を分離することが可能となり、個々の輝線幅から乱流運動をも調べることができる。共鳴散乱シミュレーションはペルセウス座銀河団の Fe-K $\alpha$  輝線について、 $R_{500}$  まで一様な乱流を仮定した場合の結果が報告されており [1][2]、乱流が大きくなると共鳴散乱の効果が小さくなること、銀河団中心部ほど共鳴散乱の効果が大きいことなどが議論されてきた。

本研究ではペルセウス座銀河団の He-like の Fe-K $\alpha$  輝線について、XMM 衛星の観測をもとに球対称な銀河団を仮定し、「GEANT4」及び「ひとみ」SXS の応答関数を用いて、「非一様なガスの乱流運動を仮定した場合」や「中心コアの独立な運動を仮定した場合」の共鳴散乱の影響についてシミュレーションを行った。その結果、銀河団中に一様な乱流を仮定した場合に比べて、中心部の乱流のみを考慮した場合の方が共鳴散乱の影響が小さくなることがわかった。

## 1 Introduction

### 1.1 銀河団の X 線観測

銀河団は、 $10^7 - 10^8$  K 程度の高温ガス (Intracluster Medium; ICM) で満たされており、X 線を放射している。銀河団は形成の過程における衝突・合体や、銀河団中心に存在する活動銀河核 (Active Galactic nuclei; AGN) の影響により、ICM 中に乱流が生じている可能性が示唆されている。銀河団中心部では、X 線放射により、宇宙年齢よりも短いタイムスケールで冷却してしまうと考えられているが、それに対して ICM 中の乱流は、ICM を加熱し冷却を止める効果があると考えられているため、[1][3] ICM 中の乱流の大きさに制限をつけることは重要である。

ICM 中の乱流の大きさは、個々の輝線の線幅から測定が可能であるが、従来の X 線衛星ではエネルギー分解能が不十分であり、乱流の大きさを直接測定することができなかった。2016 年 2 月に打ち上げられた「ひとみ (ASTRO-H)」衛星に搭載されたマイ

クロカロリメーター検出器 (Soft X-ray Spectrometer; SXS) は従来の CCD 検出器に比べ、飛躍的にエネルギー分解能が向上したため、乱流の大きさを個々の輝線の線幅から直接求めることができる。

### 1.2 共鳴散乱

線幅からの乱流の直線測定とは独立な方法として、共鳴散乱を用いる方法がある。共鳴散乱とは、重元素イオンの電子遷移エネルギーと同じ大きさのエネルギーをもつ光子が輝線を放射したイオンと同種のイオンに衝突した場合、共鳴が生じ、電子は光子を吸収し励起される。しかし、励起された電子は非常に不安定なため、すぐに元の状態へと戻ろうとする。このとき、入射光子と同じエネルギーを一様等方に放射するため、観測者には光子が散乱されたように見え、特定の輝線の強度が減少して観測されるというものである。

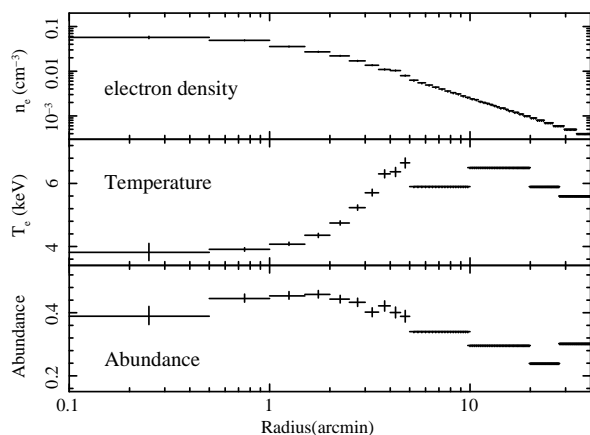


図 1: 今回のシミュレーションで使用したペルセウス座銀河団のパラメータ。中心 5' には XMM 衛星の 3-12 keV のスペクトル解析から得られた値を使用し、5'-40' は Matsushita et al. 2013 の値を使用している。

共鳴散乱の起こりやすさを表す共鳴散乱断面積は

$$\sigma_{RS} = \frac{\sqrt{\pi} h r_e c f}{\Delta E} \exp \left[ -\frac{(E - E_0)^2}{\Delta E^2} \right] \text{ [cm}^2\text{]} \quad (1)$$

で表される。ここで、 $h$  はプランク定数、 $r_e$  は古典電子半径、 $c$  は光速、 $E_0$  は共鳴エネルギー、 $f$  は各輝線の振動子強度を表す。今回考える He-like な Fe-K $\alpha$  輝線では、共鳴線の振動子強度が他の輝線と比べて 10 倍以上大きいため、共鳴線でのみ共鳴散乱が起こると考えてよい。また、式 (1) の  $\Delta E$  はドップラー幅を表し、乱流速度を  $V_{\text{turb}}$  とすると、

$$\Delta E = E_0 \left[ \frac{2kT}{m_i c^2} \left( 1 + 1.4 \frac{m_i}{m_p} \cdot \frac{V_{\text{turb}}^2}{c_s^2} \right) \right]^{1/2} \quad (2)$$

と表される。ここで、 $kT$  は温度、 $m_i$  は散乱過程として考えている重元素イオンの質量、 $m_p$  は陽子の質量、 $c_s$  は ICM 中の音速を表す。これより、乱流速度が大きくなると、散乱断面積が小さくなり、光子は共鳴散乱を受けにくくなるのがわかる。以上のことから、共鳴線と他の輝線との強度比を考えることで、乱流の速度に制限をつけることができる [1][2]。

## 2 Methods

本研究では XMM-Newton 衛星によるペルセウス座銀河団中心部の観測をもとに、「GEANT4」および「HEASIM」を用いてシミュレーションを行

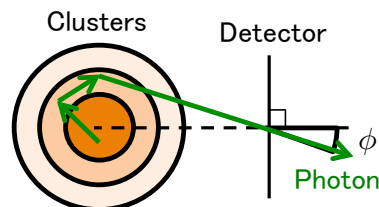


図 2: GEANT4 シミュレーションにおける光子の検出原理。検出器上での光子の入射角度が大きいほど、外側からの領域からの放射であると判別できる。

った。ペルセウス座銀河団の解析には SAS version 15.0.0 を、ICM のプラズマモデルとして APEC(Smith+2002) を、重元素 Abundance テーブルには Anders & Grevesse(1989) を使用している。

### 2.1 XMM 衛星による観測データの解析

今回シミュレーションに用いたパラメータは、中心 5' については XMM 衛星によるペルセウス座銀河団中心部の観測から求めた値を使用している。スペクトル解析には 3-12 keV のエネルギーバンドを使用し、モデルには apec プラズマコードを使用した。また、それより外側の 5'-40' までについては Matsushita et al. 2013 によって得られた値を使用している。図 1 に今回のシミュレーションで用いたパラメータの半径分布を示す。

### 2.2 GEANT4 による共鳴散乱シミュレーション

本研究では、ICM 中の共鳴散乱の反応過程の再現に GEANT4 ツールキットを用いて共鳴散乱シミュレーションを行った。今回のシミュレーションでは、球対称の銀河団を仮定し、各領域のパラメータには 2.1 節の XMM 衛星の観測で求められた値を使用している。共鳴散乱の反応過程には He-like な Fe-K $\alpha$  の共鳴線 (w)、異重項間遷移線 (x,y)、禁制線 (z) の 4 本の輝線についてシミュレーションに組み込んだ。また、光子の観測には検出器上における光子の入射角度  $\phi$  で銀河団のどの領域からの光子であるかを判定し (図 2)、各領域からの光子リストを作成した。

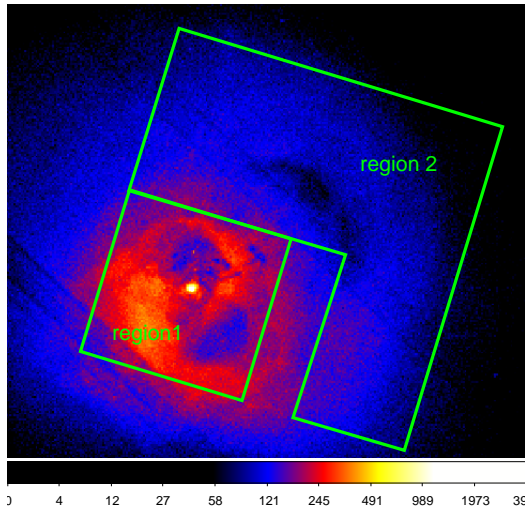


図 3: Chandra 衛星によって得られた X 線イメージ (0.5-5 keV) に今回「HEASIM」でシミュレーションを行った領域を重ねたもの [5]。

### 2.3 HEASIM による「ひとみ」SXS シミュレーション

天体からの放射を衛星を通して観測すると、望遠鏡の空間分解能や検出器のエネルギー分解能・検出効率などにより、天体の像やスペクトルは本来と違った形で観測することになる。上で述べた GEANT4 によるシミュレーションではエネルギー分解能や検出効率などが理想的なものとなっており、「ひとみ (ASTRO-H)」SXS の観測を再現することができない。これらを再現するために今回はシミュレーションツール「HEASIM」を用いて、「ひとみ (ASTRO-H)」SXS のレスポンスや PSF を考慮して観測されるデータを再現した。今回のシミュレーションでは、レスポンスとしてエネルギー分解能が 5 eV、ARF (Auxiliary Response File) に GV close のものを使用した。図 3 は今回「ひとみ (ASTRO-H)」SXS のシミュレーションで観測した領域を Chandra 衛星の 0.5-5.0 keV のイメージに重ねたものである。

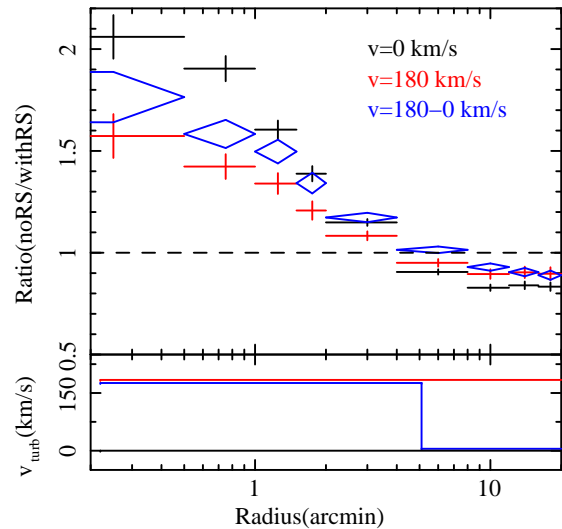


図 4: 上段は共鳴散乱による 6.70 keV 共鳴線の強度比の変化の半径分布であり、縦軸は共鳴散乱がない場合に観測される共鳴線の強度を共鳴散乱がある場合に観測される共鳴線の強度で割ったものを表す。それぞれ黒が 0 km/s、赤が 180 km/s で空間的に一様な乱流を仮定したもので、青が中心 5' を境に内側が 180 km/s、外側が 0 km/s の乱流を仮定したものである。下段は仮定した乱流の分布を表しており、色は上段と対応している。

## 3 Results

### 3.1 GEANT4 シミュレーションによる共鳴線の強度比の変化

図 4 は共鳴散乱の影響による 6.70 keV 共鳴線の強度比の半径分布を示したものである。これより、空間的に一様な乱流を仮定した場合の強度比に対して、非一様な乱流を仮定した場合の強度比は異なり、乱流の半径分布は共鳴散乱による強度比の半径分布から判別することが可能であると考えられる。

### 3.2 「ひとみ (ASTRO-H)」SXS の観測シミュレーション

図 5 は今回のシミュレーションにおいて、図 3 の region1 の領域で共鳴散乱の有無によって予想されるスペクトルである。これより、共鳴線では共鳴散乱の影響により、強度が減少して観測されることがわかる。

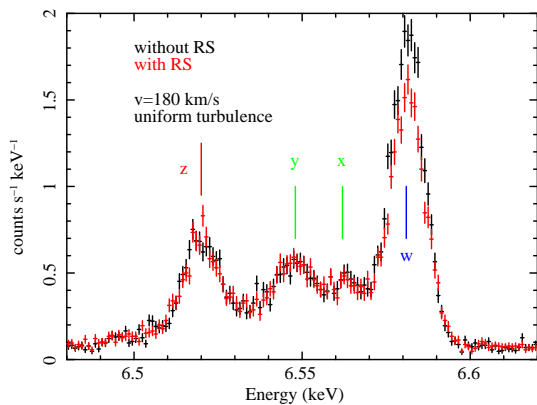


図 5: 図 3 の region1 において、180 km/s の空間的に一様な乱流を仮定した場合に「ひとみ (ASTRO-H)」SXS で観測される予想スペクトル。黒のデータは共鳴散乱がない場合、赤は共鳴散乱がある場合に観測されるスペクトルを表す。

## 4 Discussion

図 6 は中心 5' より外側の乱流の空間分布を変えた場合の「ひとみ (ASTRO-H)」SXS による図 3 の region2 の領域で観測されるスペクトルの変化を示したものである。これより、外側の乱流の分布を変化させると、外側の領域における共鳴散乱の効果の大きさが異なるため、中心部で観測されるスペクトルにも変化が生じることがわかる。また、共鳴線 (w) と禁制線 (z) の強度比 ( $w/z$ ) の値も異なる。このことから、「ひとみ (ASTRO-H)」SXS の観測によって中心部の乱流の大きさが輝線の線幅から得られているため、中心部のスペクトルの輝線の強度比から共鳴散乱の大きさを計算することで、中心より外側の領域の乱流の大きさにも制限をつけることが可能である。

## 5 Conclusion

今回の GEANT4 の共鳴散乱シミュレーションの結果から、空間的に一様な乱流を過程した場合 [1][2] に対し、空間的に乱流が変化する場合の共鳴散乱の効果異なることがわかった。また、「ひとみ (ASTRO-H)」SXS の観測シミュレーションから中心部のスペクトルの輝線の強度比から共鳴散乱の大きさを調べることにより、中心より外側の領域の乱流の分布を調べることが可能であることがわかった。

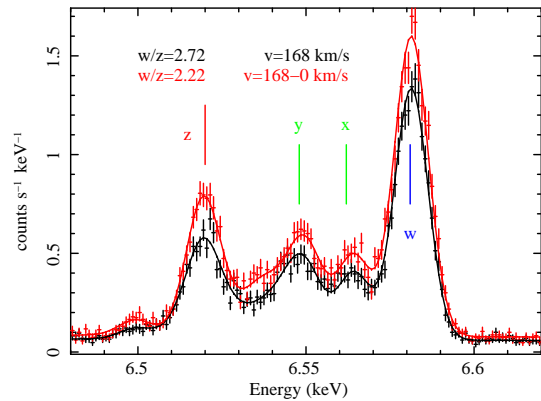


図 6: 図 3 の region2 において、168 km/s の空間的に一様な乱流を仮定した場合 (黒のデータ) と中心 5' より外側では乱流がないと仮定した場合 (赤のデータ) の「ひとみ (ASTRO-H)」SXS で予想されるスペクトルの比較。どちらのデータも共鳴散乱の効果が含まれている。

## Reference

- [1] E.Churazov, W.Forman, C.Jones, R.Sunyaev & H.Bohringer, MNRAS, **347**, 29-35 (2004)
- [2] I.Zhuravleva, E.Churazov, R.Sunyaev, S.Sazonov, S.W.Allen, N.Werner, A.Simionescu, S.Konami & T.Obashi, MNRAS, **435**, 3111-3121 (2013)
- [3] I.Zhuravleva, E.Churazov, A.A.Schekochihin, S.W.Allen, P.Arevalo, A.C.Fabian, W.R.Forman, J.S.Sanders, A.Simionescu, R.Sunyaev, A.Vikhinlin & N.Werener, Nature, **515**, 85 (2015)
- [4] K.Matsushita, E.Sakuma, T.Sasaki, K.Sato & A.Simionescu, ApJ, **764**, 147 (2013)
- [5] The Hitomi collaboration, Nature, **535**, 117 (2016)

[目次へ](#)

a8

Godunov SPH法への流速制限関数の実  
装とその性能比較

筑波大学

M1 藤原隆寛

# Godunov SPH 法への流速制限関数の実装とその性能比較

藤原 隆寛 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

## Abstract

Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法は、粒子を用いて流体を表現するという特徴を持つ流体力学の数値計算法である。銀河形成シミュレーションでは、流体の接触不連続面を正確に捉える必要があるが、SPH 法には接触不連続面で非物理的な圧力ジャンプが生じ、起こるべき流体の不安定性の成長が著しく抑制されるという弱点がある。SPH 法でこの弱点を回避する方法の 1 つに、粒子間の相互作用を評価する際に Riemann 問題の厳密解を用いる Godunov SPH 法 (GSPH; Inutsuka 2002) がある。

GSPH 法では、Riemann 問題を解く際に MUSCL 法を用いて補間した物理量を使用することで、より高次の空間精度を実現できる。その場合、流速制限関数を用いて、補間される物理量に制限を付け、不連続面で起こりうる数値的な振動を抑制する。本研究では、Murante et al. (2011) で使用されている van Leer 型に加えて、minmod 型、superbee 型、van Albada 型等の流速制限関数を適用した MUSCL 法により、高次精度化した GSPH 法を開発した。本研究では、これらのコードを使って、衝撃波管問題や Kelvin-Helmholtz 不安定性、点源爆発といったテスト問題を行い、その計算性能を比較した結果を報告する。さらに、それらの GSPH 法と通常の SPH 法や Density-Independent SPH 法 (Saitoh & Makino 2013) との比較も行う。

## 1 Introduction

銀河形成の理論研究ではこれまで、Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法 (Lucy 1977; Gingold & Monaghan 1977) を用いた流体シミュレーションが精力的に行われてきた。SPH 法は流体を粒子の重ね合わせによって表現する計算法で、粒子の運動をラグランジュ的に記述するという特徴を持つ。

銀河の化学力学進化を計算する上では、重元素の混合が重要となるため、流体の接触不連続面を正確に捉える必要がある。しかし、SPH 法には、接触不連続面で非物理的な圧力ジャンプが生じ、それが原因で起こるべき流体の不安定性の成長が抑制されるという弱点がある (Agertz et al. 2007)。SPH 法でこの弱点を回避するために様々な方法が考案されているが、その 1 つに Godunov SPH (GSPH; Inutsuka 2002) 法がある。GSPH 法は、Riemann 問題の厳密解を用いて粒子間の相互作用を評価する手法で、接触不連続面の圧力ジャンプを抑えられることに加え、通常の SPH 法で必要とされる人工粘性項を導入せずに衝撃波を解くことができるという長所を持つ。

GSPH 法では、Riemann 問題を解く際に MUSCL 法を用いて物理量を線形補間することで、空間精度

をより高次にできる。その場合、不連続面で数値振動が発生するのを抑制するために、流速制限関数等を導入して、補間される物理量に制限を付ける必要がある。先行研究としては、Murante et al. (2011) によって導入された van Leer 型の流速制限関数等がある。本研究では、その van Leer 型に加えて、minmod 型、superbee 型、van Albada 型等の流速制限関数を適用した MUSCL 法により、高次精度化した GSPH 法を開発した。テスト問題として、衝撃波管問題や Kelvin-Helmholtz (KH) 不安定性、点源爆発といった問題を解き、それぞれの GSPH 法の計算性能を比較した結果を報告する。さらに、GSPH 法と通常の SPH (Standard SPH; SSPH) 法や Density-Independent SPH (DISPH; Saitoh & Makino 2013) 法を比較し、接触不連続面における解の振る舞いを議論する。

## 2 Godunov SPH (GSPH) 法

SSPH 法では、粒子の空間分布から、座標  $\mathbf{r}$  における密度  $\rho(\mathbf{r})$  を

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_j m_j W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h(\mathbf{r})) \quad (1)$$

で求める。ただし、 $m_j$  は粒子  $j$  の質量、 $W(\mathbf{r}, h)$  はカーネル関数と呼ばれる、粒子の広がりを表す関数であり、 $h$  はそのカーネル関数の広がり具合を示すパラメータで smoothing length と呼ばれる。GSPH 法でも、SSPH 法と同様に式 (1) から密度を求める。本研究では、カーネル関数として cupic spline 関数を使用した。

本研究で使用した GSPH 法は、Cha & Whitworth (2003) の Case 3 である。これは Inutsuka (2002) の GSPH 法に近似を加えた形になっており、カーネル関数として、影響半径が大きく、計算コストがかかる Gauss 関数を使用する必要が無いという利点がある。運動方程式とエネルギー方程式はそれぞれ次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} &= - \sum_j m_j p_{ij}^* \left[ \frac{1}{\rho_i^2} \nabla W_{ij}(h_i) + \frac{1}{\rho_j^2} \nabla W_{ij}(h_j) \right] \\ \frac{du_i}{dt} &= - \sum_j m_j p_{ij}^* (\mathbf{v}_{ij}^* - \dot{\mathbf{r}}_i^*) \cdot \left[ \frac{1}{\rho_i^2} \nabla W_{ij}(h_i) + \frac{1}{\rho_j^2} \nabla W_{ij}(h_j) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

ただし、 $\mathbf{r}_i$  にある粒子  $i$  の物理量は  $A_i \equiv A(\mathbf{r}_i)$  で表した。また、 $\mathbf{v}, \rho, u$  はそれぞれ速度、密度、単位質量あたりの内部エネルギーであり、 $W_{ij}(h_i) \equiv W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_i)$  とした。 $\dot{\mathbf{r}}_i^*$  は  $t \rightarrow t + \Delta t$  の数値積分を考えたとき  $\mathbf{v}_i(t = t + \Delta t/2)$  で与える。 $p_{ij}^*, \mathbf{v}_{ij}^*$  は粒子  $i, j$  の物理量を用いて Riemann 問題を解いて与える。

### 3 MUSCL 法

Riemann 問題を解く際に、粒子  $i, j$  の物理量をそのまま使うのではなく、MUSCL 法を用いて線形補間した物理量を使用することで、より高次の空間精度を実現できる。その場合、不連続面で数値振動が発生するのを防ぐために流速制限関数を導入する必要がある。

1 次元メッシュ法では MUSCL 法を使用して  $i$  番目のメッシュの物理量を補間するために、そのメッシュの両隣にある 2 つのメッシュの物理量を用いるが、これを GSPH 法に適用するために、本研究では

Murante et al. (2011) の手法を応用した。以下で、粒子  $i, j$  の相互作用を計算するときの粒子  $i$  の物理量を補間する場合について考える。この方法では、粒子  $j$  の物理量と、粒子  $j$  の座標を粒子  $i$  の座標に対して点対称変換した座標における物理量を補間に要する。ここで、後者を計算するために仮想粒子 ( $j$ ) を考える。仮想粒子 ( $j$ ) の物理量  $Q_{(j)}$ , ( $Q = \mathbf{v}, \rho, p$ ) は

$$Q_{(j)} = Q_i + \mathbf{s}_{ij} \cdot \nabla Q_i \Delta s_{ij} \quad (4)$$

で与える。ただし  $\mathbf{s}_{ij} \equiv (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) / \Delta s_{ij}$ ,  $\Delta s_{ij} \equiv |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$  である。物理量の勾配はカーネル関数を用いて計算できる。これらの物理量を元に、粒子  $j, i$  間、 $i, (j)$  間の物理量の勾配がそれぞれ

$$\Delta Q_1 \equiv Q_i - Q_j \quad (5)$$

$$\Delta Q_2 \equiv Q_{(j)} - Q_i = \mathbf{s}_{ij} \cdot \nabla Q_i \Delta s_{ij} \quad (6)$$

と与えられる。これらの値を流速制限関数に代入して得られる物理量の勾配  $\Delta Q_i$  を用いて粒子  $i$  の物理量を補間する。今回使用した流速制限関数は minmod 型、superbee 型、van Leer 型、van Albada 型 (Toro 2009) で、例として minmod 関数を以下に示す。

$$\begin{aligned} \Delta Q_{i, \text{minmod}} &= \min(|\Delta Q_1|, |\Delta Q_2|) \text{sgn}(\Delta Q_1) \\ &\quad \times \Theta(\Delta Q_1 \Delta Q_2) \end{aligned} \quad (7)$$

ただし、 $\text{sgn}(x)$  は符号関数、 $\Theta(x)$  はステップ関数である。粒子  $j$  の物理量も同様にして補間できる。

## 4 テスト問題

この章では、MUSCL 法を使わない GSPH 法を GSPH 法 (1st)、MUSCL 法を使う GSPH 法を GSPH 法 (流速制限関数名) と呼ぶ (例えば、minmod 型を使用する場合は GSPH 法 (minmod) と表記)。

### 4.1 衝撃波管問題

流体は 1 次元流体とし、初期条件として物理量  $\mathbf{W} = (v, \rho, p)$  を

$$\mathbf{W}(x) = \begin{cases} (0.0, 1.0, 1.0) & (x < 0.5) \\ (0.0, 0.125, 0.1) & (x \geq 0.5) \end{cases}$$

で与えた。比熱比は全領域で  $\gamma = 7/5$  とした。また、計算に使用する粒子の数は  $x = [0, 1]$  の範囲に 450 個である。

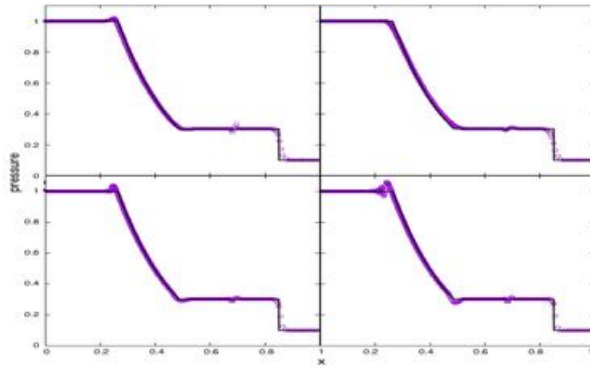


図 1: 衝撃波管問題の結果。計算結果を青丸、解析解を黒の実線で描いた。横軸が座標、縦軸が圧力である。左上が SSPH 法、右上が GSPH 法 (1st)、左下が GSPH 法 (minmod)、右下が GSPH 法 (superbee)。

結果を図 (1) に示した。紙面の都合上、SSPH 法と、GSPH 法 (1st, minmod, superbee) の圧力分布のみを載せた。SSPH 法では接触不連続面 ( $x \sim 0.7$ ) で圧力に跳びが見られるが、GSPH 法ではそれを抑制できていることがわかる。また、GSPH 法では、人工粘性項が無くても衝撃波面 ( $x \sim 0.85$ ) をよく捉えることができしており、MUSCL 法を用いることで衝撃波面をよりシャープに捉えられることがわかる。しかし、GSPH 法 (superbee) では、膨張波領域の後端 ( $x \sim 0.3$ ) で数値振動が発生してしまっている。

## 4.2 Kelvin-Helmholtz 不安定性

密度、速度が異なる 2 つの流体があるとする。これらの流体が接する接触不連続面に摂動を与えると、ゆらぎが成長して渦が発生する。これが KH 不安定性である。本研究では、196608 個の粒子に、Price (2008) のテストと同じ初期条件を与えた。

KH 不安定性の結果は図 (2) に示した。初期条件が  $y = 0.5$  を軸として対称的になっているため、 $y = [0.5, 1]$  の範囲の結果のみを示す。SSPH 法では接触不連続面で圧力ジャンプが生じ、それが非物理的な斥力を発生させるため、KH 不安定性が上手く成長し

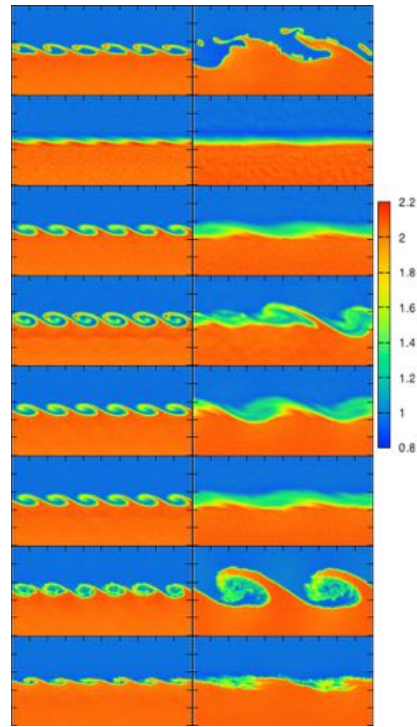


図 2: KH 不安定性の結果。  $x = [0, 1], y = [0.5, 1]$  の範囲の密度分布を示した。左の列は  $t = 2\tau_{KH}$ 、右の列は  $t = 8\tau_{KH}$  での結果である。一番上の 2 つの図が SSPH 法で、その下に GSPH 法 (1st)、GSPH 法 (minmod)、GSPH 法 (superbee)、GSPH 法 (van Leer)、GSPH 法 (van Albada)、DISPH 法、DISPH 法 (Balsara switch 無し) が続く。

ない。また、GSPH 法 (1st) では圧力ジャンプを抑制できるにも関わらず、KH 不安定性が成長していない。一方で、MUSCL 法を用いた場合、 $t = 2\tau_{KH}$  で  $\lambda = 1/6$  の不安定性のモードが上手く成長している。これより、KH 不安定性が成長するためには MUSCL 法で空間解像度を上げなければならないことがわかる。MUSCL 法を使用した GSPH 法を比較すると、 $\lambda = 1/6$  のモードは superbee 型で、 $\lambda = 1/2$  のモードは van Leer 型で最もよく成長した。ここでは示していないが、van Leer 型で  $t = 10\tau_{KH}$  まで積分したとき、 $\lambda = 1/2$  のモードはより大きく現れた。DISPH 法を使用した場合、KH 不安定性が大きく成長しているが、粒子的なノイズも発生している。また、シア一流で人工粘性を小さくする Balsara switch (Balsara 1995) を使用しなかった場合、人工粘性の効果によつ

て不安定性の成長が著しく抑制されてしまっている。

### 4.3 点源爆発

Sedov-Taylor 解と呼ばれる厳密解が存在する問題である。初期条件として  $0 \leq x, y, z \leq 1$  の領域に 262144 (=  $64^3$ ) 個の粒子を等間隔に配置し、中心領域にある粒子 128 個にエネルギーを与えた。

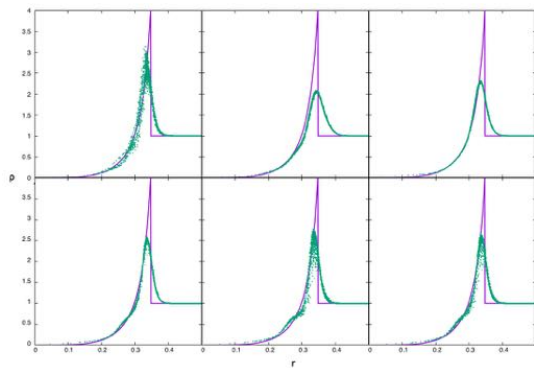


図 3: 点源爆発の結果 (密度)。点が計算結果、実線が解析解である。上段左から SSPH 法 ( $\alpha = 1$ )、SSPH 法 ( $\alpha = 3$ )、GSPH 法 (1st)。下段左から GSPH 法 (minmod)、GSPH 法 (van Leer)、GSPH 法 (van Albada)。

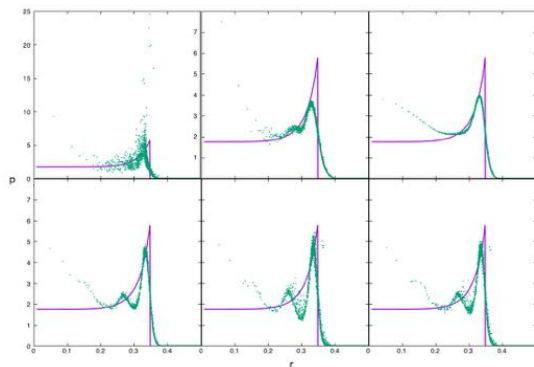


図 4: 点源爆発の結果 (圧力)。並び順は図 (3) と同様。

結果を図 (3)(4) に示した。GSPH 法 (superbee) では計算が途中で破綻したため、結果を示していない。通常、SSPH 法では人工粘性の強さを表すパラメータ  $\alpha$  は 1 程度にするが、点源爆発のような強い衝撃波が発生する場合は  $\alpha$  を 3 程度まで上げなければ、

衝撃波面で圧力が非常に大きく過大評価されてしまうことがわかる。結果は示していないが、DISPH 法でも同様の傾向が見られた。一方で、GSPH 法では、人工粘性を入れていないにも関わらず、非常に強い衝撃波を捉えられている。また、MUSCL 法で空間高次精度化することで、衝撃波面での密度や圧力のジャンプをより正確に解くことができた。しかし、衝撃波後面で数値振動が発生してしまうという欠点も見られた。

## 5 Conclusion

SSPH 法における、接触不連続面で圧力ジャンプが発生するという弱点は、GSPH 法を用いることで回避できることがわかった。また、GSPH 法に MUSCL 法を適用し、空間精度を上げることで、衝撃波面をよりシャープに捉えたり、KH 不安定性の成長をより正確に記述したりできた。さらに、流速制限関数を変えることで解の振る舞いが大きく変わることも確認された。

今後の課題として、KH 不安定性をより正確に捉えるための空間高次精度化、点源爆発による衝撃波後面での数値振動の抑制が挙げられる。そのためには、Inutsuka (2002) の定式化を検討したり、MUSCL 法の実装を改良したりすることが考えられる。

## Reference

Agertz O. et al., 2007, MNRAS, 380, 963  
 Balsara D. S., 1995, J. Comput. Phys., 121, 357  
 Cha S., Whitworth A. P., 2003, MNRAS, 340, 73  
 Gingold R. A., Monaghan J. J., 1977, MNRAS, 181, 375  
 Inutsuka S., 2002, J. Comput. Phys., 179, 238  
 Lucy L. B., 1977, AJ, 82, 1013  
 Murante G., Borgani S., Brunino R., Cha S., 2011, MNRAS, 417, 136  
 Price D. J., 2008, J. Comput. Phys., 227, 10040  
 Saitoh T. R., Makino J., 2013, ApJ, 768, 44  
 Toro E. F., 2009, Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction, 3rd edn. Springer-Verlag, Berlin

[目次へ](#)

a9

激動進化期  $z \sim 1.4$  における初期質量関  
数は top-heavy か？

京都大学

M1 猪口睦子

# 激動進化期 $z \sim 1.4$ における星形成銀河の初期質量関数は top-heavy か？

猪口 睦子 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

## Abstract

初期質量関数 (IMF) とは星が誕生するときの質量分布を表すものである。 $dn/d\log m \propto m^{-\Gamma}$  と表した時のべき指数  $\Gamma$  のことを IMF の傾きと呼び、特に Salpeter (1955) が太陽近傍の観測から求めた  $\Gamma = 1.35$  がよく使われている。しかし、遠方銀河の IMF についてはまだあまり調べられていない。

そこで本研究では、遠方銀河、特に宇宙の星形成密度が大きく銀河が劇的に進化していたとされる時代 (“激動進化期”) にある  $z \sim 1.4$  の星形成銀河の IMF に制限をつけることを試みた。

その結果、激動進化期における銀河の IMF は Salpeter が得たものより重い星に偏っている (top-heavy) かかもしれないという示唆を得られた。ただし、Salpeter の IMF を仮定しても、スターバーストを起こしていると考えれば説明できることも同時にわかった。

## 1 Introduction

星が集団で生まれる時の質量分布関数のことを初期質量関数 (Initial Mass Function; IMF) という。IMF は観測から星形成率や星質量を見積もる時や、スペクトルや化学進化を計算する際の仮定となる。そのため、IMF を明らかにすることは、銀河の形成・進化を理解する上で非常に重要である。

関数型としては、一般に質量のべき関数で表される (図 1)。 $m \sim m + dm$  の質量範囲にある星の数を  $dn$  とすれば、

$$\frac{dn}{d\log m} \propto m^{-\Gamma} \quad (1)$$

であり、この  $\Gamma$  を IMF の傾き (slope) と呼ぶ。Salpeter (1955) は、太陽近傍の観測から  $\Gamma = 1.35$  を得ており、この値が遠方の銀河でも使われることが多い。しかし、遠方の IMF についての研究はまだ不十分であり、本当に近傍と同じ IMF を持つかどうかはわからない。

今回は特に  $z \sim 1-3$  の時代に注目する。この時代は宇宙の星形成密度がピークを迎えている、つまり銀河が劇的に進化していた時期だと考えられる。 (“銀河の激動進化期”、図 2)

本研究の目的は、激動進化期にある星形成銀河の IMF に、観測から制限をつけることである。

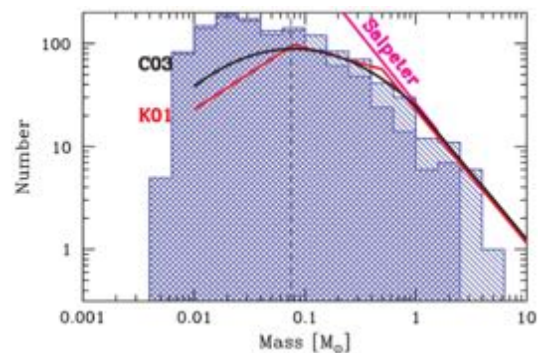


図 1: IMF をグラフにしたもの。それぞれ、Salpeter (1955), Kroupa (2001 ; K01), Chabrier (2003 ; C03) の IMF が示されている。小質量側 ( $\lesssim 1 M_{\odot}$ ) には違いがあるものの、大質量星の分布は同じべき指数で表されている。(Krumholz 2014)

## 2 Method

今回 IMF の違いがあるかを示すために、銀河の色  $J-H$  (銀河の静止系でおおよそ  $g-r$  に対応) と  $H\alpha$  等価幅 (Equivalent Width; EW) とをプロットする方法を使った。ここで等価幅とは、輝線と連続光の比を表したもので、 $H\alpha$  等価幅は小質量星に対する大質量星の数の割合を反映していると考えられる。これらを用いてモデルをプロットすると、IMF を変化させた時の振る舞いがわかりやすい (e.g. Hoversten & Glazebrook 2008; オリジナルのアイデアは Kennicutt 1983)。た

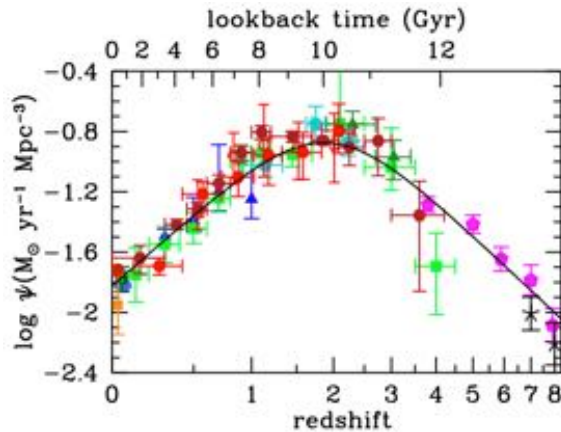


図 2: 宇宙の星形成密度の進化史。(Madau & Dickinson 2014)

ただしこれは“滑らかな星形成史”を仮定した場合の話である。バースト的星形成による影響は Section 5 で議論する。

### 3 Data, Model

先で述べた方法を使うため、今回の研究では多色測光データがあり、 $H\alpha$  輝線が観測されたものを対象としている。まず、Subaru XMM-Newton Deep Field Survey 領域の多色測光データの中から (1)  $K_s < 23.9$ , (2)  $1.2 < z_{\text{photo}} < 1.6$ , (3)  $10^{9.5} M_{\odot} < M$  を満たす主系列星形成銀河を選択した。これらをすばる望遠鏡のファイバー多天体分光器 (FMOS) で近赤外分光観測し、有意に  $H\alpha$  輝線が検出された銀河を 280 個サンプルした。(図 3)

また、スペクトル合成モデルとしては PEGASE.2 (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) を用いた。

### 4 IMF variation?

ここでのモデル設定は以下の通りである。

- IMF は (1) 式のを仮定し、 $\Gamma$  の値を変える。
- 星形成史は以下のものを考えた：  
 $\exp(-t/\tau)$ , constant, cosmic star formation history (Madau & Dickinson 2014)

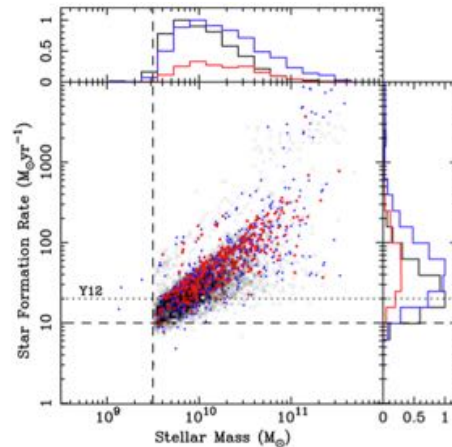


図 3: 今回用いた SXDS 領域、 $1.2 < z_{\text{photo}} < 1.6$  ( $z_{\text{median}} \sim 1.4$ ) にある主系列星形成銀河。黒: SXDS から  $K$  バンドで選択されたもの。赤:  $H\alpha$  輝線が検出されたもの (今回用いたサンプル)。(Yabe et al. 2014)

- モデルの赤方偏移は  $z = 1.4$  (データの中央値)。
- モデルを減光補正する。減光曲線は Calzetti (2001) のものを用いる。また、輝線は連続光より減光が 2 倍大きいと仮定している。減光量  $E(B - V)$  の違いはモデル線に色をつけることで表し、  
 青: 0 (減光なし)  
 緑: 0.18 (データの中央値)  
 黄: 0.40 (大きいものの代表)  
 である。
- モデルの年齢は 2.5 – 5 Gyr とする。これは、銀河が  $z = 10 \sim 5$  で誕生したと仮定した時、観測データの赤方偏移  $1.2 \lesssim z \lesssim 1.6$  で観測される年齢になるからである。

まず図 4 (a) に、Salpeter IMF ( $\Gamma = 1.35$ ) で滑らかな星形成史を持つモデルを示した。これを見ると、Salpeter slope ではあまり観測で得られた分布を再現していないことがわかる。

そこで IMF の傾きを変えて大質量星の割合を多くした (top-heavy IMF) モデルを考え、プロットしたのが図 4 (b) である。この図を見ると、 $\Gamma \sim 1$  付近だと観測と合うようである。これはつまり、激動進化

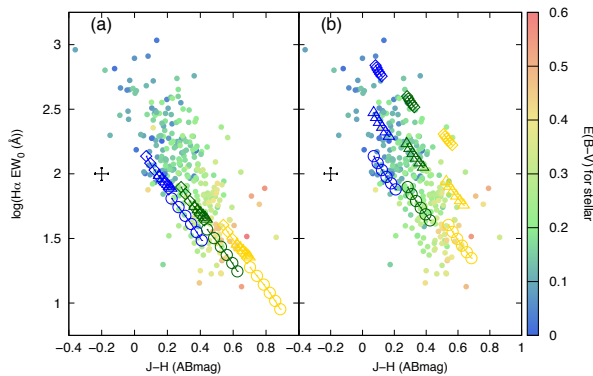


図 4: 色は減光量  $E(B-V)$  を表している。モデルの点は 0.5 Gyr ごとに打たれている。(a) IMF の傾き  $\Gamma = 1.35$  (Salpeter slope) を仮定したモデル。星形成史はそれぞれ、 $\circ$ : exponential decay,  $\triangle$ : constant,  $\diamond$ : cosmic SFH 型。(b) 星形成史は 1 種類 cosmic SFH 型として、IMF の傾き  $\Gamma$  の値を変えて作ったモデル。 $\circ$ : 1.35,  $\triangle$ : 1.00,  $\diamond$ : 0.50。とした。

期では近傍よりも top-heavy な IMF かもしれないということを示唆している。

## 5 Starburst model?

ここまでは滑らかな星形成史のみを考えていた。もし、これらの銀河がスターバーストを起こしていたとしたらどうだろうか。

バーストモデルのモデル設定を以下に示す。

- IMF の傾き  $\Gamma$  は 1.35 で固定する。
- 滑らかな星形成史の上に、バースト成分を乗せる。主なパラメータは以下の 3 つ：
  - 開始時期は年齢が 4 Gyr の時にする。  
これは銀河誕生を  $z = 10 \sim 5$  とする場合に、 $1.2 \lesssim z \lesssim 1.6$  の時期にちょうどバースト中(あるいは終わった直後)が見られるよう仮定した。
  - バーストの強さ (%) は以下の比で決める：

$$\frac{\text{スターバーストで作る星質量}}{\text{バースト開始までに作ってきた星質量}}$$

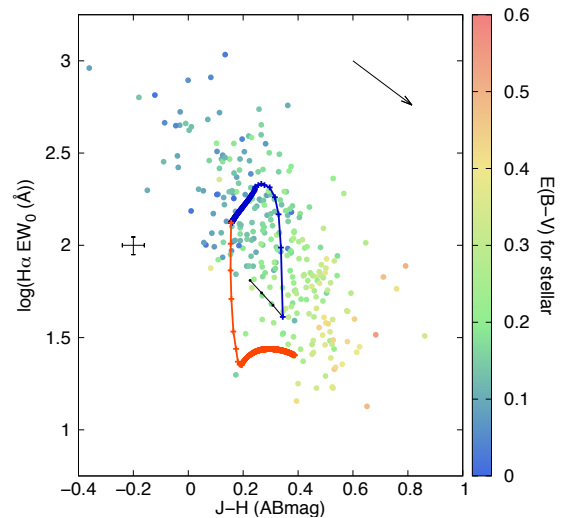


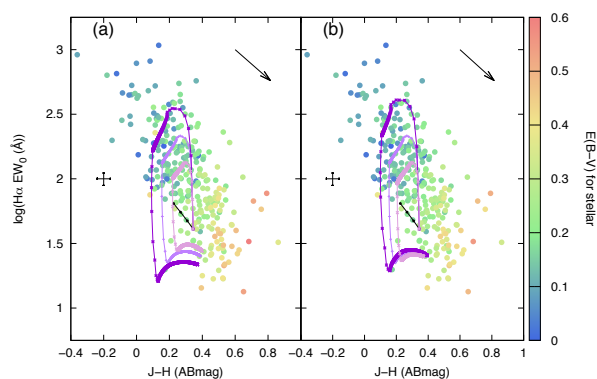
図 5:  $\exp(-t/\tau)$  の星形成史に強さ 10 %、期間 250 Myr のバーストをのせたモデル。青：バースト中、赤：バースト終了後。右上の矢印は減光補正を表している。モデル点の間隔は、バースト前 (黒の線, 2.5 – 4 Gyr) は 0.5 Gyr・バースト以降 (4 – 5 Gyr) は 1 Myr。

- バーストが続く期間を適宜決め、星形成率を計算する。

- 減光補正による影響は、図中のベクトルで示す。

実際に作ったモデルを図示したものが図 5, 図 6 である。これを見ると、バースト中ならば Salpeter IMF であっても分布を再現できている (図 5 青)。しかも、様々な強さや期間のものを考え、減光による影響を考慮すればあらゆるものが再現できることもわかる (図 6)。

ただしバースト終了後の振る舞いに注意が必要である。バーストが終わると直ちに  $H\alpha$  等価幅が小さくなり、その期間が長く続く (図 5 赤)。つまり、Salpeter IMF のバーストモデルで考えるならば  $H\alpha$  等価幅の小さい銀河がたくさんあるはずである。ただし、現在のデータにはそのようなものはあまり見られていない。というのも、 $H\alpha$  輝線が観測されたもの、というサンプル選びをしているため、必然的にバイアスがかかっていることが関連していると思われる。そのため、現状では FMOS の  $H\alpha$  輝線の観測限界よりも暗いため見えてないだけなのか、本当にポストス



Hoversten, E. A. & Glazebrook, K. 2008, 675, 163  
 Kennicutt, R. C. Jr. 1983, ApJ, 272, 54  
 Krumholz, M. R. 2014, Phys. Rep. 539, 49  
 Madau, P. & Dickinson, M. 2014, ARA&A, 52, 415  
 Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161S  
 Yabe, K. et al. 2012, PASJ, 64, 60  
 Yabe, K. et al. 2014, MNRAS, 437, 3647

図 6: 図 5 のモデルをベースにパラメータを変える。  
 (a) バーストの強さを変えたもの (5 %, 10 %, 20 %)。  
 バースト期間は 250 Myr。色の濃いものほど強いバーストを表している。  
 (b) バーストの期間を変えたもの (100 Myr, 250 Myr, 500 Myr)。  
 バーストの強さは 10%。色の濃いものほど期間が短い (= 星形成率は大きい)。

ターバーストにあたる銀河が少ないのかわからない。従って、この方法だけだと top-heavy IMF なのかスターバーストなのかを判別することができない。両者を区別するためには、他の観測量 (e.g. スペクトル、星質量-星形成率など) に頼る必要がある。

## 6 Conclusion

このたび、激しく星形成活動を行っていると思われる  $z \sim 1.4$  の銀河を対象にどのような初期質量関数を持っているか、制限をつけることを試みた。すると、Salpeter IMF で滑らかな星形成史を仮定したモデルでは説明できず、より重い星に分布を偏らせた IMF を仮定したところ、分布を再現できた。ここから、激動進化期の IMF としては top-heavy なものが示唆される。しかし、スターバーストモデルを考えても分布は再現できることもわかった。

## Reference

Calzetti, D. 2001, ApJ, 113, 1449  
 Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, A&A, 326, 950

[目次へ](#)

a10

ダスト・ガス二流体で解く大質量星から  
の輻射フィードバック

北海道大学

M1 一色翔平

# ダスト・ガス二流体で解く 大質量星からの輻射フィードバック

一色 翔平 (北海道大学 宇宙物理研究室)

## Abstract

本研究では、独自開発したダスト・ガス二流体の球対称一次元輻射流体シミュレーションコードを用い、大質量星からの輻射フィードバック過程を追った。その結果、ダストにかかる輻射圧のため、ダストがガスを置いて行き、大質量星付近に限りダストがほとんどない領域が出来る事を示した。

星形成の抑制機構であるフィードバックは、銀河形成において銀河構造をコントロールする重要な物理過程である。最近の数値シミュレーションから、強いフィードバックがなければ、星質量の合計が観測と比較して一桁以上大きくなることが示されている。大質量星からの輻射フィードバックについては、光電離によるガス圧とダストに働く輻射圧の相乗効果で引き起こされていることが過去の自身の研究からわかった。しかし、過去の多くの研究においてダストとガスが完全にカップルすると考え、ダストとガスをあわせて一流体として扱う近似を行っている。

故に、本研究ではダストとガスの速度差を Laibe & Price (2014) で提唱された近似法を用いて、ダスト・ガスの二流体方程式を解いた。このとき、ダスト抗力としては、衝突による抗力とダストチャージによる抗力の影響を考慮している。シミュレーションの初期条件としては、中心に光源を置き、球対称にガスとダストを分布させた。ガスの成分は H, He とした。ダストについては、 $0.1 \mu\text{m}$  のグラファイトを使用した。また、光源のスペクトルとしては PEGASE.2 から得た星団のものを使用した。

数値シミュレーションの結果、中心光源によって重力的に束縛された光源付近のガスとダストは分離し、二流体で評価すべきである事を示した。しかし、光源からの輻射によって形成された衝撃波面ではダストとガスはカップルし、ダスト・ガスの二流体として扱った影響は見られなかった。

## 1 Introduction

星形成の抑制機構であるフィードバックは、銀河形成において銀河構造をコントロールする重要な物理過程である。最近の数値シミュレーションから、強いフィードバックがなければ、星質量の合計が観測と比較して一桁以上大きくなることが示されている (Kereš et al. 2009)。このような強いフィードバックの候補としては、超新星爆発、大質量星からの輻射、そして活動銀河核が考えられている。強いフィードバックの起源を解明する事は急務である。

このうち、大質量星からの輻射フィードバックについては、自身の過去の研究から、光電離によるガス圧とダストに働く輻射圧の相乗効果で引き起こされていることがわかった。しかし、自身の過去の研究など、多くの研究においてダストとガスが完全にカップル

すると考え、ダストとガスをあわせて一流体として扱う近似を行っている。

故に、本研究では、ダストとガスを二流体で解き、ダストとガスは完全にカップルすると考えるのは妥当であるのかを調べた。

## 2 Methods

本研究を通して考えたモデルとしては、中心に光源を起し、周りに球対称にガスを分布させた。中心にある光源のスペクトル分布は PEGASE.2 (Fiac M., & Rocca-Volmerange B. 1997, 1999) から得たものを使用した。ガスの成分については、H, He, ダストとして  $0.1 \mu\text{m}$  のグラファイトが存在するものを考えた。ガスの密度の分布の仕方は、BE 球を考えた。ガスやダストの自己重力、及び光源からの重力の影響も

考慮した。この条件の中輻射輸送方程式と流体方程式を解いた。

輻射輸送方程式は、ガスの温度や光から受け取る運動量を知るために必要な輻射強度を求める方程式である。今回は球対称な場合を考えるので、impact parameter method (Mihalas D. & Mihalas B. W. 1984) を使う事で、一次元輻射輸送方程式

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu$$

を解くだけで良いようにした。\$I\_\nu\$ は輻射強度、\$\alpha\_\nu\$ は吸収係数、\$j\_\nu\$ は放射係数、\$x\$ は距離である。これにより H, He, ダストからの再放射の取り扱いが非常に簡単にできるようになり、今回はこの散乱の影響も考慮したシミュレーションを行った。つまり、本研究はダストの赤外線吸収、再放射による影響も含めたガス全体の駆動が正確に扱う事が出来ている。

ガスの温度や輻射の吸収量を知る上で重要となる H, He の電離度は、光電離、衝突電離 (Abel T. et al. 1997; Janev R. K. et al. 1987), 再結合率 (Aldrovandi S. M. V. & Pequignot D. 1973; Hummer D.G. 1994; Hummer D.G. & Storey P. J. 1998) の影響を含めた計算によって決定した。

ガスの圧力による駆動を決める上で重要になる H, He の温度は、heating としては光電離の影響、cooling としては衝突励起 (Cen R. 1992), 衝突電離 (Cen R. 1992), 再結合 (Cen R. 1992; Hummer D.G. 1994; Hummer D.G. & Storey P. J. 1998), 制動放射 (Hummer D.G. 1994), そしてコンプトン効果 (Ikeuchi S. & Ostriker J. P. 1986) の影響を含めた計算により決定する。metal による cooling は考慮していない。

輻射圧による駆動を決める上で重要なダストの温度は、吸収したエネルギーと放射したエネルギーが等しくなる時の温度とした。

H, He の吸収断面積は Osterbrock D. E. & Ferland G. J. (2006) を参照し、ダストの吸収断面積は Draine B.T. & Lee H. K. (1984) と Laor A. & Draine B.T. (1993) を参照した。また、それぞれの質量比は太陽系比を採用した。

ダストとガス間の抗力は Draine & Salpeter (1979) より得た。また、ダストチャージは Weingartner & Draine (2001); Weingartner et al. (2006) を使い評価した。これにより、緩和時間 \$t\_s\$ を求めた。

ダスト・ガス二流体方程式を解くにあたり、ダストとガス間の抗力が大きい時、ダストとガスの速度差を求めるのが非常に困難であることが知られている。なので、本研究では Laibe & Price (2014) をもとに、近似法として、

$$\Delta v = v_d - v_g = \left( f_d - f_g + \frac{\nabla P_g}{\rho_g} \right) t_s$$

によってダストとガスの相対速度を評価をした。ここで、\$\Delta v\$ はダストとガスの速度差、\$v\_d\$ はダスト速度、\$v\_g\$ はガス速度、\$f\_g\$ はガスにかかるガス圧以外の力、\$f\_d\$ はダストに加わる力、\$P\_g\$ は圧力、\$\rho\_g\$ は密度である。そして、流体方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) &= 0, \\ \frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon v + \rho \epsilon (1 - \epsilon) \Delta v) &= 0, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v v) &= -\nabla P_g + \rho_g f_g + \rho_d f_d \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + (1 - \epsilon) \rho u \right) \\ &+ \nabla \cdot \left[ \rho \left( \frac{v^2}{2} + (1 - \epsilon)(u + P_g) \right) v \right] \\ &+ \nabla \cdot \left[ \rho \left( \frac{v^2}{2} - (1 - \epsilon)(u + P_g) \right) \Delta v \right] \\ &= (\rho_g f_g + \rho_d f_d) \cdot v \end{aligned}$$

を解いた。ここで、\$\rho\$ はダストとガスの密度の和、\$v\$ は重心速度、\$\epsilon\$ はダスト質量比、\$u\$ はガスの内部エネルギーである。この近似は、流体を解くタイムステップ \$\Delta t\$ に対して、

$$t_s < \frac{\Delta t}{2\pi}$$

ならば、良い近似で成り立つとされている。今回のシミュレーションでは、この不等式は少なくとも 0.01 Myr 後は満たしている事を確認している。スキームとしては ASUM+ (Liou M.-S. 1996) を MUSCL 法で空間 2 次精度、また時間 2 次精度で解いた。上記の輻射輸送方程式を解いた事で得られた温度等の情報は、流体を時間に対して半ステップ進める毎に更新した。

### 3 Results

本研究では、ダストとガスを一流体、また二流体で取り扱った時に生じる計算結果の違いを比較するため、Cloud の質量や光源の光度に対応する光源の質量を変化させて、シミュレーションを行った。Cloud 2 は Cloud 全質量に対する光源の質量比を Cloud 1 と比較して一桁大きくし、Cloud 3 は Cloud 2 と比較して、Cloud 自身の質量を一桁大きくした。Cloud の質量分布は BE 球となるようにしており、Cloud の半径は Larson's law (Larson 1981) を使って求めた。また、光源付近の物理現象を詳細にみるため、Cloud 2 と Cloud 3 について、中心部を切り取って、それぞれ Cloud 2z, Cloud 3z として二流体の場合のみシミュレーションを行った。表 1 には、今回の初期条件がまとめてある。この初期条件をもとにして得たシミュレーション結果が図 1 である。

図 1 のシミュレーション結果から、光源質量が大きくなるほど、より大きな範囲でダストとガスのカップルが解けている事がわかる。

### 4 Discussion

シミュレーション結果から、カップルが解ける範囲について、おおよそ、一流体シミュレーションの時、輻射圧とガス圧によってできたダストとガスが非常に薄い範囲 ( $n_H \ll 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ ) において、ダストとガスのカップルが解消していることがわかる。また、カップルの解消はダスト温度のグラフから、ダストが解けた事 ( $\sim 1500 \text{ K}$  でダストは解ける) によって生じた訳ではないことがわかる。

数密度やダストとガスの速度差のグラフから、衝撃波後面において、シミュレーション結果が振動しているのがわかる。これは、ガスが中心部に落ち、そして光電離や運動エネルギーを熱エネルギーに変換し、中心部で再びガスの膨張、再び収縮を繰り返しているためである。ただし、現在のスキームではこうした振動現象を近似法で取り扱っているために適切に取り扱えていない可能性がある。故に、よけいな非物理的振動を引き起こしている可能性がある。こうした点から、近似法ではない適切なダストとガスの二流体を取り扱う事のできるスキームを作成する必要がある。

### Reference

- Abel T., Anninos P., Zhang Y., & Norman M. L. 1997, *New Astron.*, 2, 181
- Aldrovandi S. M. V., & Pequignot D. 1973, *A&A*, 25, 137
- Cen R. 1992, *ApJS*, 78, 341
- Draine B.T., & Lee H. K. 1984, *Astrophys.J.*, 598, 1026
- Draine, B. T., & Salpeter, E. E. 1979, *apj*, 231, 77
- Fioc M., & Rocca-Volmerange B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Fioc M., & Rocca-Volmerange B. 1999, *astro-ph*, 9912179
- Hummer D. G. 1994, *MNRAS*, 268, 109
- Hummer D. G., & Storey P. J. 1998, *MNRAS*, 297, 1073
- Ikeuchi S., & Ostriker J. P. 1986, *ApJ*, 301, 522
- Janev R. K., Langer W. D., & Evans K. 1987, in Janev R. K., Langer W. D., Evans K., eds, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas - Cross-sections and Reaction Rate Coefficients*. Springer-Verlag, Berlin
- Kereš, D., Katz, N., Davé, R., Fardal, M., & Weinberg, D. H. 2009, *mnras*, 396, 2332
- Mihalas D. & Mihalas B. W. 1984, in Mihalas D. & Mihalas B. W., eds, *Foundations of Radiation Hydrodynamics*. Oxford University Press, New York
- Laibe, G., & Price, D. J. 2014, *mnras*, 440, 2136
- Laor A., & Draine B.T. 1993, *Astrophys.J.*, 402, 441
- Larson, R. B. 1981, *mnras*, 194, 809
- Liou M. -S. 1996, *J. Comput. Phys.*, 129, 364
- Osterbrock D. E., & Ferland G. J. 2006, in Osterbrock D. E., Ferland G. J., eds, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edn. University Science Books, Mill Valley, CA
- Sales L. V., Marinacci F., Springel V., & Petkova M. 2014, *MNRAS*, 439, 2290
- Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, *apjs*, 134, 263
- Weingartner, J. C., Draine, B. T., & Barr, D. K. 2006, *apj*, 645, 1188

表 1: シミュレーションの初期条件. Cloud の半径と質量は  $r_{\text{cloud}}$  (シミュレーションの計算サイズと一致しないときは, シミュレーションのボックスサイズも併記) と  $M_{\text{total}}$  で示した.  $n_{\text{H}}$ ,  $n_{\text{He}}$ , そして  $n_{\text{d}}$  はそれぞれ水素, ヘリウム, ダストの初期条件での Cloud 中心における数密度を表す. ダストとガスの温度の初期条件は  $T_{\text{g}}$  と  $T_{\text{d}}$  で示した. 中心光源の質量は  $M_{\text{star}}$  で示した.  $N_r$ ,  $N_{\mu}$ , そして  $N_{\nu}$  はそれぞれ動径方向の分解能, 角度方向の分解能, 振動数の分解能を示す.

Cloud	$r_{\text{cloud}}$ (pc)	$M_{\text{total}}$ $M_{\odot}$	$n_{\text{H}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$n_{\text{He}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$n_{\text{d}}$ ( $10^{-9} \text{cm}^{-3}$ )	$T_{\text{g}}$ (K)	$T_{\text{d}}$ (K)	$M_{\text{star}}$ ( $10^3 M_{\odot}$ )	$N_r$	$N_{\mu}$	$N_{\nu}$
Cloud 1	17	$10^5$	791	67	2.9	1082	10	2	128	128	256
Cloud 2	17	$10^5$	791	67	2.9	1082	10	20	128	128	256
Cloud 2z	17(5)	$10^5$	791	67	2.9	1082	10	20	128	128	256
Cloud 3	83	$2 \times 10^6$	86	7.2	0.31	5009	10	400	128	128	256
Cloud 3z	83(10)	$2 \times 10^6$	86	7.2	0.31	5009	10	400	128	128	256

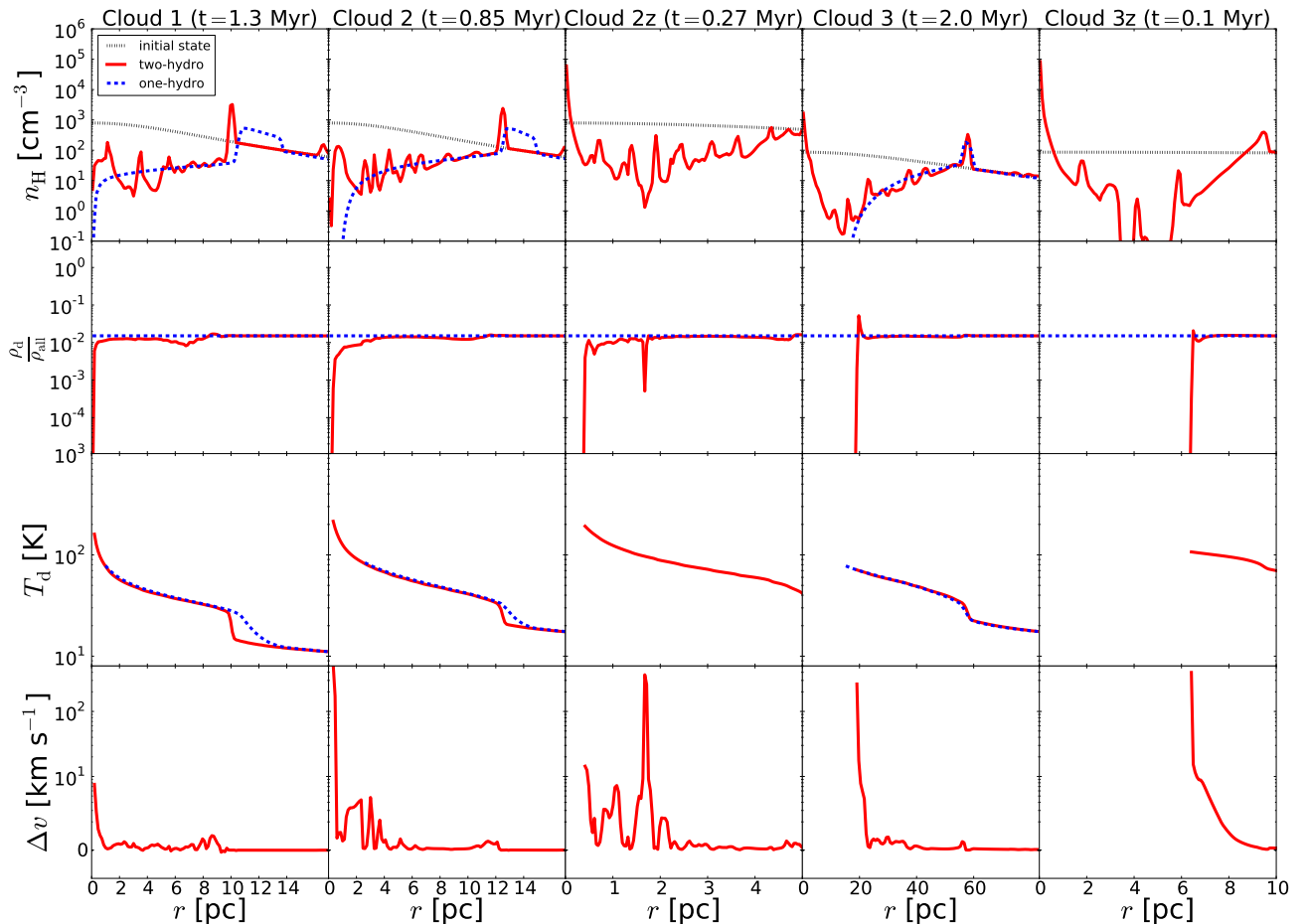


図 1: 上から, 水素の数密度, ダスト質量比, ダスト温度, そしてダストガスの速度差を示す. 赤線はダストとガスの二流体で解いた場合のシミュレーション結果であり, 青線は, ダストとガスが完全にカップルしたものとして考え, 一流体方程式を解いた場合を表す.

[目次へ](#)

a11

すばる望遠鏡Hyper Suprime-Camを用いた  
Dust-Obscured Galaxiesの探査

愛媛大学

M1 登口暁

# すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam を用いた Dust-Obscured Galaxies の探査

登口 暁 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

Dust-Obscured Galaxies (DOGs) は可視光線から近赤外線にかけての Spectral Energy Distribution (SED) が非常に赤く、深く塵に覆われていると考えられている銀河種族である。この DOGs については、major merger シナリオにおける gas-rich な merger 系の進化の途中段階ではないかと指摘されている。また、DOGs はその Spectral Energy Distributions の形から “Power-Law (PL) DOGs” と “Bump DOGs” に分類され、特に PL DOGs は成長途中のブラックホールを持つ可能性があるとし唆され重要視されている。Toba et al. (2015) では、すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC, 可視光線) の初期データ (S14A) と VIKING (近赤外線) のデータ、および ALLWISE (中間赤外線) のデータを用いて、中間赤外線と比較的明るい DOGs を  $\sim 10 \text{ deg}^2$  で 48 天体発見していた。しかし、この先行研究では観測領域が狭いこと、可視光線のデータが少なく可視光線の統計的性質を議論できなかったこと、VIKING の観測領域に探査範囲が限定されること、の 3 つの問題点があった。そこで本研究では上記の問題点の克服を試みた。観測領域が狭いことについては、観測領域を HSC の最新のデータ (S15A) を用いることで  $\sim 10 \text{ deg}^2$  から  $\sim 55 \text{ deg}^2$  にし、DOGs を 424 天体発見した。可視光線のデータが少なく可視光線の統計的性質を議論できなかったことについては、HSC の最新のデータを用いることで 5 バンドの色情報が調査可能になり、赤い天体とされてきた DOGs が可視光線では必ずしも極めて赤いとは限らないとわかった。VIKING の観測領域に探査範囲が限定されていたことについては、先行研究では HSC と WISE の空間分解能の差を埋めるために VIKING の  $K_s$  バンドデータを prior (赤い天体を選出するもの) として使用していたが、HSC の可視光多色情報を用いることで VIKING のデータを用いずに prior を定義できる可能性を見出した。

## 1 Introduction

Dust-Obscured Galaxies (DOGs) は深く塵に覆われていると考えられている銀河種族である。この DOGs は Dey et al. (2008) において  $R - [24] \geq 7.5$  (ABmag) と定義されたように、可視光線 ( $R$ -band) に比べて中間赤外線 ( $24 \mu\text{m}$ -band) が 1000 倍以上明るい天体である。また、この DOGs は gas-rich な major merger シナリオと関係し、merger 段階の次の段階である星形成段階と AGN の活動が活発になっている段階の両方に対応していると考えられている。この星形成段階と AGN の活動が活発になっている段階に対応すると考えられるのが DOGs の Spectral Energy Distributions (SEDs) の形により分類される “Bump DOGs” と “Power-Law (PL) DOGs” である。静止系  $1.6 \mu\text{m}$  に bump があるよ

うな SEDs を示すものは “Bump DOGs” と呼ばれ、星形成段階にある天体と考えられている。指数関数的な SEDs を示す天体は “Power-Law (PL) DOGs” と呼ばれ、AGN の活動が活発な段階にあるものと考えられている (Dey et al. 2009)。

DOGs に関する最近の研究である Toba et al. (2015) では、DOGs の探査にすばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC, 可視光線: Miyazaki et al. 2012) の初期 (S14A) のカタログデータ、VIKING (近赤外線) のカタログデータ、および ALLWISE (中間赤外線) のカタログデータを用いている。

ここで VIKING のカタログを用いるのは、HSC の空間分解能 ( $0''.6$ ) と ALLWISE の空間分解能 ( $10''$ ) の違いに起因する問題を解決するためである。HSC カタログデータと ALLWISE カタログデータでクロスマッチを行うと、ALLWISE の天体の HSC 対応天

体として複数の候補が存在する場合に、どの天体が対応天体かを判断することが難しい。そこで、VIKING のデータを prior として使用することで可視光線から近赤外線にかけて赤い色を示す天体を絞り込み、WISE 天体の HSC 対応天体を決定していた。その結果、Toba et al. (2015) では中間赤外線と比較的明るい DOGs を  $\sim 10 \text{ deg}^2$  で 48 天体発見していた。

しかし、この先行研究では 3 つの問題点があった。1 つ目は観測領域が  $\sim 10 \text{ deg}^2$  と狭く DOGs が 48 天体と限られていたため、統計的性質を議論する上では少なすぎたことである。2 つ目は可視光線の測光バンド数が少なく (HSC の S14A のデータでは  $i, y$  の 2 バンド) 可視光線のスペクトルの性質を議論できなかったことである。3 つ目は VIKING の観測領域に探査範囲が制限されていたことである。本研究では最新の HSC データを用いることにより、以上の問題点の克服を試みた。

## 2 Sample selection

### 2.1 Catalogs

今回の DOGs の探査には HSC の S15A カタログ、VIKING データリリース 2 のカタログ、WISE の ALLWISE カタログを用いた。

HSC の S15A データは先行研究で使われていた S14A データに比べて観測領域が広く、観測されたバンド数も  $i, y$  の 2 バンドのみであった S14A に比べて S15A では  $g, r, i, z, y$  の 5 バンドで観測されている。今回調査した領域は、GAMA09, WIDE12, GAMA15 の 3 領域である。ここで、The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE: Wright et al. 2010) は高感度の波長  $3.4 \mu\text{m}$ ,  $4.6 \mu\text{m}$ ,  $12 \mu\text{m}$ ,  $22 \mu\text{m}$  の 4 バンドで全天をサーベイした天文衛星である。その結果をまとめたものが ALLWISE カタログである。DOGs の探査においては ALLWISE の天体が HSC のどの天体に対応するのかを適切に見極める必要があるが、この 2 つのカタログには空間分解能に大きな違いが存在する (HSC は  $0''.6$ 、ALLWISE は  $10''$ )。そこで、比較的空間分解能が HSC の  $0''.6$  に近い VIKING のデータ ( $1''$ ) を用いて先に赤い天体を選出することで DOGs 選出を容易にしていた Toba et al. (2015) の手

法を今回も踏襲した。なお、The VISTA Kilo-degree Infrared Galaxy survey (VIKING: Arnaboldi et al. 2007) は VISTA 望遠鏡の VISTA Infrared Camera の  $Z, Y, J, H, K_s$  の 5 バンドを用いた広範囲近赤外線サーベイである。

### 2.2 Clean samples

DOGs の選出を行う際に各カタログごとの天体同士をマッチングさせるが、その下準備として “clean sample” を作る。HSC の S15A カタログには 517,387,283 天体含まれている。そこから、ノイズなどの影響で適切に測光されていない天体を除外して “clean sample” を作成すると、25,905,893 天体になった。VIKING のカタログには 46,270,162 天体含まれている。そこから、同様に “clean sample” を作成すると、13,455,180 天体になった。ALLWISE カタログには 747,634,026 天体含まれている。このカタログについても同様に “clean sample” を作成すると、9,439,990 天体になった。

### 2.3 Cross-matches & selects

HSC と VIKING のそれぞれのクリーンサンプルは半径  $1''$  以内でクロスマッチを行った。HSC (25,905,893) と VIKING (13,455,180) より 1,149,694 天体マッチングした。また、より赤い天体を選出するため

$$i \text{ (AB mag)} - K_s \text{ (AB mag)} \geq 1.2 \text{ (AB mag)} \quad (1)$$

という条件を prior として課すことで、555,907 天体となった。

このサンプルと ALLWISE のクリーンサンプルは半径  $3''$  以内でクロスマッチを行った。このサンプル (555,907) と ALLWISE (9,439,990) より 1,381 天体マッチングした。HSC と WISE のデータによって選出する DOGs の判別式である

$$i \text{ (AB mag)} - [22 \mu\text{m}] \text{ (AB mag)} \geq 7.0 \text{ (AB mag)} \quad (2)$$

となる天体を選択し、最終的に DOGs 424 天体が選ばれた。

### 3 Results

選択された DOGs に対して  $(g-z)$  のカラーを見るため、HSC の母集団とともに DOGs を  $(g-z)$  ヒストグラム上へ描いた (図 1)。これを見ると HSC の母

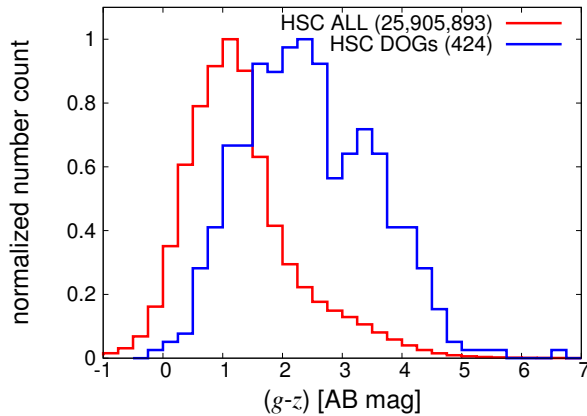


図 1: ピーク値で規格化した  $(g-z)$  の値の頻度分布。赤が HSC の母集団で青が DOGs を示す (丸括弧内の数値はそれぞれの天体数)。

集団に比べて DOGs は赤い側 ( $(g-z)$  の値が大きい側) へ寄っている。一方で、DOGs のヒストグラムの中には 2 つのピークが存在しており、 $(g-z)$  の値が大きい種族と小さい種族が存在しているのではないかと考えた。そこで、 $(g-z)$  の値の幅 0.25 (AB mag) ごとに含まれる DOGs 中の PL DOGs の割合と Bump DOGs の割合を求めた。図 2 より、 $(g-z)$  の値に対して PL DOGs の割合は負の相関があり、Bump DOGs の割合は正の相関があることが分かった。このことから、図 1 の 2 つのピークはそれぞれ  $(g-z)$  の値が低い側に PL DOGs が集まっており、 $(g-z)$  の値が高い側に Bump DOGs が集まっていると考えられる。

また、HSC の母集団と DOGs に対して  $(g-r)$  と  $(r-z)$  の値を用いた二色図も調査した (図 3)。この図から、 $(r-z) = 0.8$  の線と  $(g-r) = (r-z)$  の線で囲まれる左上の領域において DOGs はほとんど存在しないが HSC の母集団は存在する領域があることがわかる。この領域には、DOGs のうち 1% しか含まれていないのに対し HSC 母集団のうち 30% が含まれていた。このことから HSC の色情報も DOGs

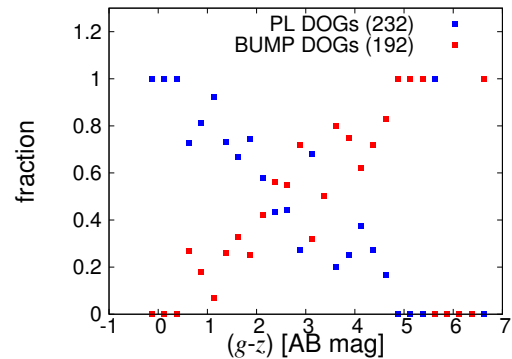


図 2:  $(g-z)$  の幅 0.25 ごとに求めた Bump DOGs と PL DOGs の割合 (丸括弧内の数値はそれぞれの天体数)。青点が PL DOGs の割合を表しており、赤点が Bump DOGs の割合を表している。

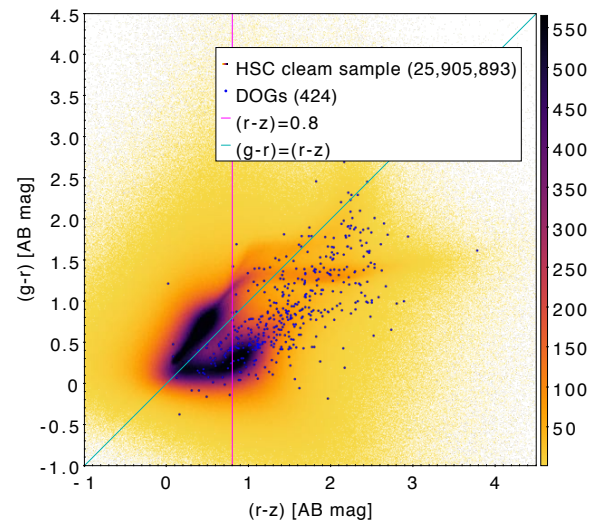


図 3:  $(g-r)$  vs  $(r-z)$  の二色図。青点が DOGs を表し、黄色から紫・黒にかけてグラデーションになっているものが HSC の母集団を表している (丸括弧内の数値はそれぞれの天体数)。

選出の際の prior として利用できる可能性があると考えられる。

## 4 Discussion

図 2 より  $(g-z)$  の値において、なぜ青い側に PL DOGs が集まっており、赤い側に Bump DOGs が集まっているのかについて考える。そのために、PL DOGs と Bump DOGs のそれぞれの平均 SED を描き比較する。図 5 から、 $(g-z)$  は静止系 1.6

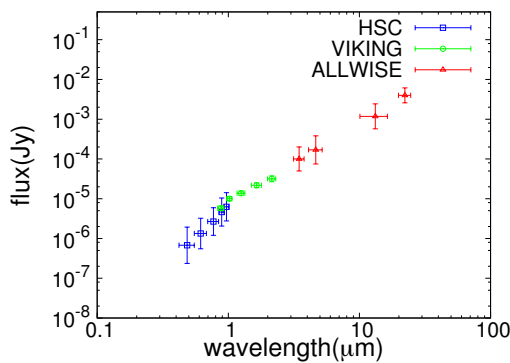


図 4: PL DOGs の平均の SED

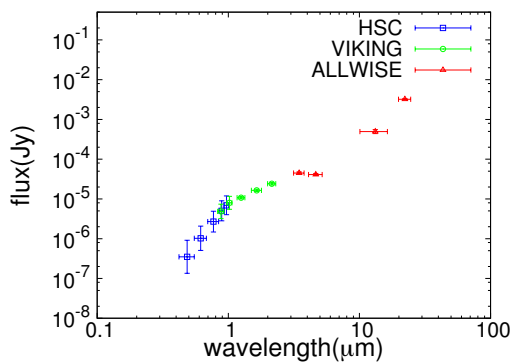


図 5: Bump DOGs の平均の SED

$\mu\text{m}$  bump の可視光線側の傾斜を見ていることが分かる。この部分は Bump DOGs では急激に落ち込むのに対して PL DOGs は power-law で減少するため、Bump DOGs の方がより急な傾斜であり  $(g-z)$  の値が大きくなると考えられる。また、図 4 と図 5 を比較することで、全体的に Bump DOGs のフラックスより PL DOGs のフラックスの方が強いことが

わかる。Dey et al. (2009) では DOGs が gas-rich な major merger シナリオと深く関係していると指摘され、merger 段階の次の段階である星形成段階と AGN の活動が活発になっている段階の両方に対応していると考えられている。このシナリオの順番で図 4 と図 5 を見ると、Bump DOGs の静止系 1.6  $\mu\text{m}$  bump は AGN の放射によって見えなくなると考えられる。以上のことから、AGN の放射が支配的になることで可視光線における  $(g-z)$  の値が小さくなると考えられる。

## 5 Conclusion

今回、HSC S15A の GAMA09, WIDE12, GAMA15 の領域において DOGs を 424 天体発見した。この DOGs を統計的に調べると  $(g-z)$  のヒストグラム上で 2 つのピークをなしており、赤い側のピークは Bump DOGs の集団であり、青い側のピークは PL DOGs の集団となっていた。これは AGN の放射が支配的になっている DOGs では 1.6  $\mu\text{m}$  bump が相対的に弱くなるためだと考えられる。また、 $(g-r)$  vs  $(r-z)$  の二色図を用いることで VIKING を使用せずとも DOGs 効率よく選出できる可能性があると考えられる。

## Reference

- Arnaboldi, M., Neeser, M. J., Parker, L. C., Rosati, P., Lombardi, M., Dietrich, J. P., & Hummel, W. 2007, *The Messenger*, 127, 28
- Dey, A., Soifer, B. T., Desai, V., et al. 2008, *ApJ*, 677, 943
- Dey, A., & The Ndwfs/MIPS Collaboration. 2009, in *ASP Conf. Ser.* 408, ed. W. Wang, Z. Yang, Z. Luo, & Z. Chen, 411
- Miyazaki, S., et al., 2012, *Hyper Suprime-Cam*. in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 8446, 84460Z
- Toba, Y., Nagao, T., Strauss, M. A., et al. 2015, *PASJ*, 67, 86
- Wright, E. L., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868

[目次へ](#)

a12

SDSS と DEEP2 で探る星形成銀河のアウトフロー  
東京大学  
M2 菅原悠馬

# SDSS と DEEP2 で探る星形成銀河のアウトフロー

菅原悠馬 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

超新星駆動アウトフローの赤方偏移進化について調べた途中経過を報告する。これまでの研究は赤方偏移の違いには注目せず、アウトフローと母銀河の物理量の関係性を調べたものが多かった。そこで赤方偏移  $z \sim 0$  の代表として Sloan Digital Sky Survey (SDSS) 銀河を、 $z \sim 1$  の代表として DEEP2 redshift survey (DEEP2) 銀河を選び、赤方偏移の違いがアウトフロー速度に及ぼす影響を調べた。まずそれぞれのサンプルを星形成率ごとにスタックした。次に SDSS 銀河では金属吸収線 Na I D、DEEP2 銀河では Mg II に対してモデルをフィッティングし、アウトフロー成分を取り出した。得られた成分からアウトフロー速度を求めたところ、 $z \sim 1$  では  $z \sim 0$  よりもアウトフロー速度が  $4\sigma$  の有意性で約 50 km/s ほど大きくなった。

## 1 導入

### 1.1 アウトフローの概要

銀河の内部で超新星爆発や活動銀河核 (AGN) などの激しい活動が起こったとき、そのエネルギーや運動量を与えられた星間物質が重力を振り切って銀河の外へ吹き出すことがある。これを銀河風、もしくは銀河のアウトフローと呼ぶ。

アウトフローは銀河の内外に影響を与え、それぞれの進化過程に大きく寄与する。その影響は大きく二つに分けられる。一つは銀河スケールへの影響、もう一つは銀河間スケールへの影響である。

まず銀河スケールでは、星の源である星間物質が銀河の外へ吹き出すことにより星形成が抑制される (e.g. Veilleux et al. 2005)。宇宙の大規模構造の形成を説明できる  $\Lambda$ CDM モデルには、ハロー中のバリオンが冷やされて星を作り過ぎてしまうため、観測されているよりも多くの銀河が形成されてしまうという問題がある (過冷却問題; e.g. Somerville & Davé 2015)。この問題の解決には星形成を抑制するフィードバック効果が必要であり、アウトフローはその主要因と考えられている。実際、多くの銀河形成シミュレーションでは、アウトフローを仮定することにより光度関数を再現している。その際、重力ポテンシャルの小さい小質量側では超新星駆動アウトフローが、大質量側では AGN 駆動アウトフローが大きく寄与すると仮定されている。

次に銀河間スケールでは、アウトフローは金属量の進化に大きく寄与している。遠方のクェーサーのスペクトルに生じる吸収線の観測から銀河周辺物質や銀河間物質には C IV や O IV などの重元素が含まれていることが明らかになった (Cowie & Songaila 1998)。これは銀河から吹き出した星間物質が銀河間物質を汚染した結果と考えられる。赤方偏移に応じて重元素の量や電離状態がどのように変化したかを調べることで、周辺環境に依存する銀河進化の理論モデルに制限を与えることができる。

このようにアウトフローは銀河や周辺環境に大きな影響を与えるため、それらの進化を解き明かす鍵となっている。

### 1.2 超新星駆動アウトフロー

超新星駆動アウトフローの典型的な速度は数百 km/s である一方、AGN 駆動アウトフローでは 1000 km/s に及ぶものも存在し (Veilleux et al. 2005)、駆動源によってアウトフローが影響を与えるスケールは大きく異なる。そこで本講演では超新星駆動アウトフローに注目した研究を紹介する。

超新星爆発がアウトフローを駆動する物理過程は理論的にいくつか提案されている。物理過程が異なると、アウトフローの物理量 (アウトフロー速度  $v_{\text{out}}$  や質量放出率  $\dot{M}_{\text{out}}$ ) と銀河の物理量 (星形成率 (SFR) や星質量) の関係性も異なる。ハローの回転速度を

$v_{\text{halo}}$ 、アウトフローの効率を表すパラメータである mass loading factor を  $\eta = \dot{M}_{\text{out}}/SFR$  とすると、超新星のエネルギーが星間物質に受け渡されるエネルギー駆動では  $\eta \propto v_{\text{halo}}^{-2}$ 、運動量が受け渡される運動量駆動では  $\eta \propto v_{\text{halo}}^{-1}$  となる (Chevalier & Clegg 1985; Murray et al. 2005)。しかし、超新星爆発というマイクロな物理過程がアウトフローというマクロな現象にどれほど寄与するかは明らかではなく、観測によって確かめる必要がある。

中性ガスや電離ガスを含むアウトフローの観測には紫外線や可視光が用いられ、注目する特徴や背景光の違いにより主に三つの観測手法に分けられる。一つ目は銀河のスペクトル中の星雲輝線を用いた方法である (e.g. Heckman et al. 1990)。アウトフローガスは銀河の光を受けて輝線や吸収線を生む。その際、母銀河に対して数百 km/s の速度を持つためドップラー効果により中心波長が移動する。これを検出することでアウトフローに関する情報を得ることができる。この効果は face-on 銀河において顕著である。また M82 などの近傍銀河では、H $\alpha$  輝線を観測することでアウトフローの形態を観測できる (Veilleux et al. 2005)。

二つ目は金属吸収線を用いた方法である (e.g. Martin 2005; Rupke et al. 2005; Weiner et al. 2009; Chen et al. 2010; Heckman et al. 2015; Heckman & Borthakur 2016)。輝線の場合と異なり、吸収線は観測者の向きに吹き出すガスによってしか生まれない。これによりアウトフローとインフローを混同することなく検出することができる利点がある。銀河のスペクトルから青方偏移した金属吸収線の成分を抜き出すことにより、アウトフローの情報を得ることができる。

三つ目は背景クエーサーの吸収線を用いた方法である (e.g. Bouché et al. 2012; Schroetter et al. 2016)。視線上隣合って見える銀河-クエーサーペアを観測することで、クエーサーのスペクトル上に表れた、銀河のアウトフロー由来の吸収線を得る。背景光が銀河の場合と異なり、銀河とクエーサーの衝突係数からアウトフローの空間的広がりを明らかにできる。

これらの手法を用いた近年の観測から、アウトフロー速度  $v_{\text{out}}$  と母銀河の星質量や星形成率の間に正の相関関係があることが明らかになった。例えば

Heckman et al. (2015) は低赤方偏移の銀河の紫外線スペクトルから、 $v_{\text{out}}$  がハロー質量より星形成率と良い相関があることを発見し、 $v_{\text{out}} \propto SFR^{0.3}$  と求めた。しかしこれまでの観測には二つの問題点がある。一つは  $v_{\text{out}}$  を求める手法が研究により異なること、もう一つは  $z < 2$  のアウトフローと母銀河の性質の関係をまとめて調べたものが多く、赤方偏移の違いを考慮していないことである。赤方偏移が異なると  $v_{\text{out}}$  が変化すると主張する理論モデル (Muratov et al. 2015) もあるので、統一的な解析手法で、赤方偏移とともに  $v_{\text{out}}$  がどのように変化するかを確かめる必要がある。

## 2 データ

アウトフローの赤方偏移進化を調べるために、サーベイデータから二つのサンプルを選んだ。一つ目のサンプルは赤方偏移  $z \sim 0$  の Sloan Digital Sky Survey (SDSS) DR7 (Abazajian et al. 2009) の星形成銀河である。銀河の観測量 (輝線強度など) と物理量 (星質量や星形成率など) は MPA/JHU カタログ<sup>1</sup> から引用した。赤方偏移は  $0.05 < z < 0.18$  の銀河を選んだ。4000Å ブレイクの強さから楕円銀河を除き、BPT 診断図により AGN を除いた。これらの星形成銀河の選び方は Chen et al. (2010) を参考にしている。またアウトフローしていることを保証するため、星形成率面密度  $\Sigma_{\text{SFR}}$  が十分大きな銀河 ( $\log(\Sigma_{\text{SFR}}) > -0.5$ ) を選んだ。

二つ目のサンプルは  $z \sim 1$  の DEEP2 Redshift survey (DEEP2) (Newman et al. 2013) である。観測量は公開されている Redshift カタログ<sup>2</sup> から引用した。次章で述べるように、DEEP2 銀河の金属吸収線 Mg II を使用するため、 $1.2 < z < 1.4$  の銀河の中から Mg II が観測範囲に入っているデータを使用した。また、スペクトルの形状から AGN を除いた。これらの選び方は Weiner et al. (2009) を参考にしている。星形成率は Mostek et al. (2012) の式 1 と表 3 から導出した。

<sup>1</sup><http://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/SDSS/DR7/>

<sup>2</sup><http://deep.ps.uci.edu/DR4/zcatalog.html>

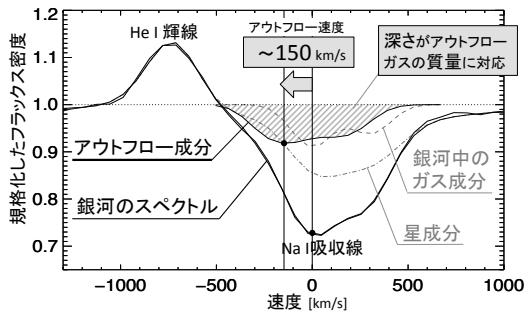


図 1: SDSS 銀河の Na I D 吸収線に対するフィッティング結果の一例。銀河のスペクトルをアウトフロー成分、銀河中のガス成分、星成分の 3 成分に分けた。アウトフロー成分の中心  $\lambda_{\text{out}}$  と静止波長  $\lambda_0$  とのズレがアウトフロー速度  $v_{\text{out}}$  に対応する。

### 3 手法

以下の手法は Chen et al. (2010) を参考にしている。

サンプル中の個々のデータは信号雑音比 S/N が小さい。そこで SDSS 銀河は約 100 個ずつ、DEEP2 銀河は約 500 個ずつ、星質量ごとにビン分けしてスペクトルを足し合わせた。

アウトフロー速度の導出には、SDSS 銀河と DEEP2 銀河のスペクトル中の金属吸収線を利用した。SDSS 銀河では Na I D  $\lambda\lambda 5890, 5896$  吸収線を、DEEP2 銀河では Mg II  $\lambda\lambda 2796, 2803$  吸収線を用いた。

金属吸収線からアウトフロー成分を抜き出すために、吸収線を三つの成分の組み合わせでフィッティングした (図 1)。一つ目はアウトフローによる吸収線成分  $I_{\text{out}}$  である。Covering factor  $C_f$  を考慮した輻射吸収の式を用いて (Rupke et al. 2005)、

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

$$\tau = \tau_0 \exp\left\{\left(\frac{\lambda - \lambda_{\text{out}}}{\lambda_{\text{out}}}\right)^2\right\} \quad (2)$$

と表わした。ここで  $c$  は光速、 $\tau$  は光学的厚みであり、 $\tau$  を波長  $\lambda_{\text{out}}$  を中心にドップラー幅  $b$  で広がるガウシアンで表した。

二つ目は銀河中の星間物質由来の成分  $I_{\text{sys}}$  である。SDSS 銀河については吸収線の中心を Na I D の静止波長に固定 (つまり  $\lambda_{\text{out}} \equiv 5890, 5896$  [Å]) して、アウトフローと同じ吸収線のモデルを採用した。一方、DEEP2 銀河のスペクトルには Mg II の静止波長付近

に輝線が立ち、P-sygni プロファイルと呼ばれる形になっている。そのためここでは静止波長に固定したガウシアン輝線モデルを採用した。

三つ目は星由来の吸収線の成分  $I_{\text{cont}}$  である。これにはシングルバーストの星種族合成モデルを用いた。年齢 10 種類、金属量 3 種類を掛け合わせた計 30 種類のモデルを使用し、それらを線形に足し合わせた。

これらのモデルを銀河のスペクトル  $I_{\text{gal}}$  にフィッティングした。まず、SDSS 銀河では 4000 から 7000 Å に対して Bruzual & Charlot (2003) のモデルを、DEEP2 銀河では 2750 から 3500 Å に対して Maraston et al. (2009) のモデルを用いて星の連続光  $I_{\text{cont}}$  をフィッティングした。その後  $I_{\text{cont}}$  を基に金属吸収線に対して、SDSS 銀河は  $I_{\text{gal}} = I_{\text{out}} I_{\text{sys}} I_{\text{cont}}$  のモデル、DEEP2 銀河は  $I_{\text{gal}} = I_{\text{out}} (I_{\text{sys}} + I_{\text{cont}})$  のモデルでフィッティングし、 $I_{\text{out}}$  と  $I_{\text{sys}}$  を求めた。このときアウトフロー成分に関するフィッティングパラメータは、 $\lambda_{\text{out}}, \tau_0, C_f, b$  の 4 種類である。

### 4 結果

アウトフロー速度  $v_{\text{out}}$  は金属吸収線のフィッティングの結果から、静止波長  $\lambda_{\text{sys}}$  を用いて  $v_{\text{out}} = c(\lambda_{\text{out}} - \lambda_{\text{sys}})/\lambda_{\text{sys}}$  と表される。図 2 に星形成率と  $v_{\text{out}}$  の関係を示した。各サンプルで見ると、 $v_{\text{out}}$  は星形成率との相関関係に過去の文献との矛盾は見られなかった。SDSS 銀河と DEEP2 銀河を同じ星形成率で比べると、約  $4\sigma$  の有意性で DEEP2 銀河の  $v_{\text{out}}$  が SDSS 銀河のそれよりも 50 km/s 大きかった。

### 5 議論と結論

以上で得られた結果から、 $v_{\text{out}}$  が赤方偏移  $z \sim 0$  から 1 で大きくなっている可能性が得られた。

Muratov et al. (2015) は、高赤方偏移の銀河は星形成が爆発的であるのに対して、低赤方偏移銀河は連続的な星形成をするので、星質量が大きくなるほどアウトフロー速度が急激に小さくなる主張している。星形成主系列を考えると一般に星質量が大きい銀河ほど星形成率が大きい。そのためこの主張は、低赤方偏移では星形成率が大きいほどアウトフロー速

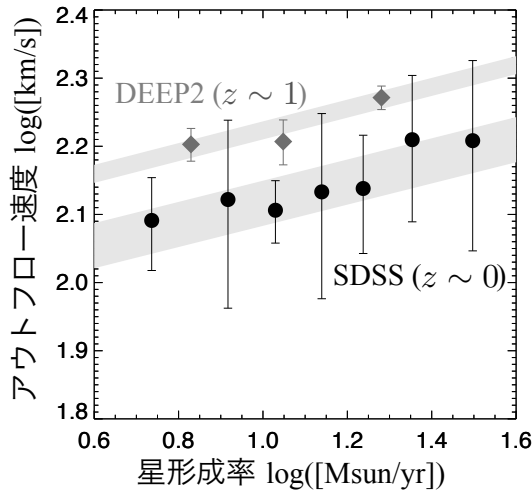


図 2: アウトフロー速度  $v_{out}$  対星形成率。黒色の丸が SDSS 銀河、灰色の菱形が DEEP2 銀河を表す。エラーバーは足し合わせた銀河に対する  $1\sigma$  フィッティングエラー。帯はそれぞれのサンプルに対して線形フィットしたときの  $v_{out}$  の  $1\sigma$  エラーを表す。

度が小さくなると読みかえることができる。しかし  $z \sim 0$  は  $z \sim 1$  とオフセットが存在するだけで、星形成率が小さくなるにつれて急激に減少する様子は見られなかった。

また、SDSS 銀河と DEEP2 銀河で使用した金属吸収線が異なったことが結果に統計誤差を生み出した可能性がある。Martin & Bouché (2009) は Mg II で計算された  $v_{out}$  は Na I D で計算されたものよりも大きくなる傾向があることを指摘している。将来的にはこの統計誤差を補正して  $v_{out}$  を評価する必要がある。

## Reference

Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2009, ApJS, 182, 543

Bouché, N., Hohensee, W., Vargas, R., et al. 2012, MNRAS, 426, 801

Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000

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

Cowie, L. L., & Songaila, A. 1998, Natur., 394, 44

Heckman, T. M., Alexandroff, R. M., Borthakur, S., Overzier, R., & Leitherer, C. 2015, ApJ, 809, 147

Heckman, T. M., Armus, L., & Miley, G. K. 1990, ApJS, 74, 833

Heckman, T. M., & Borthakur, S. 2016, ApJ, 822, 9

Maraston, C., Nieves Colmenáez, L., Bender, R., & Thomas, D. 2009, A&A, 493, 425

Martin, C. L. 2005, ApJ, 621, 227

Martin, C. L., & Bouché, N. 2009, ApJ, 703, 1394

Mostek, N., Coil, A. L., Moustakas, J., Salim, S., & Weiner, B. J. 2012, ApJ, 746, 124

Muratov, A. L., Kereš, D., Faucher-Giguère, C.-A., et al. 2015, MNRAS, 454, 2691

Murray, N., Quataert, E., & Thompson, T. A. 2005, ApJ, 618, 569

Newman, J. A., Cooper, M. C., Davis, M., et al. 2013, ApJS, 208, 5

Rupke, D. S., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2005, ApJS, 160, 87

Schroetter, I., Bouché, N., Wendt, M., et al. 2016, ArXiv e-prints, arXiv:1605.03412

Somerville, R. S., & Davé, R. 2015, ARA&A, 53, 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

[目次へ](#)

a13

ALMA を用いた CO 輝線による分子雲質  
量密度

東京大学

M1 浜端亮成

# ALMA を用いた CO 輝線による分子雲質量密度の測定

濱端 亮成 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

本講演では、アタカミリ波サブミリ波大型計 (ALMA) によるサーベイ観測で新たに明らかになった分子雲質量密度について紹介する。ALMA を用いたサーベイ観測によって輝線が検出され、可視光での対応天体の存在からこれは赤方偏移 ( $z$ )=0.7 からの銀河中の分子雲由来の CO 分子の回転遷移による輝線であることがわかった<sup>[1]</sup>。今回の観測は輝線の対応天体の検出や、SN 比 ( $6.5\sigma$ ) の点で既存の観測に優れ、比較的遠方の分子雲質量密度を精度よく測定でき、その結果分子雲質量密度の赤方変異進化に新たな制限を加えた。

次に、銀河形成シミュレーションによって再現された宇宙から、上記のものを含む観測と整合性のある観測結果を再現する理論モデルを考案した。これまでに分子雲質量密度の赤方偏移の進化を見積もるために使用されていたシミュレーションモデルは、Dark Matter(DM) 粒子のみしか扱っていない物が一般的である<sup>[2][3]</sup>。その点 [4] で計算されているモデルはバリオン粒子も扱っておりより現実的である。しかし [2],[3] で用いられている手法だけでは、[4] から観測にあう結果が再現できない。そこでシミュレーションから観測量を再現できる手法を新たに考案した。今回紹介する観測点は我々の手法を支持する結果となった。

## 1 Introduction

分子雲は収縮や膠着によって星になり、また星はその一生を終えるとその一部は分子雲ガスに還元される。そのため、分子雲質量密度の進化は星形成史を知るうえで重要である。分子雲ガスには微量に CO 分子が含まれており、それが主に UV 光等によって励起され、回転遷移する際に輝線を放出する。この輝線の光度と分子雲質量の関係が近傍宇宙の観測によって明らかにされており、それを利用することで遠方の分子雲質量密度を知ることができる<sup>[5]</sup>。こうして得た観測結果を他の赤方偏移の分子雲質量密度と比較することで、宇宙の分子雲質量密度の進化を観測によって見積もることができる<sup>[6]</sup>。

理論的な見積もりの手法として、シミュレーションから分子雲質量密度の進化を予言するものがある。[2] や [3] で使用されているシミュレーションでは、DM 粒子のみの N 体シミュレーションの結果から、個々の銀河の物理量を準解析的に見積もっている。一方 [4] は DM 粒子のほかにバリオン粒子も扱った大規模宇宙論的 N 体シミュレーションであり、準解析的星形成モデルにより、各時間ごとにバリオン粒子から星が生成される。そのため、より直接的に各銀河の物理量を推定できると考えられる。観測された分子

雲質量密度と、シミュレーションで予想されるそれとを比較することで、敷いた物理仮定が現実に則しているかどうかを確認することができる。

今回我々は、 $z=0.7$  の分子雲質量密度を最新の観測機器 ALMA を用いて精度よく定め、シミュレーションモデル [4] から、観測を再現する手法を考案した。

第 2 章で ALMA でのサーベイ観測によって検出された CO 輝線解析の結果を用い、分子雲質量密度を計算する。続く第 3 章では、銀河形成シミュレーションから分子雲質量密度を見積もる新しいモデルの紹介を行う。そして最後の第 4 章で考察を述べる。また、本研究で使用した宇宙モデルは  $\Lambda$ CDM モデルであり、各宇宙論パラメータは Planck2013[7] の値を使用した。

## 2 観測

### 2.1 光度関数の推定

ALMA での 5 平方分角のサーベイ領域中で、中心波長  $269.732 \pm 0.014$  GHz、光度  $0.6 \pm 0.1$  mJy の

輝線が検出され、可視光による SED-fitting により、これには  $z=0.7$  の対応天体があることがわかった。[8] これより、この輝線は CO(4-3) 輝線 (静止座標で 461.04 GHz) であることがわかる。

ここで、[5] と同様に  $L'_{(4-3)}/L'_{(1-0)}$  を 0.46 に設定した。L' の定義に関しては [5] を参照されたい。この輝線光度を計算すると、 $L'_{(1-0)} = 6.05 \times 10^8 \text{ [K km s}^{-1}\text{/pc}^2]$  となる。今回の検出精度は先行研究 [6] に比べ、輝線に対応天体が存在するという点で手堅い。先行研究では輝線の光度を正確に定められなかったために光度関数を定められなかったが、今回は観測点を基に  $z=0.7$  の CO 輝線の光度関数を推定することができる。

関数型を Schechter 型と仮定すると、光度関数は三つのパラメーター ( $L^*, \phi^*, \alpha$ ) で特徴付けられる。

(式 1)

$$\frac{dn}{dL} = \phi = \frac{\phi^*}{L^*} \times \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \times \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) \quad (1)$$

この内、( $L^*, \alpha$ ) は近傍での観測の結果 [9] を  $\chi^2$  fitting して  $L^* = 4.44 \times 10^6 \text{ [K km/s pc}^2]$ ,  $\alpha = -1.27$  と得られた。(図 1)[9] の観測点は Schechter 型の関数でよく表現できることがわかる。簡単のため、この結果を普遍的な値と仮定して使用する。

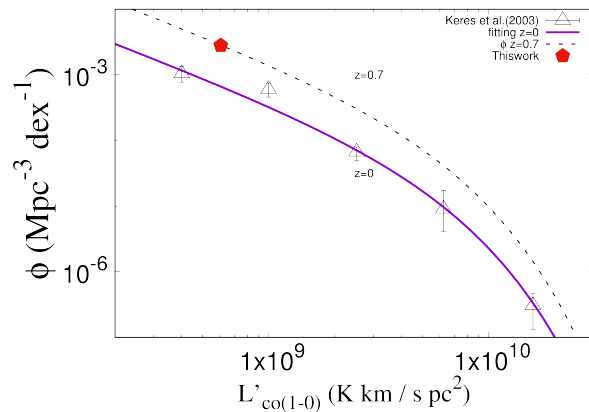


図 1: 光度関数の fitting

但し  $\text{dex}=7.997$  とした。こうして得た関数を今回得られた観測で定めると、 $\phi^* = 1.148 \times 10^6$  と求まった。(図 1)

## 2.2 観測値の計算と比較

得られた光度関数を積分すると、光度密度  $= 2.64 \times 10^7 \text{ [K km s}^{-1}\text{/pc}^2\text{/Mpc}^3]$  と求まる。ここで、CO 輝線の光度と分子雲質量は

$$\alpha_{\text{CO}} \equiv M_{\text{H}_2}/L'_{(1-0)} \text{ [M}_\odot\text{/K km s}^{-1}\text{/pc}^2] = 3.6$$

と関係づけられるので、 $z=0.7$  での分子雲質量密度は  $\rho_{\text{H}_2} = 9.50 \times 10^7 \text{ [M}_\odot\text{/Mpc}^3]$  となる。

今回得られた分子雲質量密度を [6] と比較すると図 2 のようになる。新たに  $z=0.7$  の地点に観測点を追加できた。 $z=0.7$  までの範囲で分子雲質量密度は  $z$  が大きくなるに連れ増加している。しかしポアソンエラーが大きく、これまでの理論に対して制限を加えることはできない[11]。

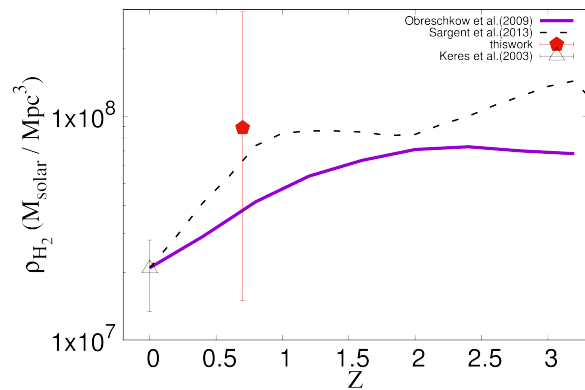


図 2: 分子雲質量密度の赤方偏移進化

## 3 理論

### 3.1 分子雲質量の見積もり方

Fig2 で描かれている [2] では Millenium Simulation という、DM 粒子のみを使用した N 体シミュレーションから準解析的に分子雲質量密度を算出している。

ある銀河の内部にガスが存在した場合、その内での ( $\text{H}_1, \text{H}_2$ ) の占める割合は 74% ほどである。この水素が水素原子  $\text{H}_1$ 、水素分子  $\text{H}_2$  どちらの状態を取っているかは、銀河を薄い理想円盤とした場合に

$$\frac{M_{H_2}}{M_I} = (3.44R_{\text{mol}}^c^{-0.506} + 4.82R_{\text{mol}}^c^{-1.054})^{-1} \quad (2)$$

$$R_{\text{mol}}^c = [K r_{\text{disk}}^{-4} M_{\text{gas}} (M_{\text{gas}} + \langle f_{\sigma} \rangle R_{\text{galaxy}}^{\text{disk}})]^{0.8} \quad (3)$$

と書ける。尚、 $K = 11.3 \text{ m}^4 \text{ kg}^{-2}$ ,  $\langle f_{\sigma} \rangle = 0.4$  である。ここで、[2] では disk 半径をシミュレーションからは直接得られないので以下のようにして求めている。

$$r_{\text{disk}} = \frac{\lambda \times \xi}{\sqrt{2}} r_{\text{vir}} \quad (4)$$

ここで  $r_{\text{vir}}$  はビリアル半径、 $\lambda, \xi$  はそれぞれ halo の spin parameter、単位質量あたりの角運動量である。[2] では、 $\lambda$  はシミュレーションから直接導出できたが、 $\xi$  は、近傍の銀河の観測にあうように定めていた。

我々が使用する [4] は DM 粒子に加え、SPH 粒子 (バリオンに相当。星やガス、ダストとなる。) も考慮されている。一つの粒子の Mass はそれぞれ DM が  $2.9 \times 10^8 M_{\odot}/h$ , SPH 粒子が  $5.2 \times 10^7 M_{\odot}/h$  で、計算体積は  $100^3/h \text{ Mpc}^3$  である。さらに星がガスを吹き飛ばす効果 (feedback) も AGN, SN, preSN と三種類考慮しており、 $z=0$  から  $z=4$  までの範囲で星生成率密度、Metallicity、星質量密度等殆どのパラメータが観測量と概ね一致しているものである。

この結果からは質量の半分が収まっている半径 (Half Mass Radius) という  $r_{\text{disk}}$  に対応した量が直接取り出せる。しかし、単純にこの値を使用して分子雲質量密度を計算しただけでは観測を再現することはできない。

### 3.2 観測量との対応

CO 輝線の放出には UV 光による輻射が大きな役割を果たしていることに注目し、分子雲質量と UV 光の比率によって銀河を分類する。(図 3)

ここでの UV 光には星間 dust による減光を考慮しており、その計算は [11] の結果を利用した。

このモデルでは、各銀河から観測される分子雲質量は (表 1) のようになる。

ここで  $\beta$  は単位分子雲質量中の CO 分子を全て励起させるのに必要な UV 光度であり、[9] で観測で得られた近傍の分子雲質量密度を用いて決める。(図 5)

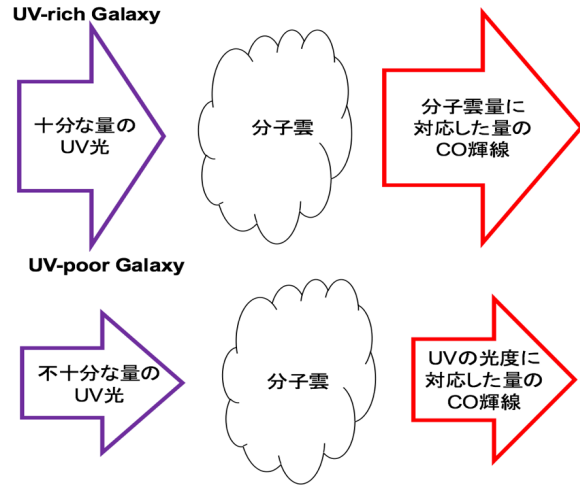


図 3: 銀河分類のイメージ

表 1: 銀河の種類と観測との関係

銀河の種類	$\frac{L_{\text{UV}}}{M_{\text{mol}}} \equiv UL$	観測出来る $M_{\text{mol}}$
UVrich	$UL > \beta$	$M_{\text{mol}}$
UVpoor	$UL < \beta$	$M_{\text{mol}} \times UL/\beta$

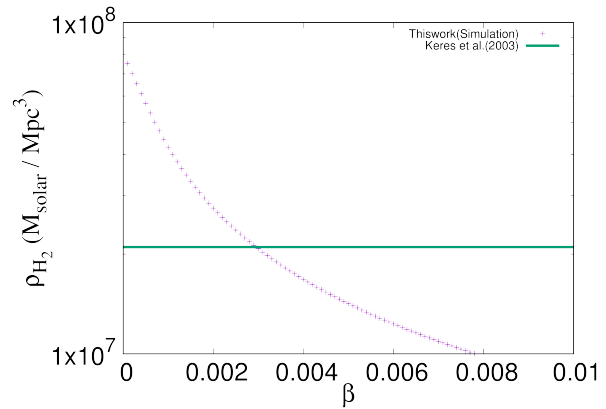


図 4:  $\beta$  の決定

### 3.3 結果

今回のモデルによって取り出した観測される分子雲質量密度の進化を、存在する分子雲質量密度と比較する。(図 6,7) 図 6 から、今回のモデルは比較的近傍 ( $z < 3$ ) で、既存のモデルより大きい分子雲質量密度が観測されることを示唆している。(図 7) から、近傍では、殆どの分子雲が dust による減光量の

増加や UV 光を放出する星の不足により輻射を十分に受けられず、観測されないことがわかる。

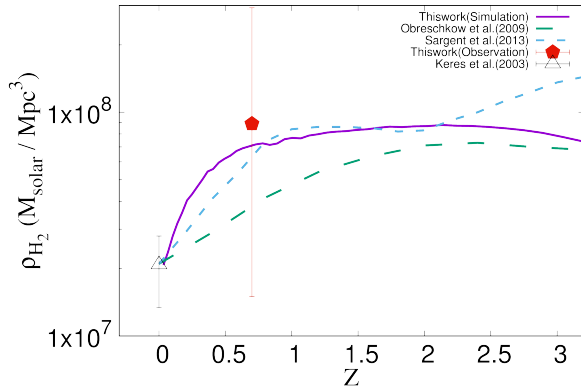


図 5: シミュレーションと観測

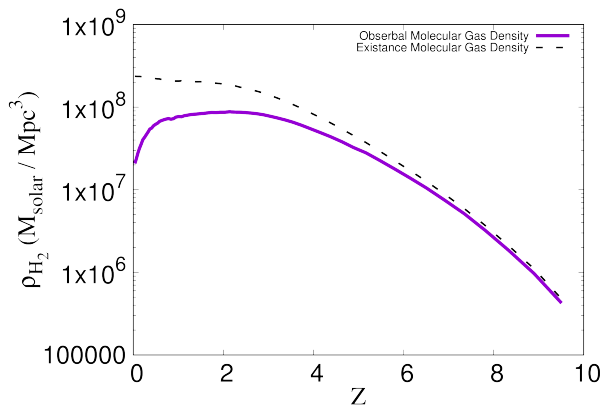


図 6: 観測可能な分子雲質量と存在する量

## 4 Discussion

観測によって新たに  $z=0.7$  での分子雲質量密度を求めることができた。この結果は、既存の理論モデル [2],[3]、我々の結果双方を支持している。我々の観測結果に伴う誤差は、その殆どが天体の個数に伴うポアソンエラーである。そのため、今後の観測によって新たに CO 輝線天体が見つければこの点での誤差は小さくなっていくことが予想され、いずれはどのモデルがより現実に即しているかを議論できる

## 5 今後の展望

今回の理論モデルでは、 $H_I$  領域の質量密度の観測を再現出来ないという問題点がある。この問題は他のモデル [12] も共通して抱える問題であり、今後の課題である。

近年 CO 輝線の光度が小さい、CO-dark molecular gas が観測されており [13]、今後我々のモデルはこれの存在量を予言できるかもしれない。

## Acknowledgement

この発表にあたってご指導下さった東京大学宇宙理論研究室の早津さん、原田さん、岡部さん、加藤さんに感謝申し上げます。殊に早津さんにはテーマの提示、シミュレーションデータの提供等多くのお力添えを頂きました。ありがとうございました。

## Reference

- Umehata et al. (in prep) [1]
- Obreschkow et al. (2009) ApJ,698,1467 [2]
- Lagos et al. (2011) MNRAS,418,1649 [3]
- Okamoto et al. (2014) arXiv:1404.7579v1 [4]
- Carilli & Walter (2013) arXiv:1301.3498 [5]
- Walter et al. (2014) arXiv:1312.6365 [6]
- Planck Collaboration. (2013) arXiv:1303.5076 [7]
- Hayatsu et al. (in prep) [8]
- Keres et al. (2003) ApJ,582,659 [9]
- Gehrels (1986) ApJ,303:336-346 [10]
- Shimizu et al. (2012) MNRAS,427,2866-2875 [11]
- Popping et al. (2015) arXiv:1409.1574v2 [12]
- Xu et al. (2016) arXiv:1601.03165v1 [13]

[目次へ](#)

a14

SXDF-ALMA survey のデータを用いた

ミリ波輝線銀河探査

東京大学

D1 山口裕貴

# SXDF-ALMA 2 arcmin<sup>2</sup> Deep Survey のデータを用いた無バイアス ミリ波分子輝線銀河探査

山口 裕貴 (東京大学大学院理学系研究科附属天文学教育研究センター)

## Abstract

本研究では、ALMA による SXDF 領域の掃天観測 (観測波長 1.1 mm, 探査面積 2 arcmin<sup>2</sup>) のデータを用いて、無バイアスなミリ波分子輝線探査を行った。観測データから作成した周波数分解能 60 MHz の 3 次元データキューブ に対して、CLUMPFIND を用いた天体抽出を行ったところ、観測周波数 273.29 GHz に  $5.4\sigma$  の輝線天体 ( $S_{\text{peak}} = 3.8 \pm 0.7$  mJy; SXDF-emitter1) を検出した。SXDF-emitter1 の近くで見つかった、可視光/近赤外線に対応天体候補に対し、可視光-近赤外線 SED フィットによって測光赤方偏移を推定した ( $z_{\text{photo}} = 0.97^{+0.13}_{-0.40}$ )。この対応天体候補が真だった場合、この結果は、検出された輝線が  $z = 0.687$  の CO(4-3) 輝線であることを示している。SXDF-emitter1 の分子ガス質量比 [ $f_{\text{gas}} = M_{\text{gas}}/(M_{*} + M_{\text{gas}}) = 0.97, 0.69$ ; それぞれ 銀河系と M82 の CO(4-3)/CO(1-0) 輝線比および、CO-H<sub>2</sub> 換算係数を仮定した場合] は、同じ時代の星形成銀河の値 ( $f_{\text{gas}} \simeq 0.2-0.4$ ) よりも高い値になっている。これらの結果は、今回の ALMA を用いた無バイアスミリ波輝線銀河探査によって、従来の探査では見逃されてきた種族の天体が検出されたことを示唆している。可視光/近赤外線に対応天体候補が SXDF-emitter1 と関係ない場合、最も可能性がある輝線は  $z = 5.95$  の [CII] 158  $\mu\text{m}$  輝線である。両者を切り分けるには、 $z = 0.687$  の CO(5-4) または、 $z = 5.95$  の [NII] 122  $\mu\text{m}$  輝線の観測が必要である。

## 1 Introduction

宇宙の星形成史を解き明かすことは、天文学の目的の一つである。静止波長紫外線/可視光の大規模探査と中間/遠赤外線の観測結果を組み合わせることで、 $z = 2-3$  の宇宙では隠された星形成率が大きな割合を占めることが分かってきた (e.g., Burgarella et al. 2013)。また、ALMA による観測によって、隠された星形成活動の主要な構成要素である、暗いサブミリ波銀河 ( $S_{1.1-1.3 \text{ mm}} < 1.0$  mJy) も分解され始めている (e.g., Fujimoto et al. 2016)。ところが、高赤方偏移 (特に  $z > 3-4$ ) では、ダストに覆われた星形成活動の詳細はまだ理解されていない。また、宇宙全体の星形成率密度が  $z \sim 2$  をピークとして、 $z = 0$  に向かって減少していく理由も未解決である。このような問題を解決する手段として、静止波長遠赤外-ミリ波帯の原子・分子輝線の観測が有用である。

高赤方偏移のダストに覆われた星形成活動を観測する手段としては、[CII] 158  $\mu\text{m}$  微細構造輝線<sup>1</sup>

(<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub> → <sup>2</sup>P<sub>1/2</sub>) が挙げられる。[CII] は大質量星からの紫外線によって形成されるため、[CII] 158  $\mu\text{m}$  輝線は星形成率の指標になると考えられている。一方、CO の回転遷移輝線は銀河に含まれる分子ガス質量の指標である。分子ガスは星形成の材料であるため、星形成率密度の進化を知る上で重要な要素である。

以上のように、宇宙の星系史を解き明かすためには、[CII] や CO 輝線銀河の光度関数を決めることが必要である。ところが、これまでの原子・分子輝線観測の多くが、可視光/近赤外線といった他波長の探査で検出された天体のフォローアップとして行われているという問題があった (Carilli & Walter 2013, and references therein)。これらのサンプルは星質量や星形成の性質にバイアスがかかってしまっている。したがって、無バイアスな原子・分子輝線探査が必要である。

近年、ミリ波輝線天体を偶然検出した例 (e.g., Tamura et al. 2014) やアーカイブを利用した無バイアス輝線銀河探査 (e.g., Matsuda et al. 2015)

<sup>1</sup>微細構造輝線はダストによる減光を受けにくい

が報告され始めている．本研究では，SXDF-UDS-CANDELS 領域で行われた，観測波長 1.1 mm の連続波探査 (広さ: 2 arcmin<sup>2</sup>; Tadaki et al. 2015; Kohno et al. 2016; Hatsukade et al. 2016, ; Yamaguchi et al. submitted) のデータを用いて，無バイアスのミリ波分子輝線銀河探査を行った．

## 2 Methods

本研究では，CASA の clean コマンドを用いて，3次元のデータキューブ (空間 2 次元+周波数方向の次元) を作成した．周波数方向の分解能は 60 MHz を採用している．ALMA の観測は 2 つのサイドバンドにそれぞれ 2 つずつ，合計 4 つの spectral window (SPW) で行われる．本研究ではそれぞれの SPW について，clean コマンド (mode: frequency, weighting: natural) を用いて 3 次元データキューブを作成した．作成したデータキューブは， $1\sigma = 0.45\text{--}0.70$  mJy beam<sup>-1</sup> を達成している．

得られた 3 次元データキューブから輝線銀河を検出するために，本研究では CLUMPFIND (Williams et al. 1994) を用いた．このコードには空間方向だけでなく，周波数方向 (すなわち速度方向) も含めた，3 次元のクランプを探索することができるという特徴がある．

本研究では，スプリアスによる偽検出を防ぐため，CLUMPFIND で検出されたクランプに対して，以下のような条件を満たすものを輝線天体とみなすことにした．

- クランプのピーク値が  $5\sigma$  以上である
- クランプが周波数方向にも幅を持っている (CLUMPFIND の結果で  $\text{FWHM}_V$  が 0 でない)
- 検出位置がノイズレベルの最も低い値の 2 倍未満である領域内にある (coverage が 50% よりも大きい領域にある)

## 3 Results

第 2 節で解説した手順に従って SXDF-UDS-CANDELS 領域の ALMA データを解析したところ，

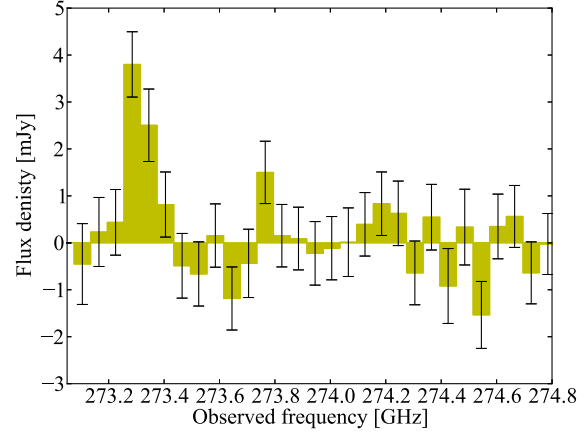


図 1: 検出された輝線天体のスペクトル．エラーバーはそれぞれのチャンネルにおける  $1\sigma$  エラーを表す．どのチャンネルにおいても  $1\sigma \simeq 0.7$  mJy であった．

表 1: 輝線天体の基本的なデータ

$\nu_{\text{obs}}$	$S_{\text{peak}}$	$S\Delta V$
GHz	mJy	Jy km s <sup>-1</sup>
273.29	$3.8 \pm 0.7$	$0.58 \pm 0.08$

SPW3 において輝線天体 ( $S/N = 5.4$ ; 以降は SXDF-emitter1 と呼ぶ) を検出した．図 1 には検出されたスペクトルを示す．また，表 1 には輝線天体の基本的なデータをまとめる．

## 4 Line identification

本研究では 1 つの輝線しか検出されなかった．そのため，検出された輝線を特定するには赤方偏移の情報が必要不可欠である．そこで本研究では，他波長データが豊富であるという SXDF-UDS-CANDELS 領域の利点を利用して，SXDF-emitter1 の他波長対応天体を探査し，測光赤方偏移の推定を目指した．探査の結果，SXDF-emitter1 の可視光/近赤外線対応天体候補を見つけることができた (図 2 左) ．

可視光/近赤外線の画像について測光を行い，SED フィッティングコード EAZY (Brammer et al. 2008) を用いて測光赤方偏移の推定を行った (図 2 右) ．その結果，測光赤方偏移が  $z_{\text{photo}} = 0.97^{+0.13}_{-0.40}$  (99%信頼区間) であることが分かった．これは，対応天体候

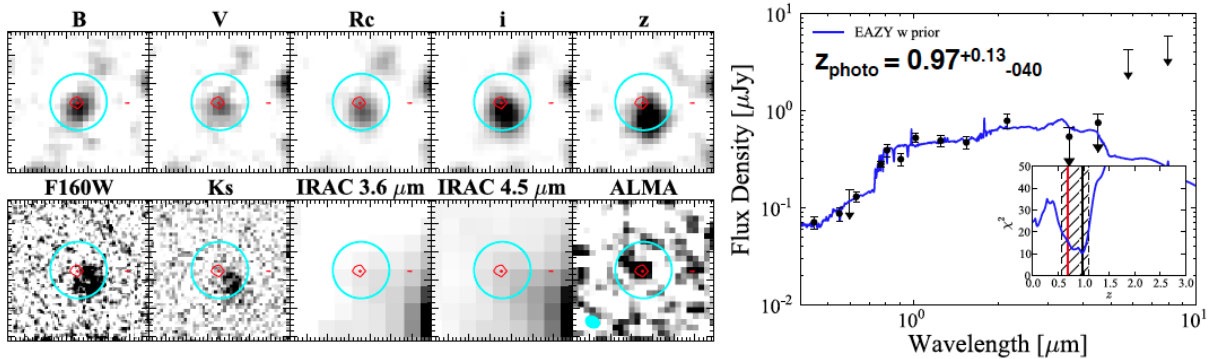


図 2: 左) SXDF-emitter1 の可視光/近赤外線画像 . 左上から Subaru Suprime-Cam  $BVR_c i' z'$ , *HST* WFC3/*F160W*, VLT HALK-1 *K<sub>s</sub>*, *Spitzer* IRAC 3.6 · 4.5  $\mu\text{m}$ , ALMA のピークチャンネル ( $5'' \times 5''$ ) . 赤の実線は ALMA データにおける  $3\sigma$  と  $5\sigma$  のコンタ . シアンの円は半径  $0.6''$  であり, 今回の対応天体の探査範囲を表す . 右) EAZY によって得られた対応天体候補の SED. 黒の矢印は  $3\sigma$  上限値を表す .

補が真に対応天体であった場合, SXDF-emitter1 が  $z = 0.687$  の CO(4-3) 輝線天体であることを示唆している . 一方で, 対応天体候補が偶然近くに検出された前景天体だった場合, SXDF-emitter1 は  $z = 5.95$  の [CII] 輝線天体である可能性がある .

## 5 Discussion

### Case (1): CO(4-3) emitter at $z = 0.687$

まずは, SXDF-emitter1 が  $z = 0.687$  の CO(4-3) 輝線天体である場合を議論する . 表 1 に示す数値から  $L'_{\text{CO}(4-3)} = (8.3 \pm 3.8) \times 10^8 [\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2]$  であることが分かる .

この値から, SXDF-emitter1 の分子ガス質量を求める . SXDF-emitter1 が天の川銀河, あるいは近傍スターバースト銀河 (M82) と同じ, CO(4-3)/CO(1-0) 輝線比および, CO- $\text{H}_2$  換算係数を持っていると仮定する . このとき, SXDF-emitter1 の分子ガス質量はそれぞれ  $M_{\text{gas}} = (2.0 \pm 0.9) \times 10^{10}, (7.8 \pm 3.5) \times 10^8 M_{\odot}$  である . 可視光/近赤外線の SED フィットで得られた星質量 ( $M_* = 3.5^{+5.4}_{-1.0} \times 10^8 M_{\odot}$ ) を考慮すると, SXDF-emitter1 の分子ガス質量比,  $f_{\text{gas}} = M_{\text{gas}} / (M_{\text{gas}} + M_*)$ , はそれぞれ,  $f_{\text{gas}} = 0.98^{+0.03}_{-0.01}, 0.69^{+0.34}_{-0.11}$  である .

図 3 左は SXDF-emitter1 の分子ガス質量比と, 過去の観測・準解析的モデルと比較したものである . 図から明らかなように, SXDF-emitter1 はこれまで CO

観測が行われてきた銀河よりも, 遥かに星質量が小さい . これは ALMA を用いた無バイアス輝線探査によって, これまでの観測では検出が難しい, 小さな星質量の銀河で CO 輝線を検出できることを示唆している . また, SXDF-emitter1 は Popping et al. (2012) で Kennicutt-Schmidt 則より求められる, 経験的な関係と矛盾していないことが分かる . これは, 星形成率から間接的に求められた  $f_{\text{gas}} - M_*$  関係が, ガスの直接観測からも成立している可能性を示唆している .

一方で, SXDF-emitter1 は準解析的モデルとは矛盾している . その原因として SXDF-emitter1 には星形成を阻害するようなフィードバック機構がある可能性も考えられる . しかしながら, 準解析的モデルとの比較するためには, 同じ星質量の銀河でより多くの CO 輝線を観測することが必要である .

図 3 右は本研究で制限される CO 輝線光度関数である . 準解析的モデルと比較すると, 矛盾していないことが分かる . 検出数が 1 天体であるため, 本研究で得られた制限は不確かさが大きい . したがって, より強い制限のためにはさらなる CO 輝線探査によって, 検出数を増やし, 不確かさを小さくすることが必要である .

### Case (2): [CII] emitter at $z = 5.95$

続いて, SXDF-emitter1 が  $z = 5.95$  の [CII] 輝線銀河である場合について議論する . 従来の星形成率

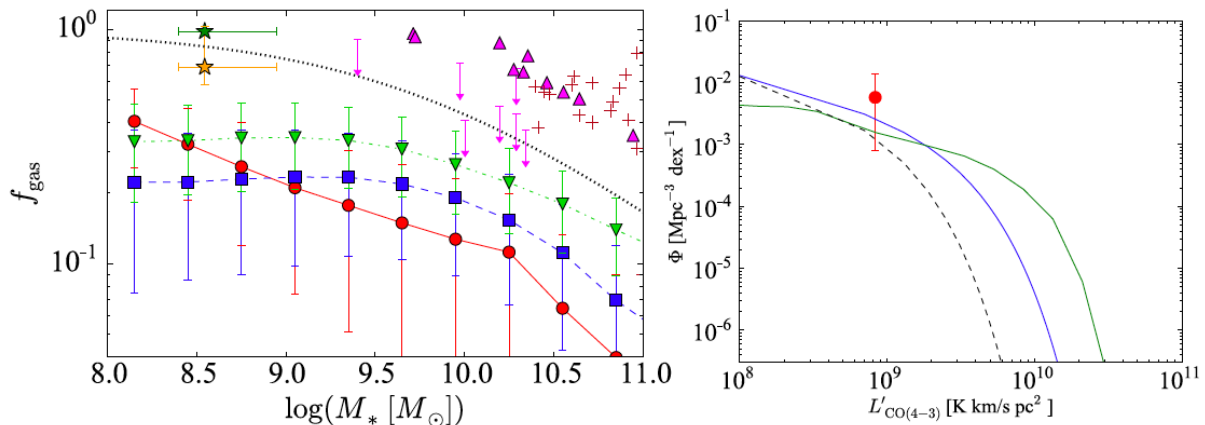


図 3: 左) 分子ガス質量を星質量の関数としてプロットしたもの。緑とオレンジの星印は SXDF-emitter1 (それぞれ天の川銀河と M82 の場合)。赤い十字, マゼンタの三角形はそれぞれ星形成で選択された  $z \sim 1$  の銀河の観測例 (Tacconi et al. 2013; Seko et al. 2016)。黒の点線は Kennicutt-Schmidt 則によって経験的に求められた関係 (Popping et al. 2012)。赤, 青, 緑の実線は準解析的モデルの予測である (Obreschkow et al. 2009; Lagos et al. 2012)。右) 本研究で制限された CO(4-3) 輝線光度関数 (赤い丸)。黒の点線は  $z = 0$  の光度関数。青と緑の実線は準解析的モデル (Obreschkow et al. 2009; Lagos et al. 2012) で予測される光度関数。

[CII] 輝線光度関係 (e.g., Popping et al. 2016) から求められた, 経験的なモデルによって予測される検出数の期待値を考えると, 本研究 (2 arcmin<sup>2</sup>) で [CII] 輝線銀河が検出されたことは驚くべきことである。しかしながら, 高赤方偏移 ( $z \sim 6-7$ ) の宇宙においては, [CII] 光度関数の bright-end の個数密度が従来のモデルに比べて大幅に増大する, という理論的研究も近年では報告されている (e.g., Hayatsu et al. in preparation)。このモデルの予測と比較すると, 本研究での [CII] 輝線銀河の検出も矛盾なく説明出来る可能性がある。

## 6 Future works

以上のように, 本研究だけでは, 検出された輝線天体を正しく同定するためには不十分である。したがって, ALMA による分光観測によって, 別の輝線を検出し, SXDF-emitter1 の分光赤方偏移を決定することが必要である。

幸運なことに, ALMA band 7 においては,  $z = 0.697$  の CO(5-4) 輝線および,  $z = 5.95$  の [NII] 122  $\mu\text{m}$  輝線を 1 つの周波数セットアップで観測することが可能である。したがって, ALMA による分光観測によって SXDF-emitter1 の分光赤方偏移を効率的に

決定することができる。

我々の研究グループでは来る ALMA Cycle 4 に向けて, SXDF-emitter1 の分光観測の観測提案を ALMA 観測所に提出済みである。

## Reference

- Brammer, G. B. et al. 2008, ApJ, 686, 1503-1513
- Burgarella, D. et al. 2013, A&A, 554, A70
- Carilli, C. L. & Walter, F. 2013, ARA&A, 51, 105
- Fujimoto, S. et al. 2016, ApJS, 222, 1
- Hatsukade, B. et al. 2016, PASJ, 68, 36
- Kohno, K. et al. 2016, arXiv:1601.00195
- Lagos, C. d. P. et al. 2012, MNRAS, 426, 2142
- Matsuda, Y. et al. 2015, MNRAS, 451, 1141
- Obreschkow, D. et al. 2009, ApJ, 703, 1890
- Popping, G. et al. 2012, MNRAS, 425, 2386
- Popping, G. et al. 2016, MNRAS, in press
- Seko, A. et al. 2016, ApJ, 819, 82
- Tacconi, L. J. et al. 2013, ApJ, 768, 74
- Tadaki, K. et al. 2015, ApJL, 811, L3
- Tamura, Y. et al. 2014, ApJL, 781, L39
- Williams, J. P. et al. 1994, ApJ, 428, 693

[目次へ](#)

a15

星形成率密度の宇宙論的進化は分子ガス  
密度の進化か

京都大学

M1 前田郁弥

## 星形成率密度の宇宙論的進化は分子ガス密度の進化か

前田郁弥 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

銀河はどのように形成され、進化したのか、その過程を明らかにすることは天文学の大きな目標の一つである。そのなかでも星形成率は銀河の星形成活動を直接的に表す重要な指標である。90 年代後半から、赤方偏移 ( $z$ ) が 1 – 3 の時代の星形成率密度が現在に比べて約 10 倍大きいことが報告されてきた。これは  $z = 1 - 3$  の銀河の星形成活動が現在に比べて非常に活発であったことを示しているが、その原因は現在でもよくわかっていない。考えられる 1 つの原因として、宇宙の分子ガス密度が現在よりも約 10 倍大きかったのではないかとということが挙げられる。この可能性を調べるには遠方銀河における分子ガスのデータが必要となるが、これまで十分なデータがなかった。最近になってようやく IRAM や ALMA といった高感度な望遠鏡によって  $z \sim 1.5$  の分子ガスの観測が進み、銀河中の分子ガスの割合 ( $f_{\text{gas}}$ ) と銀河の星質量 ( $M_{\text{star}}$ ) の関係がわかってきた。

そこで、本研究では銀河の星質量関数と  $f_{\text{gas}}$  の  $M_{\text{star}}$  依存性を組み合わせることで  $z \sim 0$  と  $z \sim 1.5$  の分子ガス密度を求め、赤方偏移進化を調べた。その結果、 $z \sim 1.5$  での分子ガス密度は現在に比べて約 10 倍大きい可能性があるということがわかった。

## 1 Introduction

銀河の星成分がいつどれだけ形成されたのかを調べることは銀河進化の重要な側面の一つをとらえることになる。90 年代後半からこれまで、さまざまな波長で宇宙の星形成率密度が求められてきた。これらの結果をまとめると図 1 のようになる (Madau & Dickinson 2014)。これを見ると、 $z = 1 - 3$  における星形成率密度が現在に約 10 倍高いことが分かる。これは、 $z = 1 - 3$  では現在よりも星形成活動が非常に活発に行われていたことを示しているが、どのような物理的な原因によって引き起こされているかまだよくわかっていない。

この星形成率密度の増加を説明する原因として、分子ガスの増加が考えられる。これは、星は分子ガスが集積することで誕生することを考えると、分子ガスは星形成の母体であると言える。そのため、分子ガス密度が現在に比べて  $z = 1 - 3$  では約 10 倍になっているのならば、これに伴い星形成率も約 10 倍上がるという考えである。本研究では、この可能性を確かめるべく実際に近傍宇宙と  $z = 1 - 3$  における分子ガス密度を計算を初めて試みた。

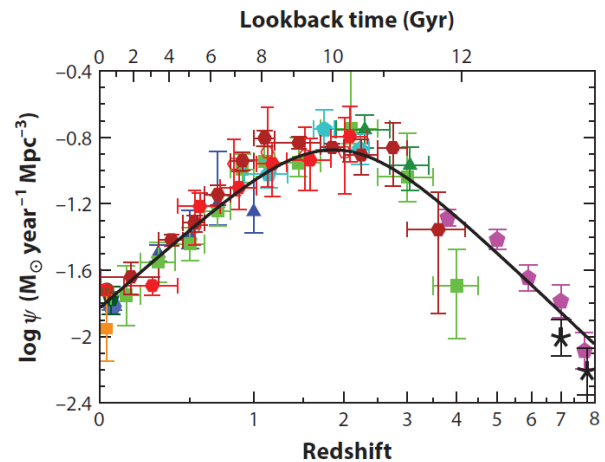


図 1: 宇宙の星形成史。縦軸は星形成率密度、横軸は赤方偏移である。各点は、各時代における FUV や IR の観測から求めた値である。(Madau & Dickinson 2014 より)

## 2 Observation Data of The Molecular Gas

各時代の星形成率密度は、その時代の星形成銀河からの寄与がほとんどである。そこで本研究では各時

代での星形成銀河の分子ガス密度を計算し比較することを考える。これまでの研究により、星形成銀河の星質量と星形成率の間には良い相関があり、系列を作ることが分かってきた。これを銀河の main sequence といい、典型的な星形成銀河を観測するためにはこの main sequence 上の銀河を選ぶことになる。

## 2.1 分子ガスの割合

分子ガスのほとんどを占めるのは水素分子であるが、水素分子は等核二原子分子のため双極子放射が起こらない。そのため、分子ガスの tracer としては極性分子で比較的存在量が多い CO 分子が使われることが多い。これまでの電波望遠鏡による CO 観測により星形成銀河の分子ガスの割合  $f_{\text{gas}}$  が求められてきた。ここで、 $f_{\text{gas}}$  は、銀河の星質量を  $M_{\text{star}}$ 、銀河の分子ガスの質量を  $M_{\text{gas}}$  として式 (1) として定義する。

$$f_{\text{gas}} = \frac{M_{\text{gas}}}{M_{\text{star}} + M_{\text{star}}} \quad (1)$$

## 2.2 近傍銀河の観測

近傍銀河に対する分子ガス観測は数多く行われてきた。Saintonge et al. (2011) では、 $z = 0.025 - 0.05$  にある  $M_{\text{star}} = 10^{10} - 10^{11.5} M_{\odot}$  の銀河 350 個の分子ガス観測を行っている。この 350 個の銀河には楕円銀河のような星形成活動をほとんどしていない銀河も含まれる。しかしながら、そのような銀河では分子ガスが少ないことから検出された銀河のほとんどは星形成活動をしている円盤銀河、すなわち main sequence を形成する銀河であると考えられる。同じような観測に Boselli et al. (2014) があり、彼らは近傍宇宙にある星質量が  $10^9 - 10^{11} M_{\odot}$  の銀河の CO 観測を行っている。この研究では観測した銀河は形態がわかっており、CO 輝線が検出された銀河のほとんどが円盤銀河であった。これら 2 つの研究によると、近傍宇宙の星形成銀河の分子ガスの割合は 3~10 % であることがわかる (図 2)。

## 2.3 遠方銀河の観測

遠方銀河の分子ガス観測は、従来の電波望遠鏡では感度が良くないためなかなか進んでこなかった。Tacconi et al. (2011) では IRAM PbBI を用いて、 $z = 1.0 - 1.5$  の main sequence 銀河 50 個の分子ガス観測が行われたが、 $M_{\text{star}}$  が  $2.5 \times 10^{10} M_{\odot}$  以上の銀河しか観測されていない。

しかし最近になって ALMA 望遠鏡の登場により、遠方の main sequence 銀河の分子ガス観測が進んできている。Seko et al.(2016) では  $z \sim 1.4$  の main sequence 銀河について  $M_{\text{star}} = 4.0 \times 10^9 - 4.0^{11} M_{\odot}$  の範囲の銀河 20 個について CO 観測を行った。この研究では個別の銀河において CO 輝線が検出された天体が少なかったため、銀河の星質量に分けてスタッキング解析をしている。その結果、星質量が小さいほど銀河の分子ガスの割合  $f_{\text{gas}}$  が小さいことが分かった。

Tacconi et al. (2011) と Seko et al.(2016) の観測結果から、 $z = 1 - 1.5$  における星形成銀河の分子ガスの割合は 20~60 % であることがわかる (図 2)。

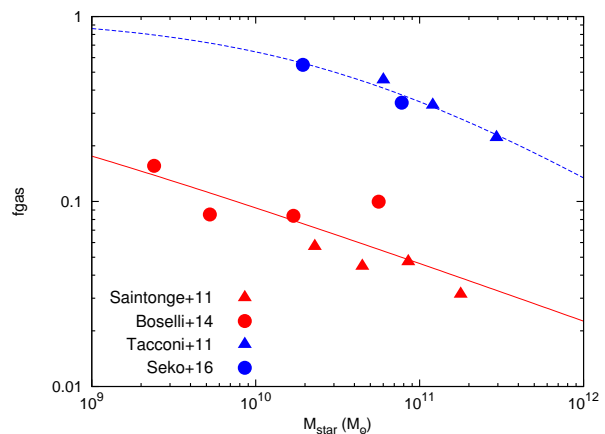


図 2: 分子ガスの割合  $f_{\text{gas}}$ 。赤三角、赤丸、青三角は、それぞれの観測で得られた銀河の  $f_{\text{gas}}$  の値について各 mass bin での平均値である。青丸はスタッキング解析による結果。赤線と青線は Popping et al.(2012) で与えられる関数形で fitting した曲線。

### 3 Method

このように最近になってようやく  $z = 1.5$  までの星形成銀河の分子ガスの割合がわかってきた。本研究では、前節で述べた分子ガスのデータを用いて、近傍宇宙と  $z = 1-1.5$  における分子ガス密度  $\rho_{\text{gas}}(M_{\odot}\text{Mpc}^{-3})$  の計算を行った。分子ガス密度の導出は式 (2) で表される。

$$\rho_{\text{gas}} = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} M_{\text{star}} \times \frac{M_{\text{gas}}}{M_{\text{star}}} \times \Phi(M_{\text{star}}) dM_{\text{star}} \quad (2)$$

ここで、 $\Phi(M_{\text{star}})$  は星形成銀河の星質量関数である。星質量関数は銀河の星質量の分布関数であるが、ここでは Moustakas et al. (2013) において近傍銀河で求められたものと、Tomczak et al. (2014) において  $z = 1.0-1.5$  で求められたものを double-Schechter 関数で fitting したものを使用する (図 3)。また  $M_{\text{gas}}/M_{\text{star}}$  は、前述の  $f_{\text{gas}}$  を使って次のように表される。

$$\frac{M_{\text{gas}}}{M_{\text{star}}} = \frac{f_{\text{gas}}}{1 - f_{\text{gas}}} \quad (3)$$

計算においては、 $f_{\text{gas}}$  は Popping et al. (2012) で示されている関数形で fitting した値を用いた (図 2)。

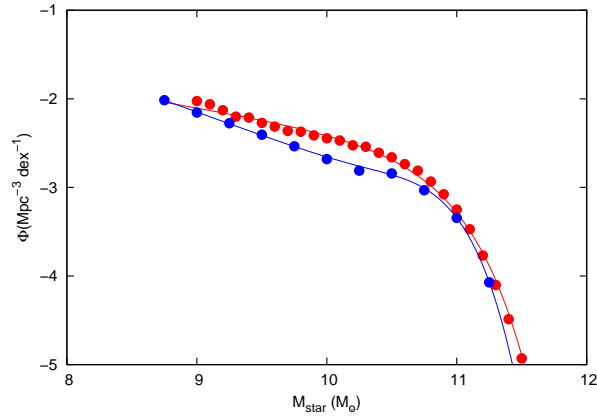


図 3: 星形成銀河の星質量関数。赤点は近傍宇宙、青点は  $z = 1-1.5$  におけるの観測結果。実線は、それぞれ double-Schechter 関数で fitting したものと (Tomczak et al.(2014)、Moustakas et al.(2013))

### 4 Results

まず、現在分子ガスの割合が分かっている星質量の範囲で分子ガス密度  $\rho_{\text{gas}}$  を計算した結果を表 1 に示す。これを見ると、現在と  $z = 1-1.5$  では分子ガス密度は約 5 倍大きくなっていることがわかる。

表 1: 分子ガス密度の計算結果 (その 1)

$z$	$M_{\min}$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\max}$ ( $M_{\odot}$ )	$\rho_{\text{gas}}$ ( $M_{\odot}\text{Mpc}^{-3}$ )
$\sim 0$	$2.0 \times 10^9$	$1.0 \times 10^{12}$	$1.0 \times 10^7$
$1-1.5$	$2.0 \times 10^{10}$	$1.0 \times 10^{12}$	$5.5 \times 10^7$

分子ガスが観測されている銀河の星質量の範囲で式 (2) の積分を実行

しかしながら、この結果と星形成率密度の変化を比べて議論するのは間違いである。なぜならば、Madau & Dickinson (2014) で星形成密度を計算した星質量の範囲と表 1 で示した分子ガス密度を計算した星質量の範囲は異なるからである。彼らの星形成率密度の計算は、近傍宇宙で星質量が  $2.0 \times 10^9 M_{\odot}$  以上の銀河、 $z = 1-1.5$  で  $1.0 \times 10^9 M_{\odot}$  と推測される。したがって、我々もこの範囲で分子ガス密度の計算を行わなければならない。そこで、 $f_{\text{gas}}$  を fitting した結果を外挿することで計算をやり直した。ただし、星質量が  $10^{12} M_{\odot}$  以上の銀河の寄与はほとんどないため、この星質量までしか計算はしていない。その結果を表 2 に示す。これを見ると、近傍宇宙と  $z = 1-1.5$  では分子ガス密度の比が約 10 倍になる可能性があることが分かった。

表 2: 分子ガス密度の計算結果 (その 2)

$z$	$M_{\min}$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\max}$ ( $M_{\odot}$ )	$\rho_{\text{gas}}$ ( $M_{\odot}\text{Mpc}^{-3}$ )
$\sim 0$	$2.0 \times 10^9$	$1.0 \times 10^{12}$	$1.0 \times 10^7$
$1-1.5$	$2.0 \times 10^9$	$1.0 \times 10^{12}$	$1.2 \times 10^8$

星形成率密度を計算した銀河の星質量の範囲で式 (2) の積分を実行

### 5 Discussion

前節で述べた通り、 $z = 1-1.5$  における分子ガス密度は現在に比べて約 10 倍大きいかもしれないが、

これはモデルを外挿した結果であり、実際の低星質量の銀河の分子ガスの割合がどうなっているかは分からない。また、現段階では星質量関数や分子ガスの割合の fitting の誤差を考慮していないため、この分の不定性も考えられる。そのほか、分子ガス観測における CO-to-H<sub>2</sub> 変換係数や CO の輝線強度比の不定性も考えられる。このような不定性のため、星形成密度の増加の原因が分子ガス密度の増加が原因であるとは言い切れない。

## 6 Summary

今回我々は、近年の星形成銀河の分子ガス観測のデータを用いることで分子ガス密度の計算を行った結果、その値が星形成率密度と同じように約 10 倍増加している可能性を示した。この計算結果の不定性はまだ考慮できていないため、星形成密度の増加の原因が分子ガス密度の増加であるとは言い切れない。今後は、観測・計算における不定性を考慮し結果を見直していくのと同時に、低星質量な星形成銀河の分子ガス観測を進めることで分子ガス密度の赤方偏移進化をさらに調べていきたいと考えている。

## Reference

- Boselli, A., et al. 2014, *A&A*, 564, A66
- Tomczak, R., et al. 2014, *ApJ*, 783,85
- Saintonge, A., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 32
- Seko, A., et al. 2016, *ApJ*, 819, 82
- Popping, G., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 2386
- Moustakas, J., et al. 2013, *ApJ*, 767, 50
- Tacconi, L., J., et al. 2013, *ApJ*, 768, 74
- Madau, P., & Dickinson, M., 2014, *ARAA*, 52, 415

[目次へ](#)

a16

銀河団コアの探査

東京大学

M1 入倉和志

## 銀河団コアの探査

入倉 和志 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

現状の原始銀河団探査は、QSO や電波銀河に着目する方法や、単純に銀河の密度超過に着目する方法によってなされてきた。しかし、近傍の銀河団の中心部、コアとなっている領域では、銀河進化の環境依存性が顕著に現れており、遠方についてもこの領域にある銀河を見出すことで、銀河進化の環境依存性や銀河団の進化についての手掛かりを得ることが期待できる。

今回の研究では、COSMOS field において、この遠方の原始銀河団におけるコアの領域を見出す方法として、high-SFR 銀河や重い銀河に注目し、その密度超過を、現状の原始銀河団探査で採用されている探査半径よりも 1 桁程度小さい半径で測ることを試みた。また、その密度超過が実際に原始銀河団のコアに対応しているかどうか検証した。また従来の方法が原始銀河団探査を行う上でコンプリートでないことも明らかになった。

## 1 Introduction

銀河団とは、宇宙における最大の自己重力系であり、近傍宇宙において、その質量は  $M_{vir} \gtrsim 10^{14} M_{\odot}$  である。そのメンバー銀河の大部分は楕円銀河と S0 銀河であり、銀河団の中心部ではそのような銀河の割合が高くなることが指摘されている。つまり、銀河団は銀河の形成進化に環境依存性を与える大きな要因であり、その環境依存性はより高密度な領域で顕著に見られる。

また、遠方において銀河団の祖先を調べることで、環境依存性がどの時代に起源をもつのかについて知ることができる。このため、遠方において、銀河の形成進化の環境依存性が特に顕著に現れると考えられる銀河団のコアを探査し、そのメンバー銀河の性質について調べることは重要なことである。

これまでの遠方における銀河団サーベイは、QSO や Radio galaxies (RGs) などの重い銀河を目印にする方法や単なる銀河の密度超過を目印にする方法がとられている。例：(Chiang et al. 2014)

しかし、QSO や RGs を目印にする手法は実際にその周辺において銀河の密度が高いかどうか定かではなく、本物の銀河団の祖先をトレース出来ていないという問題が指摘されており、単なる銀河の密度超過を目印にする手法は、銀河団の virial radius よりも大きな領域において密度超過を測定しており、必ずしも銀河団の中心部をトレース出来て

いないという問題点がある。

そこで、本研究では銀河団のコアの祖先となる領域をトレースできるような新たな探査の手法を楕円銀河の祖先が群れている場所をトレースするというアイデアの元に考案し、現場における銀河団の祖先を探査する方法との比較を行った。

## 2 Data and Method

まず、COSMOS 天域における銀河カタログ (Muzzin et al. 2013) を利用し、銀河団のコアの祖先と考えられる領域に存在すると考えられる楕円銀河の祖先と考えられるような銀河を

$$SFR > 200 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ or } M_{*} > 10^{11} M_{\odot}$$

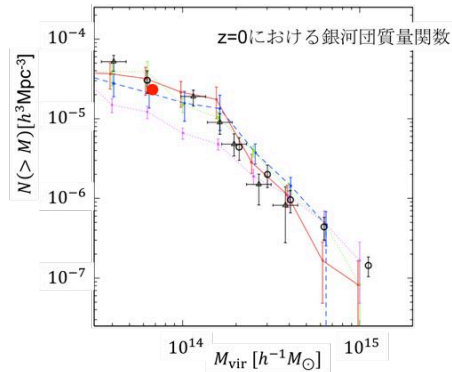
を満たす銀河として選択した。

その上で、近傍銀河団の質量から予想されるその祖先の質量の  $M_{vir} > 2 \times 10^{13} M_{\odot}$  に対応するような virial radius  $r = 0.24 \text{ Mpc}$  の中にそのような銀河が複数個群れているような領域を銀河団コアの祖先として選んだ。

そして、選択した銀河団コアの祖先と、同じサンプルで銀河の単純な密度超過をもとに銀河団の祖先を選択した先行研究 (Chiang et al. 2014) を天球分布などの観点から比較している。

### 3 Results

まず、今回銀河団コアの祖先として選んだものの、個数密度と近傍の銀河団の個数密度を比較した。



S

図 1: 銀河団コアの祖先の個数密度と近傍の銀河団質量関数との比較。赤い点が今回の銀河団コアの祖先の個数密度で、近傍銀河団質量関数は (Rines et al. 2007) から引用。背景のコントアは、(Muzzin et al. 2013) のカタログの K-selected サンプルの濃淡を示している。

図 1 に示したように、近傍の銀河団の個数密度と一致を見せている。

次に、従来の単純な銀河の密度超過を目印にする手法との天球分布の比較を示す。

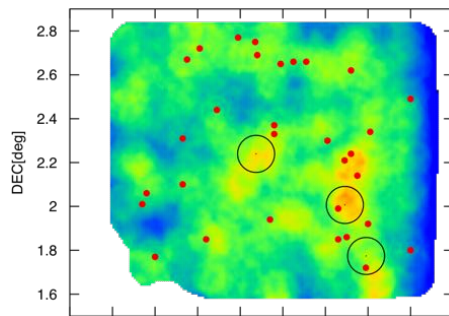


図 2:  $z = 2-2.2$  における銀河団コアの祖先と先行研究における銀河団の祖先の天球分布の比較。赤い点が本研究において選択した銀河団コアの祖先で、黒い丸が (Chiang et al. 2014) による銀河団の祖先

従来の方法の密度超過の中で、コアを含むものとそうでないものがどちらも存在することがわかった。

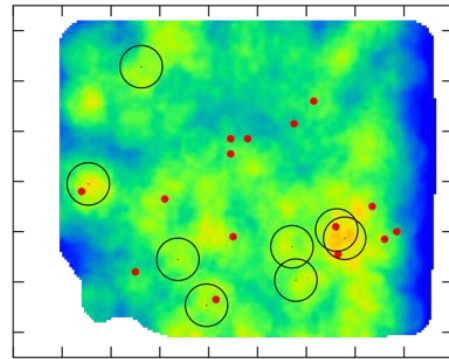


図 3:  $z = 2.2-2.4$  における銀河団コアの祖先と先行研究における銀河団の祖先の天球分布の比較。

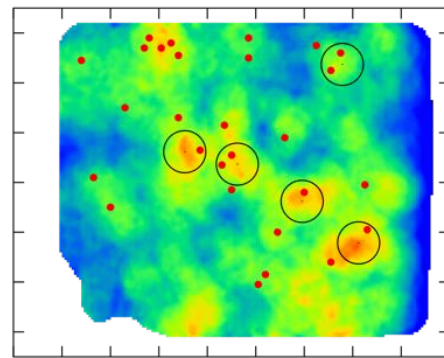


図 4:  $z = 2.4-2.6$  における銀河団コアの祖先と先行研究における銀河団の祖先の天球分布の比較。

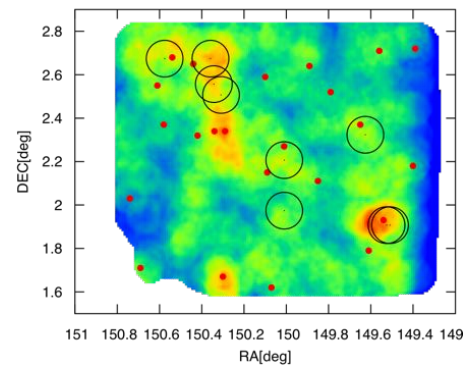


図 5:  $z = 2.6-2.8$  における銀河団コアの祖先と先行研究における銀河団の祖先の天球分布の比較。

逆に、コアではあるが、従来の密度超過に含まれないものも多数存在することがわかった。

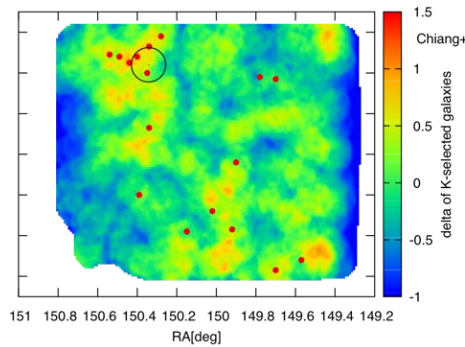


図 6:  $z = 2.8-3.0$  における銀河団コアの祖先と先行研究における銀河団の祖先の天球分布の比較.

## 4 Discussion and Conclusion

図 1 に示したように、今回選んだ銀河団コアの祖先は、数の上では近傍の銀河団の個数密度と一致しており、この方法が大きくは間違っていないことを示唆している。しかし、図 2 から図 6 で示した先行研究や K-selected サンプルの濃淡との比較においては、銀河団コアの祖先として選択された領域と従来の方法で選択される銀河団の祖先の領域が必ずしも一致しないことが見て取れる。これより、従来の密度超過の領域は最終的に  $z = 0$  まで進化した際に銀河団のメンバーにならないものを含んでいる可能性もある。

しかし、今回の銀河団コアの祖先の定義は非常に大雑把かつ曖昧なものであるので、今回選んだ領域においては、clustering 解析でどの程度のダークマターハローに存在しているかや、理論の方面から実際にこのような楕円銀河がペアで存在するようなことがあるのかなどを確かめていく必要がある。

## Reference

- Chiang Yi-Kuan, Overzier Roderik & Gebhardt Karl  
2014, ApJ
- Adam Muzzin, Danilo Marchesini, Mauro Stefanon,  
Marijn Franx, Bo Milvang-Jensen, James S. Dunlop,  
J. P. U. Fynbo, Gabriel Brammer, Ivo Labb & Pieter  
van Dokkum 2013, ApJS
- Rines Kenneth, Diaferio Antonaldo, Natarajan Priyam-  
vada 2007, ApJ

[目次へ](#)

a17

Extremely low-mass star-burst galaxies at

*z*  $\sim$  2.2

東京大学

D1 日下部晴香

## Extremely low-mass star-burst galaxies at $z \sim 2.2$

日下部 晴香 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

遠方の小質量銀河は、より近傍で見られるより重い銀河の祖先として、銀河形成・進化において重要な役割を果たしている。しかし、これまでは、宇宙の星形成が最も盛んな cosmic noon の時代でさえ、小質量銀河の星形成活動は、正確に求めた星種族とダークマターハローの性質の双方に基づいて議論されてこなかった。そこで本研究では、SXDS 領域にある約 600 個の  $z \sim 2.2$  の LAEs を物理量に応じてサブサンプルに分け、星種族の性質とダークマターハローの質量を求め、多様な星形成活動について調べた。その結果サブサンプルの約 3 分の 2 は、 $z \sim 2$  の star formation main sequence の小質量側の外挿 ( $\sim 10^9 M_\odot$ ) にのることがわかった。一方、残りの約 3 分の 1 のサブサンプルは、 $\sim 10^7 M_\odot$  という非常に低い星質量を持ち、爆発的に星を形成している。これらの非常に小質量 LAEs は、(1) ダークマターハローのパリオン降着率より大きな星形成率をもち、これまで考えられてきた通常の星形成の効率とは異なるか、または、(2) パリオンの多く ( $\sim 99\%$ ) がガスでほとんど星を形成していない状態の可能性がある。いずれにせよ、これらの銀河は、cosmic noon の時代における銀河形成初期のフェーズにある新たな銀河種族と予想される。

## 1 Introduction

Galaxies assemble their stellar mass through star formation and galaxy-galaxy merging. Hence, low-mass galaxies in the past Universe are “building blocks” of massive mature galaxies in the present-day Universe, meaning that they play a key role in galaxy formation and evolution. Ly $\alpha$  emitters (LAEs) are suitable targets for studies of the star formation activity of dwarf galaxies because they typically have low stellar-masses ( $\lesssim 10^9 M_\odot$ ; e.g., Guaita et al. 2011; Nakajima et al. 2012).

Some previous work has mentioned that LAEs have diverse stellar and dark matter halo properties. It has been found that the ranges of stellar mass, dust attenuation (at  $1600\text{\AA}$ ), and age are a 4 dex of  $\sim 10^7 - 10^{11} M_\odot$ , a 4 magnitude of  $\sim 0 - 4$ , and a 3 dex of  $\sim 1 \text{ Myr} - 1 \text{ Gyr}$  from SED fittings (Nilsson et al. 2009; Guaita et al. 2011; Vargas et al. 2014; Hagen et al. 2014). However, some of them have not included nebular emission in their SED models and not used high S/N data. Moreover, they have assumed the Calzetti curve (Calzetti et al. 2000) as an attenuation curve blindly, though typical (stacked)

LAEs are suggested to favor the SMC curve (Pettini et al. 1998; Kusakabe et al. 2015). Their stellar parameters have not been studied well. With regard to dark matter halo masses of LAEs, it has been found that they are typically  $\sim 10^{10} - 10^{11} M_\odot$  and are also distributed widely: 2 dex of  $\sim 10^9 - 10^{11} M_\odot$  (Ouchi et al. (2003, 2010); Guaita et al. (2010); Goto (2014)). This wide distribution suggests that LAEs assemble stellar masses in various evolutionary tracks and that they form stars under various gas accretion rates. These results imply that the star formation activity of LAEs is diverse and their evolution and star formation scenario are probably different from each other and that properties of young galaxies at an early evolutionary stage can be revealed by focusing on some of them which have extremely low-stellar mass. However, the previous work have not studied their stellar and dark matter properties accurately at the same time.

In this work, we use a large sample of LAEs at  $z \simeq 2.18$  to study the star formation activity of low-mass galaxies at the cosmic noon based on properties of the stellar and the dark matter halo. We fo-

cus on the lowest-stellar mass LAEs to discuss star formation properties of young galaxies at the early evolutionary stage. We adopt a standard  $\Lambda$ CDM cosmology with  $\Omega_\Lambda = 0.7$ ,  $\Omega_m = 0.3$ ,  $\Omega_b = 0.04$ ,  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  ( $h=0.7$ ), and  $\sigma_8 = 0.8$  and a Salpeter IMF (Salpeter 1955).

## 2 Data and Analysis

LAEs in the Subaru/*XMM-Newton* Deep Survey (SXDS) field have been selected by Nakajima et al. (2012) using the NB387 (Nakajima et al. 2012),  $u^*$  and B data (S. Foucaud et al. 2011 in prep; Furusawa et al. 2008). Around 600 LAEs in high S/N ( $\sim 1,290 \text{ arcmin}^2$ ) field are used here. The images used for SED fitting are optical, NIR and MIR data (Spitzer Proposal ID 40021(PI: J. Dunlop); Furusawa et al. 2008; Lawrence et al. 2007; Ashby et al. 2013)

To study the diversity of LAEs' star formation activity, we divide the whole sample into several sub-samples according to four physical quantities: rest-frame UV absolute magnitude  $M_{UV}$ , UV spectral slope  $\beta$  ( $f_\lambda = f_{\lambda_0} \times (\lambda/\lambda_0)^\beta$ ), Ly $\alpha$  luminosity  $L_{Ly\alpha}$ , and rest-frame Ly $\alpha$  equivalent width  $EW_{Ly\alpha,r}$ . Details of the sub-samples are shown in Table 1.

We perform SED fitting on the stacked SED of the sub-samples in the same manner as Kusakabe et al. (2015). Nebular emission (lines and continuum) is taken into account and  $E(B - V)_{\text{gas}} = E(B - V)_*$  is assumed. We assume constant star formation history and SMC attenuation curve. Dark matter halo masses of the sub-samples are estimated following previous studies (e.g., Ouchi et al. 2003). We measure the angular two-point correlation function (ACF),  $\omega(\theta)$  using the calculator given in Landy & Szalay (1993) and fit the  $\omega_{\text{model}}(\theta)$  to this  $\omega(\theta)$  over  $\sim 40'' - 1000''$  by minimizing  $\chi^2$ . Dark matter halo masses are calculated from  $b_g$  using the formula given in Tinker et al. (2010).

Table 1.

sub-sample	parameter range
$M_{UV}(\text{mag})$	01 UV faint $-19.1 \lesssim M_{UV} \lesssim -16.1$ (mag)
	02 UV medium $-19.4 \lesssim M_{UV} \lesssim -19.1$ (mag)
	03 UV bright $-21.5 \lesssim M_{UV} \lesssim -19.4$ (mag)
$\beta$	04 $\beta$ blue $-3.6 \lesssim \beta \lesssim -1.9$
	05 $\beta$ medium $-1.9 \lesssim \beta \lesssim -1.5$
	06 $\beta$ red $-1.5 \lesssim \beta \lesssim 2.0$
$L_{Ly\alpha}(\text{erg/s})$	07 $L_{Ly\alpha}$ faint $2.4 \times 10^{41} \lesssim L_{Ly\alpha} \lesssim 9.1 \times 10^{41}$ (erg/s)
	08 $L_{Ly\alpha}$ medium $9.1 \times 10^{41} \lesssim L_{Ly\alpha} \lesssim 1.4 \times 10^{42}$ (erg/s)
	09 $L_{Ly\alpha}$ bright $1.4 \times 10^{42} \lesssim L_{Ly\alpha} \lesssim 1.4 \times 10^{43}$ (erg/s)
$EW_{Ly\alpha,r}(\text{\AA})$	10 $EW_{Ly\alpha,r}$ small $7.5 \lesssim EW_{Ly\alpha,r} \lesssim 20.3$ (Å)
	11 $EW_{Ly\alpha,r}$ medium $20.3 \lesssim EW_{Ly\alpha,r} \lesssim 37.4$ (Å)
	12 $EW_{Ly\alpha,r}$ large $37.5 \lesssim EW_{Ly\alpha,r} \lesssim 1343$ (Å)
All	13 all

Note. — Details of sub-samples. Thresholds (parameter ranges) are shown. For each subsample, clustering analysis is performed using all objects, while a stacked SED is made using only objects with the full wavelength data.

## 3 Results

### 3.1 Star Formation Mode of Our Sub-samples

Galaxies on a correlation between SFR and  $M_*$  (star formation main sequence: SFMS Speagle et al. 2014) are thought to form stars steadily, perhaps being in an equilibrium between gas consumption and accretion, while those above the SFMS are forming stars burstly. Figure ?? shows the SFR against the stellar mass,  $M_*$ , for the LAE sub-samples derived from the SED fitting.

The all sub-sample lies on the SFMS. This indicates that our LAEs typically form stars moderately, consistent with the finding by Kusakabe et al. (2015) for  $z \sim 2$  LAEs in the GOODS-S field. Sub-samples shown by green filled symbols, 02 UV medium, 05  $\beta$  medium, 08  $L_{Ly\alpha}$  medium, and 11  $EW_{Ly\alpha,r}$  medium and by red filled symbols, 03 UV bright, 06  $\beta$  red, 07  $L_{Ly\alpha}$  faint, and 10  $EW_{Ly\alpha,r}$  small, which are two thirds of total samples, are also moderately star-forming galaxies. The red sub-samples have more massive  $M_*$ . On the other hand, sub-samples shown by blue filled symbols, 01UV faint, 04  $\beta$  blue, 09  $L_{Ly\alpha}$  bright, and 12  $EW_{Ly\alpha,r}$  large, form stars burstly with extremely low  $M_*$ :

$\sim \times 10^7 M_\odot$ . Hereafter, we focus on these blue sub-samples, which have extremely low  $M_*$  and large sSFR  $\sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$  and call them “Extremely low-mass LAEs”.

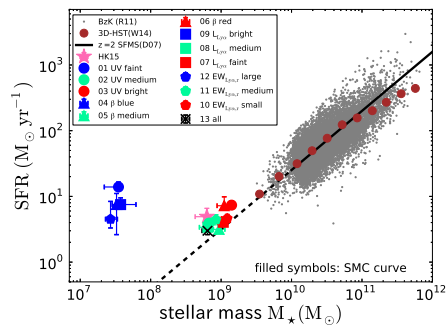


Figure 1: Stellar mass vs. SFR. Grey dots, a black line and brown filled circles are BzK galaxies (Rodighiero et al. 2011), the SFMS at  $z \sim 2$  (Daddi et al. 2007) and 3D-HST galaxies at  $z \sim 2$  (Whitaker et al. 2014). A pink star is stacked LAEs at  $z \sim 2$  (Kusakabe et al. 2015). Two black crosses correspond to sub-sample 13. Blue, red and green filled symbols indicate sub-samples 01 to 12.

## 4 Discussion

### 4.1 Halo Masses of Extremely Low-mass LAEs (the Blue Sub-samples)

Extremely Low-mass LAEs (the blue sub-samples, 01UV faint, 04  $\beta$  blue, 09  $L_{\text{Ly}\alpha}$  bright, and 12  $EW_{\text{Ly}\alpha,r}$  large) have very low  $M_h$  of  $\sim 10^8 - 10^{10} M_\odot$ , which are significantly lower than those of the green and red sub-samples even if their large uncertainties due to the weak clustering amplitudes are considered<sup>1</sup>. The large uncertainty in their measurement is due to the small sample size, 250 objects, which is less than half of our all sample and rather close to the sizes of our sub-samples,  $\sim 200$ , although their sample is selected from a similarly wide area to ours, 998 arcmin<sup>2</sup> versus  $\sim 1290$

<sup>1</sup> $M_h$  are sensitive to  $r_0$  at small values, which occurs in weak clustering cases.

arcmin<sup>2</sup> (high- $S/N$  area). The  $M_h$  values of the blue-subsamples are also smaller than the typical value of LAEs,  $\sim \times 10^{10} - 10^{11} M_\odot$ , obtained in Ouchi et al. (2010), and are more than  $\sim 100$  times smaller than the typical value of LBGs (Ouchi et al. 2004, 2005; Adelberger et al. 2005; Lee et al. 2006; Harikane et al. 2016, e.g. ).

### 4.2 Stellar to Halo Masses ratio of Extremely Low-mass LAEs

The stellar to halo mass ratio (SHMR), the ratio of the stellar mass of a galaxy to its hosting halo mass, is an indicator of the integrated efficiency of past stellar mass assembly. Extremely low-mass LAEs have higher SHMRs than a simple extrapolation of the Behroozi et al. (2013) relation. Some of them may have even higher SHMRs than the peak value of the relation.

### 4.3 Baryon Accretion Rate of Extremely Low-mass LAEs

Star Formation is controlled by gas accretion. Gas accretion rate is compatible with the cosmological growth rate of dark matter halo through mergers and smooth accretions. Baryon accretion rate (BAR) is derived from an equation in Dekel et al. (2008). We assume that most of baryon accreting on galaxies is gas with  $f_{0.15} = 1$ . Note that this BAR is inappropriate and maybe is overestimated for satellite galaxies. Typical star-forming galaxies (i.e., main sequence galaxies) form stars less than BAR, which is in the “quasi-equilibrium” state of star formation. On the other hand, the extremely low-mass LAEs (the blue sub-samples) have possibly higher SFR than BAR. Behroozi et al. (2013) mention that a galaxy in a halo of  $M_h = 10^{12} M_\odot$  assemble stellar mass most efficiently at all redshift (SFR  $\sim 0.4$  BAR). It means that the extremely low-mass LAEs have possibly extremely high SFR/BAR, ( $> 1$ ), and it is surprisingly greater than that of “most efficiently star forming galaxies”.

## 5 Discussion of the extremely low-mass LAEs

Interestingly, the extremely low-mass LAEs form stars burstly and its efficiencies is so high:  $BCE > 1$  and  $SFE > 10^{-8} \text{ yr}^{-1}$ . They are active building blocks, i.e., low-mass galaxies, at cosmic noon around  $z \sim 2$ . Their stellar masses are comparable to the the lowest ones among the individually selected  $z \sim 2$  LAEs by HST grism spectroscopy in Hagen et al. (2014), individually narrow-band selected  $z \sim 2$  LAEs (bright samples from Guaita et al. (2011); Vargas et al. 2014), and individually selected low-mass emission line galaxies by HST grism spectroscopy (Hagen et al. 2015; Atek et al. 2014). However, the number of these previously reported extremely low mass galaxies is just around ten in total at  $z \sim 2$  (Stark et al. 2014). Even including those at other high redshifts, for instance  $z \sim 1.5 - 3.0$ , the sample size increases only double-fold (Atek et al. 2014; Kurczynski et al. 2015). On the other hand, we detect  $\sim 200$  such objects. Since Vargas et al. (2014) find that the median stellar mass of a given LAE sample is traced relatively well by a stacked SED, we reasonably deduce that individual stellar masses of our sub-samples are distributed around  $M_{\star} \sim \times 10^7 M_{\odot}$  and that even lower-mass galaxies are included. Consequently, the criteria for the blue sub-samples: (1)  $M_{UV} \gtrsim -19.1$  magnitude, (2)  $\beta \lesssim -1.9$ , (3)  $L_{Ly\alpha} \gtrsim 1.4 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ , and (4)  $EW_{Ly\alpha,r} \gtrsim 37.5 \text{ \AA}$  are useful for selecting ISGs. We will use new data of Subaru/Hyper Suprime Cam legacy survey under the Subaru Strategic Program (SSP; PI: S. Miyazaki).

## Reference

- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2005, *The Astrophysical Journal*, 619, 697
- Ashby, M. L. N., Willner, S. P., Fazio, G. G., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 769, 80
- Atek, H., Kneib, J.-p., Pacifici, C., et al. 2014, *ApJ*, 789, 96
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, *The Astrophysical Journal*, 770, 57
- Calzetti, D., Armus, L., Bohkin, R., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682
- Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., et al. 2007, *ApJ*, 670, 156
- Dekel, A., Birnboim, Y., Engel, G., et al. 2008, *ArXiv e-prints*, :0808.0553, 1
- Furusawa, H., Kosugi, G., Akiyama, M., et al. 2008, *ApJs*, 176, 1
- Genzel, R., Tacconi, L., Kurk, J., et al. 2013, *Apj*, 773, 68
- Goto, R. 2014,  $z^2$  のライマンアルファ輝線銀河のクラスターリングの性質
- Guaita, L., Gawiser, E., Padilla, N., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 714, 255
- Guaita, L., Acquaviva, V., Padilla, N., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 733, 114
- Hagen, A., Ciardullo, R., Gronwall, C., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 786, 59
- Hagen, A., Zeimann, G. R., Behrens, C., et al. 2015, *arXiv preprint arXiv:1512.03063*, 32
- Harikane, Y., Ouchi, M., Ono, Y., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, Volume 821, Issue 2., *arXiv:1511.07873*
- Kurczynski, P., Gawiser, E., Acquaviva, V., et al. 2015, *ArXiv e-prints*, 1602.03909, *arXiv:arXiv:1602.03909v1*
- Kusakabe, H., Shimasaku, K., Nakajima, K., & Ouchi, M. 2015, *The Astrophysical Journal*, 800, L29
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, *The Astrophysical Journal*, 412, 64
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 379, 1599
- Lee, K., Giavalisco, M., Gnedin, O. Y., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 642, 63
- Nakajima, K., Ouchi, M., Shimasaku, K., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 769, 3
- . 2012, *The Astrophysical Journal*, 745, 12
- Nilsson, K. K., Tapken, C., Möller, P., et al. 2009, *A&A*, 498, 13
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2003, *The Astrophysical Journal*, 582, 60
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Okamura, S., et al. 2004, *The Astrophysical Journal*, 611, 685
- Ouchi, M., Hamana, T., Shimasaku, K., et al. 2005, *The Astrophysical Journal*, 635, L117
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 723, 869
- Pettini, M., Ellogg, M. E. K., Teidel, C. H. C. S., & Delberger, K. U. R. T. L. A. 1998, *Apj*, 508, 539
- Rodighiero, G., Daddi, E., Baronchelli, I., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 739, L40
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Speagle, J. S., Steinhardt, C. L., Capak, P. L., & Silverman, J. D. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 214, 15
- Stark, D. P., Richard, J., Siana, B., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445, 3200
- Tacconi, L. J., Neri, R., Genzel, R., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 768, 74
- Tinker, J. L., Robertson, B. E., Kravtsov, A. V., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 724, 878
- Vargas, C. J., Bish, H., Acquaviva, V., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 783, 26
- Whitaker, K. E., Franx, M., Leja, J., et al. 2014, *ApJ*, 3, 23

[目次へ](#)

a18

Hubble Frontier Fields 銀河団の質量分布  
モデル構築と超新星多重像の出現予言

東京大学

D2 川俣良太

# Hubble Frontier Fields 銀河団の質量分布モデル構築と 超新星多重像の出現予言

川俣 良太 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

Hubble Frontier Fields (HFF) は、重力レンズ効果の強い 6 つの銀河団を Hubble Space Telescope (*HST*) で深く撮像し、銀河団背後にある高赤方偏移銀河の探査を目的とした、現在進行中のプロジェクトである。HFF データの解析では、重力レンズ効果の計算が必要であり、そのためには銀河団の質量分布モデルを構築しなければならない。我々は、共同研究者の大栗真宗が開発し公開している GLAFIC というレンズ効果を扱うソフトウェアを用い、新たに 3 つの HFF 銀河団の質量分布モデルを構築し、既に構築した 1 つ目の銀河団のそれもアップデートした。今回構築した質量分布モデルは HFF のページで公開されている。

この 4 つの HFF 銀河団のうちの MACS J1149.6+2223 の領域において、レンズ効果を受けた  $z = 1.49$  にある渦巻銀河が 3 つの多重像となって現れている。2014 年 11 月、この渦巻銀河の多重像の 1 つに超新星 SN Refsdal が観測された。SN Refsdal は母銀河が多重像となっていることから、他の 2 つの多重像にも時間差を持って超新星が現れることが予測される。時間差と増光率などの予測と実際の観測を比較することにより、この現象は重力レンズモデルの信頼度を検証できる非常に貴重な機会である。我々は、他のグループとのモデルの比較に参加し、来るべき超新星多重像の出現時期とその増光率の予言を行った。2015 年 12 月、予言されていた超新星多重像が検出された。我々の予言は観測と良い一致を示し、我々のモデルの高い精度を証明するものとなった。

## 1 Introduction

質量の大きい天体は、背後にある天体からの光の経路を曲げ、それらの像を拡大・増光する。この現象は重力レンズ効果と呼ばれ、非常に暗い天体の観測に利用されることがある。特に銀河団がレンズとして働く場合、単独の銀河がレンズとして働く場合に比べ、レンズ効果が強く働く領域が広く、レンズ効果を受けた背景銀河をより多く観測できる。

2016 年 7 月現在、Hubble Frontier Fields (HFF; Lotz et al. (2016)) と呼ばれる大量の director's time が投入されたプロジェクトが進行中である。HFF は重力レンズ効果の強い 6 つの銀河団を Hubble Space Telescope (*HST*) で深く観測し、その背後にある遠方銀河をレンズ効果を利用して調べるものである。2016 年 2 月までに、6 つのうち 4 つの銀河団の観測が完了した。レンズ効果により非常に暗い銀河まで観測でき、これまでで最も深い Hubble Ultra Deep Field 2012 (Ellis et al. (2013); Koekemoer et al. (2013))

よりも、 $z \sim 9$  において 2-3 等真に暗い銀河まで検出できると予想されている (Coe et al. 2015)。

このように HFF は、非常に暗い  $z \sim 6-10$  の高赤方偏移銀河などの検出に有用であるが、検出された銀河の等級やサイズなどの物理的性質を得るためには、重力レンズ効果を補正し、真の物理量を求める必要がある。ここで必要となるのが、銀河団の正確な質量分布モデルである。質量分布モデルは、1 つの背景銀河が複数の像として観測される multiple image の位置を再現するように構築される。HFF の特徴の 1 つとして、非常に深い高分解能の *HST* 画像があるために、これまで以上に多くの multiple image を同定できるという点があげられる。この multiple image の数が多いほど、質量分布モデルの精度は高くなる。

HFF では、深い観測データを得るために、長い期間にわたって定期的に撮像を繰り返す。このように同じ領域を観測し続けることにより、期間内に現れた突発天体も検出することができる。現に、1 つ目の銀河団領域である Abell 2744 領域において、 $z = 1.3457$

の Type Ia 超新星爆発が検出された (Rodney et al. 2015). この天体は標準光源として, 出現位置での重力レンズの増光率の較正にも利用できる.

## 2 Data

本研究では, HFF の公開データ<sup>1</sup> を使用した. HFF は 6 つの銀河団, Abell 2744( $z = 0.308$ ), MACS J0416.1–2403( $z = 0.397$ ), MACS J0717.5+3745( $z = 0.545$ ), MACS J1149.6+2223( $z = 0.541$ ), Abell S1063( $z = 0.348$ ), Abell 370( $z = 0.375$ ) を, *HST* の IR channel of Wide Field Camera 3 (WFC3/IR) と Advanced Camera for Surveys (ACS) で深く観測するプロジェクトである. ACS では F435W, F606W, F814W, WFC3/IR では F105W, F125W, F140W, F160W が使用され, それぞれのバンドでの  $5\sigma$  限界等級は 29th ABmag にまで到達する. 2016 年 7 月現在, 4 つの銀河団の v1.0 のデータが公開されており, 本研究ではこれらのデータを使用する. 残り 2 つの銀河団の観測も 2016 年 9 月に完了する予定である.

## 3 Mass Modeling Procedure

ここでは, すでにデータが公開されている 4 つの銀河団について, 各銀河団の質量分布モデルの構築について簡単に述べる. 詳しくは Kawamata et al. (2016) を参照のこと. 本研究の重力レンズの計算には, 共同研究者の大栗真宗が開発した GLAFIC (Oguri 2010) を使用した. モデリングには parametric modeling method を採用している. これは, 全体の質量分布をいくつかの質量コンポーネントの総和として表すもので, それぞれの質量コンポーネントは数個のパラメータによって表される. 質量コンポーネントには, 銀河団のダークハローとして NFW profile, メンバー銀河として pseudo-Jaffe ellipsoid, さらに external perturbation を入れている. これらのコンポーネントのパラメータは, 観測された multiple image の位置を再現するよう決定される. 今回は, Abell

2744, MACS J0416.1–2403, MACS J0717.5+3745, MACS J1149.6+2223 それぞれにおいて, 111, 182, 173, 108 個の multiple image の位置を制限として使用した. ここには本研究において初めて同定されたものも含まれており, 本研究で構築された質量分布モデルは, 最大級の multiple image サンプルを使用して作成された精度の高いモデルと言える. 今回構築した質量分布モデルは, HFF のページ<sup>2</sup> で公開されている.

## 4 Results and Discussion

### 4.1 Mass models

構築されたモデルから計算された増光率マップを図 1 に示した. 各質量コンポーネントの位置は, 緑色の四角で表されている.

各モデルが multiple image の位置  $\mathbf{x}_{\text{obs}}$  を精度よく再現していることを示すのが図 2 である. この図は,  $\Delta_x \equiv |\mathbf{x}_{\text{obs}} - \mathbf{x}_{\text{model}}|$  のヒストグラムとその RMS 示し, RMS を他のグループのモデルのそれらと比較したものである. 一般的に, 合わせるべき multiple image の数が多いほど精度を上げるのが難しいため, ここでは 100 個以上の multiple image を使用している条件の近いモデルの RMS を太破線, より数が少ないモデルの RMS を一点鎖線で表している. この図から, 本研究で構築したモデルは, 条件の近いモデルに比べて非常に精度が高いことがわかる.

### 4.2 Supernova Refsdal

2014 年 11 月, MACS J1149.6+2223 の領域にある  $z = 1.489$  の渦巻銀河の中に超新星爆発が現れ, SN Refsdal と名付けられた. この銀河は 3 つの multiple image をなしているため, 他の multiple image の中にも時間差をおいて超新星爆発が現れることが予想される. そこで Treu et al. (2016) にて, 各グループの質量分布モデルから予想される出現時期とその増光率の比較が行われた (図 3). この図からわかるように, その予想にはばらつきがあった.

<sup>1</sup><http://www.stsci.edu/hst/campaigns/frontier-fields/>

<sup>2</sup><http://www.stsci.edu/st/campaigns/frontier-fields/Lensing-Models>

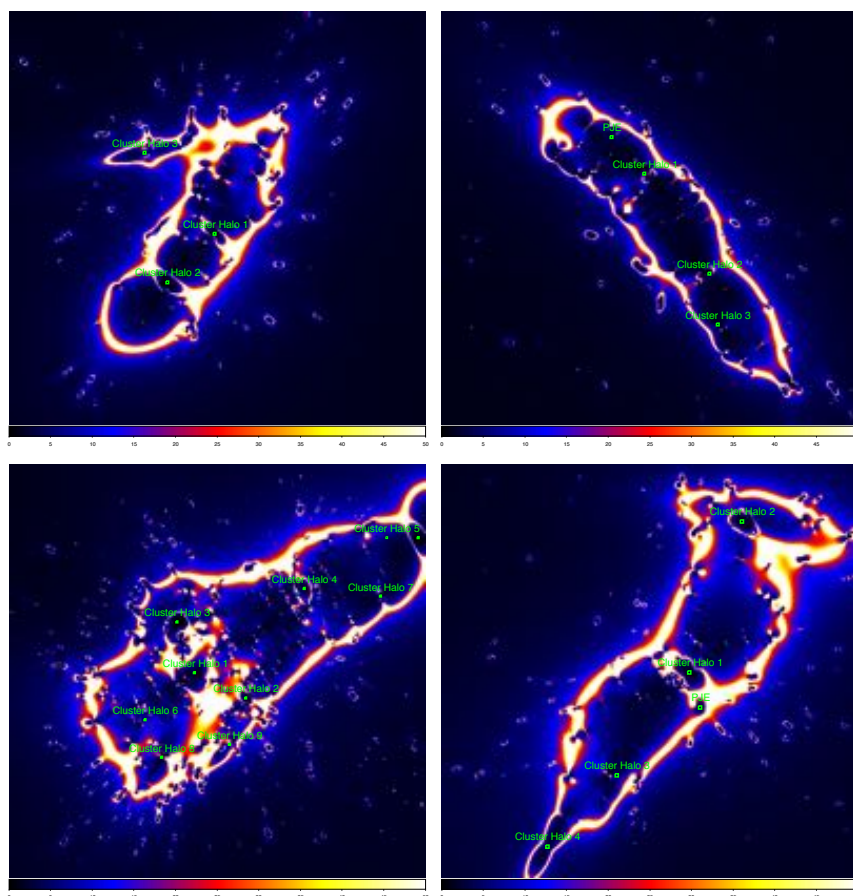


図 1: 質量コンポーネントの位置と,  $z = 9$  の背景銀河に対する増光率マップ. Abell 2744 (*upper left*), MACS J0416.1-2403 (*upper right*), MACS J0717.5+3745 (*lower left*), and MACS J1149.6+2223 (*lower right*). Kawamata et al. (2016) より.

2015 年 12 月, 予想されていた位置に超新星爆発の像が現れた. 図 4 は各グループの予想と観測結果を表しており, エラーバー付きの点が各グループの予想, 等高線が観測結果である. この図からわかるとおり, 我々のモデル (Oguri-a) が最も正確に出現時期と増光率を予言していたことがわかる. 今回の現象は質量分布モデルの正確性をテストする貴重な機会であり, ここで我々のモデルの精度の高さが証明されたと言える.

## 5 Conclusion

4 つの HFF 銀河団の質量分布モデルを高精度に構築した. Multiple image の位置の再現性が高く, 他

のグループのモデルと比較すると, その RMS は大幅に小さくなっている.

MACS J1149.6+2223 領域に現れた SN Refsdal の multiple image の出現時期とその増光率を予言した. その後の観測から, 我々のグループが最も正確にそれらを予言していたことが確認された.

## Reference

- Coe, D., Bradley, L., & Zitrin, A. 2015, *The Astrophysical Journal*, 800, 84
- Ellis, R. S., McLure, R. J., Dunlop, J. S., et al. 2013, *The Astrophysical Journal, Letters*, 763, L7

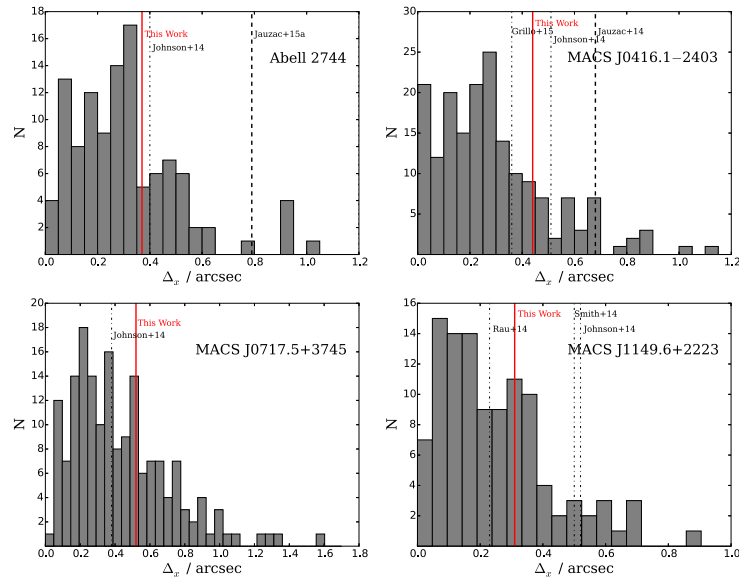


図 2:  $\Delta_x \equiv |\mathbf{x}_{\text{obs}} - \mathbf{x}_{\text{model}}|$  のヒストグラムとその RMS. Abell 2744 (*upper left*), MACS J0416.1–2403 (*upper right*), MACS J0717.5+3745 (*lower left*), and MACS J1149.6+2223 (*lower right*). 赤線, 太破線, 一点鎖線はそれぞれ, 我々のモデル, multiple image を 100 個以上使用した他のグループのモデル, 100 個以下使用した他のグループのモデルの RMS である. Kawamata et al. (2016) より.

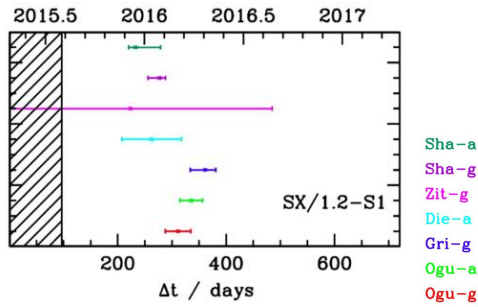


図 3: 各グループのモデルが予想する SN Refsdal の出現時期. Treu et al. (2016) より.

Kawamata, R., Oguri, M., Ishigaki, M., Shimasaku, K., & Ouchi, M. 2016, *The Astrophysical Journal*, 819, 114

Kelly, P. L., Rodney, S. A., Treu, T., et al. 2016, *The Astrophysical Journal Letters*, 819, L8

Koekemoer, A. M., Ellis, R. S., McLure, R. J., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, Supplement, 209, 3

Lotz, J. M., Koekemoer, A., Coe, D., et al. 2016, *ArXiv e-prints*, arXiv:1605.06567

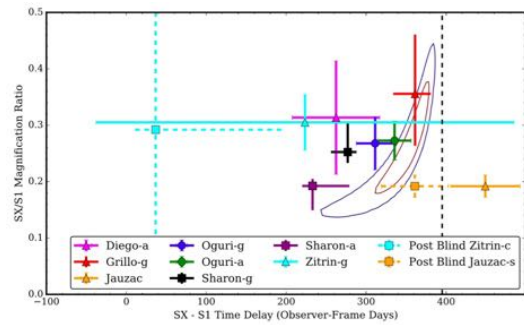


図 4: 各グループの予想した SN Refsdal の出現時期と増光率と, 実際の観測結果. エラーバー付きの点が各グループの予想, 等高線が観測結果. Treu et al. (2016) より.

Oguri, M. 2010, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 62, 1017

Rodney, S. A., Patel, B., Scolnic, D., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 811, 70

Treu, T., Brammer, G., Diego, J. M., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 817, 60

[目次へ](#)

a19

重力レンズ効果の像復元アルゴリズム  
の開発とサブミリ銀河SDP.81への適用  
および星形成活動の解析

東京大学

M1 石田剛

# 重力レンズ効果の像復元アルゴリズム (GLEAN) の開発と サブミリ波銀河 SDP.81 への適用

石田 剛 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻 修士 1 年)

## Abstract

本研究では、多重像フィットを用いた重力レンズ効果の新しい像復元アルゴリズム (GLEAN) の開発のうち、最初のステップである CLEAN 的像復元機能の実装とその適用結果について述べる。GLEAN は多重像の対応を自動で特定することで、既存のアルゴリズムでは困難だった高解像度の像復元を可能とする。この手法は電波干渉計の deconvolution 手法の CLEAN に着想を得ており、観測された像のピークに対応するソース位置を計算、多重像全てのモデル画像を出力し、元の画像から減算することを繰り返すことで像復元を行なう。また、像復元には既知の質量分布を用いる。このアルゴリズムを 2014 年に ALMA による長基線観測された  $z = 3.042$  のサブミリ波銀河、SDP.81 に対して適用した。用いたデータは 1.0 mm の連続波画像と CO の積分強度図であり、連続波画像については先行研究同様クランプ状の構造がよく再現され、CLEAN 的像復元機能が良好に働くことが確認できた。一方で、CO に関しては S/N が悪く解像度も低いため、像平面上でモデルの多重像の位置が観測されたものとずれる様子が散見された。そこで、上手く復元できた連続波画像を用いて SDP.81 の各クランプ (<100 pc スケール) の星形成活動を解析したところ、それぞれが Eddington limit に近い星形成を行なっていることが分かった。GMC スケールでの星形成を遠方銀河において議論できたのは SDP.81 が初めてであり、銀河の星形成史を理解する上で ALMA による重力レンズ天体の高解像度観測は非常に重要な役割を担っていくと言える。

## 1 Introduction

重力レンズ効果を受けた天体の像を復元するアルゴリズムには大きく分けて 2 つの手法がある。そのうちの 1 つは、像平面の画像全体をそのまま復元する方法である (以下、直接変換)。この手法は比較的簡便なため、広く用いられているものであるが、大きな問題点がある。一般に、重力レンズ効果では 1 つのソースに対し、複数の像ができる (多重像)。そのため、レンズ天体の質量分布モデルが完璧であり、ノイズの効果も無視できる場合は、多重像は同一のソースに写像される。しかし、現実的にはある程度のずれが生じる。これを考慮していない直接変換の場合、ソース平面上で異なる PSF が重なりあい、実効的な解像度が落ちてしまう。

2 つ目の手法は直接変換と異なり、多重像の対応を特定しフィットによってソース平面を復元するものである (以下、カイ二乗フィット)。この方法は、多重像の対応を考慮しているため、直接変換の問題点

を克服できるが、そもそも多重像をきちんと特定することは難しい。そのため現時点では、人の手でスペクトルの形を見比べることで多重像の対応を一部のみ特定し、像復元をしている。したがって、復元されるソースの数が非常に限られてしまう。そこで本研究では、多重像の特定を客観的かつ自動的に行ない、高解像度な像復元を可能にするアルゴリズム (GLEAN) を考案した。この手法は干渉計のデータ処理で用いられる CLEAN に着想を得ている。CLEAN とは、観測された輝度分布を点源の集合体からの寄与とみなす deconvolution アルゴリズムである。

GLEAN には 2 つのフェイズが存在する。第 1 フェイズは CLEAN 的な逐次的な像復元を行なう段階であり、第 2 フェイズは各繰り返し処理の中で多重像のフィットを行なう段階である。本紙ではフェイズ 1 の実装とその適用例を取り上げる。GLEAN を適用した天体は、2014 年に ALMA で観測された  $z=3.042$  のサブミリ波銀河 H-ATLAS J090311.6+003906 (以下、SDP.81) である (ALMA Partnership et al. 2015)。

この銀河は  $z=0.2999$  にある前景銀河によって重力レンズ効果を受けている。この観測で取られたデータのうち、本研究では 1.0 mm の連続波画像と CO  $J=5-4$  の積分強度図を用いた。

本紙の構成は以下のとおりである。2 節で GLEAN のフェイズ 1 の実装手法を述べ、3 節で SDP.81 への適用結果を見せる。4.1 節で先行研究との比較をしつつ、GLEAN の妥当性を考察し、4.2 節で SDP.81 の星形成の性質を議論する。最後に 5 節でまとめと今後の展望を述べる。なお、採用した宇宙論パラメータは  $\Omega_m = 0.26$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.74$ ,  $h = 0.72$  である。

## 2 Methods

ここでは、GLEAN のフェイズ 1 の実装手法を述べる。GLEAN は観測された輝度分布を点源の集合体からの寄与とみなし、各コンポーネントの寄与を順番に除いていく。そのためにまず、(1) 観測画像のピークを特定し、対応するソースの位置を GLAFIC (Oguri 2010) で計算する。次に、(2) そのソース位置に対応する多重像の位置を GLAFIC で計算する。ただし、(1), (2) の計算ではレンズ天体の質量分布を予め与えておく必要がある。ここまでのステップでピークに対応するソース平面と像平面の画像が得られる。しかし、GLAFIC で得られた出力画像は PSF で convolution されていないので、(3-1) 像平面の画像を合成ビーム (2D ガウシアン) で convolution し、(3-2) ソース平面の画像を合成ビームに重力レンズ変換行列を作用させたビームで convolution する。その後 (4) 観測画像から像平面のモデル画像を適当にゲイン倍 ( $<1$ ) して減算する。あとは (5) 残差画像について (1)–(4) を繰り返し、ピークの値がノイズレベル程度になったところで処理を終え、スタックしたソース平面と像平面のモデル画像を出力する。

以上が基本の流れであるが、1 つ注意点がある。1 節でも述べたように、一般に多重像をそれぞれソース平面で復元しても、モデルの不定性などの理由で同一のソースには写像されない。それにより実効的な解像度が落ちるのを防ぐため、フェイズ 1 では各多重像とソースが 1 対 1 対応になるように、像平面でピークを探す象限を限定する。ただしその代わり、

復元されるソース平面の画像は多重像の数だけできるため、各々の輝度分布が現実の輝度分布とどう対応しているかの解釈が難しくなる。4 節で SDP.81 の星形成の性質を議論する際は、そのうちの 1 枚を実際の輝度分布と仮定して解析を行う。

## 3 Application

GLEAN を SDP.81 に対して適用した結果を述べる。レンズ天体の質量分布は Tamura et al. 2015 (以下、TA15) のものを採用した。図 1 にあるように SDP.81 は 2 重像、ないし 4 重像が見えているので、像復元は 4 つの領域ごとに独立に行なった。

まず、連続波画像は図 2 に結果を載せた。(a), (b) は、象限 1 を拡大した観測画像と、象限 1 に限定して像復元したモデル画像を示している。また、(c), (d) は象限 2 に注目したものである。(b) を (a) と比べると、象限 1 以外の象限も上手く再現できていることが分かる。一方、(d) を (c) と比べてみると、象限 2 に関しては再現できている一方、例えば象限 4 は再現できていない。これは GLEAN による問題ではなく、象限 2 には 4 重像しか現れないため、2 重像が現れる場所は再現できないためである。次に (e)–(h) の画像であるが、これらはそれぞれ 4 重像のみが現れる象限 1, 4 に限定して復元したソースの輝度分布、2 重像のみが現れる象限 2, 3 に限定して復元したソースの輝度分布である。各画像は大まかには consistent であるが、それぞれの象限で像平面から写像した PSF の形が異なるため、その違いが現れている。

同様に、CO の積分強度図の結果を図 3 に載せた。(b) を (a) と比べると、連続波画像と異なり象限 1 以外は観測画像を再現できていない。これは、CO の画像は連続波画像に比べ解像度が悪く (4 倍程度)、かつ S/N も悪い (ピークで 5 程度) ため、真の多重像の位置とモデルの多重像の位置がずれてしまうからである。また、ソースの輝度分布 (e)–(h) を見ると、解像度が悪く caustics (緑色の線、増光率が無限大となる線) 上で明るくなっているノイズが見えている。ただ、連続波の分布 (水色のコントラ) と比べると、大まかには同じ領域をトレースしていることが分かる。

## 4 Discussion

### 4.1 Validity of GLEAN

3 節の結果を先行研究と比較し、GLEAN の妥当性を議論する。まず、連続波画像について図 4 に先行研究 (Dye et al. 2015, Rybak et al. 2015a, Inoue et al. 2015, Hezaveh et al. 2016, TA15) の復元結果を載せた。このうち、TA15 以外はすべて直接変換による像復元を行なっている。直接変換によるモデル画像と GLEAN で復元した画像を比べると、全体として consistent でありうまくソース平面を再現できていることが分かる。しかし、GLEAN はまだ多重像フィットを実装していないフェイズ 1 であるため、解像度はほぼ同程度である。一方、TA15 と比較すると、再現できているコンポーネント数は GLEAN の方が遙かに多い一方、解像度は大きく劣っている。

また、CO 積分強度図については図 5 に先行研究 (Dye et al. 2015, Rybak et al. 2015a) の画像を載せた。これらと GLEAN を比較すると、全体としてはほぼ consistent であるが、S/N と解像度の悪さから連続波画像ほど上手く像復元はできていない。

以上から、GLEAN のフェイズ 1 の像復元は良好に機能しているが、一方で CO 積分強度図のように、S/N と解像度が悪く上手く像復元できていないデータについては、多重像フィットを実装しない限りこれ以上の再現は不可能であると考えられる。また、元々の目的である直接変換より高解像度の像復元をするという意味でも、フェイズ 2 の実装は不可欠である。

### 4.2 SDP.81's Properties

GLEAN で復元した連続波画像から SDP.81 の星形成活動について議論する。なお、解析には象限 1 に限定して復元した輝度分布 (図 2e) を用いるが、他の画像を用いても結果は consistent となる。

まず、MIRIAD の `clfind` を用いてクランプを同定する。その様子を図 6 に示した。ここで同定した各クランプは、それぞれが星形成を行なう分子雲に対応しており、サイズは GMC スケール程度である ( $\sim 100$  pc)。その後、各クランプのフラックスを計算し、修正黒体輻射を仮定してダストの質量と赤外光度を計

算し、求めた赤外光度を SFR に換算した (Kennicutt 1998)。この結果のうち、赤外光度表面密度と赤外光度の関係を図 7 に表した。Thompson et al. 2005 によると、赤外光度表面密度には Eddington limit から決まる上限があり、それを縦の破線で示した。SDP.81 の各クランプはこの上限に非常に近い星形成をしていることが見て取れる。

同様に、SFR にも Eddington limit に対応した理論的上限がある (Murray et al. 2005)。ガスが光学的に厚い場合と薄い場合の両方について、SFR の上限値と推定した SFR の関係を図 8 に表した。この図から、やはり SDP.81 は Eddington limit に近い星形成を行なっていることが分かる。しかし、M33 も図 7 と異なり図 8 では Eddington limit に近い星形成をしていることになっている。これは、ガスの covering factor が SDP.81 より小さいことを考慮すれば説明できる。というのも、covering factor が小さくなれば、その分 SFR の理論的上限が高くなるため、M33 は sub-Eddington な星形成となり、図 7 から得られる結論と consistent になる。

## 5 Summery & Future Work

GLEAN のフェイズ 1 の像復元機能は良好に働いており、SDP.81 に適用した結果も先行研究と consistent になっている。また、SDP.81 は各クランプが Eddington limit に近い星形成をしている激しい系であり、今回はじめて GMC スケールでそのような議論が可能となった。今後は、GLEAN のフェイズ 2 (多重像フィット) を実装し、さらなる高解像度の像復元を可能にすることで、重力レンズ天体の高解像度データの解析に役立てていくことを目指す。

## Reference

- ALMA Partnership et al. 2015, ApJL, 808, L4
- Dye, S. et al. 2015, MNRAS, 452, 2258
- Hezaveh, Y. D. et al. 2016, astro-ph (arXiv:1601.01388)
- Inoue, K. T. et al. 2015, astro-ph (arXiv:1510.00150)
- Kennicutt 1998, ARA&A, 36, 189
- Murray, N. et al. 2005, ApJ, 618, 569
- Oguri 2010, PASJ, 62, 1017
- Rybak, M. et al. 2015a, MNRAS, 451, L40
- Tamura, Y. et al. 2015, PASJ, 67, 72
- Thompson, T. A. et al. 2005, ApJ, 630, 167

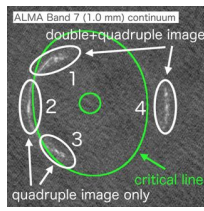


図 1: 像平面での多重像の対応

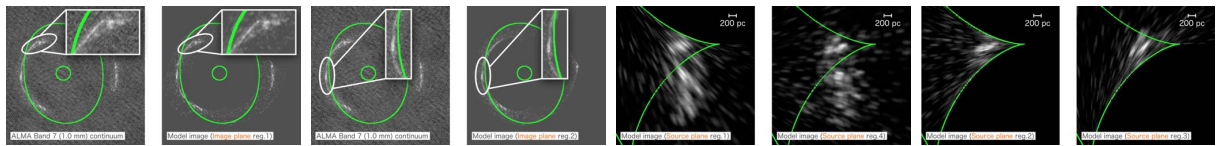


図 2: 連続波画像 (左から a, b, c, d, e, f, g, h)。左半分は、象限 1 の観測画像とモデル画像、象限 2 の観測画像とモデル画像。右半分は、象限 1, 4, 2, 3 のソースの輝度分布。

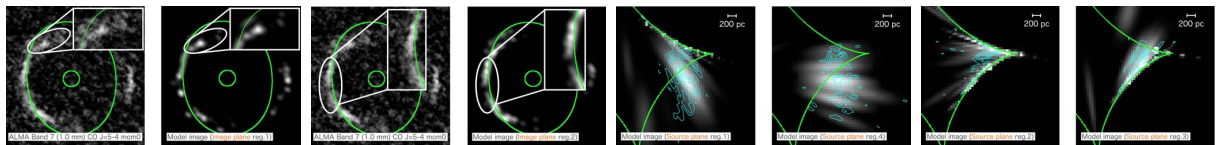


図 3: CO 積分強度図 (左から a, b, c, d, e, f, g, h)。左半分は、象限 1 の観測画像とモデル画像、象限 2 の観測画像とモデル画像。右半分は、象限 1, 4, 2, 3 のソースの輝度分布。水色のコントアは連続波の分布。

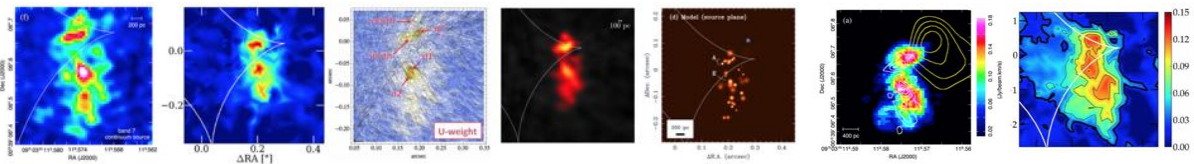


図 4: 連続波のソース分布。左から Dye+15, Rybak+15a, Inoue+15, 図 5: CO 積分強度図のソース分布。左から Dye+15, Rybak+15a.

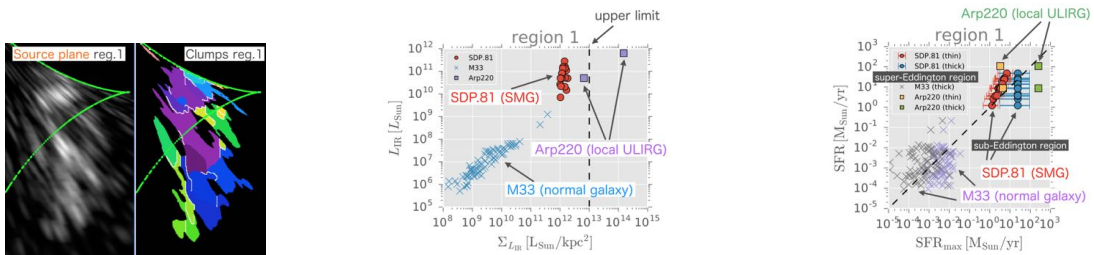


図 6: 象限 1 に限定して像復元したソースの輝度分布 (左) と、関係したクランプ (右)。色の違いが異なるクランプを表す。ULIRG) も図示している。縦の破線は領域が super-Eddington, 右下の領域が sub-Eddington.

[目次へ](#)

a20

直接温度法で探る  $z \sim 2$  星形成銀河の星  
間物質進化  
東京大学  
M2 小島崇史

## 直接温度法で探る $z \sim 2$ 星形成銀河の星間物質進化

小島 崇史 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

$z \sim 2$  で知られている BPT ダイアグラム ( $[\text{O III}]/\text{H}\beta$  対  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$  図) 上の星形成銀河の分布の違い (BPT オフセット) は、ガス重元素量 (O/H) に対する窒素・酸素組成比 (N/O) または電離パラメータの増加がもたらすと考えられる。BPT オフセットの原因を決定づけるためには直接温度法による測定が必要不可欠であるが、これまで  $z \sim 2$  銀河への直接温度法の適応は難しいものと考えられてきた。本研究は、11 個もの  $z \sim 2$  銀河に対して直接温度法による測定をし、このサンプルサイズでは初めて  $z \sim 2$  における N/O の増加と電離パラメータ ( $q_{\text{ion}}$ ) の増加の可能性を議論した。11 個の  $z \sim 2$  銀河は、O/H に対して N/O に平均して 0.15 dex 以上の増加がないことを示し、少なくとも N/O の増加だけでは BPT オフセットを説明できないことがわかった。N/O と  $M_*$  の関係には  $z \sim 0-2$  で大きな進化を認めなかった。さらに、複数の  $z \sim 2$  銀河が  $q_{\text{ion}}$  の超過を示しており、 $z \sim 0-2$  の ISM における電離状態の進化が示唆される。BPT オフセットには、N/O と  $q_{\text{ion}}$  の増加が寄与していると考えられる。

## 1 Introduction

BPT ダイアグラム ( $[\text{O III}]/\text{H}\beta$  対  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$  図) 上の星形成銀河の分布は、 $z = 0-2$  の間で異なることが知られている (eg. Masters et al. 2014; Steidel et al. 2014; Shapley et al. 2015; Kashino et al. 2016)。この分布の違いは、BPT オフセットと呼ばれている。BPT オフセットは星間物質 (ISM) の性質の進化を反映したものと考えられており、実際に  $z = 0-2$  でどのような進化があったのかを明らかにすることが喫緊の課題となっている。現在、固定したガス重元素量 (O/H) に対して、窒素・酸素組成比 (N/O) または電離パラメータ ( $q_{\text{ion}}$ ) が増加している可能性が有力視されている (Masters et al. 2014; Shapley et al. 2015; Sanders et al. 2015; Kashino et al. 2016; Masters et al. 2016) もの、いまだに決定的な結論は得られていない。これまでの  $z \sim 2$  における研究では、強輝線法と呼ばれる手法を用いて O/H、N/O、 $q_{\text{ion}}$  が測定されてきた。しかし、強輝線法による測定は、系統的な誤差を含むことが知られている (Andrews & Martini 2013) うえ、近傍の経験則に基づいているために  $z \sim 2$  銀河に適用できるかどうかは明らかではない。そこで、 $z = 2$  の ISM 進化に決定的な制限を得るためには直接温度法による測定が必要不可欠となる。直接温度法を用いれば、ISM の電子温度を

直接測定することでより正確な O/H、N/O、 $q_{\text{ion}}$  を得ることができる。しかし、直接温度法で重要となる O III]1665 や [O III]4363 の輝線は微弱であるため、 $z \sim 2$  銀河への直接温度法の適応はこれまで難しいものと考えられてきた。本研究では、初めて 11 個もの  $z \sim 2$  銀河に対して直接温度法による測定をし、 $z \sim 2$  における N/O の増加と  $q_{\text{ion}}$  の増加の可能性を議論する。

## 2 Observations

我々は、 $z = 2.2$  の銀河である COSMOS-12805 に対して Keck/LRIS による  $\sim 7$  時間の分光観測を行なった (Shibuya et al. 2014b)。この観測では  $6.8\sigma$  の信頼度で O III]1665 を検出することに成功した。加えて、COSMOS-12805 に対し Subaru/FMOS の J-long、H-short バンドを用いた分光観測と Keck/MOSFIRE の K バンド分光観測を実施した。これらの観測から、O III]1665、 $\text{H}\beta$ 、[O III]4959、5007、 $\text{H}\alpha$  の輝線フラックスを得るとともに、N III]1750、[O II]3727、[N II]6584 の輝線フラックスに制限をかけた。これにより、直接温度法を用いた O/H、N/O、 $q_{\text{ion}}$  の測定をすることができる。

### 3 Sample

COSMOS-12805 を用いて、 $z \sim 2$  における  $N/O$  の増加と  $q_{\text{ion}}$  の増加の可能性を議論することが可能である。さらに  $z \sim 2$  サンプルを大きくするため、我々は重力レンズで増光された銀河を中心に徹底的な文献調査を行なった。その結果、窒素の輝線を持ち、 $O\text{ III}]1665$  または  $[O\text{ III}]4363$  が検出されている 10 個の  $z \sim 2$  銀河を文献から選び出した (Fosbury et al. 2003; Villar-Martín et al. 2004; Yuan & Kewley 2009; Christensen et al. 2012a,b; Bayliss et al. 2014; Pettini et al. 2010; James et al. 2014; Stark et al. 2014; Steidel et al. 2014; Erb et al. 2016)。したがって、我々の  $z \sim 2$  サンプルは合わせて 11 個の銀河からなる。11 個のうち 4 個の銀河は輝線の測定に不定性が残っている可能性があるため、それ以外の 7 個の銀河からサブサンプルをつくり、これらを reliable サンプルと呼ぶこととする。

### 4 Analysis

この章では、直接温度法を用いて 11 個の  $z \sim 2$  の銀河の電子温度 ( $T_e$ ) と  $O/H$ 、 $q_{\text{ion}}$ 、 $N/O$  を求める。電子温度は、2 階電離酸素イオンの輝線比、 $O\text{ III}]1665/[O\text{ III}]5007$  または  $[O\text{ III}]4363/[O\text{ III}]5007$  から求める。IRAF/STSDAS の *nebular.temden* を用いて  $T_e$  を計算した。次に、 $T_e$  と  $[O\text{ II}]3727/H\beta$  輝線比、 $[O\text{ III}]5007/H\beta$  輝線比から  $O/H$  を、 $T_e$  と  $[N\text{ II}]6584/[O\text{ II}]3727$  輝線比から  $N/O$  を求めた (Izotov et al. 2006)。イントロダクションで述べたように、強輝線法を用いて求めた  $O/H$  (eg; Kobulnicky & Kewley 2004) や  $N/O$  (eg; Pérez-Montero & Contini 2009) の測定には系統的不定性が含まれている (Andrews & Martini 2013)。しかし、我々のサンプルの物理量は、直接温度法に基づいて求められているため、それらの不定性を含まない。最後に、ここで得た  $O/H$  と  $[O\text{ III}]5007/[O\text{ II}]3727$  輝線比から  $q_{\text{ion}}$  を求めた (Kewley & Dopita 2002)。我々は直接温度法によって求めた  $O/H$  を用いて  $q_{\text{ion}}$  を求めているので、強輝線法の使用に起因する系統的不定性は含まれていない。以上、 $T_e$  と  $O/H$ 、 $q_{\text{ion}}$ 、 $N/O$  を得た。

### 5 Results & Discussion

この章では、Analysis で得た  $z \sim 2$  の銀河の  $N/O$  と  $q_{\text{ion}}$  が他の銀河物理量とどのような関係にあるのかを調べる。我々は  $z \sim 0$  銀河 (Andrews & Martini 2013) と Green Pea 銀河 (GP; Amorín et al. 2012; Jaskot & Oey 2013) に対しても同じ直接温度法による解析を行い、 $z \sim 2$  の銀河と比較した。

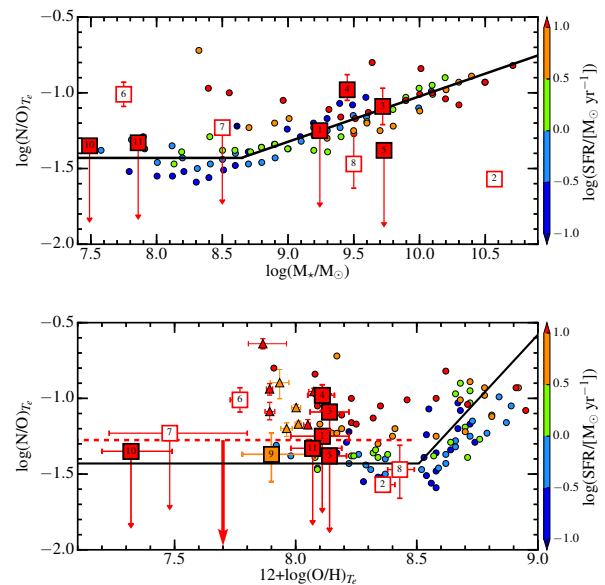


図 1:  $N/O$  対  $M_*$  (上段) と  $N/O$  対  $O/H$  (下段)。四角は  $z \sim 2$  銀河 (塗りつぶしは reliable サンプル)。丸は  $z \sim 0$  銀河。三角が GPs。SFR によって色をつけている。黒実線は  $z \sim 0$  銀河の重み付き平均を、赤点線は  $z \sim 2$  銀河の平均の上限を表す。

図 1 上段は、 $z \sim 0$  と  $z \sim 2$  の銀河を  $N/O$ - $M_*$  プロットで比較したものである。同じ  $M_*$  で見たとき、 $z \sim 2$  銀河は近傍の  $N/O$  の平均値 (黒実線) と同じくらいの値を持っていることがわかる。このことは、 $z \sim 0$  と  $z \sim 2$  の間で  $N/O$ - $M_*$  の関係は大きく進化していないことを示している。しかし、個別に見るといくつかの銀河は近傍の平均よりも低い  $N/O$  を示している。強輝線法を用いて  $N/O$  の減少が示唆した Pérez-Montero et al. (2013) と Kashino et al. (2016) の観測結果や Masters et al. (2016) の年齢効果による減少の可能性の提言と無矛盾である。しかし、決定的な結論を得るためには、直接温度法によるさらに大きなサンプルを用いた比較が必要である。

図 1 の下段は、同様に  $N/O-O/H$  の関係を見たものである。3 個の  $z \sim 2$  銀河は  $z \sim 0$  平均からのずれを示したが、残り 8 個の  $z \sim 2$  銀河は  $z \sim 0$  平均値と無矛盾な値を示した。これら 11 個の銀河に対して  $\log(N/O)$  の平均値に  $-1.28$  の上限を得、 $z \sim 0-2$  の間では平均的に  $0.15$  dex 以上の  $N/O$  の増加がないことがわかった。この量は BPT オフセットを説明するには  $0.25$  dex 程度不足しており、少なくとも  $N/O$  の増加だけでは BPT オフセットを説明できないことが明らかになった。また、11 個の  $z \sim 2$  銀河は高い星形成率 (SFR) を持つが、近傍の同程度の SFR 銀河と比べて有意に低い  $N/O$  の値を示した。これは、同じ SFR であっても、 $z \sim 2$  銀河の方が  $M_*$  が小さいことが原因と考えられる。本結果は、 $N/O$  が  $M_*$  と強い相関を持ち、分散のより大きい  $O/H$  との相関は二次的なものであるという Andrews & Martini (2013); Pérez-Montero et al. (2013); Masters et al. (2016) の主張と無矛盾である。これは、インフローにより  $M_*$  や  $N/O$  を固定したまま  $O/H$  が減少するとする説明 (Masters et al. 2016) を支持するものである。

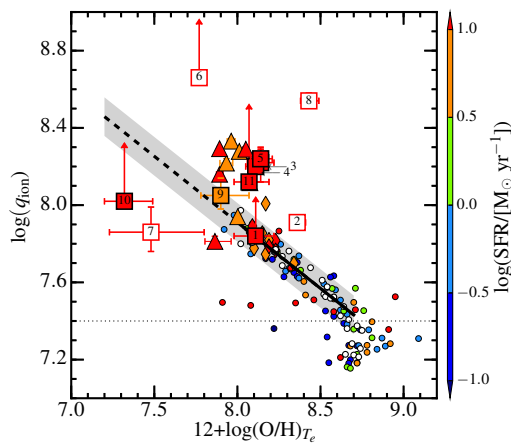


図 2:  $q_{\text{ion}}$  対  $12+\log(O/H)$ 。印の意味は図 1 と同じ。黒の点線は黒実線の外挿。ダイヤモンドは、 $z \sim 0$  銀河の中で、 $z \sim 2$  銀河と同程度の SFR と  $M_*$  を持つもの。

図 2 は、 $z \sim 2$  と  $z \sim 0$  の銀河の  $O/H$  に対して  $q_{\text{ion}}$  をプロットしたものである。複数の  $z \sim 2$  銀河が、黒線で示された  $z \sim 0$  銀河の平均よりも高い  $q_{\text{ion}}$  の値を示している。先に述べたように、 $N/O$  の増加だけでは定量的に BPT オフセットを説明することができな

かったが、電離パラメータの増加も合わせて考えれば説明できると思われる。また、複数の GPs にも  $z \sim 2$  銀河と同程度の  $N/O$  超過を認めた。これらの GPs は  $z \sim 2$  銀河と似たような性質の銀河だと言える。図 2 に現れているダイヤモンドは、 $z \sim 0$  銀河のうち  $z \sim 2$  と同じような SFR と  $M_*(\log(\text{SFR}/M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) > 0.5, 8.0 < \log(M_*/M_{\odot}) < 9.5)$  を持った銀河を表したもののだが、それらの銀河には黒線からの超過は見られない。

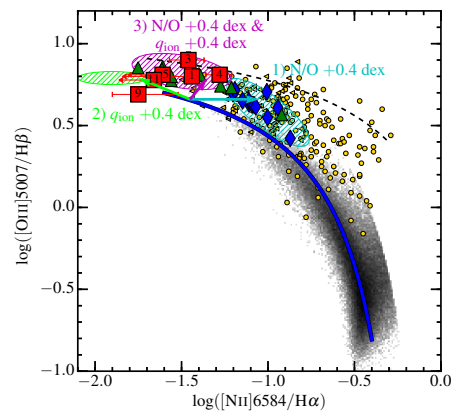


図 3: Cloudy で計算した BPT ダイアグラム上の動き。記号は前図と同じ。網掛け領域は本文中で定義された 3 領域を指す。矢印はそれに対応する Cloudy モデリングで、動きが正しいことを確認している。

以上、我々は  $z \sim 2$  と GPs を含む  $z \sim 0$  の銀河のなかには、1)  $N/O$  だけが超過している銀河、2)  $q_{\text{ion}}$  だけが超過している銀河、3)  $N/O$  と  $q_{\text{ion}}$  の両方が超過している銀河、の 3 つの種類の超過を示す銀河があることを個別の銀河について確認した。最後に、これらの物理量の超過を示す銀河が BPT ダイアグラム上でどの位置を占めるのかを確かめる。1) から 3) に分類される銀河の中から  $12+\log(O/H) \sim 8.0$  となる銀河を選び、BPT ダイアグラム上にプロットしたものが図 3 である。その結果、3 つに分類された銀河は、BPT ダイアグラム上で異なる 3 つの領域に分かれて分布していることがわかった。また、多くは BPT オフセットを示している。これらの動きは Cloudy によるモデリングの動きとおおよそ一致することも確かめた (図 3 の 3 つの矢印)。この図は、BPT ダイアグラムのオフセットの原因を追及する上で、固定した  $O/H$  で  $z \sim 2$  銀河と  $z \sim 0$  銀河を比較することが重

要であることを示している。O/H の測定に系統的な誤差が含まれている場合には、本当に同じ O/H の銀河で比較できているかどうか不確かであり、公平な比較をすることができない。決定的な結論を得るためには、我々が行なったように直接温度法を用いて比較するのが最も適している。

## 6 Conclusion

我々は  $z \sim 2$  の 11 個の銀河に対して電子温度を測定し、直接温度法に基づいた O/H、N/O、 $q_{\text{ion}}$  の値を得た。これらの値を用いて、N/O、 $q_{\text{ion}}$  が赤方偏移進化するのかどうかを確かめ、議論した。

- N/O- $M_*$  の関係は、 $z \sim 0 - 2$  の間で大きな進化は確認できなかった。しかし、一部の銀河は N/O の減少を示唆している可能性が残されている。
- N/O-O/H の関係を見ると、 $z \sim 2$  銀河のうち 3 つは N/O の超過を示したが、8 個の銀河は超過を示さなかった。 $z \sim 2$  銀河の平均は、 $z \sim 0$  銀河の平均と比べて 0.15dex 以上は増加していないことがわかった。N/O 増加だけでは BPT オフセットが説明できないことがわかった。
- $q_{\text{ion}}$ -O/H の関係では、複数の  $z \sim 2$  銀河で  $z \sim 0$  銀河の平均よりも高い  $q_{\text{ion}}$  を持つものが認められた。N/O と  $q_{\text{ion}}$  の両方が  $q_{\text{ion}}$  に寄与している可能性が高い。
- BPT オフセットの原因を調べるには、同じ O/H を持った銀河同士を比較するのがよい。

## Acknowledgement

自然科学研究機構国立天文台、京都大学基礎物理学研究所をはじめ、夏の学校運営をご支援頂いた機関、企業、個人の皆様方に感謝申し上げます。

## Reference

Amorín, R., Pérez-Montero, E., Vílchez, J. M., & Papaderos, P. 2012, ApJ, 749, 185  
 Andrews, B. H., & Martini, P. 2013, ApJ, 765, 140

Bayliss, M. B., Rigby, J. R., Sharon, K., et al. 2014, ApJ, 790, 144  
 Christensen, L., Laursen, P., Richard, J., et al. 2012a, MNRAS, 427, 1973  
 Christensen, L., Richard, J., Hjorth, J., et al. 2012b, MNRAS, 427, 1953  
 Erb, D. K., Pettini, M., Steidel, C. C., et al. 2016, arXiv e-prints, arXiv:1605.04919  
 Fosbury, R. A. E., Villar - Martin, M., Humphrey, A., et al. 2003, ApJ, 596, 797  
 Izotov, Y. I., Stasińska, G., Meynet, G., Guseva, N. G., & Thuan, T. X. 2006, A&A, 448, 955  
 James, B. L., Pettini, M., Christensen, L., et al. 2014, MNRAS, 440, 1794  
 Jaskot, A. E., & Oey, M. S. 2013, ApJ, 766, 91  
 Kashino, D., Silverman, J. D., Sanders, D., et al. 2016, arXiv e-prints, 2  
 Kewley, L. J., & Dopita, M. a. 2002, ApJS, 142, 35  
 Kobulnicky, H. A., & Kewley, L. 2004, ApJ, 617, 240  
 Masters, D., Faisst, A., & Capak, P. 2016, ArXiv e-prints, arXiv:1605.04314  
 Masters, D., McCarthy, P., Siana, B., et al. 2014, ApJ, 785, 153  
 Pérez-Montero, E., & Contini, T. 2009, MNRAS, 398, 949  
 Pérez-Montero, E., Contini, T., Lamareille, F., et al. 2013, A&A, 549, A25  
 Pettini, M., Christensen, L., D'Odorico, S., et al. 2010, MNRAS, 402, 2335  
 Sanders, R. L., Shapley, A. E., Kriek, M., et al. 2015, ApJ, 816, 23  
 Shapley, A. E., Reddy, N. A., Kriek, M., et al. 2015, ApJ, 801, 88  
 —. 2014b, ApJ, 788, 74  
 Stark, D. P., Richard, J., Siana, B., et al. 2014, MNRAS, 445, 3200  
 Steidel, C. C., Strom, A. L., Pettini, M., et al. 2016, arXiv e-prints, arXiv:1605.07186  
 Steidel, C. C., Rudie, G. C., Strom, A. L., et al. 2014, ApJ, 795, 165  
 Villar-Martín, M., Cerviño, M., & González Delgado, R. M. 2004, MNRAS, 355, 1132  
 Yuan, T.-T., & Kewley, L. J. 2009, ApJ, 699, L161

[目次へ](#)

a21

ヒミコ

お茶の水女子大学

M1 長谷川萌

## HIMIKO - clumpy galaxy の性質 -

長谷川 萌 (お茶の水女子大学大学院 宇宙物理研究室)

### Abstract

2008 年に発見された、 $z=6.595$  という遠方にある巨大な天体「Himiko」は、 $\text{Ly}\alpha$  輝線を出している雲に覆われている。同時代の天体よりも、ボトムアップ・シナリオで説明しにくい異常な大きさ、 $\text{Ly}\alpha$  輝線による輝き、そして星生成率  $100M_{\odot}\text{yr}^{-1}$  を有している。また、3 つの星の集団 (clump) が力学平衡にあり、それらが丁度横に整列しているような形をしている。このような複数の clump を有する典型的な遠方天体として、clumpy galaxy が知られている。本研究では、これらの多数の clumpy galaxy を Himiko と比較し、clump の成因やその後の進化の普遍性、および多様性を追究していく。

## 1 Introduction

high- $Z$  ( $z \simeq 7$ ) にある Himiko は、それらが発する電磁波のスペクトルから重元素が検出されていないことが分かっており、First galaxy に近いものだと考えられている (Ouchi et al. (2009); Ouchi et al. (2013))。Himiko に加えて 2015 年、CR7 と名付けられた天体が  $z \simeq 7$  で見つかり、少なくとも 3 つの clump を持つことが明らかになっている (Sobral et al. (2015))。本研究では、様々な redshift での clumpy galaxy の観測に焦点を当て、特に観測の進んでいる low- $z$  ( $z < 3$ ) の clumpy galaxy と、high- $Z$  の天体を比較し、双方に共通する普遍的性質、および進化によるものと思われる相違について議論する。そして、多くの銀河の中心に存在が示唆されている supermassive black hole (SMBH) の有無なども比較していく。SMBH の存在の証拠として、X 線を出している遠方の銀河はあるのか、そしてその中に clumpy galaxy は含まれているのだろうかということも考えていきたい。

## 2 Observations

2007 年 10 月での Subaru の観測は、Himiko 発見のきっかけとなった。Subaru XMM Newton deep field にて 28 万 6510 個の天体を発見し、それを  $\text{Ly}\alpha$  輝線を通す狭帯域フィルターで撮影すると 207 天体ほど残った。この中で最も大きいかつ明るいものが

Himiko だった (Ouchi et al. (2009))。そして 2012 年、ALMA で Himiko に焦点を当てて観測すると、Himiko からは重元素の存在を示すスペクトルは検出できなかった。 (Zabl et al. (2015))。

更に 2016 年、Hubble Space Telescope を使って、 $z \simeq 7$  での LBGs (Lyman-break galaxies) の  $-23.2 \leq M_{UV} \leq -21.2$  の光度を持つ天体を Hubble Space Telescope / Wide Field Camera 3 imaging で観測した (R. A. A. Bowler et al. (2016))。この観測で発見された 25 天体のうち、3 つは観測機器のノイズによる測定誤差の可能性があるので除き、残りの 22 天体について詳しく調べている。星生成が起きている領域から発せられる紫外線 (UV) が銀河全体の UV の 8% 以上のものを clumpy galaxy であると定義すると、観測天体のうち clumpy galaxy が 40% を占めていた。この観測で発見された最も明るい LBGs は、CR7 や Himiko のような  $\text{Ly}\alpha$  emitter (LAE) よりも絶対等級で 1 等明るく、そして同様に空間的広がりを持ち、clumpy な構造を持っている。

一方、low- $z$  ( $z < 3$ ) の銀河については CANDELS プロジェクトにより近赤外での観測が進められている。この観測に基づき、CANDELS のイメージ、3D-HST 分光法、Chandra の X 線のデータを調べ、 $1.3 < z < 2.4$  での AGN において、銀河の中心に落ち込む不安定なガスの運動が調査されている (J. R. Trump et al. (2014))。

### 3 Discussion

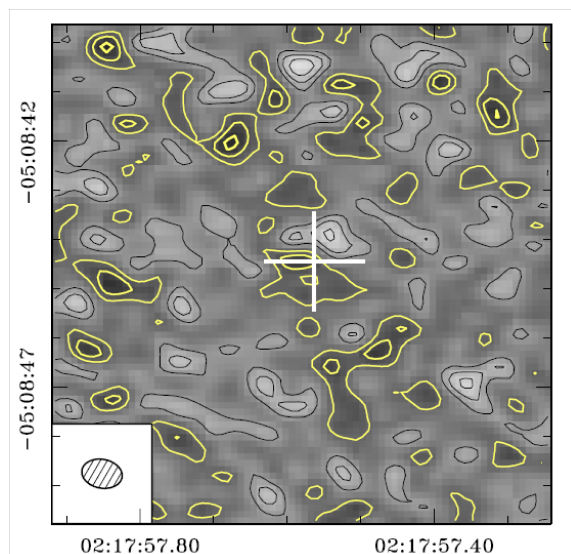


図 1: 259GHz (1.16mm) 波長の、ALMA での観測。白十字が Himiko の位置を表し、黒い等高線はそれぞれ平均に対して  $-3\sigma, -2\sigma, -1\sigma$ , 黄色い等高線は  $+1\sigma, +2\sigma, +3\sigma$  の強度のズレを示す。ここで、 $1\sigma = 17.4\mu\text{Jy beam}^{-1}$  (Ouchi et al. (2013))。

ALMA での Himiko の観測を、図 1 に示す。図 1 より、ALMA では X 線が検出出来なかったため、Himiko は AGN で温められているとは言えなかった。しかし、X 線が検出出来ないという事から、SMBH が存在しないという断定は困難である。なぜなら、Himiko は  $30 \pm 2M_{\odot}\text{yr}^{-1}$  という激しい星生成率を示している。すなわち、ガスの密度が高い可能性がある。そのため、Himiko が SMBH を持っていたとして、そこから X 線が出ていたとしても、それは中心付近の濃いガスによって隠れており、銀河の外に観測可能な強度の X 線が放出されていない可能性がある。

clump が一つである single galaxy と clump が複数である multiple galaxy で、それぞれ SMBH はどの位の割合で存在しているのかどうかについてを考えていきたい。high-Z の clumpy galaxy における星生成と絡めて考えると、clumpy galaxy、AGN、normal galaxy の関係はどうなるだろうか。そして clumpy galaxy に共通する普遍的性質は発見できる

のだろうか。現存の望遠鏡の観測限界に迫る非常に暗い天体を観測しているため、観測機器によるノイズを天体を誤認している可能性がある。今後は deep VIRCAM での観測が期待されている。

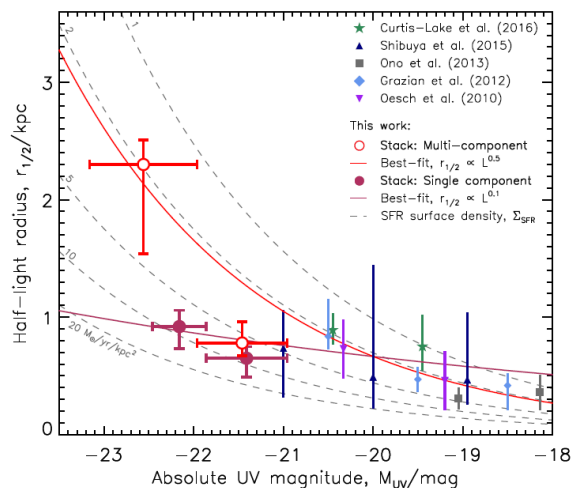


図 2:  $z \simeq 7$  での Half-light radius  $r_{1/2}$  と Absolute UV magnitude の関係 (R. A. A. Bowler et al. (2016))。

Clumpy galaxy の普遍的性質を理解する方法として、 $z \simeq 7$  での Half light radius と Absolute UV magnitude の関係が考えられている。観測機器によるノイズの可能性もあるものも含めて銀河の全光度を測定した結果を使い、UV での静止系での光度関数を再計算すると、絶対光度と銀河の存在数の関係は指数則で表されるとしている (R. A. A. Bowler et al. (2016))。[図 2] において、過去の観測に加えて  $z \simeq 7$  の観測結果をプロットし、それらを指数則で表す最適な曲線を最小二乗法で求めている。この指数は表 3 のような結果になった。赤線 (Stack : Multi-component) は複数の clump を持つ天体を表していて、これは急な傾斜を持っていることがわかり、複数の clump で構成される銀河は、Half-light-radii が著しく大きい。赤紫線 (Stack : Single-component) は 1 つの clump を持つ天体で、これはほぼ横線であることから、大きさと光度の関係が弱いという事が示されている。ただし、現在の観測は非常に誤差が大きいので、将来の観測を待たないとはっきりとし

た関係は示せないと考えられる。

表 1: UV の絶対光度と  $r_{1/2}$  の関係

the single-component galaxy	$r_{1/2} \propto L^{0.1}$
the multiple-component galaxy	$r_{1/2} \propto L^{0.5}$

同じ質量の銀河ならば、 $z$  が 0 に近づくと  $r_{1/2}$  が大きくなるのかという問題がある。また、clumpy galaxy に比べて、現在の銀河質量はどの程度大きいのだろうか。また、質量の大きい銀河ほど星生成が早期に終わり、質量の小さい銀河は星生成に時間がかかる、ダウンサイジングが起きているかも今後の検討課題である。

SMBH と clumpy galaxy の関係については、現時点では high- $Z$  での観測が進んでいないことから、まずは low- $z$  の天体を考える。Schawinski et al. (2011) より、Hubble Space Telescope での  $z \sim 1.35$  の観測では、3 塊から X 線が観測された。これは Three-way Merger か、または Clumpy galaxy かはまだわかっていない。Clumpy galaxy で、X 線を出しているものは他にあるのかということ进行调查する必要がある。

## 4 Summary

銀河の星生成活動はガスの密度が濃い内側から密度が薄い外側へと進んでいると考えられるため、 $z \simeq 7$  での Himiko や CR7 からは SMBH の存在を示唆する X 線が検出出来なかったが、濃いガスにより隠れてしまっているだけかもしれない。現在までに観測されている clumpy galaxy の中で、Black hole が見えているものと見えていないもので分類をしてみたら系統性が出てくるのではないか。

$z \simeq 7$  での暗い天体が観測されたならば、Himiko のような三つの clump が直線状に並んだ形状のものが他にあるのではないだろうか。もし観測できたとすると、どのような性質の天体が原始銀河団の内部でどのように分布しているのであろうか。また、Himiko や CR7 は合体系であると考えられているが、遠方で銀河が merge する確率はどの程度になるだろうかということを見積もる必要がある。

明るい銀河では星生成率がとても高く、表面での輝度分布を見ると、これは low- $Z$  での starburst 銀河の星生成率に類似している。 $z \simeq 7$  での銀河の空間的広がりや光度に関する関係は星生成に依存し、銀河そのものの進化によるものではない。今後は、 $z > 6$  のより暗い銀河を観測してサンプルを増やし、Himiko のような不規則銀河の特徴を解明していきたい。

$z \simeq 7$  の天体の力学的安定性はまだ断定出来なかったため、今後はそれぞれの天体の速度分散等を考え、力学的安定性を自己重力系の理論のアプローチで考察していく。そして、さらに大スケールに目を転じ、clumpy galaxy や chain galaxy のような天体は銀河団のどのような位置に存在するのか、観測および理論、シミュレーションの双方から今後は検討していきたい。

## Reference

- R. A. A. Bowler et al., arXiv:1605.05325.
- N. A. Grogin et al., *Astrophys. J. Supp.* **197** 35 (2011).
- M. Ouchi et al., *Astrophys. J.* **696**, 1164 (2009).
- M. Ouchi et al., *Astrophys. J.* **778**, 102 (2013).
- K. Schawinski et al., *Astrophys. J.* **727** L31 (2011).
- D. Sobral et al., *Astrophys. J.* **808** 139 (2015).
- J. R. Trump et al., *Astrophys. J.* **793** 101 (2014).
- M. Zabl et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451**, 2050 (2015).

[目次へ](#)

a22

電離光子脱出率が示す多様性の起源

名古屋大学

M1 角田匠

## 電離光子脱出率が示す多様性の起源

角田 匠 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

宇宙に初代の天体が形成されると、それらが放射する電離光子によって宇宙空間を満たすガスが再び電離される。この期間のことを宇宙再電離期と呼ぶ。観測による制限から宇宙再電離は  $z \sim 6$  までにほぼ完了したと考えられている。宇宙再電離を引き起こした天体は初代星や銀河などである。再電離のプロセスを理解するためには、それぞれの天体がどのくらい宇宙再電離に寄与したのかを知る必要がある。高赤方偏移の銀河の電離光子脱出率 ( $f_{\text{esc}}$ ) は、銀河からの寄与を決める重要なパラメーターである。しかし、観測や銀河シミュレーションから  $f_{\text{esc}}$  の値には高い多様性が見られる ( $0.01 \lesssim f_{\text{esc}} < 1$ )。本発表では、まず Fernandez & Shull (2011) の議論を拡張し、clump と呼ばれる銀河ガスの内部構造が  $f_{\text{esc}}$  にどのような影響を与えるのかについて議論する。さらに星種族合成モデルにより、銀河のスペクトルを再現し、星種族や星形成率、金属量、年齢などの銀河の様々な性質と  $f_{\text{esc}}$  の関係を調べることで、 $f_{\text{esc}}$  が示す多様性の起源について議論する。

## 1 Introduction

現在の標準宇宙論によれば、初期に高温、高密度であった宇宙は宇宙膨張とともに冷え、宇宙年齢約 38 万年に自由電子と陽子が結合することにより宇宙空間は中性化する。その後、初代星や初代銀河といった電離光子を放射する天体の誕生により宇宙は再び電離される。初代天体の誕生から宇宙空間がほとんど電離されるまでの期間のことを宇宙再電離期と呼ぶ。宇宙マイクロ波背景放射や  $z \sim 6$  付近のクエーサーから得られるスペクトルの観測から宇宙再電離は  $z \sim 6$  までにほぼ完了していると考えられている。しかしながら、再電離の詳細なシナリオはよくわかっていない。初代星や初代銀河がそれぞれ再電離にどれくらい寄与したのかを理解することは、再電離の詳細なシナリオを解明する上で重要である。電離光子脱出率 ( $f_{\text{esc}}$ ) は、銀河で生成される電離光子のうち銀河間空間に到達する割合を表している。 $f_{\text{esc}}$  は銀河がどれくらい再電離に寄与しているのかを表す重要なパラメータである。今日までの観測や数値シミュレーションによると  $f_{\text{esc}}$  は多様な値を示すことが分かっている (Yajima et al. 2011)。

このような  $f_{\text{esc}}$  が多様な値を示す理由を解明するためにも、銀河内部の構造や性質との関係を調べることは重要である。例えば、銀河内部には clump と

呼ばれる高密度なガスの塊が存在する。Fernandez & Shull (2011) は全ての星が銀河の中心にあるという単純なモデルを用いて、clump の分布が  $f_{\text{esc}}$  に与える影響について議論している。本研究では、Fernandez & Shull (2011) の議論を拡張することにより星の分布や星形成率、金属量、年齢が  $f_{\text{esc}}$  に与える影響について調べ、 $f_{\text{esc}}$  が示す多様性の起源について議論する。

## 2 Methods

### 2.1 Properties of the model Galaxy

銀河の密度プロファイルには次に与える exponential hyperbolic secant profile を用いる。

$$n_{\text{H}}(r, Z) = n_0 \exp[-r/r_{\text{h}}] \operatorname{sech}^2 \left( \frac{Z}{z_0} \right). \quad (1)$$

ここで  $n_0$  は銀河中心における水素の数密度であり、 $Z$  は銀河面からの距離を表している。ガス円盤の scale radius ( $r_{\text{h}}$ ) は

$$r_{\text{h}} = \frac{j_{\text{d}} \lambda}{\sqrt{2} m_{\text{d}}} r_{\text{vir}}, \quad (2)$$

と表される。 $\lambda$ 、 $r_{\text{vir}}$ 、 $j_{\text{d}}$ 、 $m_{\text{d}}$  はそれぞれスピンパラメータ、ビリアル半径、halo に対する円盤の角運動量の割合、halo に対する円盤の質量の割合である。

ここでは  $j_d/m_d = 1$ ,  $\lambda = 0.05$  と仮定する (Wood & Loeb 2000)。ガス円盤の scale height ( $z_0$ ) は

$$z_0 = \left( \frac{\langle v^2 \rangle}{2\pi G \rho_0} \right) = \left( \frac{M_{\text{halo}}}{2\pi \rho_0 r_{\text{vir}}} \right), \quad (3)$$

と表される。 $\langle v^2 \rangle$  と  $\rho_0$  はそれぞれガスの速度分散と銀河中心での密度を表す。2 番目の等式はガスがビリアル平衡の状態にあると仮定し、 $\langle v^2 \rangle = GM_{\text{halo}}/r_{\text{vir}}$  の関係を用いた。

円盤内にある全ての星が単位時間あたりに放射する平均全電離光子数は

$$Q_{\text{pop}} = \frac{\int_{m_1}^{m_2} \bar{Q}_{\text{H}}(m) f(m) dm}{\int_{m_1}^{m_2} m f(m) dm} \times M_*, \quad (4)$$

により見積もる。 $M_*$  は円盤中にある星の総質量であり、 $M_* = f_* m_d M_{\text{halo}}$  と仮定する。 $m_d$  はハローの質量のうち円盤の質量の割合である。今回は  $m_d$  の上限値、すなわち  $m_d = \Omega_b/\Omega_m$  を用いる。 $f_*$  は円盤にある質量のうち星の総質量が占める割合である。 $f(m)$  は質量スペクトルで、 $m$  は星の質量である。今回は

$$f \propto m^{-1} \left( 1 + \frac{m}{m_c} \right)^{-1.35}, \quad (5)$$

を用いる (Larson 1998)。このとき  $m_1 = 1M_{\odot}$ ,  $m_2 = 500M_{\odot}$ ,  $m_c = 250M_{\odot}$  とする。 $\bar{Q}_{\text{H}}$  は 1 個の星が単位時間あたりに放射する電離光子数である。初代星に対しては、 $x \equiv \log_{10}(m/M_{\odot})$  とすると

$\log_{10}[\bar{Q}_{\text{H}}/s^{-1}]$ ,

$$= \begin{cases} 43.61 + 4.90x - 0.83x^2 & \text{for } 9 \leq m \leq 500M_{\odot}, \\ 39.29 + 8.55x & \text{for } 5 \leq m < 9M_{\odot}, \\ 0 & \text{for otherwise,} \end{cases}$$

と表すことができる (Schaerer 2002)。

## 2.2 Calculation of the Escape Fraction

Fernandez & Shull (2011) では、電離光子脱出率の計算に際して、電離源は銀河の中心にあると仮定している。銀河の端では中性水素の数密度が銀河中

心より低いので、星が銀河の端に位置すると  $f_{\text{esc}}$  は高くなる。従って、この仮定は電離光子脱出率の下限値を与える。さらに、本研究では電離源を銀河の中心以外に置いた場合の  $f_{\text{esc}}$  を計算し、その影響を議論する。以下では、電離源が中心にある場合の  $f_{\text{esc}}$  の計算式を導出する。銀河面に対して垂直な軸と光子が進む方向とのなす角を  $\theta$  とする。中心からある角度方向  $\theta$  に放射された電離光子が銀河を出るまでに横切る中性水素の数は

$$4\pi\alpha_{\text{B}} \int n_{\text{H}}^2(r, \phi, \theta) r^2 dr, \quad (6)$$

で与えられる。ここで、銀河内部に clump がある場合の水素の数密度の表式について考える。clump 領域の水素の数密度を  $n_c$  と書き、clump でない領域 (interclump) は  $n_{\text{ic}}$  とする。clumping factor  $C \equiv n_c/n_{\text{ic}}$  と定義する。銀河の領域は半径  $15r_{\text{h}}$ 、高さ  $4z_0$  の円盤とする。銀河の全体積のうち clump の占める割合を  $f_{\text{V}}$  とすると

$$n_c = \frac{n_{\text{H}}}{f_{\text{V}} + (1 - f_{\text{V}})/C}, \quad (7)$$

$$n_{\text{ic}} = \frac{n_{\text{H}}}{f_{\text{V}}(C - 1) + 1}, \quad (8)$$

となる。球状の clump を仮定すると、clump の直径  $R_{\text{C}}$  を決めるとその数が決まる。clump を銀河全体に対してランダムに配置する。ある角度方向の電離光子脱出率は

$$\eta(\phi, \theta) = 1 - \frac{4\pi\alpha_{\text{B}}}{Q_{\text{pop}}} \int n^2(r, \phi, \theta) r^2 dr, \quad (9)$$

となる。積分を実行した際に clump 領域では  $n = n_c$  となり、clump 領域以外では  $n = n_{\text{ic}}$  となる。銀河全体での電離光子脱出率は  $\eta$  の全方位積分

$$f_{\text{esc}}(Q_{\text{pop}}) = \frac{1}{4\pi} \int \eta(\phi, \theta) \sin(\theta) d\theta d\phi, \quad (10)$$

で与えられる。

## 3 Results & Discussions

まず最初に  $f_* = 0.5$ ,  $M_{\text{halo}} = 10^9 M_{\odot}$ ,  $R_{\text{C}} = 10^{18}(\text{cm})$  として数値計算を実行した。結果を図 1 に示す。clump がない場合の  $f_{\text{esc}}$  の値は、 $C = 1$  の結

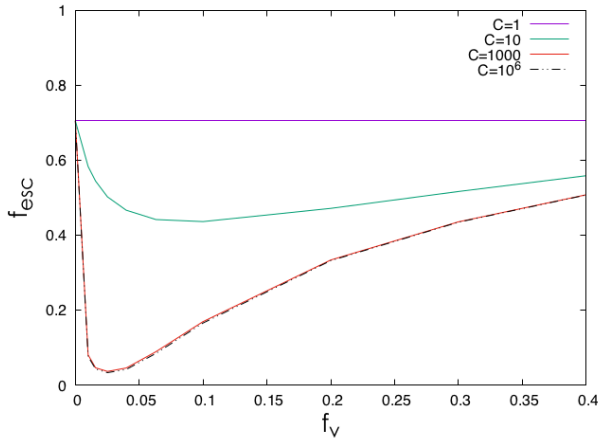


図 1:  $f_* = 0.5$ ,  $M_{\text{halo}} = 10^9 M_{\odot}$ ,  $R_C = 10^{18}(\text{cm})$  での  $f_{\text{esc}}$  の計算結果。(紫: $C = 1$ 、緑: $C = 10$ 、橙: $C = 1000$ 、黒: $C = 10^6$ )

果に等しい。図 1 より密度プロファイルによるガスの分布よりも、clump がある場合のガス分布の方が  $f_{\text{esc}}$  が低くなるのがわかる。しかし、 $f_V$  の値が増加するにつれて  $f_{\text{esc}}$  の値も増加していく。これは銀河のガス質量が一定なので、clump の数が非常に多くなると clump の密度が  $n_{\text{H}}$  に近づいていくからである。さらに、 $C$  の値が高いと  $f_{\text{esc}}$  の変化が大きい。これは  $C$  が大きい方が clump の密度が高くなり、水素の再結合率が高くなるからである。

次に clump のサイズを変えたときに  $f_{\text{esc}}$  がどのように変化するのかについて考える。 $f_* = 0.025$ ,  $M_{\text{halo}} = 10^9 M_{\odot}$  として数値計算を実行した。結果を図 2 に示す。図 2 の垂線が表すのは clump の covering factor  $\sim 1$  になる時の  $f_V$  の値である。この垂線より右側は電離光子がどの方向に進んでも clump を横切ることになる。一方、この垂線の左側は電離光子が clump を横切らない方向が存在する。右側にある垂線は clump のサイズが  $10^{19}(\text{cm})$  で左側にある垂線は clump のサイズが  $10^{18}(\text{cm})$  の場合である。垂線より左側にある  $f_V$  の値では、 $f_{\text{esc}}$  の値は clump が無い場合に比べて高くなる。一方、垂線より右側にある  $f_V$  の値では、 $f_{\text{esc}}$  は clump が無い場合に比べて低くなる。

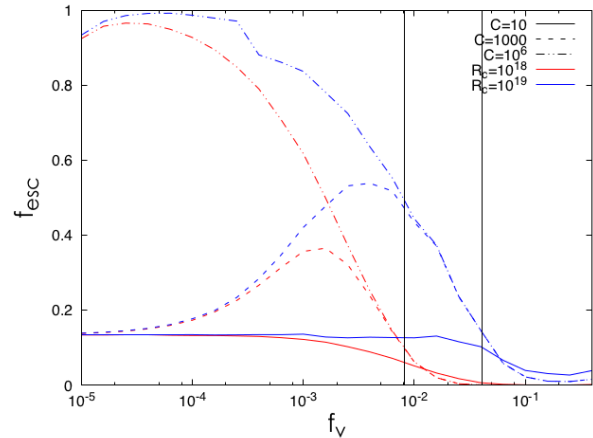


図 2:  $f_* = 0.025$ ,  $M_{\text{halo}} = 10^9 M_{\odot}$  の計算結果 (赤: $R_C = 10^{18}(\text{cm})$ 、青: $R_C = 10^{19}(\text{cm})$ )。左側の垂線は  $R_C = 10^{18}(\text{cm})$  での clump の covering factor  $\sim 1$  となる  $f_V$ 。右側の垂線は  $R_C = 10^{19}(\text{cm})$  での clump の covering factor  $\sim 1$  となる  $f_V$ 。

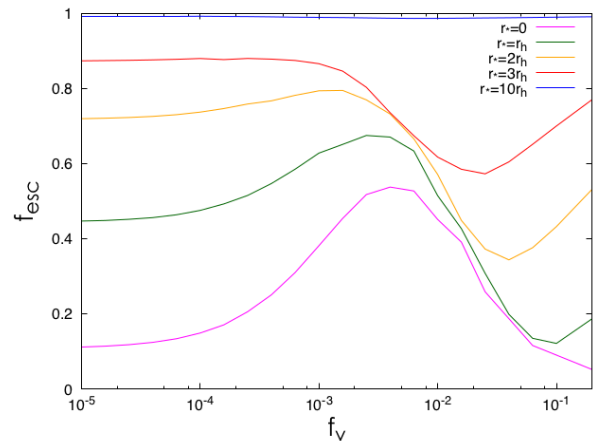


図 3:  $f_* = 0.025$ ,  $M_{\text{halo}} = 10^9 M_{\odot}$ ,  $R_C = 10^{19}(\text{cm})$ ,  $C = 1000$  で星の位置を動かした時の  $f_{\text{esc}}$  の計算結果。 $r_*$  は星の位置で、 $r_{\text{h}}$  は円盤の scale radius である。(紫:銀河中心、緑: $r_{\text{h}}$ 、橙: $2r_{\text{h}}$ 、赤: $3r_{\text{h}}$ 、青: $10r_{\text{h}}$ )

ここまで銀河内にある星は全て中心に存在すると仮定していた。そこで、全ての星が銀河中心以外に配置された場合に  $f_{\text{esc}}$  がどのように変化するのかについて考える。ただし、配置する位置は銀河面上 ( $Z = 0$ ) に限る。 $f_* = 0.025$ ,  $M_{\text{halo}} = 10^9 M_{\odot}$ ,  $R_C = 10^{19}(\text{cm})$ ,  $C = 1000$  として数値計算を実行した。結果を図 3 に

示す。全ての星が中心から離れた位置にあると  $f_{\text{esc}}$  は高くなることがわかる。これは銀河の端に位置するほどガスの密度が低くなり、電離光子が脱出しやすくなるからである。また、 $f_{\text{esc}}$  のピークから谷までの範囲の  $f_V$  の値では、 $f_{\text{esc}}$  は星の位置に依らない。星が移動した範囲に比べて clump が分布できる範囲の方が広いので、 $f_V$  の値が大きくなると  $f_{\text{esc}}$  は星の位置に依らなくなる。

## 4 Summary

銀河内に高密度なガスの塊 (clump) が存在する場合の電離光子脱出率を計算した。その結果、系全体での水素原子数が同じであっても、clump の数や大きさによって、 $f_{\text{esc}}$  が大きく変化することが確かめられた。clump の covering factor が 1 より大きいと  $f_{\text{esc}}$  は clump が無い場合に比べて低くなる。一方、clump の covering factor が 1 より小さいと  $f_{\text{esc}}$  は clump が無い場合に比べて高くなる。また、銀河の中心以外に星を配置すると  $f_{\text{esc}}$  の値は高くなる。clump が分布できる範囲を広くとると、星を銀河面上に銀河中心から  $r_h$  程度しか動かしていない場合には、 $f_{\text{esc}}$  のピークから谷までの範囲の  $f_V$  の値では、 $f_{\text{esc}}$  の値が星の位置に依らない。これらの結果に加え、本研究ではさらに、星種族合成モデルを用いて銀河スペクトルを計算し、銀河の性質と電離光子脱出率との間の関係を検討した結果を報告する。

## Reference

- Fernandez, E. R., & Shull, J. M. 2011, ApJ, 731, 20  
Larson, R. B. 1998, MNRAS, 301, 569  
Schaerer, D. 2002, A& A, 382, 28  
Wood, K., & Loeb, A. 2000, ApJ, 545, 86  
Yajima, H., Choi, J.-H., & Nagamine, K. 2011, MNRAS, 412, 411

[目次へ](#)

a23

宇宙再電離と LAE 探査

東京大学

M1 樋口諒

## 宇宙再電離と LAE 探査

樋口 諒 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

「宇宙の晴れ上がり」の後に宇宙の銀河間の水素は、 $z \sim 6-10$  で再び電離したことが知られている。これを宇宙再電離という。宇宙再電離には大きな問題が 2 つある。1 つ目は宇宙再電離が具体的にどのように進化したのかがよくわかっていないこと、2 つ目は電離源の候補として紫外光を発する星形成銀河や活動銀河核 (AGN) が考えられているが、それぞれがどの程度再電離に寄与したのか不明であることである。Ly $\alpha$  emitter (LAE) は Ly $\alpha$  線が銀河間の中性水素による散乱を受けるために宇宙再電離期の銀河間水素の電離比率を知ること役立つ。また、 $z \sim 2-3$  における銀河の多波長観測の結果から、Ly $\alpha$  光度関数の明るい側には暗い活動 AGN が高い割合で存在しており、 $\log L_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 43.5 [\text{erg s}^{-1}]$  で Ly $\alpha$  光度関数の超過を示す天体のほぼ 100% が AGN であることが示されている (Konno et al. 2016)。そのため LAE 探査は AGN の再電離への寄与の評価に役立つ可能性がある。本研究では現在すばる望遠鏡の超広視野主焦点カメラ (Hyper Suprime-Cam、以下 HSC) の SSP 観測の 1 年目の 32.4 平方度に及ぶ狭帯域バンドデータ ( $5\sigma$  限界等級 24.5–25.5mag) により検出された LAE のカタログを用いて  $z = 5.7$  と  $6.6$  における Ly $\alpha$  光度関数を導出した。その結果、両赤方偏移で Ly $\alpha$  光度関数の明るい側で Ouchi et al. (2010) で得られた Ly $\alpha$  光度関数の Schechter 関数の外挿値と比べて数密度が誤差棒を超えて超過していた。超過を示す  $\log L_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 43.7 [\text{erg s}^{-1}]$  の LAE が全て暗い AGN だと仮定し、 $z \sim 6$  の AGN UV 光度関数を見積もった。その結果、この UV 光度関数の見積もりは Giallongo et al. (2015) が示した暗い AGN の UV 光度関数よりも小さく、個数密度にして 1/3 程度だった。このことから暗い AGN の宇宙再電離への寄与は Giallongo et al. (2015) が主張する結果よりも小さい可能性がある。

## 1 Introduction

「宇宙の晴れ上がり」の後に、宇宙の銀河間の水素は  $z \sim 6-10$  で再び電離したことが知られている。これを宇宙再電離という。宇宙再電離には大きな問題が 2 つある。1 つ目は宇宙再電離が具体的にどのように進化したのかがよくわかっていないこと、2 つ目は電離源の候補として紫外光を発する星形成銀河や活動銀河核 (AGN) が考えられているが、それぞれがどの程度再電離に寄与したのか定量的な評価が難しいことである。

Ly $\alpha$  emitter (LAE) は高赤方偏移でも明るく探査しやすい。また、LAE の Ly $\alpha$  線は銀河間の中性水素に吸収され、宇宙再電離が起こった時代の銀河間物質の水素の電離比率を知る指標になるため、宇宙再

電離の過程を知ること役立つ。さらに、 $z \sim 2-3$  における銀河の多波長観測の結果から、Ly $\alpha$  光度関数の明るい側には、暗い AGN が高い割合で存在している (Konno et al. 2016)。この結果によれば、 $\log L_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 43.5 [\text{erg s}^{-1}]$  で Ly $\alpha$  光度関数の超過を示す天体のほぼ 100% が AGN であることが示されており、電離源の推定に役立つことが期待される (Konno et al. 2016)。

1 つ目の問題に関して、Ouchi et al. (2010) ではすばる望遠鏡の主焦点カメラ (Suprime-Cam、以下 SC) をによって得られた LAE のデータを用いて  $z = 5.7$  と  $z = 6.6$  の Ly $\alpha$  光度関数を導出し、 $2\sigma$  の有意性で  $z = 5.7-6.6$  における Ly $\alpha$  光度関数の進化を明らかにした。さらに理論との比較から  $z = 6.6$  での銀河間水素の中性水素の割合が  $x_{\text{HI}} = 0.2 \pm 0.2$  であることを示した。ただしこの中性水素の割合には 20% 程度の誤差があり、LAE の統計を大きくすることで誤

差を小さくすることが今後の課題である。

2 つ目の問題に関して、電離源の有力候補である星形成銀河と AGN のうち、AGN は  $z > 3$  で数密度が小さいことから、星形成銀河が宇宙再電離に大きく寄与したと考えられている (Robertson et al. 2015)。ただし星形成銀河だけで宇宙再電離を説明するには、電離光子の脱出率  $f_{\text{esc}}$  が 10 – 20% 程度と高くなければならない。 $f_{\text{esc}}$  の値がこれよりも低い場合には、AGN など、星形成銀河以外の電離源の寄与が大きかったことになる。Giallongo et al. (2015) では高赤方偏移の AGN の UV 光度関数を求めた結果、暗い AGN が宇宙再電離に大きく寄与している可能性を指摘している。

以上を受けて、我々は現在すばる望遠鏡の超広視野主焦点カメラ (Hyper Suprime-Cam、以下 HSC) の SSP 観測により得られた狭帯域バンドデータから導出された LAE のカタログを用いて  $z = 5.7$  と  $6.6$  における  $\text{Ly}\alpha$  光度関数を導出し、 $z \sim 6$  の AGN UV 光度関数を見積もった。

## 2 Methods and Observations

ここでは HSC の狭帯域画像探査による LAE の検出方法について説明する。LAE は  $\text{Ly}\alpha$  線がスペクトルで明るいため、「特定の狭帯域フィルターの等級では明るく、他では暗い」という条件で他の天体との選別が可能である。 $z = 5.7$  の LAE の選択には Ouchi et al. (2008) を参照し、各バンドの等級に対して以下のような条件を課した。

$$i - \text{NB816} > 1.2 \text{ and } g > g_{2\sigma} \text{ and } [(r < r_{2\sigma} \text{ and } r - i > 1.0) \text{ or } (r \geq r_{2\sigma})] \quad (1)$$

$z = 6.6$  の LAE の選択には Ouchi et al. (2010) を参照し、各バンドの等級に対して以下のような条件を課した。

$$z - \text{NB921} > 1.0 \text{ and } g > g_{2\sigma} \text{ and } r > r_{2\sigma} \text{ and } [(z < z_{3\sigma} \text{ and } i - z > 1.3) \text{ or } (z \geq z_{3\sigma})] \quad (2)$$

ここで、NB816 と NB921 はそれぞれ  $z = 5.7$  と  $6.6$  の  $\text{Ly}\alpha$  輝線の波長に対応する波長を中心波長とする

狭帯域バンドの等級である。このようにな条件により  $z = 5.7$  と  $6.6$  の LAE 候補天体を得られるが、実際にはその中でも宇宙線に依るノイズや  $\text{Ly}\alpha$  線とは異なる輝線を発する前景天体が多く含まれる。そうした天体は撮像データを直接観察することで LAE かどうかを判定し、取り除く必要がある。

## 3 Results

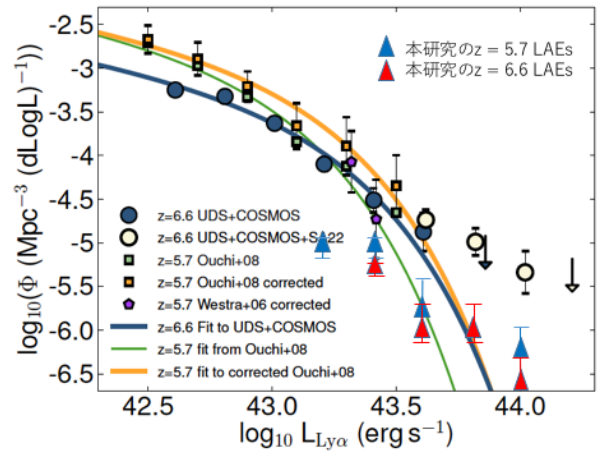


図 1:  $z = 5.7$  と  $6.6$  における  $\text{Ly}\alpha$  光度関数 (Matthee et al. (2015) の図にプロットしたもの)

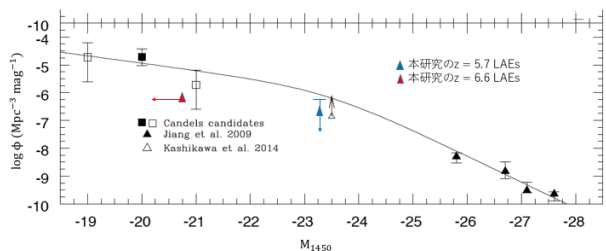


図 2:  $z = 5.7$  と  $6.6$  における暗い AGN の UV 光度関数 ( $\log L_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 43.7 [\text{erg s}^{-1}]$  を満たす LAE の数密度を Giallongo et al. (2015) の図にプロットしたもの)

現在東京大学宇宙線研究所の澁谷 隆俊氏らにより作成された LAE のカタログ ( $z = 5.7$  の LAE: 38 個、 $z = 6.6$  の LAE: 31 個) を用いて  $z \sim 5.7$  と  $5.6$  の  $\text{Ly}\alpha$  光度関数を導出したものを図 1 に示す。Ouchi et al.

(2008) と Ouchi et al. (2010) で得られた Ly $\alpha$  光度関数の Schechter 関数の外挿値と比べて、Ly $\alpha$  光度関数の明るい側で数密度が超過していることがわかる。 $z \sim 2-3$  でも同様の超過が見られ、 $\log L_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 43.5 [\text{ergs}^{-1}]$  で Ly $\alpha$  光度関数の超過を示す天体のほぼ 100% が AGN であることが示されている (Konno et al. 2016)。本研究ではこの観測事実に基づき  $z \sim 5.7$  と 6.6 の Ly $\alpha$  光度関数の  $\log L_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 43.7 [\text{erg s}^{-1}]$  の LAE が全て暗い AGN だと仮定し、 $z \sim 5.7$  と 6.6 の AGN UV 光度関数を見積もった (図 2)。その結果、この UV 光度関数の見積もりは Giallongo et al. (2015) が示した暗い AGN の UV 光度関数よりも小さく、個数密度にして 1/3 程度だった。

## 4 Discussion

図 2 から、今回見積もった  $z = 5.7$  と 6.6 の AGN UV 光度関数で得られた AGN の数密度は Giallongo et al. (2015) の示した結果に比べて小さいことがわかる。このことから暗い AGN の宇宙再電離への寄与は Giallongo et al. (2015) が主張する結果よりも小さい可能性がある。本研究で得られた暗い AGN の UV 光度関数から電離光子の放射率を見積もれば、暗い AGN の宇宙再電離への寄与に制限を加えることができるだろう。

最後に本研究の問題点を指摘しておく。まず 1 つ目は、使用した LAE の数の少なさである。Ouchi et al. (2010) では  $z = 6.6$  の LAE を 207 個用いて Ly $\alpha$  光度関数を導出した。本研究で  $z = 6.6$  の Ly $\alpha$  光度関数の導出に用いた LAE は現在見つかっている 31 個である。そのため統計誤差がこれまでの研究と比べて大きい。より精確な議論を行うために、今後の HSC の SSP 観測で新たに見つかる LAE も含めて同様の解析を行う必要がある。

2 つ目の問題点は、暗い AGN の選別方法についてである。本研究では Konno et al. (2016) による  $z \sim 2-3$  における Ly $\alpha$  光度関数の結果が  $z = 5.7$  と 6.6 でも成り立つと仮定し、暗い AGN を選別した。実際には本研究で選んだ暗い AGN の中に星形成銀河が含まれている可能性がある。この問題の解決のため、 $z = 5.7$  と 6.6 の  $\log L_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 43.7 [\text{erg s}^{-1}]$  を満たす

LAE が全て暗い AGN かどうか分光観測などで確認する必要がある。また、Ly $\alpha$  線を発していない AGN も存在しているはずで、この場合は AGN の個数密度を過小評価する可能性がある。今後は本研究で出てきた AGN 候補天体や他の観測結果などを合わせて AGN の個数密度への制限を強める必要があるだろう。

## Reference

- Konno, A., et al., 2016, ApJ, 823, 20  
 Giallongo, E., et al., 2015, A&A, 578, A83  
 Ouchi, M., et al., 2010, ApJ, 723, 869  
 Robertson, B. E., et al. 2015, ApJL, 802, L19  
 Ouchi, M., et al., 2008, ApJS, 176, 301  
 Matthee, J., et al., 2015, MNRAS, 451,400

[目次へ](#)

b1

High-Velocity Compact Cloudの自動同定  
アルゴリズムの開発

慶應義塾大学

M1 徳山碩斗

# High-Velocity Compact Cloud の自動同定アルゴリズムの開発

徳山 碩斗 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

銀河系中心から半径 200 pc 以内の領域 (CMZ; Central Molecular Zone) は、銀河系円盤部に比べ高温・高密度・広速度分散という特異性を持つ。しかしその特異性の原因は未だに解明されていない。CMZ の特異性解明の鍵を握る天体として高速度コンパクト雲 (HVCC; High-Velocity Compact Cloud) の存在がある。HVCC はその名の通り空間的にコンパクトかつ広い速度幅を持つ特異的な分子雲であり、それぞれ度重なる超新星爆発または巨大な重力源に起因する構造と解釈されている。HVCC の同定手法として、永井 (2008) が開発した方法がある。この方法は計算機による自動同定アルゴリズムと人間による選別プロセスを組み合わせたもので、巨大なデータセットに対しては膨大な労力を要するという問題が残されていた。今回、我々はこの問題を解決すべく、HVCC の完全な自動同定アルゴリズムの開発を行った。このアルゴリズムは (1) pressing method、(2) unsharp mask、(3) modified clumpfind の 3 つの手順からなる。まず pressing method により銀河系円盤部にあるガスの影響を軽減させる。次に unsharp mask で空間的にコンパクトかつ速度幅が広い成分を強調する。最後に modified clumpfind を用いて HVCC を同定する。また、永井 (2008) が用いた  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  データは空間情報が完全ではなかったため、我々は新たに野辺山 45 m 電波望遠鏡を用いて同輝線の観測を行った。これにより、今まで見落とされていたさらにコンパクトな HVCC を多数発見出来ることが期待される。実際、新しいデータに今回開発した自動同定アルゴリズムを適用することにより 116 個の HVCC 候補天体を同定することに成功した。

## 1 Introduction

活動銀河中心核 (AGN) は非常に激しい活動性を示しており、その活動性の要因は、銀河中心にある大質量ブラックホール (SuperMassive Black Hole; SMBH) に起因するものと一般的には解釈されている。しかし、SMBH の形成過程は未だに解明されていない。近年、SMBH よりも質量が小さい中質量ブラックホール (Intermediate Mass Black Hole; IMBH) の候補天体が複数発見され、SMBH が IMBH 同士の合体により形成されるという説が提唱されている (?)。

銀河系中心から半径 200 pc 以内の領域は、高密度、大きな速度分散、高温、そして強い磁場で特徴付けられる。そのため、ガスの物理状態や星形成過程が銀河系円盤部とは異なる。この中心領域はその特異性から銀河系中心分子層 (Central Molecular Zone; CMZ) と呼ばれる。CMZ 内では幾つかの特異な分子雲が見つかっている。その一つが高速度コンパクト雲 (High-Velocity Compact Cloud; HVCC) である。これはその名の通り空間サイズがコンパクト ( $< 5\text{ pc}$ )

で広い速度幅 ( $\sigma_v > 50\text{ km s}^{-1}$ ) を持つ特異分子雲の総称である。幾つかの HVCC は膨張するシェル状の構造を持っており、これは高密度星団中の複数の超新星爆発が起源であることを示唆している (?)。またこのような領域では、恒星同士の激しい合体により IMBH が生まれる可能性が指摘されている。ブラックホールは質量が  $8 M_{\odot}$  以上の星の超新星爆発により生まれるので、HVCC は IMBH の誕生に深く関与している可能性がある。

HVCC の同定に関する先行研究は 2008 年に永井によって行なわれている (?)。永井はまず計算機によって HVCC の候補天体を抽出し、その後、人間の目を用いて HVCC を同定するというものである。しかし、この方法では最終的に手で HVCC を見つけることになるので人間の主観に依存してしまっている。また巨大なデータセットに対して膨大な労力を要するという問題が残されていた。本研究ではこの問題を解決し、HVCC の完全なリストを作るための自動同定アルゴリズムの開発を行った。また、同定

した HVCC に対し統計解析を行った。

## 2 Observations

観測には野辺山 45 m 電波望遠鏡を用いた。観測日程は 2011 年 1 月 19 日から 1 月 29 日の期間で、計 50 時間観測した。観測輝線は  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  (115.271202 GHz) である。観測領域は、 $-0.8^\circ \leq l \leq +1.4^\circ$ ,  $-0.35^\circ \leq b \leq +0.35^\circ$  で角度分解能は  $7.5''$ 。速度分解能は  $2 \text{ km s}^{-1}$ 。On-The-Fly モードで観測し、off 点には  $(l, b) = (0^\circ, -1^\circ)$  を選んだ。

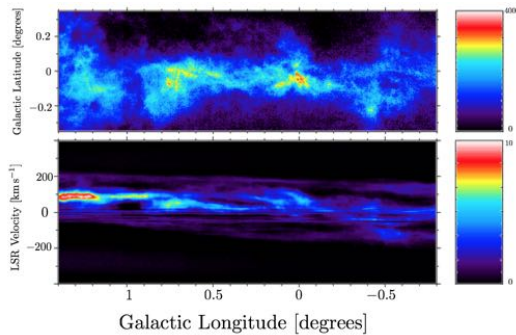


図 1: 今回用いたデータの積分強度図 ( $l$ - $b$  図)(上) と銀経速度図 ( $l$ - $V$  図)(下)。

## 3 Analysys

本研究で開発した自動同定アルゴリズムは、(1) pressing method、(2) unsharp mask、(3) modified clumpfind の 3 つの手順からなる。

### 3.1 pressing method

pressing method は Sofue (1995) によって提唱された、銀河系円盤部にあるガスによる放射・吸収を軽減する方法である。スペクトル線データキューブに対し smoothing と subtraction を繰り返し行い、空間方向に広く速度方向に狭い成分を除去する操作である。以下に pressing method の具体的な手続きを記す。まずスペクトル線のデータを  $F_1$  とする。

1.  $F_1$  を  $V_{\text{LSR}}$  方向に gaussian smoothing したデータを  $F_2$  とする。
2.  $F_3 = F_1 - F_2$  を計算。
3.  $F_3$  を  $l$  方向に gaussian smoothing する。その結果を  $F_4$  とする。
4.  $F_5 = F_1 - F_4$  を計算。
5.  $F_5$  で  $l$  方向に鋭い成分が十分に除去されていれば、この  $F_5$  を pressing method の結果とする。まだ十分でない場合は  $F_5$  を  $V_{\text{LSR}}$  方向に gaussian smoothing し、 $F_2 = F_5$  として 2 ~ 5 の操作を繰り返す。

pressing method は  $l$  方向に連続する銀河系円盤部のガスによる吸収・放射を取り除くものなので、該当する  $V_{\text{LSR}}$  の範囲でのみ行った。今回は Oka et al.(2007) を参考にし、 $-55 + 10l < V_{\text{LSR}} < 25 \text{ km s}^{-1}$  を pressing method を適用する  $V_{\text{LSR}}$  の範囲として採用した。また、 $V_{\text{LSR}}$  方向の smoothing は  $5 \text{ km s}^{-1}$  (FWHM)、 $l$  方向の smoothing は  $0.025^\circ$  (FWHM) で行った。今回は pressing method を 30 回繰り返した。図??を見

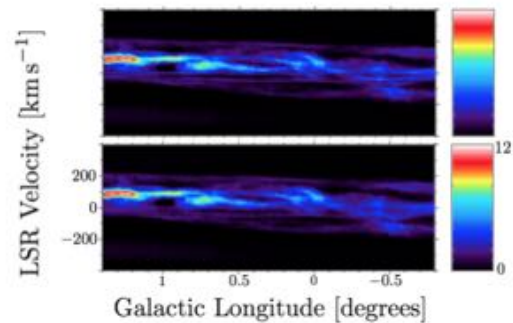


図 2: 上の図が pressing method 適用前。下の図が pressing method を 30 回適用したもの。

ると pressing により  $V_{\text{LSR}} = 0 \text{ km s}^{-1}$  付近の  $l$  方向に鋭い成分が除去されていることがわかる。

### 3.2 unsharp mask

CMZ には大量の分子雲が存在しており、視線方向にいくつもの分子雲が重なって見えてしまう。そのた

め、HVCC は他の分子雲に埋もれてしまい、独立に観測することができない。しかし、HVCC は他の分子雲とは異なり、空間的にコンパクトで速度幅が広いという特徴を持つ。これを利用してデータキューブから HVCC を抽出することを試みた。ここで用いたのが unsharp mask という手法である。unsharp mask は画像処理の分野における鮮明化処理に相当する。今回は、空間的にコンパクトで速度幅が大きな成分を取り出すように unsharp mask 処理を行った。以下に具体的な手続きを示す。

1. pressing の結果である  $F_5$  を  $V_{\text{LSR}}$  方向に gaussian smoothing する。結果を  $F_6$  とする。
2.  $F_6$  を空間方向 ( $l$  方向と  $b$  方向) に gaussian smoothing する。結果を  $F_7$  とする。
3.  $F_8 = F_6 - F_7$  を計算する。 $F_8$  が unsharp mask の結果である。

$V_{\text{LSR}}$  方向の smoothing は  $50 \text{ km s}^{-1}$  (FWHM)、空間方向の smoothing は  $0.04^\circ$  (FWHM) で行った。その結果が図??である。この図を見て分かる通り unsharp mask の結果として空間的にコンパクトで速度幅の広い成分が選択的に抽出されていることがわかる。

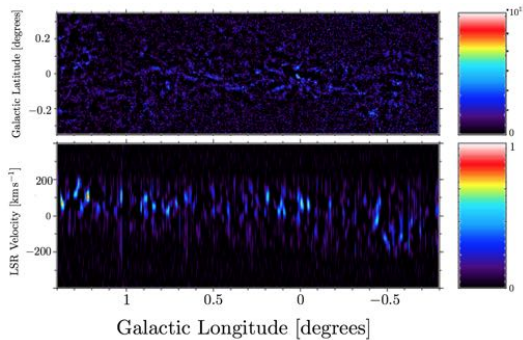


図 3: unsharp mask の結果の  $l$ - $b$  図 (上) と  $l$ - $V$  図 (下)。

### 3.3 modified clumpfind

pressing method, unsharp mask を施したのち、modified clumpfind を用いて HVCC 候補天体を同定した。modified clumpfind は、1994 年に Jonathan

Williams が考案した CLUMPFIND アルゴリズムを改良したものである。この方法ではスペクトル線のデータに対して強度の等高線を引き、パラメータの値に従いピクセル群「clump」を同定する (図??参照)。与えるパラメータは等高線間隔  $\Delta T$ 、等高線を引く最低強度  $T_{\text{th}}$ 、clump とみなす最低ピクセル数  $N$  である。

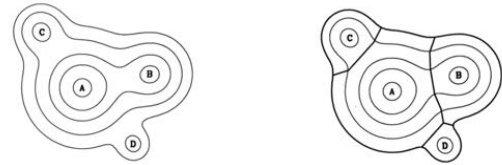


図 4: CLUMPFIND アルゴリズムの概念図 (?).

以下に modified clumpfind の具体的な手続きを示す。

1. スペクトル線データ内で強度が最大となる位置を探す。この位置が含まれるような等高線を引き、この等高線内のピクセル群を clump とし固有の番号 (id) をつける。その後、パラメータとして与えた等高線間隔  $\Delta T$  に従って等高線強度最低値  $T_{\text{th}}$  まで等高線を引く。
2. 1. の操作をデータ内の強度が 2 番目、3 番目... の位置について順次行う。その結果、ある強度の等高線の中に 2 つの clump が含まれる場合が出てくる。ここで  $r_{\text{dip}}$  の値に従って 2 つの clump を分断するかどうかを決定する。 $r_{\text{dip}}$  が与えたパラメータ値よりも小さければ clump を分断する。
3. 同定された clump のうちピクセル数がパラメータ  $N$  の数に満たないものは棄却する。

改良した点は、パラメータ  $r_{\text{dip}}$  を追加した点である。今回用いたパラメータ値は  $\Delta T = 0.1 \text{ K}$ ,  $T_{\text{th}} = 1.0 \text{ K}$ ,  $N = 50$ ,  $r_{\text{dip}} = 0.3$  である。

## 4 Result / Discussion

解析の結果、116 個の HVCC 候補天体を同定することに成功した。永井が同定した HVCC の数は、今回用いてデータと同じ領域において 46 個であったの

で、先行研究において空間的に拡散した放射に埋もれて見つけることができなかつた HVCC を本アルゴリズムで同定できた可能性がある。同定した HVCC 候補天体の諸物理量と頻度分布を調べた。

算出した物理量は、ビリアル質量  $M_{vt}$ ・LTE 質量  $M_{lt}$ ・運動エネルギー  $E_{kin}$ ・膨張時間  $t_{exp}$ ・星間空間へのエネルギー供給率  $F_{kin}$  である。結果をヒストグラムにして示す。同定された HVCC のうち、個数に

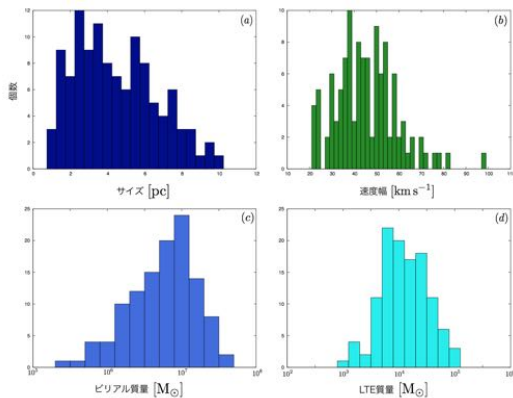


図 5: HVCC の (a) サイズ (b) 速度幅 (c) ビリアル質量 (d) LTE 質量のヒストグラム

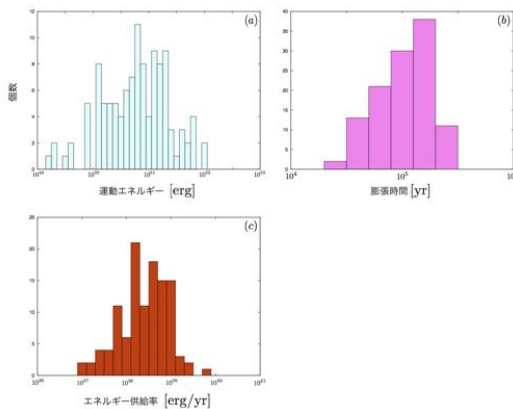


図 6: HVCC の (a) 運動エネルギー (b) 膨張時間 (c) エネルギー供給率のヒストグラム

して約 90% が  $E_{kin} = 10^{50}$  erg を超えるエネルギーを持っていた。また HVCC の膨張時間が  $10^5$  yr 程度であった。

一回の超新星爆発でバリオンに渡されるエネルギーはおよそ  $10^{51}$  erg であり、そのうちガスの運動エネ

ルギーに変換されるものは  $10^{50}$  erg ほどである (?)。つまり今回同定された HVCC の多くはそれぞれ複数の超新星爆発に相当する運動エネルギーを持っていることになる。また HVCC は CMZ 内の分子雲と比べるとコンパクトであるので、HVCC にエネルギーを供給するような爆発は局所的なものであるとわかる。したがって HVCC 形成過程として CMZ 内で局所的な爆発現象が多数起きたということが考えられる。さらに HVCC の膨張時間から多数の爆発現象は  $10^5$  yr という短い時間の中で起きたと考えられる。超新星爆発は質量が  $8 M_{\odot}$  以上の星の最期に起きる現象である。質量が  $8 M_{\odot}$  の星の寿命はおよそ  $10^7$  yr であり、 $8 M_{\odot}$  より重い星の寿命はさらに短い。以上の結果から、HVCC 付近に星団が存在し、超新星爆発はその星団内で同時期に生まれた星が起こしたというシナリオが考えられる。CMZ 内の星団は  $10^7$  yr のタイムスケールで消滅するので (?)、星団消滅前に HVCC を形成する十分な時間がある。したがって HVCC 付近には形成元である星団が存在するはずである。今後、電波だけでなく紫外線や赤外線といった他波長での観測により星団が見つかるかもしれない。

## Reference

Ebisuzaki, T., Makino, J., Tsuru, T. G., Funato, Y., Portegies Zwart, S., Hut, P., McMillan, S., Matsushita, S., Matsumoto, H., & Kawabe, R. 2001, ApJ, 562, 19

Oka, T., White, G. J., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., & Miyawaki, A. 1999, ApJ, 515, 249

Nagai, M. 2008, PhD thesis, The University of Tokyo

Sofue, Y. 1995, PASJ, 47, 527

Chevaliar, R. A. 1974, Astrophys. J., 188, 501

Kim, S. S., Figer, D. F., Lee, H. M., & Morris, M. 2000, Astrophys. J., 545, 301

Oka, T., Nagai, M., Kamegai, K., Tanaka, K., & Kuboi, N. 2007, PASJ, 59, 15

Jonathan, P. W., Eugene, J. de G., & Leo, B., 1994, Astrophys. J., 428, 693

[目次へ](#)

b2

overcooling問題解決を目的とした  
superbubble-feedback modelの構築

北海道大学

M1 田中雅大

# overcooling 問題解決を目的とした superbubble-feedback model の構築

田中 雅大 (北海道大学大学院 宇宙物理学研究室)

## Abstract

本講演では、Keller et al. (2014) のレビューを行う。彼らは、新しく開発した superbubble-feedback model を銀河スケールのシミュレーションに組み込みフィードバックの効果を調べた。以下に本レビューの詳細を述べる。

観測で得られる銀河の光度関数はネガティブフィードバックなしのシミュレーションで得られる光度関数と大きく異なってしまいます。このようなフィードバックの候補の 1 つとしては、超新星爆発 (SN) が考えられている。

Keller et al. (2014) は同一星団内での複数の SNe によって引き起こされる superbubble-feedback に注目した。宇宙では、複数の SNe が同時期、局所的に起こることが知られている。このような SNe によって hot gas の周りを cold gas が囲んだ superbubble と呼ばれる泡状構造が形成される。この時 hot gas と cold gas の間には、温度勾配によって大きな熱伝導が起こる。これまでのフィードバックモデルでは、分解能が不足し、superbubble 内の熱伝導による効果が取り入れられていなかった。これにより、過剰にガスを cooling する overcooling の問題が生じてしまう。この問題を従来のモデルでは、様々なフリーパラメータを使うことで解決してきた。

Keller et al. (2014) では、overcooling の問題を解決するために以下の 3 つの要素を取り入れた superbubble-feedback モデルを構築した。熱伝導の効果、熱伝導による質量流束、hot phase と cold phase から成る 2 相を持つ粒子である。そして、この新たなモデルが分解能に依存しない結果を導くことを確認した。さらに、新しいモデルと従来のモデルを用いて、孤立銀河のシミュレーションを行い比較した。その結果、従来のモデルと比べると新しいモデルはより効率的に星形成を抑え、強力な outflow を生成した。

## 1 Introduction

銀河では様々な質量の星が作られている。ある一定以上の質量を持つ星が寿命を迎えると、その星は超新星爆発 (SN) を起こして莫大なエネルギーとガスを星間空間に放出し、このガスを用いて新たな星が生成される。しかし、SN には周りにあるガスを吹き飛ばすことによって星形成を抑制するという働きもある。この星形成を促進・抑制するような効果をフィードバックといい、特に抑制する効果をネガティブフィードバックという。

ネガティブフィードバックなしのシミュレーションで得られる銀河の光度関数は観測で得られる光度関数よりも値が大きくなるという問題がある。光度関数の値を小さくするために星の材料になる低温高密度

度ガスを少なくするようなフィードバックを取り入れる必要がある。このようなフィードバックの候補の 1 つとしては、超新星爆発が考えられている。このように、星からのフィードバックの効果を考えることは銀河の進化を調べる上で非常に重要である。

従来のモデルでは、単体の SN によるフィードバックモデルが考えられてきた。しかし、星形成は同時期、局所的に起こるため、SN も大質量星が得意な starburst 銀河などでは集団で起きると考えられる。これにより、hot gas の周りを cold gas が囲んだ superbubble と呼ばれる泡状構造ができる。この構造は大きな温度勾配を持つので熱伝導の効果が非常に大きい。しかし、この熱伝導は非常に小さいスケールで起こる。そのため、分解能が低いと熱伝導の効果が上手く得られず低温高密度の領域が過剰に

できるという overcooling 問題が生じる。従来のモデルでは、この overcooling 問題を様々なフリーパラメータを導入することによって解決してきた。Keller et al. (2014) では hot phase と cold phase から成る 2 相を持つ粒子や 2 相間の熱伝導の効果を subgrid で導入することで解決する superbubble-feedback モデルを構築した。

以下では、まず superbubble-feedback モデルの導入方法を説明する。その後、単体星団のシミュレーションを用いて、このモデルから得られる結果が分解能に依存しないことを示す。最後に、このモデルを孤立銀河のシミュレーションに適用して、銀河スケールの ISM についての影響と outflow の生成について調べる。

## 2 Methods

superbubble モデルでは、新たな要素として

- 熱伝導
- 熱伝導による質量流束
- hot phase と cold phase の 2 相を持つ multiphase 粒子

の 3 つを取り入れている。

### 2.1 熱伝導

Superbubble はバブルの内部と外部で温度に大きな差があるので熱伝導によるエネルギーの変化は大きくなる。よって熱伝導の効果を考慮しないとガスの温度が正しく評価できなくなる。

hot gas と cold gas 間で起こる熱伝導の大きさはフーリエの式  $\mathbf{Q} = -\kappa \nabla T$  より温度勾配と熱伝導係数に依存する。 $\mathbf{Q}$ 、 $\kappa$ 、 $T$  はそれぞれ熱流束、熱伝導係数、ガスの温度である。また、ガスの温度勾配が急な場合は熱流束の値は発散してしまうので、この場合はガスの温度ではなく電子温度を用いた式  $\mathbf{Q} = \nabla(\frac{3}{2}n_e k_B T_e v_e)$  より熱流束を計算する。 $n_e$ 、 $k_B$ 、 $T_e$ 、 $v_e$  はそれぞれ電子密度、ボルツマン定数、電子温度、電子の速度である。

### 2.2 熱伝導による質量流束

熱伝導によりエネルギーが移動すると、そのエネルギーの値だけ cold gas が hot gas になる。この熱伝導によって起こる cold gas から hot gas への質量流束を確率論的モデルを用いて表す。このモデルを用いることで、フィードバックによって温められる cold gas の量をフリーパラメータではなく熱伝導によって決めることができる。cold gas の温度を上昇させるのはバブルの端にある hot gas のみとする。まず、各 hot particle が 1 タイムステップに cold particle から hot particle に変化させる個数を求める。次に、近い方からその個数分の cold particle を選ぶ。最後に、hot particle と cold particle の間での熱流束量の平均値を求め、この値を用いて流体方程式を解く。図 1 は熱伝導による質量流束の模式図である。

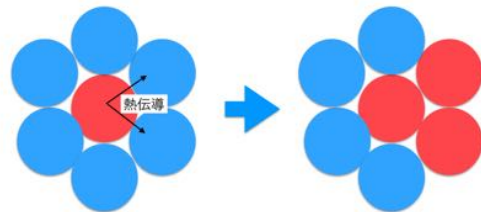


図 1: 熱伝導による質量流束の模式図

### 2.3 multiphase 粒子

フィードバックによる heating が始まってすぐの頃はバブル内の hot gas の質量が質量分解能よりも小さいので熱伝導が起こるスケールが分解能以下になってしまう。分解能以下のスケールで起こる熱伝導の効果を考えるために subgrid model を使って hot phase と cold phase の 2 相を持つ multiphase 粒子を導入する。図 2 は multiphase 粒子の模式図である。もし粒子が SN からエネルギーをもらった時に粒子の温度が  $10^5 \text{K}$  以下であれば multiphase 粒子になるとする。multiphase 粒子はそれぞれの相が質量とエネルギーを持ち、それらの値は合計が粒子の質量、エネルギーになるようにする。またここでは 2

相間の圧力平衡を仮定して密度を決定する。このような仮定から各 phase に分配されるフィードバックエネルギーの量が決定され、各 phase での温度が求まる。もし、cold phase が全て hot phase になるか、hot phase が  $10^5\text{K}$  以下になったら single-phase に戻るとする。

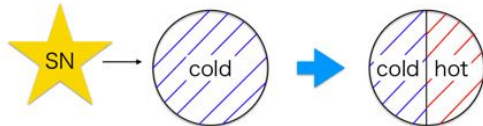


図 2: multiphase モデルの模式図

### 3 Results & Discussion

まず、単体の superbubble のふるまいについて調べるために星団のまわりのガスの進化を調べた。今回、導入した要素の効果を調べるために 3 つのモデルを使用した。熱伝導による質量変化を取り入れた Direct injection model、Direct injection model に multiphase 粒子を追加した Superbubble feedback model、熱伝導の効果を導入していない Simple feedback model である。各モデルの星団ができてから 50Myr 後のガスの柱密度を図 3 に示す。この図から熱伝導の効果を導入したモデルには泡状構造ができているのに対して、導入していないモデルはあまり泡状構造になっていないのがわかる。

図 4 は分解能ごとに各モデルの hot gas の総質量の時間変化を表したものである。横軸が時間、縦軸が hot gas の総質量になっている。図 4 から Simple feedback model では生成される hot gas の質量が分解能に依存していることがわかる。また、熱伝導を考慮したモデルよりも hot gas の生成量が少ないことから overcooling 問題が現れていることがわかる。それに対して熱伝導を考慮したモデルは Simple feedback model よりも多くの hot gas を生成し、その量も分解能によらないことから overcooling 問題が解決していると言える。

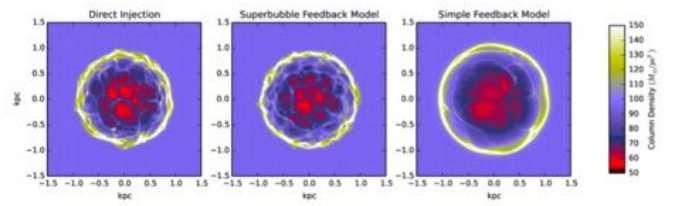


図 3: 星団ができてから 50Myr 後のガスの柱密度

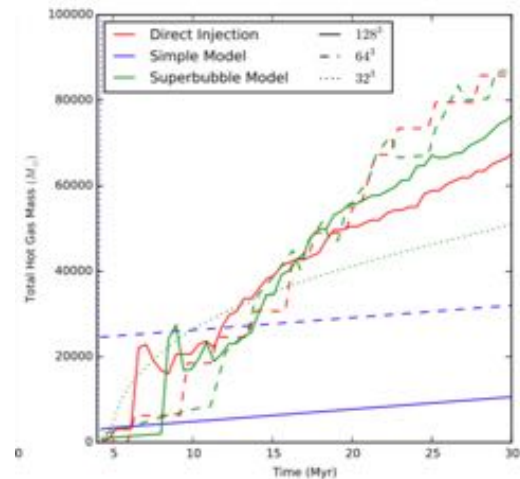


図 4: モデルと分解能ごとの hot gas の総質量

次に孤立系銀河のシミュレーションに Superbubble feedback model を適用した。従来のモデルと比較するため銀河シミュレーションで使われる標準的なフィードバックモデルである blastwave model (Stinson et al. 2006) を使用した。図 5 左図は横軸に密度、縦軸に温度をとって各ガス粒子についてプロットしたものである。右図はガス粒子の温度と密度の推移を示したものである。青線は  $10^4\text{yr}$  と  $10^6\text{yr}$  の cooling time を表している。この図によると最初  $10^4\text{K}$  にあったガスが放射冷却によって低温高密度になり星生成を起こす (青矢印)。その後フィードバックにより温められて高温低密度領域に移る (赤矢印)。この図からフィードバックにより温められた粒子の cooling time は  $10^6\text{yr}$  より長くなるのでより長い期間星形成が抑制されることがわかる。

また、各モデルのフィードバックの効果を調べるために星生成率 (SFR) と outflow の時間変化を図 6 に示した。横軸が時間、縦軸が単位時間あたりの星

と outflow の生成率である。図 6 から Superbubble feedback model は blastwave model に比べて SFR が  $\frac{1}{2}$  倍に抑えられて、生成された outflow の量も 10 倍近く多いことがわかる。Scannapieco et al. (2012) では blastwave model を用いた MW のシミュレーションで得られる星生成率が観測値 (Guo et al. 2011) より 2 倍高かった。

以上より、Superbubble feedback model を用いることで星団からのフィードバックを分解能によらずに、物理的に正しく表せることがわかる。

## Reference

- Guo et al. 2011, MNRAS 442, 3013  
 Keller et al. 2014, MNRAS 423, 1726  
 Scannapieco et al. 2012, MNRAS 413, 101  
 Stinson et al. 2006, MNRAS 373, 1074

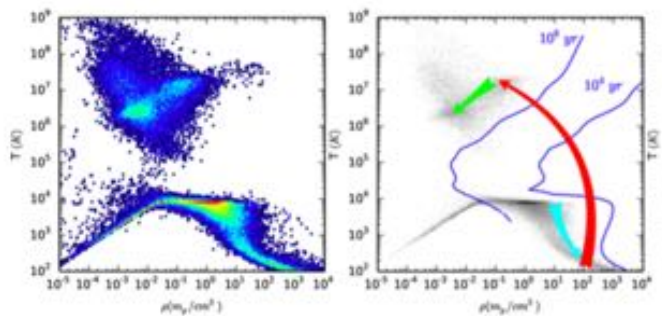


図 5: ガス粒子の温度と密度分布

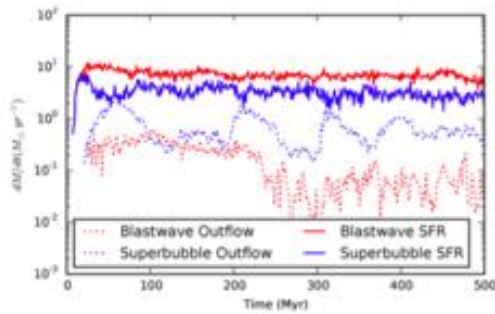


図 6: MW 型銀河におけるモデルごとの SFR と outflow の量

## Acknowledgment

基礎物理学研究所及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。

[目次へ](#)

b3

活動銀河核における狭輝線領域の赤方  
偏移進化の観測的研究

愛媛大学

M1 仁田裕介

## 活動銀河核における狭輝線領域の赤方偏移進化の観測的研究

仁田 裕介 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

銀河における星間物質が宇宙 138 億年の歴史の中でどのようにその性質を変えてきたかを明らかにすることは、銀河進化の全貌を理解するために極めて重要である。Kewley et al. (2013) では、星形成銀河と AGN のどちらにおいても赤方偏移とともに星間物質の物理状態が変化していく理論モデルを BPT 図とよばれる輝線診断図を用いて示している。現在、星形成銀河については Steidel et al. (2014) や Hayashi et al. (2015) において Kewley の理論モデルに一致するような輝線強度比の赤方偏移依存性が報告されている。しかし、高赤方偏移の AGN の物理状態に関してはほとんど調査がされておらず、Kewley et al. (2013) で議論されたような、AGN 母銀河における星間物質の進化の有無は観測的に調べられていない。

Araki et al. (2012) では  $z \sim 3$  の 1 型クエーサー SDSS J1707+6443 の近赤外線分光観測を行ない、得られたスペクトルから狭輝線領域 (NLR) における  $[\text{NeIII}]\lambda 3869/[\text{OIII}]\lambda 5007$ 、 $[\text{OII}]\lambda 3727/[\text{OIII}]\lambda 5007$  の輝線強度比の測定が行われた。その結果、近傍 ( $0 < z < 1$ ) の 1 型クエーサーに比べると  $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$  が顕著に高く、 $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  は低くなることがわかった。この観測結果は SDSS J1707+6443 において、ISM の典型的密度が低赤方偏移のクエーサーよりも高いと解釈できる。しかし、この 1 天体の観測結果だけでは、高赤方偏移クエーサーの母銀河の ISM 密度が低赤方偏移に比べて系統的に高いかどうかを議論することはできない。よって我々は、SDSS J1707+6443 と同程度の赤方偏移である  $z \sim 3$  のクエーサー 5 天体について、すばる望遠鏡の MOIRCS を用いて近赤外線分光観測を行なった。得られたデータを解析したところ、2 天体で  $[\text{OII}]\lambda 3727$ 、 $[\text{NeIII}]\lambda 3869$ 、 $[\text{OIII}]\lambda 5007$  のうち少なくとも 2 つが検出されたので、Araki et al. (2012) と同様に  $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$  と  $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  の輝線強度比を求めた。その結果、近傍の 1 型クエーサーと比べ、 $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$  がは高く、 $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  は低くなり、Araki et al. (2012) の結果に一致した。この結果は、AGN 母銀河の星間物質の密度が高赤方偏移ほど高くなっていることを示唆している。

## 1 Introduction

活動銀河核 (AGN; active galactic nucleus) とは、銀河中心にあると考えられている超巨大ブラックホールへの質量降着による重力エネルギーを放射に変えながら明るく輝く天体である。AGN の電離ガス領域は、幅の広い輝線が観測される広輝線領域 (BLR; broad line region) と幅の狭い輝線が観測される狭輝線領域 (NLR; narrow line region) に分類される。なかでも、NLR は母銀河と同程度のスケールで広がっていることもあり、その物理化学状態を調べることは母銀河の星間物質の進化の研究に非常に有用である。

Kewley et al. (2013) では BPT 図と呼ばれる輝線診断図を用いて、銀河の星間物質の赤方偏移進化の理論モデルを示している。この理論モデルによると、星形成銀河と AGN の星間物質の物理状態はどちらも

赤方偏移とともに変化していくと予想されている。現在、星形成銀河については、理論モデルが予想するような輝線強度の赤方偏移進化が観測され、星間物質の物理状態が赤方偏移の関数としてどのように偏移したのかが議論されている (Steidel et al. 2014; Hayashi et al. 2015)。しかし、AGN に関しては Kewley et al. (2013) で議論されているような母銀河の星間物質の性質の進化を調べるために必要な輝線強度の観測的な調査は行われていない。Araki et al. (2012) では  $z \sim 3$  の 1 型クエーサー SDSS J1707+6443 の近赤外線分光観測を行ない、NLR から放射される  $[\text{NeIII}]\lambda 3869$ 、 $[\text{OII}]\lambda 3727$ 、 $[\text{OIII}]\lambda 5007$  の輝線強度を測定し、 $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$  と  $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  の輝線強度比を求めている。その結果、近傍 ( $0 < z < 1$ ) の 1 型クエーサーに比べると  $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$  が顕著に高

く、[OII]/[OIII] は低くなることがわかった。また、この測定結果を光電離モデルと比較することにより、J1707+6443 の星間物質の典型的密度が低赤方偏移のクエーサーよりも高い ( $n_e \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) ことが示唆された。この観測結果より、AGN の母銀河に関しても赤方偏移によって星間物質の物理状態が進化しているのではないかと予想される。しかし、複数の禁制線強度の測定により NLR の星間物質についての輝線診断が可能な高赤方偏移クエーサーのサンプルは、Araki et al. (2013) で観測された J1707+6443 の 1 天体のみであるため統計的サンプルに基づいた議論ができておらず、このため AGN の母銀河の星間物質の進化は未解明である。

本研究では、高赤方偏移クエーサーのサンプルを増やし、AGN 母銀河における星間物質の物理状態の進化について系統的な議論をすることが目的である。この目的を達成するため、 $z \sim 3$  のクエーサー 5 天体について、すばる望遠鏡の MOIRCS を用いて近赤外線分光観測を行なった。今回は 5 天体の観測データにより得られたスペクトルを解析し、[NeIII] $\lambda$ 3869、[OII] $\lambda$ 3727、[OIII] $\lambda$ 5007 のうち少なくとも 2 つが検出されている 2 天体について、Araki et al. (2012) と同様に、[NeIII] $\lambda$ 3869、[OII] $\lambda$ 3727、[OIII] $\lambda$ 5007 の輝線強度を測定し、[NeIII]/[OIII]、[OII]/[OIII] の輝線強度比を求め、低赤方偏移クエーサーとの比較を行った。

## 2 Observation

今回使用したデータは、2013 年 12 月に行われたすばる望遠鏡の MOIRCS による近赤外線分光観測で得られたデータである (表 1)。観測ターゲットは、主要な輝線が観測しやすい赤方偏移にあり、近赤外線分光観測が容易な比較的明るいクエーサーを SDSS サンプルから選択した。観測は HK500 grism と 0.6" 幅のスリットを用いて行い、1.3–2.5  $\mu\text{m}$  のスペクトルを取得した。得られたスペクトル中の大気夜光のプロファイルから、得られた波長分解能は  $R \sim 600$  と見積もられる。積分 1 回あたりの露出時間は 300 秒であり、各天体について総計 60–80 分の積分を行った。観測中の典型的なシーイングサイズは 0.8" であった。また、

データ整約の際に使用する標準星の観測も行った。本発表では観測された 5 天体の中から [OIII] $\lambda$ 5007 と [NeIII] $\lambda$ 3869、[OII] $\lambda$ 3727 のうち少なくとも 1 つが検出されている 2 天体について議論する。

表 1: 今回観測した 5 天体のデータ

天体名	redshift	観測時間 (sec)	$i_{AB}$ (mag)
SDSS J0251-0730	3.076	3600	18.53
SDSS J0338-0005	3.050	3600	18.33
SDSS J0348+1022	3.097	3600	18.44
SDSS J0908+0658	3.073	3600	18.46
SDSS J1036+1326	3.094	4800	17.77

## 3 Data Reduction

データの解析には、天文データ解析ソフトの IRAF を使用した。データ解析の流れは、フラットフィールドニング、スカイの除去、パッドピクセルの除去、画像の足しあわせ、スペクトルの 1 次元化、波長校正、フラックス校正の順に行った。スペクトルの 1 次元化の際の aperture は、1.5" とした。波長校正には、OH 大気夜光を使用した。フラックス校正には、ターゲット天体と同様の解析を行った 5 つの標準星のスペクトルを用いた (表 2)。その際、星のスペクトルは有効温度に対応する黒体放射であると仮定している。スペクトル型に対応する有効温度は Tokunaga (2000) を参照した。また、輝線強度比を求める際の輝線強度の測定のため、IRAF の specfit (Kriss 1994) を用いて輝線のフィティングを行った。フィティングの際、輝線のプロファイルはガウシアンであると仮定してフィットした。

## 4 Result

解析によって得られた 5 天体の静止系可視スペクトルを図 1 に示した。また、今回輝線強度比を求める 2 天体の輝線強度の測定結果を表 3、表 4 に示す。J0908+0658 に関しては輝線強度比を求める際に使用

表 2: フラックス校正に使用した標準星のデータ

天体名	スペクトル型	有効温度 (K)	$K_{\text{Vega}}$ (mag)
HIP 02589	F7V	6249	9.308
HIP 11056	G1V	5880	8.996
HIP 33095	A4V	8377	9.496
HIP 52192	G2V	5830	8.819
HIP 61835	G0V	5930	9.373

する  $[\text{OII}]\lambda 3727$ 、 $[\text{NeIII}]\lambda 3869$ 、 $[\text{OIII}]\lambda 5007$  の全てが検出されたため、それぞれの輝線強度を specfit によるフィティングから求めている。J1036+1326 に関しては  $[\text{OII}]\lambda 3727$  は非検出だったため、 $[\text{NeIII}]\lambda 3869$ 、 $[\text{OIII}]\lambda 5007$  の輝線強度はフィティングによって求め、 $[\text{OII}]\lambda 3727$  の輝線強度は  $3\sigma$  の上限値を求めている。

表 3: J0908+0658 の測定結果

輝線	中心波長 ( $\text{\AA}$ )	flux ( $10^{-17}\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )
$[\text{OII}]\lambda 3727$	15114.2	$18.1 \pm 3.1$
$[\text{NeIII}]\lambda 3869$	15696.3	$43.3 \pm 4.3$
$[\text{OIII}]\lambda 5007$	20288.1	$211.6 \pm 9.3$

表 4: J1036+1326 の測定結果

輝線	中心波長 ( $\text{\AA}$ )	flux ( $10^{-17}\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )
$[\text{OII}]\lambda 3727$	-	$< 5.3$
$[\text{NeIII}]\lambda 3869$	15837.3	$26.1 \pm 13.4$
$[\text{OIII}]\lambda 5007$	20504.24	$76.2 \pm 5.8$

## 5 Discussion

今回の観測で得られた結果を用いて輝線強度の測定を行い輝線強度比を求めたところ、Araki et al. (2012) と同様に近傍クエーサーに比べ、 $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$  は高く、 $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  は低くなることわかった。その結果を、横軸に  $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$ 、縦

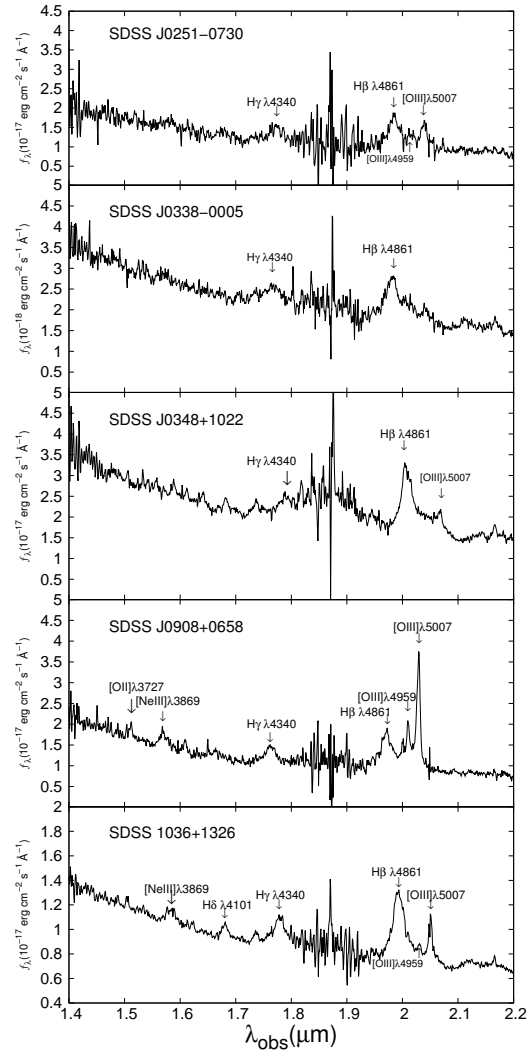


図 1: データ整約後に得られた、5 天体の静止系可視スペクトル。

軸に  $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  をとりプロットしている (図 2)。比較のため、近傍 ( $0 < z < 1$ ) の 1 型クエーサー 25 天体 (Shen et al. 2011) と J1707+6443 の輝線強度比も示した。

また、Araki et al. (2012) と同様に、光電離モデル計算コードの Cloudy (Ferland et al. 1998) を用いてモデル計算を行った。Cloudy は、光源の SED とその光を入射させるガス雲のパラメーターを設定して、エネルギー保存則などの条件を満たしつつ輻射輸送を理論的に解くことで、予測される輝線強度比を求めることができる計算コードである。使用した

SED は典型的な AGN の SED として知られている、Mathews & Ferland (1983) の SED である。密度は  $10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 、電離パラメータは  $10^{-4.0} - 10^{-1.5}$  として、それぞれ 0.5 dex ずつ計算を行った。金属量は  $3Z_{\odot}$  とし、モデル計算は電子温度が 1000 K 以下になれば終了するように設定した。得られた計算結果を図 2 に表示する。

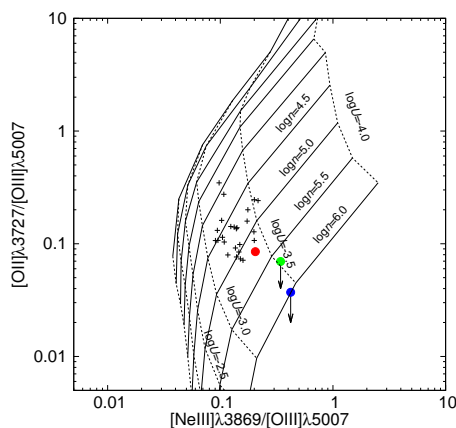


図 2:  $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$  vs  $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  の輝線診断図。赤丸が J0908+0658、緑丸が J1036+1326 の輝線強度比を示す。青丸は Araki et al. (2012) の結果。+印で示された点は SDSS 近傍クエーサーのデータ。

図 2 を見ると、低赤方偏移のクエーサーの NLR のガス密度が  $n_e \sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$  で特徴付けられるのに対して、今回の観測が示唆する NLR ガス密度は  $n_e \sim 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$  程度となっていて、高赤方偏移における NLR ガス密度の方が低赤方偏移に比べて  $\sim 10$  倍程度高くなっている。星形成はガス密度の高い場所で活発に行われる。したがって、この結果は高赤方偏移クエーサーの母銀河において激しい星生成活動が行われていることを示唆している。また、Kewley et al. (2013) で予想されたような星間物質の物理状態の赤方偏移進化が、AGN においても実際に起きていることも示唆される。

## 6 Conclusion

本研究では、すばる望遠鏡の MOIRCS による近赤外線分光観測によって得られた  $z \sim 3$  のクエーサー 5 天体のデータの内、2 天体についての解析を

行った。解析の結果から  $[\text{NeIII}]\lambda 3869$ 、 $[\text{OII}]\lambda 3727$ 、 $[\text{OIII}]\lambda 5007$  の輝線強度を測定し、 $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$  と  $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  の輝線強度比を求めると、Araki et al. (2012) と同様に、近傍の 1 型クエーサーに比べ、 $[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$  は高く、 $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  は低くなることがわかった。この結果は、AGN 母銀河の星間物質の物理状態が赤方偏移とともに進化していることを示唆している。

これまで、Kewley et al. (2013) で予想された理論モデルに一致する観測結果は星形成銀河でしか得られておらず、AGN に関しては議論ができていなかった。今回の結果より、Araki et al. (2012) による 1 天体しかなかった高赤方偏移クエーサーのサンプルを増やすことができた。しかし、まだ系統的な議論をするためにはサンプル数は足りていない。したがって、今後は新たな観測を行うことにより、さらに大規模なサンプルを構築し系統的な議論へつなげていくとともに、AGN 母銀河の星間物質の進化のメカニズムの解明に取り組んでいきたい。

## Reference

- Araki, N., Nagao, T., Matsuoka, K., et al. 2012, *A&A*, 543, A143
- Ferland, G. J., Korista, K.T., Verner, D. A., et al. 1998, *PASP*, 110, 761
- Hayashi, M., Chun, L., Shimasaku, K., et al. 2015 *PASJ*, 67, 80H
- Kewley, L. J., Dopita, M. A., Leitherer C., et al. 2013, *ApJ*, 774, 100
- Kriss, G. 1994, *Astronomical Data Analysis Software and System*, 3, 437
- Kulas, K. R., Mace, G., Mathews, K., & McLean, I. S. 2014, *ApJ*, 795, 165
- Mathews, W. G. & Ferland, G. J. 1987, *ApJ*, 323, 456
- Shen, Y., Richards, G. T., Strauss, M. A., et al. 2011, *ApJS*, 194, 45
- Steidel, C. C., Rudie, G. C., Strom, A. L., et al. 2014, *ApJ*, 795, 165s
- Tokunaga A. T., 2000, *Allen & Astrophysical Quantities*, 4th edn. Am. Inst. Phys., New York, p. 143

[目次へ](#)

c1

分子輝線観測で探る銀河系中心核への  
質量供給過程とそのフィードバック

慶應義塾大学

D2 竹川俊也

## 分子輝線観測で探る銀河系中心核への質量供給過程とそのフィードバック

竹川 俊也 (慶應義塾大学)

### Abstract

我々のグループはこれまで、野辺山 45 m 鏡、ASTE 10 m 鏡、JCMT 15 m 鏡等を用いて銀河系中心部の詳細な分子輝線観測を行ってきた。銀河系核周円盤 (circumnuclear disk; CND) および銀河系中心核 Sgr A\* 方向のラインサーベイ観測を行った結果、CND は比較的小さい分子のみで構成されており、大きい分子は過去の中心核活動により壊されている可能性があることがわかった。また、これらの観測結果を踏まえて CND の詳細な分子輝マッピング観測を行い、CND とその手前に位置する巨大分子雲 M-0.13-0.08 (+20 km s<sup>-1</sup> cloud) を直接的に繋ぐ構造 (bridge) を発見した。この観測結果は、CND の一部がその手前にある +20 km s<sup>-1</sup> cloud に突入していると考えらうまく説明できる。このような衝突により、Sgr A\* を周回する分子雲が角運動量および運動エネルギーを失い、中心核近傍への質量供給が促進されると考えられる。

### 1 背景

銀河中心部への質量供給過程の解明は、銀河物理における重要な課題の 1 つである。銀河系中心核 Sgr A\* は、約 4 百万太陽質量の超巨大ブラックホールを内包する低光度活動銀河核であると考えられている (Ghez et al. 2008; Gillessen et al. 2009)。この Sgr A\* は、核周円盤 (circumnuclear disk; CND) と呼ばれる高温・高密度な分子ガスリングに取り囲まれており、さらに外側には 2 つの巨大分子雲 (giant molecular cloud; GMC) M-0.02-0.07 (+50 km s<sup>-1</sup> cloud) および M-0.13-0.08 (+20 km s<sup>-1</sup> cloud) が隣接している (e.g., Serabyn et al. 1986; 図 1 参照)。現在 Sgr A\* の活動性は極端に低いが、CND は将来の燃料貯蔵庫であると同時に、過去の中心核活動を反映している可能性がある。CND やその周囲の分子雲の運動状態・物理的性質およびその化学組成を統合的に把握することは、過去から未来にわたる中心核活動性を理解する上で極めて重要である。

### 2 ラインサーベイ観測

これまで、CND の分子輝線観測は数多く実施されてきたが、そのほとんどは電波干渉計を用いたマッピング観測であった (e.g., Güsten et al. 1987; Christopher et al. 2005)。中心核活動性を調べる上で、CND

の化学成分を調べることは重要であるが、ラインサーベイ観測の実施例はなかった。そこで我々は、野辺山 45 m 電波望遠鏡を用いて、CND および Sgr A\* 方向の 3 mm 帯におけるラインサーベイ観測を行った。観測方向は CND の東西 2 方向と Sgr A\* の計 3 方向で、観測周波数は 81-116 GHz である。

その結果、30 分子種から成る 46 輝線を検出することに成功した (Takekawa et al. 2014)。観測された分子輝線は、CND 以外にも隣接する GMC や視線方向に重なる銀河円盤部からの放射も含まれる。これら成分の視線速度を手掛かりにして、検出された輝線を、CND からの放射を多く含む輝線、周囲の GMC からの放射を多く含む輝線、そして CND と GMC それぞれからの放射を同程度含む輝線の 3 つのタイプに分類した。この分類の結果、CND は HCN、SiO、CN 等の小さな分子を豊富に含んでいる一方で、CH<sub>3</sub>OH や HC<sub>3</sub>N 等の比較的大きな分子がほとんど含まれていないことがわかった。

このことから、CND 内では大きな分子が高エネルギーフォトンによって壊されている可能性があることがわかった。以上の成果は、過去の激しい中心核活動を示唆するものである。また、我々のデータセットは、銀河系中心核と活動銀河核等の系外銀河中心核との化学的違いを比較研究することにおいても有用である。

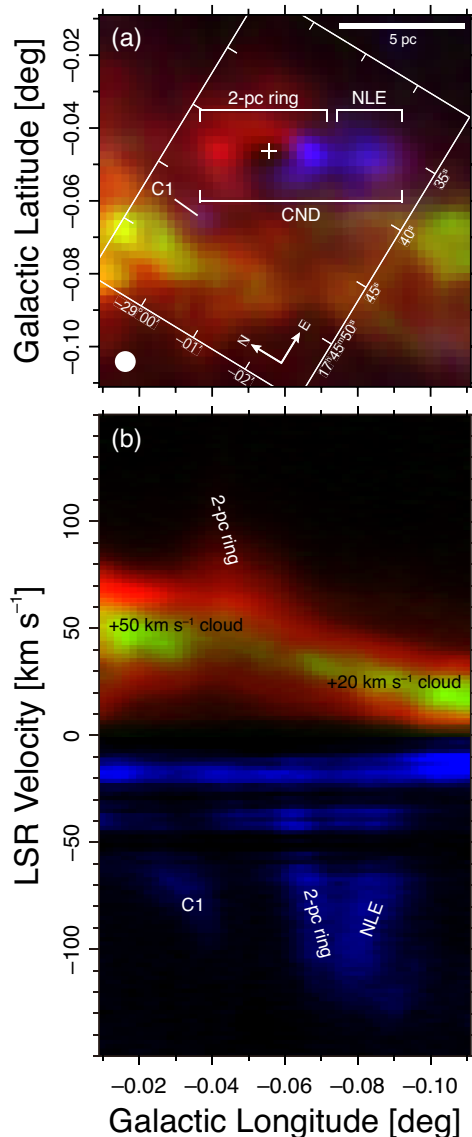


図 1: (a) 三色合成積分強度図と (b) 銀緯方向に積分した銀経-速度 ( $l$ - $V$ ) 図。赤と青はそれぞれ HCN  $J=1-0$  輝線の赤方偏移成分 ( $V_{\text{LSR}} > 0 \text{ km s}^{-1}$ ) と青方偏移成分 ( $V_{\text{LSR}} < 0 \text{ km s}^{-1}$ ) を示し、緑は HC<sub>3</sub>N  $J=11-10$  輝線を示す。白十字は Sgr A\* の位置である。白丸は 86 GHz における half power beam width (HPBW) である (20''). 積分速度範囲は  $-150$  から  $+150 \text{ km s}^{-1}$  であり、積分銀緯範囲は  $-0.11^\circ$  から  $-0.01^\circ$  である。

### 3 分子輝線マッピング観測

CND は、電波干渉計による観測が盛んな内側の 2-pc ring と、銀経負方向に広がった非対称成分 (negative longitude extension; NLE) から成る (Oka et al. 2011)。この NLE は干渉計による観測では missing flux の影響を強く受け、あまり検出されないため、近年ではあまり注目を集めてこなかった。しかし、周辺の GMC との関連性や CND の起源を調べるためにも、CND の全体を捉えることは極めて重要である。そこで、我々は、先のラインサーベイ観測により選び出した CND 観測に適した輝線を用い、野辺山 45 m 鏡による CND の詳細な on-the-fly マッピング観測を行った。観測輝線は HCN  $J=1-0$ 、H<sup>13</sup>CN  $J=1-0$ 、HCO<sup>+</sup>  $J=1-0$ 、SiO  $J=2-1$ 、CS  $J=2-1$ 、SO  $N_J=2_3-1_2$  および HC<sub>3</sub>N  $J=11-10$  である。

その結果、CND 全体を明瞭に描き出すことに成功し (図 1)、隣接する GMC (+20 km s<sup>-1</sup> cloud) と CND の非対称成分である NLE とをつなぐ構造 (bridge) を発見した (Takekawa et al. 2016; 図 2)。これまで、周囲の GMC が CND へ質量供給を行っている可能性が、いくつかの干渉計観測により示唆されてきた (e.g., Okumura et al. 1989; Coil & Ho 1999)。しかし、両者の繋がりを直接示すものではなく、実際に GMC と CND が相互作用しているかはよくわかっていなかった (Herrnstein & Ho 2005)。つまり我々が発見した bridge は、CND と GMC の 3 次元 (空間 2 次元+速度 1 次元) 的な繋がりを明確に示した最初の例である。

銀緯-速度 ( $b$ - $V$ ) 図上で、+20 km s<sup>-1</sup> cloud は北側で速度負方向に折れ曲がり、速度  $-20 \text{ km s}^{-1}$  の位置で傾きを変え NLE に連続的につながる (図 2)。中心核近傍の恒星からの赤外線観測から、+20 km s<sup>-1</sup> cloud は中心核に対して手前に位置することがわかっている (e.g., Güsten et al. 1983)。したがって、もし bridge が +20 km s<sup>-1</sup> cloud から CND 方向への分子ガス流であるならば、速度正の方向に加速されるはずであり、これは観測された bridge の運動状態と矛盾する。そこで我々は、観測事実をうまく説明するために、中心核周りを回転する NLE がその手前の +20 km s<sup>-1</sup> cloud に突入した結果 bridge が形成されるというシナリオを提示している (図 3)。す

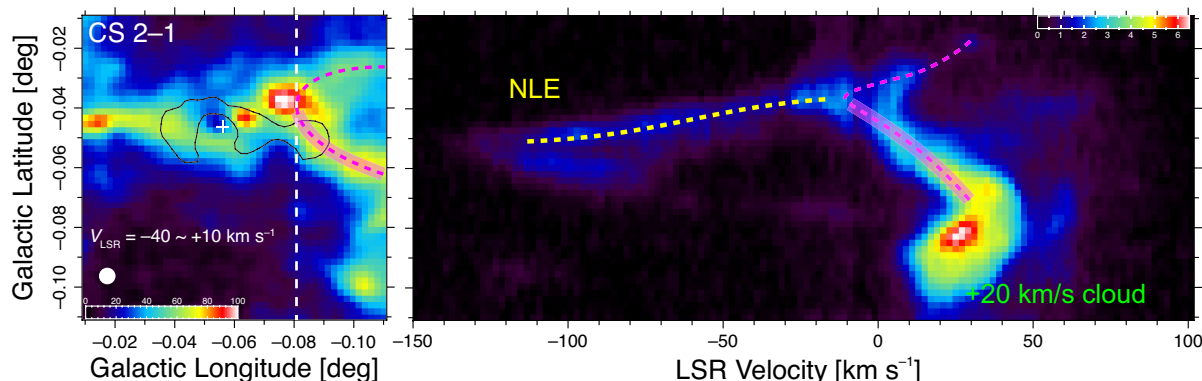


図 2: CS  $J=2-1$  輝線の積分強度図(左)と白破線び沿って描いた銀緯-速度図(右)。積分速度範囲は  $-40$  to  $+10 \text{ km s}^{-1}$  である。十字は Sgr A\* の位置を示す。白丸は 86 GHz における HPBW である ( $20''$ )。黒い等高線は HCN  $J=1-0$  の積分強度が  $350 \text{ K km s}^{-1}$  になる箇所を示し、CND の分布を表している。マゼンダの実線は bridge を示しており、黄色の破線は NLE を示す。

なわち、NLE の突入により圧縮・加速され掃き集められた分子ガスが bridge として観測されるというものである。

速度が大きく異なった分子雲同士の衝突では、衝撃波が発生するはずである (e.g., Habe & Ohta 1992)。このような衝撃波が発生している領域では、Si や S を含む特定の分子種が増加する可能性がある (Schilke et al. 1997; Harada et al. 2015)。特に SiO は衝撃波領域のトレーサーとしてよく用いられる (e.g., Martin-Píntado et al. 1992)。そこで観測領域について、輝線強度比 SiO  $J=2-1/\text{H}^{13}\text{CN } J=1-0$  の分布を調べたところ、bridge の根元 ( $+20 \text{ km s}^{-1}$  cloud 側) でこの比が高くなっていることがわかった。この比の増加は、ガス雲同士の衝突によって引き起こされた可能性があり、NLE が  $+20 \text{ km s}^{-1}$  cloud と衝突しているという我々のシナリオを支持するものである。

このような衝突により、角運動量の損失および運動エネルギーの散逸が起こり、 $+20 \text{ km s}^{-1}$  cloud 中の分子ガスはより内側に輸送される。この衝突により CND が獲得できる質量を CS の輝線強度から局所熱力学平衡を過程して評価すると  $8 \times 10^3 M_{\odot}$  となった。現在の CND の質量は  $\sim 10^5 M_{\odot}$  であり Toomre の  $Q$  値 (Toomre 1964) は  $Q \sim 30$  と評価できるため、この衝突により CND が自己重力的に不安定になることはない。しかし、角運動量を失ったガスはより

高い離心率をもつ軌道に移り得るため、中心核の極近傍まで落下する可能性がある。すなわち、銀河系中心核への質量供給過程において、CND と GMC の物理的接触が重要な役割を担っていると考えられる。

## Acknowledgement

This study was supported by a Grant-in-Aid for Research Fellow from the Japan Society for the Promotion of Science (15J04405).

## Reference

Christopher, M. H., et al. 2005, 622, 346  
 Coil, A. L., & Ho, P. T. P. 1999, ApJ, 513, 752  
 Ghez, A., et al. 2008, ApJ, 689, 1044  
 Gillessen, S., et al. 2009, ApJ, 692, 1075  
 Güsten, R., & Henkel, C. 1983, A&A, 125, 136  
 Güsten, R., et al. 1987, ApJ, 318, 124  
 Habe, A., & Oha, K. 1992, PASJ, 44, 203  
 Harada, N., et al. 2015, A&A, 584, 102  
 Herrnstein, R. M., & Ho, P. T. P. 2005, ApJ, 620, 287  
 Martin-Píntado, J., et al. 1992, A&A, 254, 315  
 Oka, T., et al. 2011, ApJ, 732, 120  
 Okumura, S. K., et al. 1989, ApJ, 347, 240  
 Serabyn, E., et al. 1986, A&A, 169, 85  
 Schilke, P., et al. 1997, A&A, 321, 293  
 Takekawa, S., et al. 2014, ApJS, 214, 2  
 Takekawa, S., et al. submitted to ApJL  
 Toomre, A. 1964, ApJ, 139, 1217

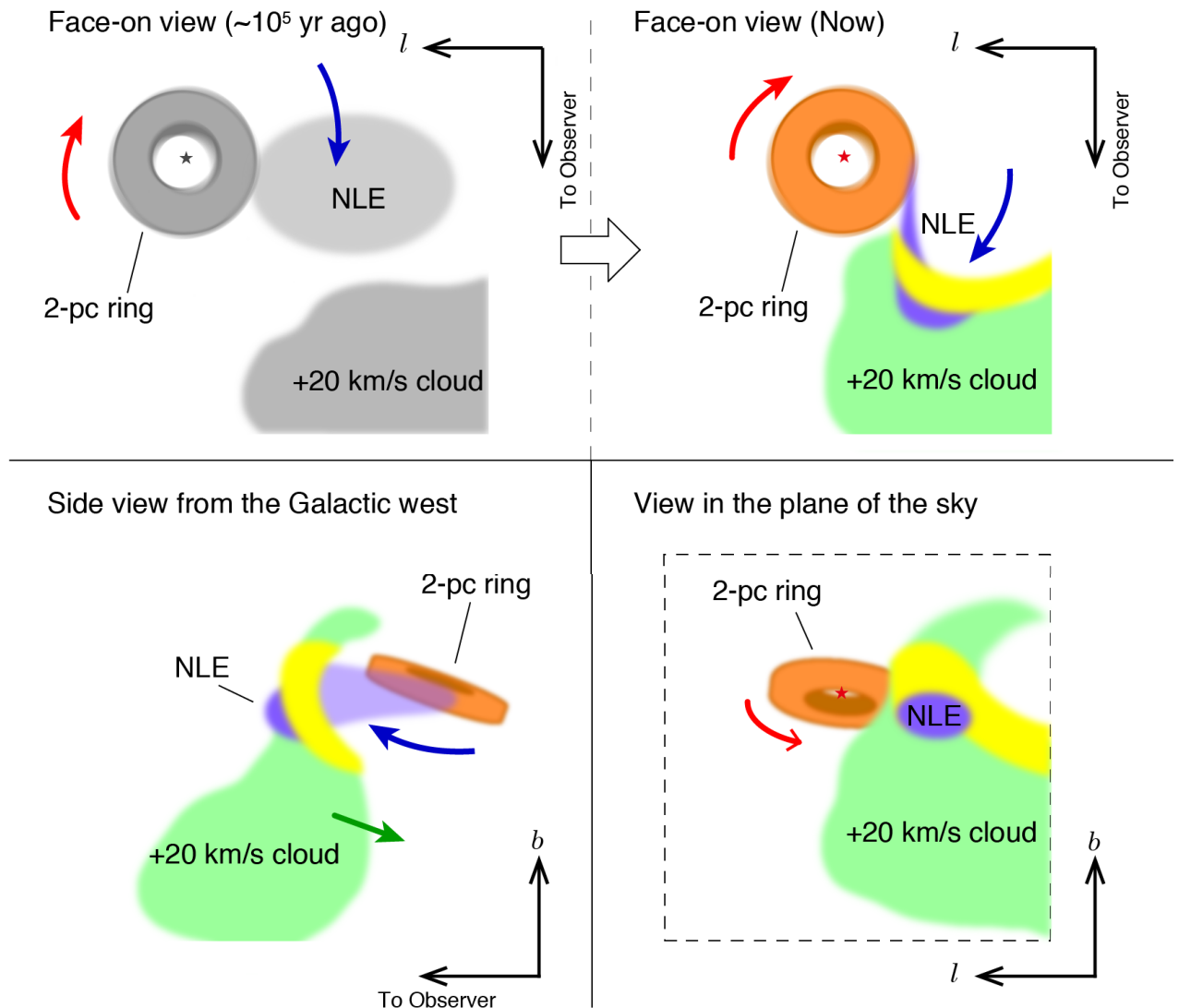


図 3: 銀河系中心 10 pc 領域の 3 次元模式図。NLE は紫、2-pc ring はオレンジ、 $+20 \text{ km s}^{-1}$  cloud は緑、bridge は黄色で描かれている。星印は Sgr A\* を示している。左上は  $\sim 10^5$  年前の銀河系の北極側から見た図 (face-on view) であり、右上は現在の face-on view である。赤と青の矢印は CND の回転運動を表している。左下は銀河系の西側から見た図であり、右下は天球面上への投影である。緑の矢印は  $+20 \text{ km s}^{-1}$  cloud の大局的な運動を表しており、破線の四角は観測領域を示している。

[目次へ](#)

c2

銀河系バルジ領域における銀河系拡散X  
線の放射源と古い星の分布

京都大学

D2 長友竣

# 銀河系バルジ領域における銀河系拡散 X 線の放射源と古い星の分布

長友 竣 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

## Abstract

銀河系を X 線で観測すると、点源に分解できない広がった X 線放射 (銀河系拡散 X 線; GDXE) があることが知られている。この X 線の放射源として、比較的暗いため分解できない点源であるという説と真に広がった、加熱された星間物質が放射源であるという説が考えられている。点源説の場合、有力な放射源として考えられているのは激変星などの星で、これらは比較的古い星である。対して真に広がった放射源説の場合、星間物質の加熱源として考えられているのは主に超新星爆発であり、寿命が短い重い星の分布が GDXE の分布に大きく影響する。したがって GDXE の放射源を知ることにより、銀河系において星がどこでどのようにできてきたかに制限をつけられることが期待される。GDXE の放射源を探る有力な方法の一つが、近赤外線で見える「古い星」の分布と GDXE の分布を比較することである。今まで、広い範囲にわたった分布の比較には星分布として近赤外面輝度分布が用いられてきたが、面輝度分布は明るい若い星の影響が避けられず、また減光補正も正確に行えない。Nishiyama et al. (2013) および Yasui et al. (2015) では銀経  $\pm 2^\circ$ 、銀緯  $\pm 1^\circ$  以内の M 型巨星の星数面密度分布を求め X 線強度分布との比較を行ったが、放射源についてより詳しく知るためにはより広い領域での比較が必要である。我々は先行研究で用いられた IRSF のデータに加えて Vista Variable in the Vía Láctea (VVV) のデータを用いて銀経  $\pm 10^\circ$ 、銀緯  $\pm 5^\circ$  以内の M 型巨星の星数密度分布を取得、X 線強度分布との比較を行った。銀経方向分布の比較では、中心部での X 線強度の超過を再確認した。このとき、分布の規格化を行った銀経  $\sim 8^\circ$  の領域における X 線 (6.7 keV 輝線) 強度と M 型巨星数の比は  $(1.09 \pm 0.13) \times 10^{-8}$  [photons/(s cm<sup>2</sup>)] で、太陽系近傍での値から得られる予想値と矛盾しない。本発表では他に、6.4keV 輝線強度分布との比較、銀緯方向の比較の結果を示す。得られた結果から、バルジ領域における GDXE の X 線源の種類とその分布について議論する。

## 1 Introduction

銀河系を X 線で観測すると、点源に分解できない広がった X 線放射 (銀河系拡散 X 線; GDXE) があることが知られている。この X 線の放射源として、比較的暗いため分解できない点源であるという説と真に広がった、加熱された星間物質が放射源であるという説が考えられている。点源説の場合、有力な放射源として考えられているのは激変星などの星で、これらは比較的古い星である。対して真に広がった放射源説の場合、星間物質の加熱源として考えられているのは主に超新星爆発であり、寿命が短い重い星の分布が GDXE の分布に大きく影響する。

GDXE の放射源を探る有力な方法の一つが、近赤外線で見える「古い星」の分布と GDXE の分布を比較することである。今まで、広い範囲にわたった分布の比較には星分布として近赤外面輝度分布が用いられてきた (Revnivtsev et al. 2006; Uchiyama et al. 2011)。これらの研究の結果、GDXE の強度分布 (特に 6.7keV あたりの X 線強度の空間分布) は広い範囲で星分布に従うこと、銀河系中心  $|l| \lesssim 1^\circ$  では 6.7keV 鉄輝線 (Fe

XXV 輝線) 強度分布が星分布を超過していることがわかった。これは、GDXE の大部分が点源由来であること、銀河系中心の放射は広がった放射源の寄与があることを示している。しかし、面輝度分布では明るい若い星の影響が避けられず、また減光補正も正確に行えないため、特に銀河系中心での超過については不定性が大きかった。

Nishiyama et al. (2013)(以下、N13) および Yasui et al. (2015)(以下、Y15) では銀経  $\pm 2^\circ$ 、銀緯  $\pm 1^\circ$  以内の M 型巨星の星数面密度分布を求め X 線強度分布との比較を行った。星数面密度分布では、星を 1 個 1 個取り扱うことにより正確な減光補正が可能になり、より正確に中心部分での超過を求めることができる。結果、以前示唆されていたような銀河系中心部分での X 線強度分布の超過が、星数面密度分布との比較でも確認された。分布比較の際、彼らが規格化を行った領域は  $|l| \sim 2^\circ - 2^\circ.5$  の領域である。この領域は、超過が見られた領域から銀経で  $\sim 1^\circ$  程度しか離れていない。

Yamauchi et al. (2016)(以下、Y16) は、GDXE を 3 領域 (Galactic Center X-ray Emissions;

GCXE, Galactic Bulge X-ray Emissions; GBXE, Galactic Ridge X-ray Emissions; GRXE) に分けた上で、それぞれの X 線放射で見られる鉄輝線; 6.4keV (Fe I), 6.7keV (Fe XXV), 6.97keV (Fe XXVI) のそれぞれの銀緯方向分布を求め、スケールハイトと等価幅を比較した。GCXE では全てのスケールハイトが特異であり、GBXE では 6.4keV 輝線以外のスケールハイトは太陽近傍での X 線点源のスケールハイトと矛盾しない結果となった。しかしながら、GBXE における X 線点源の具体的な種類はまだ分かっておらず、また、スケールハイトが太陽近傍と等しいかは不明である。

本研究ではこのような背景から、バルジの広い範囲  $|l| \lesssim 10^\circ$ ,  $|b| \lesssim 5^\circ$  にわたって N13 や Y15 と同様の方法で星分布を求め、X 線 (6.4 keV, 6.7 keV, 6.97 keV) の強度分布と比較を行った。銀経  $\sim 8^\circ$  で得られた結果と先行研究の結果を比較し、GCXE の 6.7keV 鉄輝線の放射源を議論する。また、バルジの星数面密度分布から得られたスケールハイトと GBXE のスケールハイトを比較し、その放射源を議論する。

## 2 Data & Analysis

### 2.1 Data

まず GCXE の放射源を議論するため、N13 や Y15 で用いられた IRSF で銀経  $\sim 8^\circ$  の 2 領域を観測した。これらの領域には、すざくによる X 線の観測データがある (Yamauchi et al. 2009)。有効積分時間 50 秒の観測で、 $J$ ,  $H$ ,  $K_S$  バンドのデータを得た。

バルジ領域全体の星分布の取得には、VVV (Vista Variable Survey in the Via Láctea) の  $H$ ,  $K_S$  バンドデータを使用した。データを取得した領域は Y16 で用いられた領域である (図 1)。今回はスケールハイトを求めることが目的であるため、銀経  $0^\circ$ ,  $-1.05^\circ$  付近のデータのみを解析した。

### 2.2 Analysis

正しい星数面密度分布を得るためには、i) 前景の星に影響を取り除き、ii) 全領域で同じタイプの星が含まれるよう留意する必要がある。これらを達成するために、以下のような操作を行った。

1.  $H$ ,  $K_S$  バンドのデータを用いて色—等級図を描く。

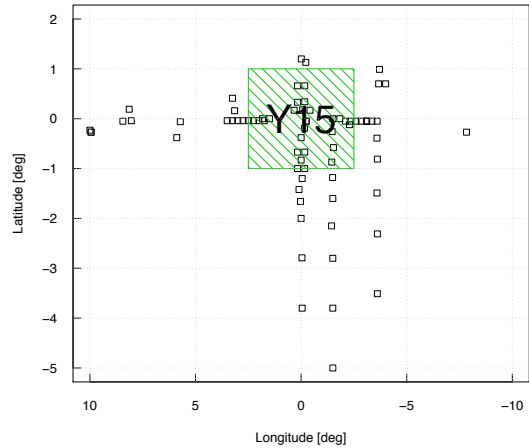


図 1: Y16 で用いられたすざくのデータの位置。バルジ領域に限定してプロットしている。中心の「Y15」と書かれた領域は Y15 のデータがある位置であり、今回は考慮していない。

2. 色によって 2 つのグループに分割し、赤化の少ないグループを取り除く (前景星の除去)。
3. 減光補正を行う。
4. 補正後の  $K_S$  等級が 10.5 等よりも明るい星を選び出す。これは、バルジに存在する M 型巨星を選び出すことに相当する。

以上の操作を表したものが図 2 である。選び出された星は、図の影がついた部分である。

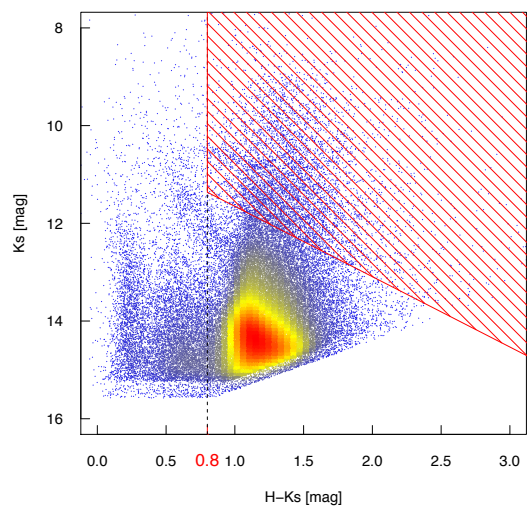


図 2: VVV で観測された  $l = -2.06^\circ$ ,  $b = -0.05^\circ$  を中心とした半径  $12.73$  の領域の色—等級図。

### 3 Results

#### 3.1 銀経 $8^\circ$ の星数面密度

銀経  $8^\circ$  の星数面密度と 6.7keV 鉄輝線強度、および Y15 で得られた結果をプロットしたものが図 3 である。星分布と鉄輝線強度分布は銀経  $8^\circ$  の 2 領域を用いて規格化しており、規格化定数の値は  $(1.09 \pm 0.13) \times 10^{-8}$  [photons/(s cm<sup>2</sup>)] であった。

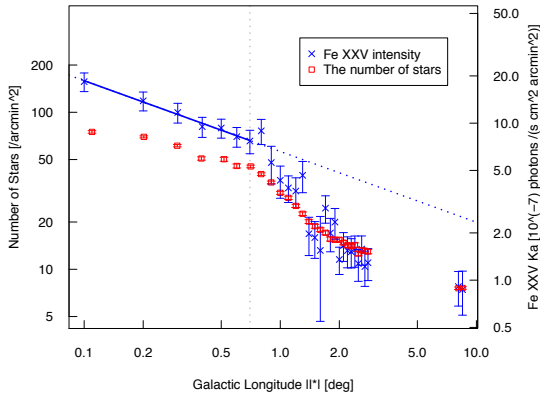


図 3: 銀経方向 (銀河面) の星数面密度分布と 6.7keV 輝線強度分布の比較。

#### 3.2 星数面密度のスケールハイト

図 4 に、銀経  $-1.5^\circ$  に沿った星数面密度分布を示す。得られた星分布は以下の式でフィッティングした。

$$n(b) = A \exp\left(-\frac{|b|}{b_{\text{scale}}}\right) \quad (1)$$

得られた  $b_{\text{scale}}$  がスケールハイトである。銀経  $-1.5^\circ, 0^\circ$  のデータから、それぞれスケールハイト  $2.26 \pm 0.12, 1.91 \pm 0.18$  を得た。

### 4 Discussion

#### 4.1 M 型巨星 1 個あたりに対する 6.7keV 鉄輝線の放射強度

銀経  $8^\circ$  で得られた規格化定数の値は、より内側の領域で規格化した先行研究の結果と一致している。したがって、先行研究で得られた中心部での超過の度合いは妥当であると考えられる。

今回得られた規格化定数から、銀経  $8^\circ$  における X 線点源の種類を考える。太陽近傍の X 線点源における 6.7keV 鉄輝線光度は、例えば Sazonov et

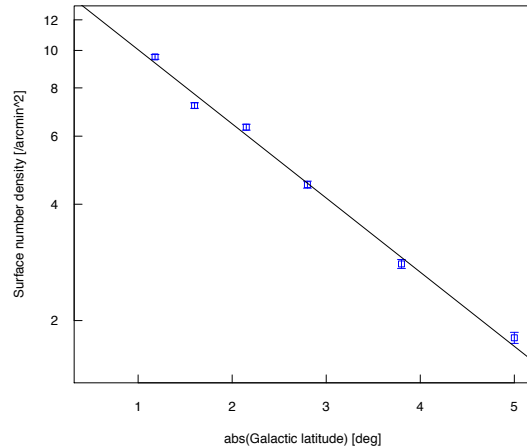


図 4: 銀経  $\sim -1.5^\circ$  の銀緯方向星数面密度分布。青いプロットがデータ点、黒い直線がフィッティング結果を表している。

al. (2006) とその引用文献から求められる。また、太陽近傍での M 型巨星数密度には Wainscoat et al. (1992) の値を用いた。これらから求められる M 型巨星 1 個あたりの 6.7keV 鉄輝線の放射光度を 8.5kpc<sup>1</sup> 遠方から観測すると、 $(1.32 \pm 0.13) \times 10^{-8}$  [photons/(s cm<sup>2</sup>)] になる。この値は今回得られた規格化定数に近い値であり、太陽近傍の X 線点源と同様の X 線点源が放射源であることを示唆している。

#### 4.2 M 型巨星のスケールハイトと GBXE のスケールハイト

本研究で得られた星分布のスケールハイトは、Y16 で得られた GBXE の 6.7keV, 6.97keV 鉄輝線のスケールハイトと誤差の範囲で一致している。このことから、GBXE のこれらの輝線は点源由来であると考えられる。一方、6.4keV 鉄輝線 (中性鉄) のスケールハイトは、他の鉄輝線や星分布のものと大きく異なっている。これは 6.4keV 鉄輝線の放射が星由来ではないことを示している (Nobukawa et al. 2015; Yamauchi et al. 2016)。

また、星数面密度のスケールハイトは、2 つの銀経で異なっていた。このことは VVV によるレッドクランプ星の星数密度分布でも見つかっており (Valenti et al. 2016)、銀河系バルジ (boxy バルジ) が正銀経方向に傾いていることが原因とされている。近年の観測から、バルジ領域の星分布はレッドクランプ星のような中間年齢 ( $\sim 1\text{Gyr}$ ) の

<sup>1</sup>太陽と銀河系中心間の距離に相当。

星と RR Lyrae のような十分古い星 ( $\sim 10\text{Gyr}$ ) では異なるとされている (Pietrukowicz et al. 2015; Wegg & Gerhard 2013; Valenti et al. 2016)。もし、銀経によるスケールハイトの違いが星分布と X 線強度分布異なっていることが分かれば、その違いから GBXE の主な X 線点源の種類に制限がつけられるかもしれない。

## 5 Conclusion

IRSF と VVV のデータを用いて、銀河系バルジの広い範囲にわたる星数面密度分布を得、銀河系中心で同じく星数面密度を求めた先行研究 (Nishiyama et al. 2013; Yasui et al. 2015) や X 線による先行研究 (Yamauchi et al. 2009, 2016; Uchiyama et al. 2011) との比較を行った。

銀経  $\sim 8^\circ$  の領域の星数面密度と 6.7keV 鉄輝線強度を比較した結果、M 型巨星 1 個あたりの鉄輝線強度 (以下、規格化定数) は、銀経  $\sim 2^\circ$  の領域で求められた先行研究での値と一致した。このことから、N13 や Y15 で見られた中心部での鉄輝線強度の超過が再確認できた。またこの規格化定数の値は、太陽近傍の X 線点源が銀河系中心付近に位置していると考えることによって説明できる値である。このことから、銀経  $8^\circ$  付近の 6.7keV 鉄輝線の放射源は太陽近傍の X 線点源と近い性質をもっていると考えられる。

星数面密度分布のスケールハイトを銀経  $0^\circ$ ,  $-1.5^\circ$  で求めたところ、6.7keV, 6.97keV 鉄輝線のスケールハイトと一致した。したがって、6.7keV, 6.97keV 鉄輝線は星由来であると考えられる。一方、6.4keV 鉄輝線はこれらと有意に異なるスケールハイトを持っており、星由来でない放射源であることが他の研究で示唆されている (Nobukawa et al. 2015; Yamauchi et al. 2016)。

銀経ごとの星数面密度のスケールハイトは、観測する星の種類によって異なることが示唆されている (Pietrukowicz et al. 2015; Wegg & Gerhard 2013; Valenti et al. 2016)。今後、X 線強度分布のスケールハイトが銀経ごとに求められるようになれば、点源の種類に対してより強い制限をつけられるかもしれない。

## Acknowledgement

日頃の研究でお世話になっております指導教官の長田哲也先生、議論をさせていただいている共

同研究者の山内茂雄先生、西山正吾先生、信川久美子さんに感謝いたします。

## Reference

- Nishiyama, S., Nagata, T., Kusakabe, N., et al. 2006, ApJ, 638, 839.
- Nishiyama, S., Yasui, K., Nagata, T., et al. 2013, ApJL, 769, L28.
- Nobukawa, K. K., Nobukawa, M., Uchiyama, H., et al. 2015, ApJL, 807, L10.
- Pietrukowicz, P., Kozłowski, S., Skowron, J., et al. 2015, ApJ, 811, 113.
- Revnivtsev, M., Sazonov, S., Gilfanov, M., Churazov, E., & Sunyaev, R. 2006, A&A, 452, 169.
- Sazonov, S., Revnivtsev, M., Gilfanov, M., Churazov, E., & Sunyaev, R. 2006, A&A, 450, 117.
- Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T., Koyama, K., & Matsumoto, H. 2011, PASJ, 63, S903.
- Valenti, E., Zoccali, M., Gonzalez, O. A., et al. 2016, A&A, 587, L6.
- Wainscoat, R. J., Cohen, M., Volk, K., Walker, H. J., & Schwartz, D. E. 1992, ApJS, 83, 111.
- Wegg, C., & Gerhard, O. 2013, MNRAS, 435, 1874.
- Yamauchi, S., Ebisawa, K., Tanaka, Y., et al. 2009, PASJ, 61, S225.
- Yamauchi, S., Nobukawa, K. K., Nobukawa, M., Uchiyama, H., & Koyama, K. 2016, PASJ, accepted.
- Yasui, K., Nishiyama, S., Yoshikawa, T., et al. 2015, PASJ, 67, 123.

[目次へ](#)

c3

Suprime-Cam を用いた Ursa Minor 矮小  
楕円体銀河 の測光解析  
東北大学  
M1 佐々木花

# Suprime-cam を用いた Ursa Minor 矮小楕円体銀河の測光解析

佐々木 花 (東北大学大学院 理学研究科)

## Abstract

Cold Dark Matter model に基づく構造形成理論によると、より小さい銀河が集積・合体を繰り返すことで巨大銀河へと階層的に進化すると考えられている。Ursa Minor 矮小楕円体銀河 (UMi dSph) には、この集積・合体の名残と思しき substructure が 2 つあることが、視線速度分布の解析によって示唆されている (Pace et al. (2014))。本研究では、すばる望遠鏡主焦点カメラ Suprime-Cam による撮像データを用いて、UMi dSph の substructure 候補の領域とそれ以外の領域について、星種族、金属量、星の年齢分布の比較を行った。色等級図の比較では、UMi dSph の領域間で星種族の違いは見られなかった。また、Turn off point 付近と isochrone を用いて領域内の星の年齢分布を求めたところ、領域間で星の年齢分布に有意な差は見られなかった。しかし、RGB-bump を用いて領域間の平均  $[Fe/H]$  の推定を行うと、2 つの substructure 候補領域は他の領域に比べ系統的に  $[Fe/H]$  が低くなっていた。以上の結果は、substructure 候補領域に存在する星の多くは、金属量の違いから銀河本体とは別の起源である可能性を示唆している。

## 1 Introduction

現在の Cold Dark Matter model に基づく構造形成理論によると、小さい銀河や恒星系が集積・合体を繰り返すことで巨大銀河へと階層的に進化すると考えられている。実際、巨大なアンドロメダ銀河や天の川銀河の周辺では、矮小銀河等の集積・合体の名残が恒星ストリームや over density といった substructure として観測されている。合体の名残としての substructure は巨大銀河だけでなく、巨大銀河のもととなる矮小銀河そのものにも観測されつつある (例: Fornax dSph (Coleman et al. 2004, 2005))。

Ursa Minor 矮小楕円体銀河 (UMi dSph) は、局所銀河群に属する矮小楕円体銀河の 1 つで空間的、力学的に substructure が存在すると思われる。測光による研究から、空間分布上に第 2 の密度ピークが中心に対して北東の位置にあることが発見され (Irwin & Hatzidimitriou (1995), Kleyna et al. (1998), Bellazini et al. (2002), Palma et al. (2003)) substructure の存在が示唆された。この第 2 のピークについて分光から運動情報を求めたところ、第 2 のピークは速度分散が他の領域よりも低いことがわかった (Kleyna et al. (2003))。また、最近の分光による視線速度分布の解析によると、UMi dSph には力学的に特異な領域が 2 つ存在することが示された (Pace et al.

(2014))。1 つは視線速度分散が UMi dSph 全体に比べて小さい力学的に冷たい領域で、Cold Object (CO) と呼ばれ、UMi dSph の中心 ( $RA, DEC$ ) = ( $15^h 09^m 10.2^s, 60^\circ 12' 52''$ ) (Kleyna et al. (2003)) に対して ( $\Delta RA, \Delta DEC$ ) = ( $9.1 \pm 1.5 arcmin, 7.2 \pm 1.2 arcmin$ ) に位置にある。この CO は先に発見された第 2 の密度ピーク付近に存在する。もう 1 つは平均の視線速度が他の領域よりも低い領域で Velocity offset Object (VO) と呼ばれ、( $\Delta RA, \Delta DEC$ ) = ( $-14.0^{+2.4}_{-5.8} arcmin, -2.5^{+0.4}_{-1.0} arcmin$ ) に位置している。この力学的に特異な 2 つの領域の存在は、UMi dSph の中にさらに substructure が 2 つある可能性を示している。本研究では、すばる望遠鏡主焦点カメラ Suprime-Cam によって得た撮像データの解析・測光を行い、視線速度分布の解析で発見された 2 つの substructure 候補の領域とそれ以外の領域について、星種族、金属量、年齢分布の比較を行った。

## 2 Data

今回の研究では、すばる望遠鏡主焦点カメラ Suprime-Cam で撮像した UMi dSph の V バンドと i バンドのアーカイブデータを使用した。Suprime-Cam の視野は  $34' \times 27'$  で、潮汐半径より内側の中

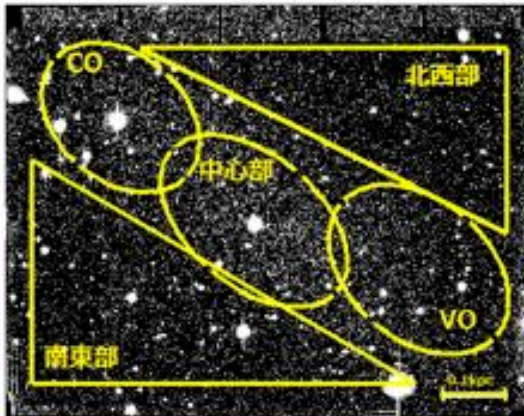


図 1: 各領域の位置

心付近の領域の撮像データを使用した。画像解析には Suprime-Cam の解析用ソフトウェア SDFRED2 を使用し、IRAF ソフトウェアの DAOPHOT パッケージによる PSF 測光を行った。

### 3 Analysys

本研究では、UMi dSph を substructure 候補領域の CO, VO の他、中心部、北西部、南東部の 5 つの領域に分割し、星種族、平均金属量、領域内の星の年齢分布の相違点を調べた。解析には、主に色等級図と isochrone を使用した。各領域の位置関係は図 1 のようになっている。色等級図は縦軸に等級、横軸に色指数を取って銀河の星をプロットした図で isochrone はある金属量を設定した時の年齢一定の星種族を結ぶ理論曲線である。本研究では Dartmouth Stellar Evolution Database(Dotter et al. (2008)) を使用した。

#### 3.1 Color-Magnitude Diagram

解析した 5 つの領域について作成した色等級図が図 2 である。図 2 ではどの領域にも明るい主系列星は無く、細い赤色巨星分枝 (RGB) が見られる。また、発達した水平分枝 (HB) も見られることから、UMi dSph は全体的に最近星形成をしておらず、金属量が低い年老いた星から構成されており、領域間で星種族に大きな違いはないことがわかった。年齢 13Gyr

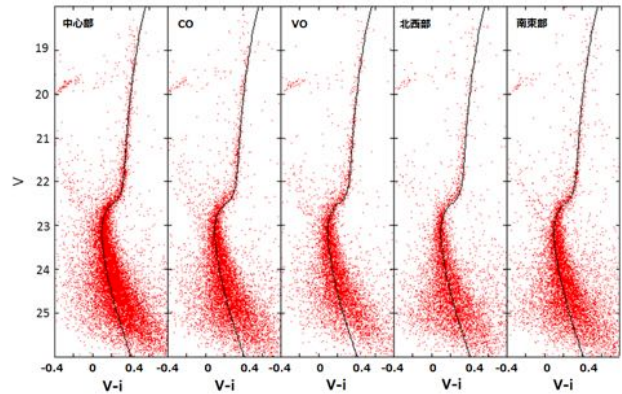


図 2: 各領域の色等級図。左から順に中心部、CO、VO、北西部、南東部。実線は年齢 13Gyr、 $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.1$ 、 $[\alpha/\text{Fe}] = +0.2$  の isochrone。

、 $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.1$ 、 $[\alpha/\text{Fe}] = +0.2$  の isochrone を色等級図に重ね書きして領域ごとに比較したところ、turn off point (TO) から sub giant branch (SGB) にかけて isochrone とのフィットの様子が僅かに異なっていた。TO から SGB にかけては星の等級と色指数が特に年齢、金属量に大きく依存する領域なので、isochrone とのフィットが異なるということは、5 つの領域ではそれぞれに含まれる星の年齢、または金属量が僅かに異なっている可能性を示している。

#### 3.2 RGB-Bump

RGB にある星の外層では対流が発生しており、対流が最も深く侵入する位置では化学組成に不連続が生じる。この不連続点を水素燃焼殻が通過する時、星の進化が滞るため、RGB に星の密度超過が生じる。この現象を RGB-bump という。RGB-bump が生じる等級は、RGB の光度関数では個数超過、累積光度関数では傾きの変化が起こる等級として測ることができる。この bump 等級と、最も青い側の HB である zero age HB (ZAHB) の等級差  $\Delta_{HB}^{bump}$  を利用して各領域の平均の  $[\text{Fe}/\text{H}]$  を推定した。 $\Delta_{HB}^{bump}$  は主に金属量に依存するが、年齢にもわずかに依存する。しかし、UMi dSph の星に大きな年齢勾配はないので、今回は  $\Delta_{HB}^{bump}$  を金属量の指標として利用した。中心部の RGB の光度関数と累積光度関数が図 3 である。他の領域についても同様に光度関数を作成して

bump magnitude を求め、 $\Delta_{HB}^{bump}$  と金属量との関係式、 $[Fe/H]_{ZW} = 1.426\Delta_{HB}^{bump} - 1.233$  (Bellazini et al. (2002)) を用いて各領域の金属量を推定した。その際 ZAHB の等級はどの領域でも一定と仮定した。結果が表 1 で、substructure 候補である CO と VO の領域は  $[Fe/H] \sim -2.1$  で、中心部、南東部の  $[Fe/H] \sim -1.9$  と比べ  $[Fe/H]$  が低くなっていた。北西部は他の領域よりも  $[Fe/H]$  が高かったが、同じ金属量の isochrone と比較すると、TO と HB が観測と isochrone で一致しなかったため、今回求めた北西部の  $[Fe/H]$  は妥当な値ではないと判断し、次の解析ではこの値は使用しなかった。

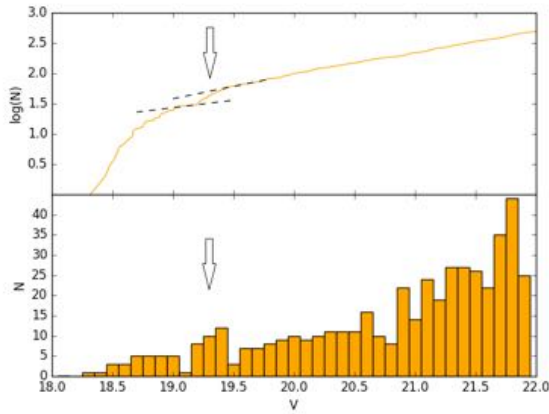


図 3: 中心部の RGB の累積光度関数 (左) と光度関数 (右)

領域	bump 等級 ( $M_V$ )	$[Fe/H]$
中心部	$19.3 \pm 0.11$	$-1.94 \pm 0.20$
CO	$19.1 \pm 0.12$	$-2.16 \pm 0.21$
VO	$19.1 \pm 0.20$	$-2.19 \pm 0.30$
北西部	$19.7 \pm 0.15$	$-1.37 \pm 0.24$
南東部	$19.26 \pm 0.070$	$-1.99 \pm 0.15$

### 3.3 Age Distribution

銀河は様々な年齢・金属量を持つ星種族の集まりであるため、銀河全体では年齢・金属量分布に幅が生

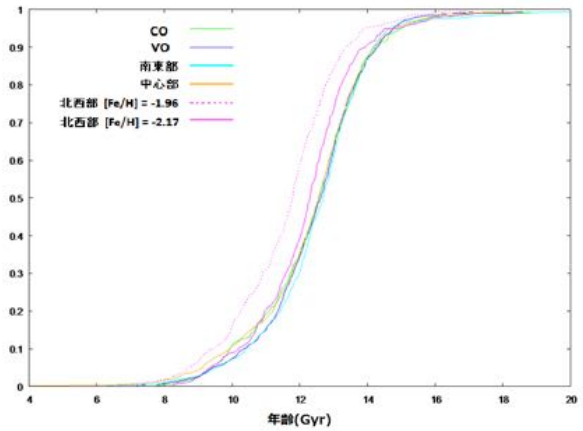


図 4: 累積年齢分布

じる。ある特定の年齢・金属量を持つ星種族の CMD 上の位置を理論的に表したものが isochrone であるため、適当な年齢範囲、金属量範囲で isochrone を並べると、簡易的な CMD 上の形を表すことができる。これと実際の銀河の CMD を比較することで、isochrone 群との位置関係から、銀河の星の大まかな年齢・金属量分布を推定することができる。今回の解析では金属量を固定し、年齢分布の推定を行った。

解析には、 $9\text{Gyr} \sim 13.5\text{Gyr}$  ( $\Delta t = 0.5\text{Gyr}$ ) の年齢範囲で、 $[\alpha/Fe] = +0.2$  で固定した計 10 本の isochrone を使用した。また、§ 3.2 の結果から、中心部と南東部の平均金属量は  $[Fe/H] = -1.96$ 、2 つの substructure 候補領域の平均金属量は  $[Fe/H] = -2.17$  とそれぞれ設定した。ただし、北西部は § 3.2 の結果を使用せず、 $[Fe/H] = -1.96$ 、 $[Fe/H] = -2.17$  の 2 通りを仮定した。また、年齢分布の導出には、isochrone の年齢依存性が最も顕著に現れる TO $\sim$ SGB ( $22 \leq V \leq 23, 0 \leq V - i \leq 0.4$ ) にかけての等級範囲を使用した。

求めた累積年齢分布が図 4 で、北西部を除く 4 つの領域では、年齢が  $10 \sim 14\text{Gyr}$  の星が多数を占める年齢分布をしていることがわかった。求めた年齢分布について、コルモゴロフスミルノフ検定により分布の差の有意性を確かめたところ、北西部を除く 4 つの領域の年齢分布には、有意な差がないという結果になった。つまり、北西部を除く 4 つの領域に含まれる星の年齢分布は、ほぼ同じであることがわかった。北西部の年齢分布は、 $[Fe/H] = -2.17$ 、 $-1.96$  どちら

らの場合も他の領域を大きく異なっていたが、北西部は金属量が定まっていなかったため、本質的に年齢分布が異なるのか、金属量の不定性による違いなのかは今回の解析では判断することができなかった。

## 4 Discussion

2 つ substructure 候補領域 と他の領域では、星の年齢分布に違いはないが、系統的に substructure 候補領域の方が平均金属量が低くなっていた。この結果の解釈として、substructure 候補の領域は UMi dSph が経験した過去の衝突の痕跡であると考えられる。星の年齢分布には違いがないため、衝突が起きたのは今から 10~15Gyr 程前の UMi dSph がまだ活発に星形成をしている期間だと思われる。この期間に、別のところにあったより金属量の低い 2 つの恒星系が UMi dSph に衝突し、速度空間内には痕跡が残ったままになっていると考えられる。空間分布的にも痕跡が残ったものが、密度分布の第 2 のピークとして観測されている可能性もある。

また、今回の解析では北西部だけが  $[Fe/H] \sim -1.4$  程度と他の領域よりも高い  $[Fe/H]$  の値を示した。§ 3.2 で議論したように、同じ金属量の isochrone と観測結果が一致しないため、この  $[Fe/H]$  の値は妥当ではないと考えられる。この理由には、北西部に含まれるサンプル数が少ないことによる統計的な影響が考えられるが、VO にも  $V \sim 19.7$  に bump ラシキもの存在しており、北西部で観測した bump はこれを反映している可能性もある。ただしこの  $V \sim 19.7$  にある bump ラシキもの本質は今のところよくわかっていない。

今回の年齢分布は、金属量を固定したうえで色等級図と isochrone の比較をして導出した。しかし TO~SGB の等級は、実際は星の金属量・年齢ともに強く依存しているため、どちらも同時に考慮する必要がある。この解析には、モデル CMD と実際の CMD を比較して銀河の星形成史を導出する手法がよく使用される。星形成史の導出や、分光による精度のよい  $[Fe/H]$  の推定があれば、substructure 候補領域と他の領域との相違点をより明確にできると期待される。

## 5 Conclusion

本研究では、UMi dSph について、先行研究で substructure が存在すると示唆された 2 か所の領域を含む 5 つの領域に分割し、色等級図を基に星種族、 $[Fe/H]$ 、年齢分布をもとめ、領域間で比較を行った。色等級図の比較から、UMi dSph は主に年老いて金属量の低い星から成っており、領域ごとに星種族に違いはなかった。RGB-bump を用いて  $[Fe/H]$  の推定を行ったところ、substructure があるとされる 2 つの領域は  $[Fe/H]$  の平均が  $\sim -2.1$  で、その他の領域 ( $[Fe/H]$  の平均  $\sim -1.9$ ) よりも系統的に金属量が低くなっていた。isochrone と色等級図の比較から各領域の星の年齢分布を調べると、領域間で目立った違いは見られず、全体的に 10~14Gyr の星がほとんどを占めていた。以上の結果から、UMi dSph にある 2 つの substructure 候補領域は、UMi dSph 本体とは起源が異なり、UMi dSph の形成中に外から降ってきた別の恒星系の名残である可能性を示唆する。Substructure 候補領域と他の領域の相違点をより明確にするためには、分光による金属量推定や、モデル CMD を使用した星形成史の推定が必要である。

## Reference

- M. Bellazini, F. R. Ferraro, & L. Origlia 2002, *AJ*, 124, 3222
- Coleman M., Da Costa G. S., Bland-Hawthorn J., Martínez Delgado D., Freeman K. C., Malin D., 2004, *Astron. J.*, 127, 832
- Coleman M. G., Da Costa G. S., Bland-Hawthorn J., Freeman K. C., 2005, *Astron. J.*, 129, 1443
- Dotter A., Chaboyer B., Jevremovic D., Kostov V., Baron E., Ferguson J. W., 2008, *The ApJS*, 178, 89D
- Irwin M., & Hatzidimitriou D., 1995, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 277, 1354
- Kleyna J. T., Geller M. J., Kenyon S. J., Kurtz M. J., Thorstensen J. R., 1998, *Astron. J.*, 115, 2359
- Kleyna J. T., Wilkinson M. I., Gilmore G., Evans N. W., 2003, *Astrophys. J. Lett.*, 588, L21
- Pace A. B., Martinez G. D., Kaplinghat M., Munoz R. R., 2014, *MNRAS*, 442, 1718
- Palma C., Majewski S. R., Siegel M. H., Patterson R. J., Ostheimer J. C., Link R., 2003, *Astron. J.*, 125, 1352

[目次へ](#)

c4

カスプコア遷移とダークマターハロー  
のユニバーサリティの関係

筑波大学

M1 田沼萌美

# カスプ・コア遷移とダークマターハローのユニバーサリティの関係

田沼 萌美 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

## Abstract

本発表では Ogiya & Mori (2014) で調べられた近傍銀河に付随するダークマターハローに関する研究をレビューする。最近の観測により、近傍矮小銀河のダークマターハローには 2 つの一般的な性質があることがわかってきた。矮小銀河の中心から 300 pc 以内のダークマターハローの総質量が一定になること (Strigari の関係)、そしてダークマターハロー中心部の面密度が一定になること ( $\mu_{0D}$  関係) である。一方、コールドダークマターモデルに基づく宇宙論的シミュレーションでは、ダークマターハローの中心密度分布がカスプ状になるという予言がされている。ところが、近傍矮小銀河の観測ではダークマターハローの中心密度分布が平坦に近いコア状の分布を持つものが多数発見されている。このようなシミュレーションと観測の結果が矛盾するというコア・カスプ問題が指摘されている。本論文では、初期にカスプ状だったダークマターハローの中心密度分布が、何らかのバリオンの力学過程によってコア状に変わるモデル (カスプ・コア遷移) を考える。その結果、カスプ・コア遷移が  $\mu_{0D}$  関係と密接に関連していること、コア状のダークマターハローの中心密度からハローが形成された時期を推定できること、矮小銀河に対する  $\mu_{0D}$  関係が Strigari の関係にあたることを示された。

## 1 導入

### 1.1 コア・カスプ問題

コールドダークマター (CDM) モデルに基づく宇宙論的 N 体シミュレーションでは、ダークマター (DM) ハローの中心密度分布がカスプ状になるという予言がされている。Navarro-Frenk-White (NFW) プロファイル (Navarro et al. 1997)

$$\rho(r) = \frac{\rho_s r_s^3}{r(r+r_s)^2} \quad (1)$$

はシミュレーションで得られた CDM ハローの密度構造をうまく再現することが知られている。ここで  $r$  は中心からの距離、 $\rho_s$  はハローのスケール密度、 $r_s$  はハローのスケール長である。

ところが、近傍矮小銀河の観測では DM ハローの中心密度分布が平坦に近いコア状の分布を持つものが多数発見されている。Burkert プロファイル (Burkert 1995)

$$\rho(r) = \frac{\rho_0 r_0^3}{(r+r_0)(r^2+r_0^2)} \quad (2)$$

は観測データから得られる DM ハローの密度構造をよく再現する。ここで  $\rho_0$  はハローの中心密度、 $r_0$  は

ハローのコア半径である。この DM ハローの中心密度分布のシミュレーションと観測の不一致をコア・カスプ問題と呼ぶ。

本論文では、初期にカスプ状だった DM ハローの中心密度分布が、何らかのバリオンの力学過程によってコア状に変わるモデルを考える。

### 1.2 DM ハローのユニバーサリティ

最近の観測により、近傍矮小銀河の DM ハローには 2 つの一般的な性質があることがわかってきた。1 つは、矮小銀河の中心から 300 pc 以内の DM ハローの総質量  $M(< 300 \text{ pc})$  が一定になるという Strigari の関係 (Strigari et al. 2008)

$$M(< 300 \text{ pc}) \sim 10^7 M_\odot \quad (3)$$

である。もう 1 つは、DM ハロー中心部の面密度が一定になるという  $\mu_{0D}$  関係 (Komendy & Freeman 2016)

$$\mu_{0D} \equiv \rho_0 r_0 \quad (4)$$

である。この  $\mu_{0D}$  はコア型の DM ハローの中心面密度に一致する。

## 2 2つのユニバーサリティの関係

DM ハローの 2 つのユニバーサリティにはどのような関係があるのだろうか。図 1 の上のグラフの縦軸は中心から 300 pc 以内の DM ハローの総質量  $M(<300 \text{ pc})$ 、下のグラフの縦軸は中心密度  $\rho_0$ 、横軸がコア半径  $r_0$  である。青いシンボルは、近傍銀河の観測によって得られた DM ハローの観測結果である。DM ハローが Burkert プロファイルを持つと仮定した場合の  $\mu_{0D}$  関係を赤線、Strigari 関係を黒線で示した。図 1 を見ると、 $10^2 \text{ pc} < r_0 < 10^3 \text{ pc}$  のスケールでは  $\mu_{0D}$  関係も Strigari の関係も観測結果に一致するが、 $r_0 > 10^3 \text{ pc}$  では Strigari の関係は適用できず、 $\mu_{0D}$  関係しか観測結果に一致しない。よって、 $\mu_{0D}$  関係は Strigari の関係よりも広い範囲のハロー質量、ハローのコア半径に対して適用できることがわかった。したがって、DM ハローの性質として  $\mu_{0D}$  関係がより本質的であることが本解析から分かった。

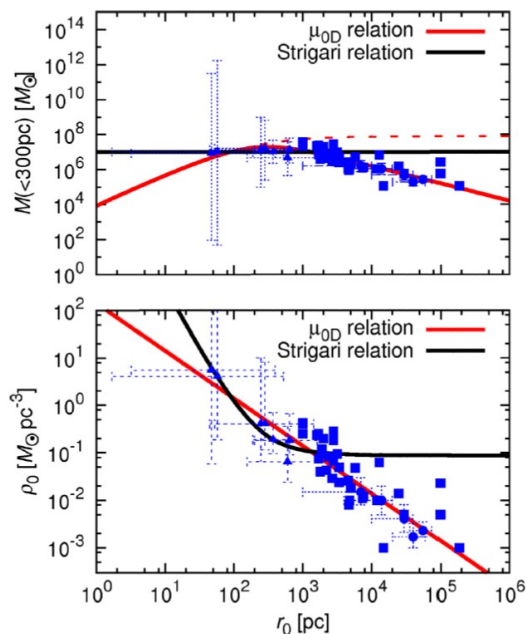


図 1:  $\mu_{0D}$  関係と Strigari の関係

## 3 $\mu_{0D}$ 関係の起源

それでは、 $\mu_{0D}$  関係の起源は何だろうか。以下ではこの問題を考える。宇宙初期に生成された CDM の密度揺らぎが重力収縮し、力学的準平衡状態に落ち着いた場合、CDM ハローは NFW プロファイルを持つことが多くの研究者から指摘されている。Macció et al. (2008)、Prada et al. (2012) は、その時の NFW プロファイルは、質量  $M_{200}$  及びビリアルサイズした赤方偏移  $z$  によって、決定されることを見出した。彼らによると、NFW ハローの密集度は

$$c \equiv \frac{r_{200}}{r_s} = c(M_{200}, z) \quad (5)$$

と定義され、 $M_{200}$  と  $z$  が与えられると決まる。ここで、 $r_{200}$  はビリアル半径、 $r_s$  は NFW プロファイルのスケール半径、 $M_{200}$  はビリアル質量、 $z$  は DM ハロー形成時期の赤方偏移である。

以下では、DM ハローの形成時期とカスプ・コア遷移はほぼ同時期に起こったと仮定し、遷移前の CDM ハローを持つ NFW プロファイルと遷移前の Burkert プロファイル間の関係を考える。その為に、以下の 2 つの要請を置く。1 つ目はカスプ・コア遷移が起こっても  $M_{200}$  は変わらないという質量保存則を要請する。2 つ目にカスプ・コア遷移が起こると密度分布は  $r_0, r_s$  の内側の範囲で大きく変化し、 $r_0, r_s$  よりも遠方での密度分布のべきは保存されることを要請する。この 2 つの要請と (1)(2) 式より

$$\rho_s r_s^3 = \rho_0 r_0^3 \quad (6)$$

という関係式が得られる。この関係式を使って DM ハロー形成時期の赤方偏移を  $(r_0, \rho_0)$  を使って表したのが、図 2 の太い黒の曲線である。

図 2 の縦軸はカスプ・コア遷移後の DM ハローの中心密度、横軸がコア半径である。青いシンボルが近傍銀河の観測結果で、それぞれ三角形が Salucci et al. (2012)、四角形が Spano et al. (2008)、円形が Donato et al. (2009) のデータである。大きい三角形は矮小楕円銀河を表す。赤い線が  $\mu_{0D}$  関係である。黒い実線が Prada et al. (2012) の密集度  $c$  を使った解析結果、黒い点線が Macció et al. (2008) の密集度  $c$  を使った解析結果である。黒い一点鎖線はハローの質量の等高線である。マゼンタ色の線は  $\delta = \delta_c$  とな

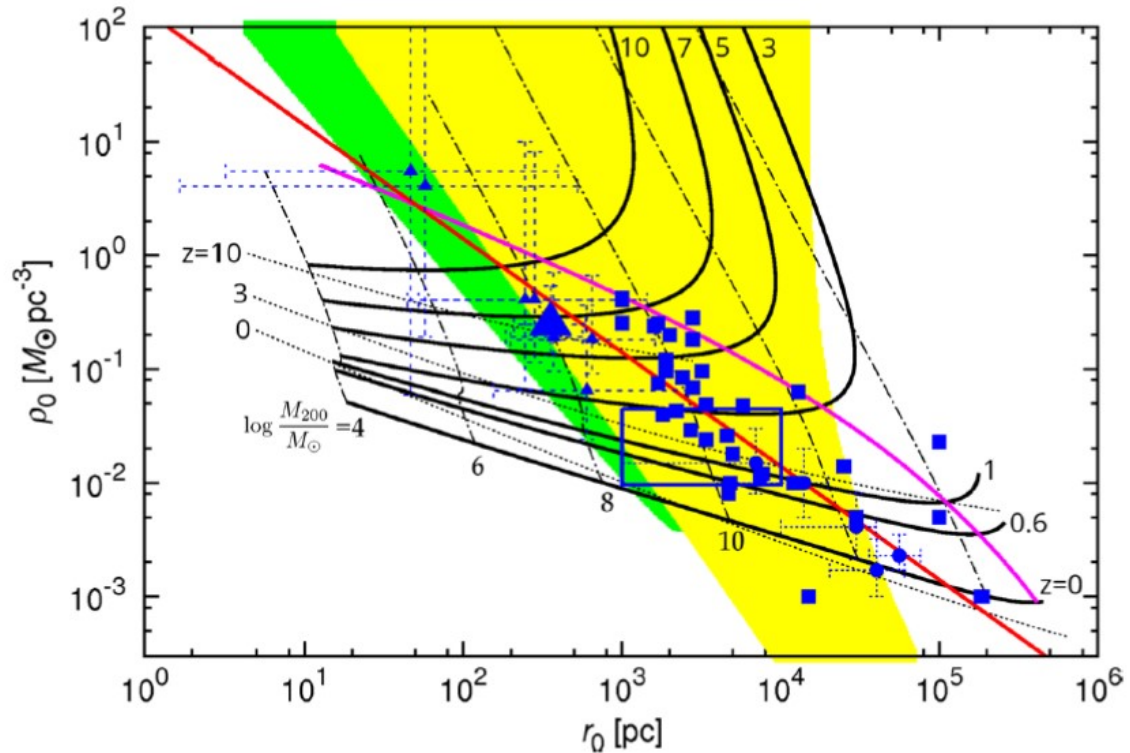


図 2: カスプ・コア遷移を経験した CDM ハローと近傍銀河の DM ハローの観測との比較

る密度ピークに一致する。ここで  $\delta_c = 1.69$  は崩壊時に対応する臨界密度ピークであり、多くの CDM ハローがこのグラフ上ではマゼンタ色の線より下に分布するはずである。次に、銀河中に含まれるガスの物理状態を考察するため、ハロー総質量の 10% がバリオンと仮定した場合を考える。図 2 の中で、黄色と緑の部分は  $t_{\text{cool}} \leq t_{\text{ff}}$  となる星間ガスのパラメータの範囲を表す。ここで  $t_{\text{cool}}$  は冷却時間、 $t_{\text{ff}}$  は自由落下時間である。黄色は原始ガスの冷却関数 (Sutherland & Dopita 1993)、緑は  $\text{H}_2$  分子ガスの冷却関数 (Gali & Palla 1998) を使って冷却時間を計算している。この色付けされた範囲内では、活発な星形成が発生し、銀河が形成され得ることを意味する。観測点との比較をすると、ほとんどの銀河がこの範囲に入っていることがわかる。

$\mu_{0D}$  関係の線はこれらの銀河形成の条件が重なり合う範囲に通っていることがわかる。また、赤方偏移  $z_t$  に対して  $\rho_0$  の値はほぼ一定になっているため、 $\rho_0$  の値からカスプ・コア遷移が起こったときの赤方偏移  $z_t$  を予想することができる。もし星形成を伴う

メカニズムでカスプ・コア遷移が起こっているのだとしたら、この赤方偏移  $z_t$  は銀河の形成時期に一致する。

## 4 まとめ

$\mu_{0D}$  関係は Strigari の関係より適用できるハロー質量の範囲が広く、より本質的な関係であることが分かった。そして、その  $\mu_{0D}$  関係は、現在標準的に考えられている CDM モデルを基礎とした銀河形成モデルの自然な帰結として発現することを見出した。さらに、カスプ・コア遷移が DM ハローの形成時期に起こったと仮定すると、 $\rho_0$  を観測することにより、その形成時期が理論的に予言できることを示した。

今後、星形成史から銀河が形成された時期を割り出して、本論文とどのくらい一致するか比較しようと考えている。

## 5 参考文献

- Burkert A., 1995, ApJ, 447, L25  
Donato F. et al., 2009, MNRAS, 397, 1169  
Galli D., Palla F., 1998, A&A, 335, 403  
Kormendy J., Freeman K. C., 2016, ApJ, 817, 84  
Macció A. V., Dutton A. A., van den Bosch F. C., 2008, MNRAS, 391, 1940  
Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, ApJ, 490, 493  
Ogiya G., Mori M., Ishiyama T., Burkert A., 2014, MNRAS, 440, L71  
Prada F., Klypin A. A., Cuesta A. J., Betancort-Rijo J. E., Primack J., 2012, MNRAS, 423, 3018  
Press W. H., Schechter P., 1974, ApJ, 187, 425  
Salucci P., Wilkinson M. I., Walker M. G., Gilmore G. F., Grebel E. K., Koch A., Frigerio Martins C., Wyse R. F. G., 2012, MNRAS, 420, 2034  
Spano M., Marcelin M., Amram P., Carignan C., Epinat B., Hernandez O., 2008, MNRAS, 383, 297  
Strigari L. E., Bullock J. S., Kaplinghat M., Simon J. D., Geha M., Willman B., Walker M. G., 2008, Nature, 454, 1096  
Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, ApJS, 88, 253

[目次へ](#)

c5

21cm線スペクトル重ね合わせ解析による  
近傍銀河星間ガス量に関する研究

鹿児島大学

M1 上野紗英子

## 21cm 線スペクトル重ね合わせ解析による 近傍銀河星間ガス量に関する研究

上野 紗英子 (鹿児島大学大学院 宇宙物理学研究科)

### Abstract

我々は HI All-Sky survey (HIPASS) と 2 degree Field Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) のデータを用いて重ね合解析を行い近傍 ( $\sim 160\text{Mpc}$ ) のうち絶対等級  $M_V = -16.7$  より明るい銀河について HI の質量を見積もった。解析は  $0.003 < z < 0.04$  の範囲において  $z$  を 0.005 間隔で分割し (最初の区間は  $0.003 < z < 0.005$ )、赤方偏移ごとに解析を行った。最終的に合計 5855 個の銀河を重ね合わせた。赤方偏移分割後に関しても、全区間で signal to noise ratio は 3.6 以上を達成しており、放射が弱い系外銀河の電波を捉えることができた。また、重ね合わせ解析により得られた結果をもとに HI 質量の赤方偏移変化を計算すると、8 つの区間での HI 質量の平均は  $7.1 \times 10^8 M_\odot$  であり、 $z \sim 0.04$  において 32% 以内で一定であることがわかった。この結果は系外銀河や銀河ハローからガスがディスクに供給されていることを示唆する。G 型矮星問題におけるガス降着モデルも系外からのガスの供給を許す仮定をとっている。以上のことより、いままで化学進化の面から提言されていたガスの流入を、ガスの消費という面からも確認することができた。

### 1 導入

銀河の進化を議論するには銀河における低温ガスが宇宙時間的にどのように変化するかについて理解することが重要である。銀河の低温ガス、主に中性水素 (HI) の形状はいろいろな付着、合体とフィードバックプロセスなどによって起こり (eg. Keres et al. 2005)、その後巨大な分子雲や星へと凝縮される。このガスがないと星形成はしばんでしまい、進化は消極的にしか続いていかない。星形成率密度のような量の変化についての理解を深めるために、コスミックガスの変化を理解することは重要である。

近傍宇宙 ( $z \approx 0$ ) における HI の検出するための主要な方法は、中性水素 21cm 超微細放射線を観測することである。大きな電波望遠鏡のマルチビーム受信機で幅広いフィールドの視野が得られる。21cm の全天サーベイは多数の銀河における HI の検出を促進する。世界では様々な HI の調査が行われてきた。中でも系外の HI サーベイは近年頻繁に行われている。

重ね合わせ解析で高い S/N を得るためにはノイズがガウス分布をしており、足し合わせた数の平方根で減少していなければならない。HIPASS よりラ

ンダムに選んだ  $N$  個のフラクス密度のスペクトルを重ね合わせるとノイズは  $N$  の  $-0.5 \pm 0.03$  乗に比例して減少しているためガウシアン振る舞いをしており、HIPASS で重ね合わせ解析が成功したと言える (J. Delhaize et al 2014)。

宇宙のさまざまな天体の起源に関して現在主流となっている考え方は、小さな天体が順次合体を繰り返しながらより大きな天体を形成していく仮説「階層的構造形成」である。この仮説では、銀河もいくつかのより小さな部分が集まって形成されたことになる。

銀河全体の研究を行う際には、銀河全体での星形成率やこれまで形成してきた全質量が必要になる。このような銀河のグローバルな星形成に関する諸量は、星形成に関する様々な観測可能な物理過程を用いて推定することができる。

一般的な早期型渦巻き銀河がおおよそ  $1/10$  - 数  $M_\odot \text{yr}^{-1}$  の SFR をもつことがわかっている。天の川銀河のような中間型の渦巻き銀河は  $\sim 5 M_\odot \text{yr}^{-1}$  の SFR、Sc 型の渦巻き銀河では  $10 - 20 M_\odot \text{yr}^{-1}$  程度にまで増加する (S. Phillips 2005)。

## 2 解析方法

本研究ではオーストラリアのパークス望遠鏡で全天全天の HI を観測したサーベイである HI All-Sky survey (HIPASS) と、25,000 個以上の銀河の赤方偏移を調べたサーベイである 2 degree Field Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) のデータを用いる。

解析では 2dFGRS の限界等級を考慮に入れる。 $z=0.04$  の位置での  $b_j = 19.45$  を絶対等級になおすと、 $M_v = -16.7$  となる。そこで、2dFGRS のデータのうち絶対等級  $M_v = -16.7$  より明るい銀河を選抜し、そのうち 2dFGRS と HIPASS の位置情報から同じ銀河のデータと思われるデータをさらに選抜する。絶対等級で制限をつけることにより赤方偏移で分割して議論する上でそれぞれの区間における銀河の明るさの条件を揃えることができる。電波観測より光学観測の方が分解能が細かい (分解能は HIPASS が約  $15''$ ) ため、HIPASS の位置を基準に、それに近い位置にあるデータを選抜する。

電波観測と光学観測で異なる定義を統一する。光学観測は速度を定義する際波長から定義するのに対し、電波観測は周波数から速度を定義する。今回は光学観測で得られた赤方偏移のデータを用いるので、HIPASS の速度軸を次の式を用いて光学定義に直す。

$$V_{opt} = \frac{V_{rad}}{1 - (V_{rad}/c)} \quad (1)$$

$V_{opt}$  は光学観測 (波長) で定義された速度、 $V_{rad}$  は電波観測 (周波数) で定義された速度、 $c$  は光速である。光学観測で定義された速度に変換した後は、軸を  $cz$  分ずらし、 $z$  を 0.05 間隔で区切り足し合わせる。また、足し合わせた後は 1 つの銀河あたりの HI を出すために平均をとる。一連の重ね合わせの流れは次の式で表される。

$$Tb = \frac{\sum_{n=1}^i Tb(n)}{i} \quad (2)$$

$Tb$  は brightness [Jy/beam]、 $Tb(n)$  は銀河の HI、 $i$  は積分する銀河数である。

重ね合わせ解析の結果をもとに HI の質量を求める。積分強度から柱密度を求め、HI 質量を算出する。

## 3 結果

### 3.1 スペクトルの重ね合わせ

HIPASS のデータのうち  $0.003 < z < 0.04$  の範囲において赤方偏移の間隔を 0.005 と設定し分割後重ね合わせを行った (最初の範囲は  $0.003 < z < 0.005$ )。どの区間においても  $v \sim \pm 0$  で銀河からの HI 放射を確認することができる。また、重ね合わせ解析を行った後の  $z$  ごとの S/N、HI 質量を table1 に示す。S/N は全ての区間において  $3.6\sigma$  以上を達成しているため、系外銀河からの HI 放射を確認できたといえる。

### 3.2 HI の質量

$z$  を 0.005 間隔で分けて重ね合わせた結果を用い、ターリーフィッシャー関係より最大線幅は  $600 \text{ [km s}^{-1}]$  なので、 $\pm 300 \text{ [km s}^{-1}]$  の内側で HI の質量を計算した。計算結果は table1 に表し、プロットしたものを Fig1 に示す。Fig1 は横軸が赤方偏移、縦軸は HI の質量 [ $\text{kg M}_\odot^{-1}$ ] である。Fig1 より  $0.003 < z < 0.04$  の範囲で HI の質量は誤差を考慮すると一定である。また、この範囲での銀河に含まれる HI 質量の平均は  $7.1 \times 10^8 \text{ M}_\odot$  であった。

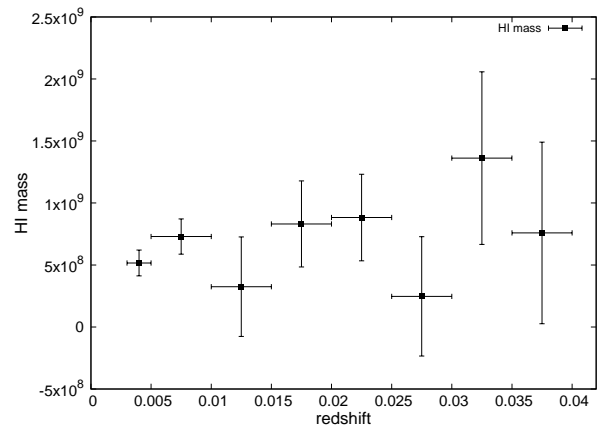


図 1: HI 質量の赤方偏移変化を表すグラフ。縦軸は HI mass [ $\text{M}_\odot$ ]、横軸は redshift で表されている。8 つの区間の銀河の平均質量は  $7.1 \times 10^8 \text{ M}_\odot$  だった。

表 1: 重ね合わせたスペクトル情報

$z$	N	rms ( $10^{-4}$ ) [Jy beam $^{-1}$ ]	S/N	HI mass ( $10^8$ ) [ $M_{\odot}$ ]	error( $10^7$ )
0.003 - 0.005	6	36.16	20.01	5.16	1.6
0.005 - 0.010	75	14.02	12.02	7.30	2.1
0.010 - 0.015	90	14.25	3.61	3.25	6.0
0.015 - 0.020	390	6.29	4.94	8.31	5.2
0.020 - 0.025	679	3.82	8.37	8.83	5.2
0.025 - 0.030	1225	3.53	4.27	2.47	7.2
0.030 - 0.035	1505	3.65	5.19	13.62	10.4
0.035 - 0.040	1885	2.89	4.24	7.59	10.9

## 4 Discussion

### 4.1 重ね合わせ解析について

2dFGRS と HIPASS のデータを用いて  $z \sim 0.04$  の範囲では、重ね合わせ解析を行い HI 放射が  $30\sigma$  以上を達成している (J. Delhaize et al 2014)。今回の結果では table1 より、 $z$  について分割後も放射が  $3.6\sigma$  以上を達成していることがわかり、近傍銀河からの HI 放射を確認できたと言える。

### 4.2 HI 質量について

重ね合わせ解析の結果をもとにそれぞれの  $z$  の区間において HI の質量を計算すると、 $\pm 32\%$  以内で一定ということがわかった。また、銀河に含まれるとされる HI の質量は  $10^8 M_{\odot} - 10^9 M_{\odot}$  である。8 つの区間にある銀河の平均の HI 質量は  $7.1 \times 10^8 M_{\odot}$  であるため、妥当な値が得られたと言える。区間 1 の S/N が他の区間に比べて飛び抜けて高かったのに対し、HI 質量は他の区間と比べても大差なく、8 つの区間の HI 質量の平均と同定量的の見積りとなった。この結果より、近傍の区間は HI 放射が強い銀河が他の区間より多い訳でなく、近くの放射がよく検出されていることで S/N が高いということがわかる。

Delhaize et al.(2014) は HIPASS のデータを用いて、 $0 < z < 0.04$  の範囲において重ね合わせ解析を行い、S/N は 31 を達成し、HI mass =  $(1.48 \pm 0.03) \times 10^9 h^{-2} M_{\odot}$  と見積った。この結果と比較すると、本研究の結果は S/N と HI の質量共に Delhaize et al. (2014)

より低い値となった。Delhaize et al. では  $0 < z < 0.04$  に存在する銀河が全て  $z = 0.02$  に存在すると仮定して HI 質量を見積もっている。本研究で  $0.003 < z < 0.04$  の区間を 8 つに分割した際区間 1 の S/N が高かったことより、Delhaize et al. (2014) の S/N においても近傍の銀河からの放射の影響が大きいということが考えられる。また、近傍の放射の影響が大きいと考えられる結果を用い、すべての銀河が  $z = 0.02$  の位置に存在すると仮定して HI の質量を見積もっているため、本来の HI 放射より過剰見積もりであると考えられる。また、本研究で 8 つの区間に分割して HI の質量を見積もった結果、全ての区間で  $10^8$  スケールでほとんど一定だったことから、明らかである。

### 4.3 星形成について

渦巻き銀河における星形成率は  $1 - 10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  とされている (Putman et al 2012)。 $z \sim 0.04$ 、つまり  $0.522 \text{ Gy}$  のタイムスケールでは銀河において HI が  $5 \times 10^8 M_{\odot} - 5 \times 10^9 M_{\odot}$  の質量分だけ星形成に使用され減少するはずである。しかし本研究の結果では銀河における HI の量は減少することはなく、大きく変化しない結果となった。

#### 4.4 G 型矮星問題

この結果には G 型矮星問題を解決するモデルと関係していると考えられる。G 型矮性問題とは、太陽近傍の重元素量の分布を調べた際に、重元素量の分布を考えたモデルと観測量に差が生じるという問題である (Bergh, S. 1962)。この G 型矮星問題を説明するモデルとしてガス降着モデルがある。ガス降着モデルとは銀河系外や銀河ハローから重元素を含まないガスが絶えずディスクに供給されるモデルのことである。このモデルは重元素の空間的不均一性を適当に許すと観測を十分に説明できるモデルであるとされている (Pagel et al., 1997)。今回調べた  $z \sim 0.04$  の範囲では星形成率を考えると HI の質量に減少傾向が見られるはずであるが、ほぼ一定の結果になったのはこのガス降着モデルを支持するため、つまり系外銀河や銀河ハローからガスがディスクに供給されているためと考えた。

## 5 Conclusion

我々は HIPASS(HI All-Sky survey) と 2dF-GRS(2degree Field Galaxy Redshift Survey) のデータを用いて重ね合わせ解析を行い近傍 ( $\sim 160$ Mpc) のうち絶対等級  $M_V = -16.7$  より明るい銀河の HI の質量を見積もった。解析は  $0.003 < z < 0.04$  の範囲において  $z$  を 0.005 間隔で区切り (最初のブロックは  $0.003 < z < 0.005$ )、赤方偏移ごとに解析を行った。分割後も S/N は 3.6 以上を達成しており、放射が弱い系外銀河の電波を捉えることができた。また、得られた結果をもとに HI 質量の赤方偏移変化を計算すると、8 つの区間での HI 質量の平均は  $7.1 \times 10^8 M_\odot$  であり、 $z \sim 0.04$  において 32%以内で一定であることがわかった。また調べた銀河の色指数を調べたところ区間 1 以外の区間で一定であることがわかった。この結果は系外銀河や銀河ハローからガスがディスクに供給されていることを示唆する。G 型矮星問題におけるガス降着モデルも系外からのガスの供給を許す仮定をとっている。以上のことより、いままで化学進化の面から提言されていたガスの降着を、ガスの消費という面からも確認することができた。

## Reference

- Dusan Keres, Neal Katz, David H. Weinberg, & Romeel Dave 2005, MNRAS, 363, 2-28
- J. Delhaize, M. J. Meyer, L. Staveley-Smith, B. J. Boyle 2013, MNRAS, 433, 1398-1410
- S. Phillips 2005, The Structure and Evolution of Galaxies (Tokyo: Wiley) ch.0
- M. E. Putman, J. E. G. Peek, M. R. Joung 2012, ARAA, 50, 491-529
- van den Bergh, S. 1962, AJ, 67, 486-490
- Pagel, B. E. J., Tautvaisiene, G. 1997, MNRAS, 288, 108-116

[目次へ](#)

c6

ALMA を用いた衝突後期段階銀河  
NGC3256 の分子輝線探査  
国立天文台  
D1 道山知成

## ALMA を用いた衝突後期段階銀河 NGC 3256 の分子輝線探査

道山 知成 (総合研究大学院大学 物理科学研究科)

### Abstract

NGC 3256 ( $L_{\text{FIR}} = 4 \times 10^{11} L_{\odot}$ ,  $D_L = 35 \text{ Mpc}$ ) は衝突後期段階の銀河である。活発な爆発的星形成 (SB) 活動や活動銀河核 (AGN) 活動を伴っていると考えられており、これらの活動は星間物質 (ISM) の化学組成に影響を与える。つまり、銀河の化学組成から SB や AGN の現在の状態や今後どのように継続するのかを調べることができる。Large Meter Telescope (LMT) を用いて NGC 3256 の分子輝線探査を行ったところ 11 輝線の観測に成功し、NGC 3256 は AGN を伴う銀河ではなく SB 銀河としての性質が強い傾向が見られた。しかし、X 線観測や CO 輝線の運動を用いた研究では、爆発的星形成銀河 (北側) と AGN を伴う銀河 (南側) の銀河が衝突している (離隔 =  $5'' \sim 850 \text{ pc}$ ) ことが示唆されている。LMT の観測では 2 つの中心核を分離できていないため、NGC 3256 のより正確な化学組成を調べるためには、ALMA を用いた高分解能高感度観測が強力である。

### 1 Introduction

現在存在するほとんどの銀河は衝突を経験して進化してきた (もしくは今後衝突する) と考えられている。銀河と銀河の衝突により、銀河の中心に星形成の材料である分子ガスが集まることで、爆発的星形成活動 (SB) や活動銀河核 (AGN) が衝突の最中に生じると考えられている (Hopkins et al. 2006; Narayanan et al. 2008; Hayward et al. 2014)。つまり、衝突銀河は銀河の形態の進化だけではなく、銀河の活動性にも強く影響を及ぼすため、銀河進化において重要な役割を担っていると考えられる。しかし、衝突銀河はダストに覆われていることが多く、可視光観測 (星の観測) では AGN や SB が銀河に及ぼす影響を調べることは困難である。

一方、SB や AGN は銀河に存在する星間物質 (ISM) の化学組成に影響を及ぼすことが予想される。一酸化炭素分子 (CO) は銀河内に豊富に存在し、明るい輝線を放射するため、これまでの研究は CO 輝線を用いたものが主流である。しかし、CO は銀河の状態によらず普遍的に存在するため、SB や AGN に特有な性質を調べることは困難である。近年、ミリ波サブミリ波の受信機の性能が飛躍的に発達し、一度にいくつもの分子輝線を観測できるようになった。このような受信機の性能向上は、銀河進化の研究において「化学進化」という新たな視点をもたらすことを

意味している。放射強度の強い輝線分子 (CO, HCN,  $\text{HCO}^+$  等) だけではなく、様々な分子輝線に着目する天文学研究は「Astrochemistry」と呼ばれる。様々な銀河について、単一鏡を用いた分子輝線探査が近年活発に行われており、各々の分子の存在量が爆発的星形成の進化段階やダストに隠された AGN の指標として用いることができることが明らかになってきた (García-Burillo et al. 2002; Martín et al. 2006; Aladro et al. 2011, 2015)。これらの単一鏡を用いた研究を単純に発展させるためには、同様の分子輝線を干渉計を用いて観測する必要がある。干渉計を用いることで、単一鏡では調べることができなかった分子の空間分布を明らかにすることができる。つまり、単一鏡で示された SB 進化や隠された AGN 探査に関する知見が巨大分子塊 (GMA) スケールの ISM についても適用できるのかどうかを調べることができる。一方、10Mpc 以上太陽系から遠い宇宙に存在する衝突銀河の高空間分解能かつ高感度観測は、これまでの望遠鏡では困難であった。アタカマミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA) は他を凌駕する高空間分解能かつ高感度観測可能であり、衝突銀河の中心核における GMA スケールの化学組成を調べることができる唯一の望遠鏡である。ALMA は系外銀河の「Astrochemistry」の研究において、最も優れた望遠鏡だといえる。

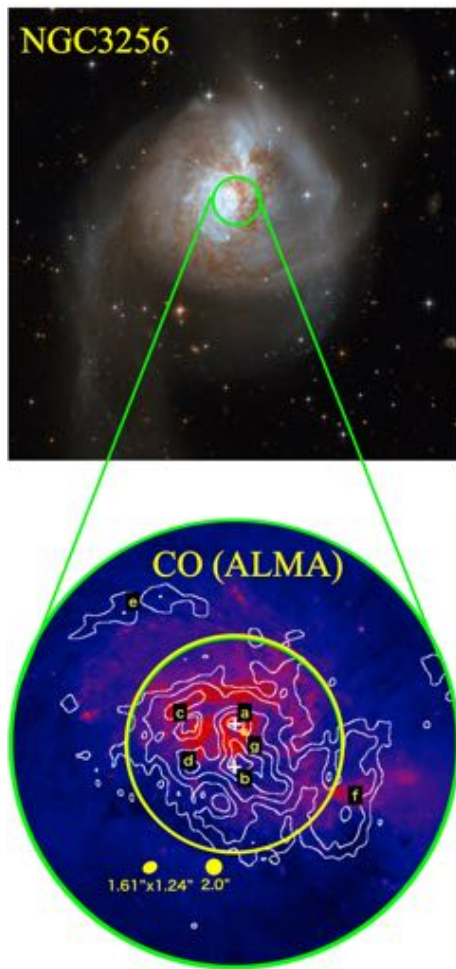


図 1: [上図] NGC 3256 の HST 可視画像 (©NASA)。[下図] 先行研究によって観測された CO (1-0) 輝線の上図緑丸における空間分布 (Sakamoto et al. 2014)。黄色丸は LMT の観測視野を示している。

## 2 NGC 3256

NGC 3256 は衝突の後期段階銀河であり、南北に  $5''$  (=850 pc) 離れた 2 つの中心核をもつ (図 1 上)。CO(1-0) 輝線については、先行研究ですでに ALMA を用いて空間分布が調べられている。先行研究 (X 線観測、水素分子の振動励起観測、ALMA の CO 観測による分子ガスの運動等) から、北側の銀河は SB 銀河であり、南側の銀河は AGN を伴うと考えられている (Sakamoto et al. 2014; Emonts et al. 2014; Ohyama et al. 2015; Lehmer et al. 2015) ため、化学組成と SB や AGN 活動との関連を GMA スケールで調べる研究

に最もふさわしいと判断した。そこで、世界最大口径のミリ波サブミリ波単一鏡である Large Millimeter Telescope (LMT) を用いて NGC 3256 の中心部を観測し、11 個 ( $c\text{-C}_3\text{H}_2$ , CCH, HCN,  $\text{HCO}^+$ , HNC,  $\text{CH}_3\text{OH}$ , CS,  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{CH}_3\text{CCH}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$ ,  $^{13}\text{CO}$ ) の分子輝線の同定に成功した (図 2)。LMT 観測からは、NGC 3256 は SB 銀河であると判断されたが、LMT で得られるスペクトルは図 1 の黄色丸 ( $25''=4.25$  kpc) のビームに含まれる 2 つの中心核の平均的なスペクトルしか調べることができない。ALMA を用いることで、2 つの中心核それぞれのスペクトルを調べることができ、さらに  $60''$  という広い視野を持つため、より外側に存在する分子ガスも調べることができる。

そこで、2016 年 3 月に 85 ~ 110 GHz 帯 (図 2 色帯) における NGC 3256 の ALMA 分子輝線探査を行った。合計 6 時間の観測で、空間分解能  $\sim 2''$  (=340 pc)、 $r.m.s.\sim 0.36$  mJy を達成した。

## 3 ALMA Results

図 2 に、ALMA で観測された分子輝線の空間分布を示した。LMT で観測されなかった、分子輝線 (例:  $\text{H}^{13}\text{CN}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ , SiO 等) の検出に成功した。2 つの中心核で化学組成が異なることがわかった。さらに、2 つの中心核の間の領域や、より広がった場所に特徴的に見られる分子輝線も観測された。図 2 に示した以外にも分子輝線は多数観測されており、検出分子は 20 輝線以上あると考えられる。

## 4 Future Analysis

今回の ALMA 観測では、大別して次の 3 つの研究課題を進めることができる。

1. 化学組成: 光乖離領域 (PDR)、X 線が支配的な領域 (XDR)、ショック領域など、銀河における環境によって優先的に形成される分子は異なる。観測された分子の空間分布を全て説明できるような NGC 3256 の形成シナリオを作りあげ、SB や AGN 活動が化学組成に及ぼす影響や衝突銀河における化学進化を議論する。

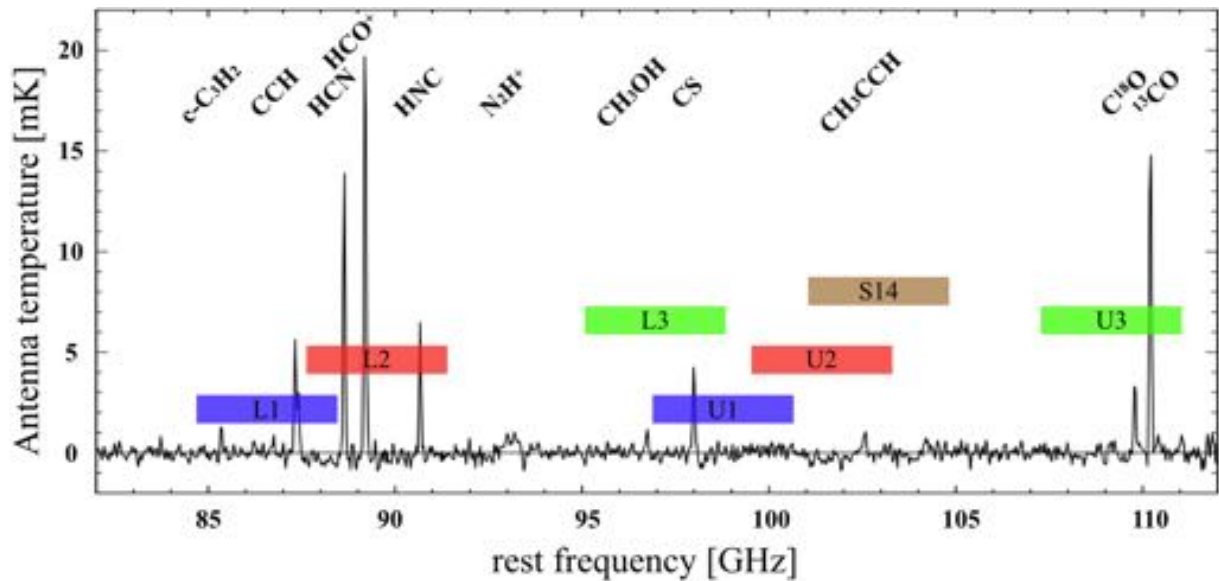


図 2: NGC 3256 の中心部 (図 1 黄丸) における LMT で得られたスペクトル。青赤緑はそれぞれ 2016 年 3 月に ALMA で観測した周波数帯を示している。S14 は Sakamoto et al. (2014) における cycle0 での観測周波数帯を示している。

2. 物理状態: 観測された分子輝線は様々な臨界密度と励起温度をもつ。それぞれの分子の輝線強度比を用いて放射輸送方程式を解く (e.g., RADEX) ことで ISM の温度や密度に制限を与え、上で議論する化学進化に対応する物理状態の進化を議論することができる。
3. 分子ガスの運動: ALMA 観測は、 $30 \text{ km s}^{-1}$  の速度分解能を達成しているため、分子ガスの運動を詳細に調べることが可能である。特に、NGC 3256 は先行研究で分子ガスのアウトフローの存在が示唆されている。アウトフローのような物理的なショックが銀河の化学組成に及ぼす影響や、アウトフローしているガスの物理状態を議論することが可能である。さらに、空間方向と速度方向の分布を詳細に調べることで、インフロー発見の可能性もある。

## Acknowledgement

国立天文台、野辺山宇宙電波・太陽電波観測所 からの支援に感謝いたします。

## Reference

- Aladro, R., Martín, S., Martín-Pintado, J., et al. 2011, , 535, A84
- Aladro, R., Martín, S., Riquelme, D., et al. 2015, , 579, A101
- Emonts, B. H. C., Piqueras-López, J., Colina, L., et al. 2014, , 572, A40
- García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., Usero, A., & Neri, R. 2002, , 575, L55
- Hayward, C. C., Torrey, P., Springel, V., Hernquist, L., & Vogelsberger, M. 2014, , 442, 1992
- Hopkins, P. F., Somerville, R. S., Hernquist, L., et al. 2006, , 652, 864
- Lehmer, B. D., Tyler, J. B., Hornschemeier, A. E., et al. 2015, , 806, 126
- Martín, S., Mauersberger, R., Martín-Pintado, J., Henkel, C., & García-Burillo, S. 2006, , 164, 450
- Narayanan, D., Cox, T. J., Kelly, B., et al. 2008, , 176, 331
- Ohyama, Y., Terashima, Y., & Sakamoto, K. 2015, , 805, 162
- Sakamoto, K., Aalto, S., Combes, F., Evans, A., & Peck, A. 2014, , 797, 90

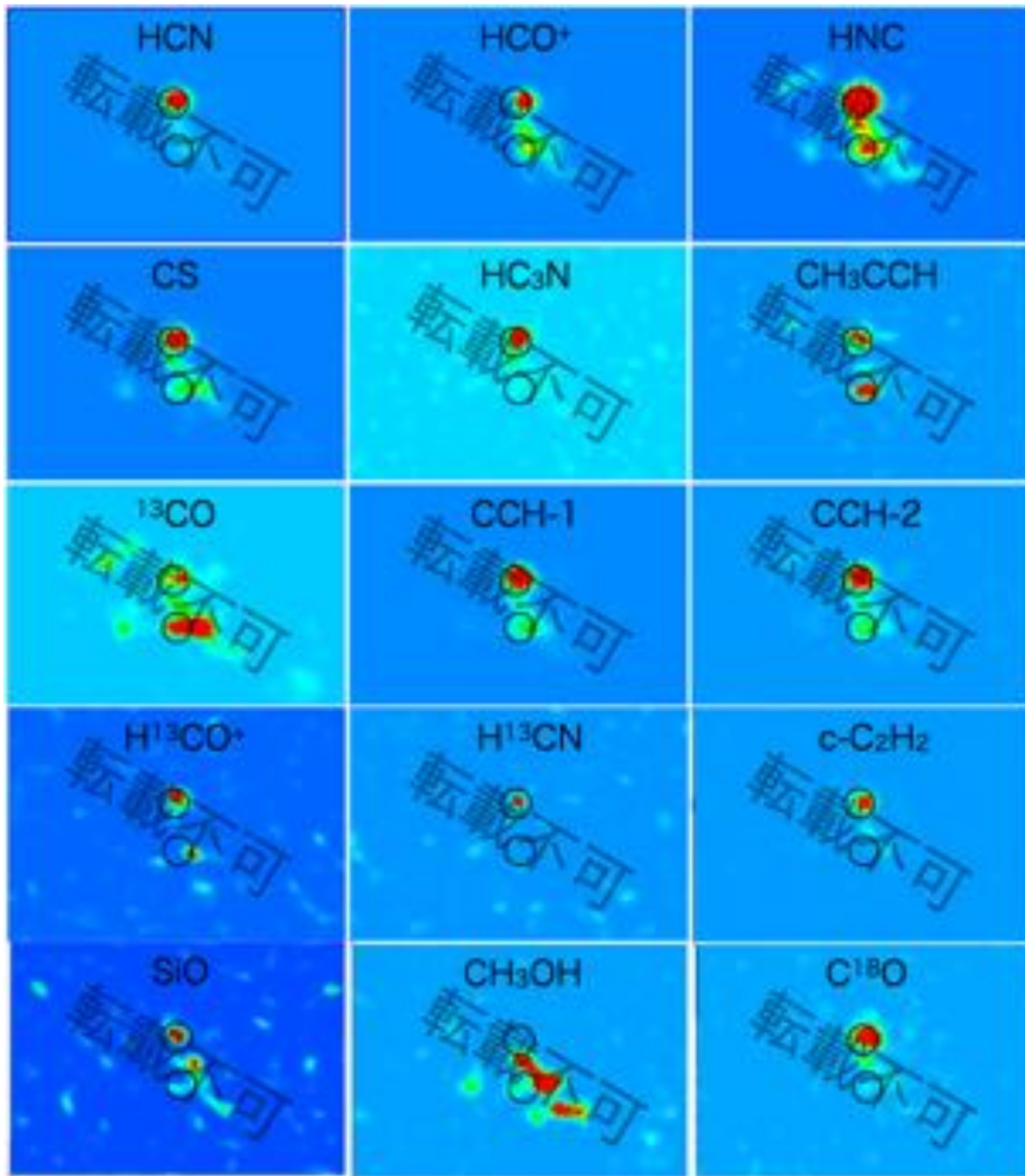


図 3: ALMA の Band3 分子輝線探査により検出された分子の積分強度図の例。2つの丸は南北の銀河の中心核の位置を示している。簡易解析の結果であるため、転載不可。

[目次へ](#)

c8

Abell2399 銀河団における AGN フィード  
バック現象の調査  
奈良女子大学  
M1 佐藤瑛子

## Abell2399 銀河団における AGN フィードバック現象の調査

佐藤 瑛子 (奈良女子大学大学院 人間文化研究科)

### Abstract

活動銀河核 (AGN) は、周辺からガスの供給を受けて重力エネルギーを解放し、その一部をジェットとして外界に放出することでまたガスを加熱する。このような AGN フィードバック現象の影響は大きく、銀河団のコア領域のガスさえも加熱するため、銀河間ガスのエントロピー生成の起源の一つと考えられている。一方、最近、X 線輝度の低い銀河団 (以下、これを低輝度銀河団と呼ぶ) において、典型値よりも数倍高いガスエントロピー値を示すことが見つかった。これは、一般に、輝度の高い銀河団ほど高いエントロピー値を示す傾向と異なっており、従来の重力加熱や AGN 加熱のシナリオでは説明が困難である。現状では、サンプル数が不足しているため、低輝度銀河団における高エントロピーの起源は十分理解できていない。

そこで今回、銀河団ガスにおける AGN フィードバックの影響を調べるため、低輝度銀河団 A2399 ( $z = 0.057$ ) の観測を行った。A2399 は暗い天体であるため、バックグラウンドを詳細にモデル化し、銀河団コア領域の X 線放射のスペクトルの解析を行った。解析により得た銀河団ガスのエントロピー  $S = 299^{+36}_{-31}$  [keV cm<sup>2</sup>] に対して中心銀河の K バンド光度比から推定した AGN 加熱による過剰エントロピー  $\Delta K = 1.4 \pm 0.6$  [keV cm<sup>2</sup>] は 1% にも満たない。つまり、A2399 中心領域のエントロピー生成に対する AGN フィードバックの影響は小さいと考えられる。

## 1 はじめに

銀河間ガスの加熱機構の 1 つとして AGN フィードバックが注目されている。活動銀河核 (AGN) は、周辺からガスの供給を受けて重力エネルギーを解放し、その一部をジェットとして外界に放出することでまたガスを加熱する。このような AGN フィードバック現象の影響は大きく、銀河団のコア領域のガスさえも加熱するため、銀河間ガスのエントロピー生成の起源の一つと考えられている (McNamara & Nulsen 2012)。実際、AGN 加熱の影響は、銀河団ガスとジェットの相互作用によってできたガスの空洞の存在や中心銀河の K バンド光度と銀河団ガスのエントロピー値の相関などからも指摘されている (Wang et al. 2010)。

一方、最近、X 線輝度の低い銀河団 (以下、これを低輝度銀河団と呼ぶ) において、典型値よりも数倍高いガスエントロピー値を示す傾向が見つかった。低輝度銀河団は、ROSAT 衛星のサーベイ観測や XMM-Newton により少数発見されている。低輝度銀河団 A76 は重力加熱や AGN 加熱だけでは説明のできない約 400 [keV cm<sup>2</sup>] という高いエントロピーを持つことが観測によって明らかになった (Ota et al. 2013)。

これは、一般に、輝度の高い銀河団ほど高いエントロピー値を示す傾向と異なっており、従来の重力加熱や AGN 加熱のシナリオでは説明が困難である。しかし、現状では、サンプル数が不足しているため、低輝度銀河団における高エントロピーの起源は十分理解できていない。

## 2 目的

本研究の目的は、銀河団中心領域における AGN フィードバックの影響を調べることである。すざく衛星で取得した X 線データを利用して、低輝度銀河団 A2399 ( $z = 0.0579$ ) の銀河団ガスの温度や密度、エントロピーを測定し、中心銀河の光度との比較から AGN 加熱の影響を評価する。

## 3 すざく衛星と観測ログ

すざく衛星に搭載されている X 線 CCD カメラは、0.2 – 12 [keV] のエネルギー帯における分光能力が高く、暗く広がった天体の観測に適している。本研究

では 3 台の CCD カメラ (XIS0, XIS1, XIS3) をバックグラウンドの決定 (§5.1) で、XIS3 をコア領域のスペクトル解析 (§5.2) で利用した。

まだサンプル数の少ない低輝度銀河団の 1 つである A2399 を観測天体を選んだ。表 1 に A2399 の観測ログを、図 1 に XIS イメージを示す。4 ポインティング観測により銀河団中心から半径約 25' までの淡く広がった X 線放射が検出された。なお  $1' = 67.4$  [kpc] に相当する。

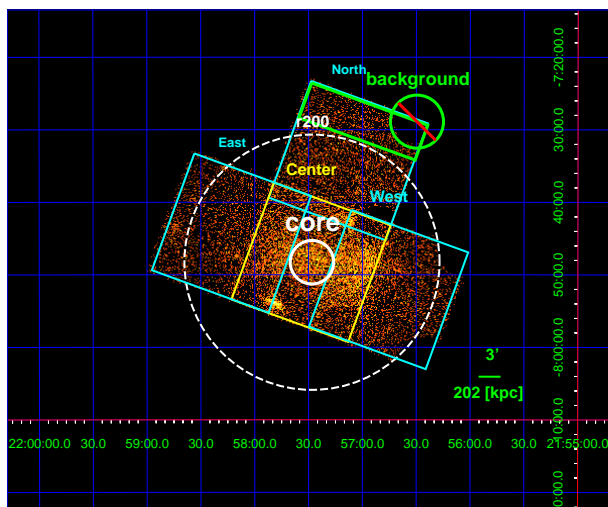


図 1: すざく衛星 XIS3 による A2399 イメージ。銀河団ガススペクトル解析に用いた半径 3' の領域 (白色の実線の円) とバックグラウンド領域 (緑色の長方形 – 緑色の円) を示した。

## 4 測定原理

銀河団は希薄な高温ガスに満ちており、主に熱制動放射と重元素からの輝線放射により X 線放射を出す。熱制動放射は X 線連続スペクトルとして観測され、その強度はガス密度  $n$ 、温度  $T$  のとき  $n^2 T^{1/2}$  に依存する。このような性質に基づいて X 線スペクトルの形と強度の情報から、ガスの温度・密度を求め、エントロピーを算出することができる。

今回、X 線観測で得た X 線スペクトルに対し、APEC モデルを仮定したフィッティングを行った。APEC モデルとは、熱制動放射と重元素からの輝線放射を表すモデルである。

ここで APEC モデルの normalization は、

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

で定義される。 $D_A$  は角直径距離 [cm]、 $n_e$  は電子数密度 [ $\text{cm}^{-3}$ ]、 $n_H$  は陽子数密度 [ $\text{cm}^{-3}$ ] であり、 $n_e = 1.2n_H$  と仮定する。

温度が  $kT$  [keV]、ガス密度が  $n_e$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] のとき、エントロピー  $S$  [keV  $\text{cm}^2$ ] は、

$$S = \frac{kT}{n_e^{2/3}} \quad (2)$$

と定義される。

## 5 スペクトル解析と結果

すざく衛星のデータ (§3) から A2399 についてスペクトル解析を行った。A2399 は低輝度表面銀河団であるため、ガスの物理量を正確に求めるためには詳細なバックグラウンドのモデル化が必要である (§5.1)。これに基づいてコア領域のスペクトル解析を行った (§5.2)。解析には HEASoft version 6.19、Suzaku CALDB version 20150312 を用いた。

### 5.1 バックグラウンドの決定

バックグラウンド成分には宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background; CXB)、天の川銀河のプラズマからの成分 (Galactic X-ray Background; GXB)、検出器の非 X 線バックグラウンド (Non X-ray Background; NXB) がある。ここで、GXB は Local Hot Bubble (LHB) と Milky Way Halo (MWH) の 2 成分を含む。

バックグラウンドスペクトルは、A2399 北側のピリアル半径  $R_{200} = 1.20$  [Mpc] の外部かつ較正線源を引いた長方形の領域から抽出し、NXB を差し引いた上で CXB+GXB 成分のモデルパラメータを求めた。

なお、仮定したフィッティングモデルは、 $\text{phabs}(\text{apec}_{\text{MWH}} + \text{power} - \text{law}_{\text{CXB}}) + \text{apec}_{\text{LHB}}$  である。ここで、apec は前述の APEC モデルを、phabs は光電吸収を、power-law はべき型の連続ス

表 1: すざく衛星による A2399 観測ログ

Target	OBS ID	Date	RA [deg]	Dec [deg]	観測時間 [sec]
A2399 West	809020010	2014/11/11	329.1863	-7.8673	18854
A2399 Center	809021010	2014/11/11,12	329.3742	-7.8003	12555
A2399 North	809022010	2014/11/12	329.2877	-7.5680	17200
A2399 East	809023010	2014/11/15	329.5619	-7.7328	12600

ベクトルを表す。図 2 にバックグラウンドスペクトルと最適モデルを、表 2 にバックグラウンドモデルパラメータを示す。

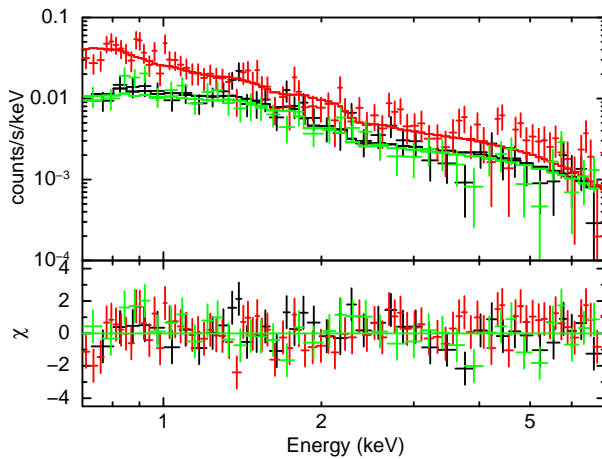


図 2: バックグラウンド領域の XIS スペクトルデータと CXB+GXB 成分モデル。上のパネル: XIS スペクトル (十字, 黒線: XIS0, 赤線: XIS1, 緑線: XIS3。)と CXB+GXB 成分モデル (実線)。下のパネル: フィッティングの残差 (十字)。

## 5.2 コア領域のスペクトル解析

銀河団ガスの温度や密度・エントロピーを調べるため、中心のコア半径 3 分角以内の領域について XIS3 のスペクトル解析を行った。このとき、検出器のチャンネルとエネルギーを対応させる Redistribution Matrix File と望遠鏡の有効面積と検出効率に対応する Ancillary Response File を作成した。後者において、輝度分布として  $\beta$  モデルを仮定した。バックグラウンドスペクトルは表 2 のモデルパラメータを利用して作成した。

仮定したフィッティングモデルは  $\text{phabs} \times \text{apec}$  である。図 3 にスペクトルフィットの結果を、表 3 に得られたモデルパラメータを示す。

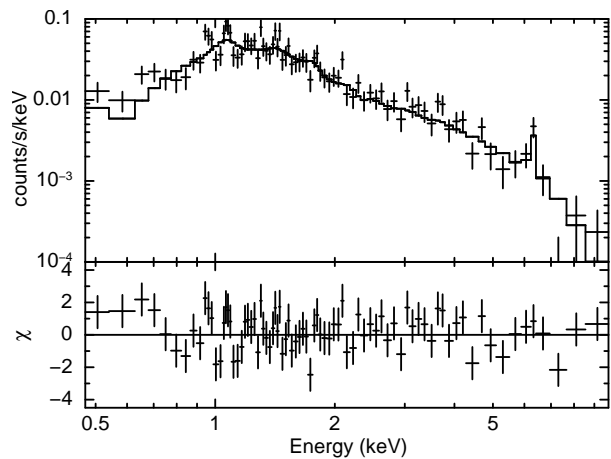


図 3: コア領域 ( $r < 3'$ ) の XIS3 スペクトルデータとモデル。上のパネル: XIS3 スペクトル (十字) とモデル (実線)。下のパネル: フィッティングの残差 (十字)。

## 5.3 ガス密度とエントロピーの算出

§5.2 のスペクトル解析よりコア領域で、ガス温度が  $kT = 3.43_{-0.34}^{+0.41}$  [keV]、Norm が  $1.48_{-0.14}^{+0.16} \times 10^{-3}$  [ $\text{cm}^{-5}$ ] と分かった。これらを利用し、銀河団ガスが球体であると仮定して、ガス密度とエントロピーを求めた。ガス密度は、式 (2) より  $n_e = 1.227_{-0.053}^{+0.061} \times 10^{-3}$  [ $\text{cm}^{-3}$ ]、エントロピーは、式 (1) より  $S = 299_{-31}^{+36}$  [ $\text{keV cm}^2$ ] と算出された。

表 2: バックグラウンド領域の CXB+GXB 成分モデルパラメータ

$\Gamma$	$Norm^2$	$kT_{MWH}^1$	$Norm_{MWH}^2$	$kT_{LHB}^1$	$Norm_{LHB}^2$	$\chi^2/d.o.f.$
1.412(fix)	$1.30_{-0.11}^{+0.12} \times 10^{-3}$	0.30(fix)	$(8.8 \pm 1.8) \times 10^{-4}$	0.10(fix)	< 0.011	147/163

<sup>1</sup>[keV] <sup>2</sup>[cm<sup>-5</sup>]

表 3: コア領域の APEC モデルパラメータ

$kT$ [keV]	Abundance [solar]	$Norm$ [cm <sup>-5</sup> ]	$\chi^2/d.o.f.$
$3.43_{-0.34}^{+0.41}$	$0.35_{-0.19}^{+0.22}$	$1.48_{-0.14}^{+0.16} \times 10^{-3}$	104/79

## 6 議論

スペクトル解析により、銀河団ガスのエントロピーは  $S = 299_{-31}^{+36}$  [keV cm<sup>2</sup>] という結果が得られた。このエントロピーの起源を探るため AGN 加熱による過剰エントロピーを評価する。

Chandra 衛星の観測に基づき、銀河団の過剰なエントロピーと中心銀河の K バンド光度は相関関係を示すと報告されている。K バンド光度は、AGN の活動性と関わりがあるため、この関係は AGN フィードバックを支持するものである。

A2399 の中心銀河 2MASX J21572939-0747443 の K バンド光度は  $\log(L_K/L_{K,\odot}) = 11.5$  である。K バンド光度と過剰エントロピーの関係 (Wang et al. 2010) から、過剰エントロピーは  $\Delta K = 1.45 \pm 0.56$  [keV cm<sup>2</sup>] と見積もられる。

この AGN 加熱による過剰エントロピーを銀河団ガスのエントロピー  $S = 299_{-31}^{+36}$  [keV cm<sup>2</sup>] と比較すると、その 1% にも満たない。つまり、AGN フィードバックのみによってエントロピーの起源を説明することはできず、別の加熱機構が働いていると考えられる。

## 7 まとめ・今後の課題

銀河団への AGN フィードバックの影響を調べるため、まだサンプル数の少ない低輝度銀河団に注目した。すざく衛星を用いて低輝度銀河団の 1 つである Abell2399 のコア領域 ( $r < 3'$ ) のスペクトル解析を行った。バックグラウンド成分は銀河団から十分離れた北側の領域から詳細に見積もった。解析の結果、銀河団ガスのガス密度  $n_e = 1.227_{-0.053}^{+0.061} \times 10^{-3}$  [cm<sup>-3</sup>]

とエントロピー  $S = 299_{-31}^{+36}$  [keV cm<sup>2</sup>] を得た。このエントロピーの起源を調べるため、中心銀河の K バンド光度から過剰エントロピーを見積もると  $\Delta K = 1.45 \pm 0.56$  [keV cm<sup>2</sup>] となった。よって、AGN 加熱による過剰エントロピーは銀河団ガスのエントロピーの 1% にも満たず、AGN フィードバックのみによってエントロピー起源を説明することができないことがわかった。

今後は、スペクトル解析の精度を向上するため、別の X 線 CCD カメラ (XIS0, XIS1) についてもコア領域の解析を進め、XMM 衛星による結果との比較も行う。さらに、エントロピーの起源を明らかにするため他の加熱機構 (重力加熱・プレヒーティング等) についても検討する。

## Reference

- Croston, J. H. et al.(2008) A&A, 487, 431  
 McNamara & Nulsen (2012) NJP, 14, 055023  
 Ota, N. et al. (2013) A&A, 556, A21  
 Pratt, G. W. et al. (2010) A&A, 511, A853  
 Wang, Yu et al.(2010) RA&A, 10, 1013

[目次へ](#)

c9

ハーシェル宇宙望遠鏡で探る  $z=2-3$  原始銀河団の星形成活動

国立天文台

D2 加藤裕太

## ハーシェル宇宙望遠鏡で探る $z = 2 - 3$ 原始銀河団の星形成活動

加藤 裕太 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

### Abstract

宇宙の平均的な領域の星形成史と合わせて、銀河団環境における銀河の星形成史を理解することは、宇宙の大規模構造の変遷を理解するための重要な課題である。原始銀河団は、銀河の衝突合体を要因として爆発的星形成銀河が多く、群れて見つかる可能性を指摘されているものの、観測的には定かではなく、またこれまでの爆発的星形成銀河の探査は電波銀河周りの原始銀河団を中心として行われている。そこで我々は電波銀河を持たない 3 つの原始銀河団 (2QZCluster, HS1700, SSA22) をハーシェル宇宙望遠鏡で観測し、爆発的星形成銀河の探査を行った。その結果、3 つの原始銀河団において、爆発的星形成銀河の高密度領域を発見した。その領域における星形成率密度は、同じ時代の平均的な値と比べて一千倍から一万倍高い値を示した。これらの結果は、観測した電波銀河を持たない原始銀河団においても、爆発的星形成銀河を伴う激しい星形成が行なわれていることを示している。

## 1 Introduction

銀河団は宇宙で見つかる最大の天体であり、一千個を超える銀河で構成され宇宙の大規模構造を形作っている。銀河は群れて存在しており、性質も銀河団中で見つかる位置によって異なる。例えば、星形成をほとんどしていない楕円銀河は銀河団の中心で見つかる一方、活発な星形成をしている渦巻き銀河は銀河団の周辺で見つかる。銀河団の中心では銀河の星形成が行なわれておらず、むしろ銀河団の周辺で銀河の星形成は行なわれている (Gómez et al., 2003, ApJ, 584, 210)。

銀河団の中心の楕円銀河の星形成は赤方偏移 2 以上の宇宙で行なわれたと示唆されてきた (Lilly et al., 1998, ApJ, 500, 75)。爆発的星形成銀河 ( $SFR \gtrsim 100 - 1000 M_{\odot}/yr$ ) は宇宙で最も激しい星形成を示す銀河であり、赤方偏移 2 の宇宙で高い存在量を示す、楕円銀河の祖先にあたる銀河である (Toft et al., 2014, ApJ, 782, 68)。そのため、銀河団は過去に、爆発的星形成銀河を伴った、集中的な激しい星形成を経験したはずだと考えられている。しかし、銀河団の祖先である原始銀河団では、宇宙論的シミュレーションによって集中的な激しい星形成が起きる可能性を指摘されてはいるものの (Granato et al., 2015, MNRAS, 450, 1320)、観測から定かには明らかにされておらず、実際に爆発的星形成銀河が原始銀河団に現れる

のか、未解決である。

原始銀河団は赤方偏移 2 以上の宇宙で見つかる銀河団の祖先にあたる天体である。爆発的星形成銀河の探査は、超巨大ブラックホールを銀河中心に持つ電波銀河周りの原始銀河団では行われており、例えば  $z = 2$  原始銀河団 MRC1138 の中心では一万倍高い星形成率密度が報告されている (Dannerbauer et al., 2014, A&A, 570, AA55) が、偏りのない共通理解のために、電波銀河を持たない原始銀河団での爆発的星形成銀河の探査が必要である。

そこで我々は原始銀河団 2QZCluster, HS1700, SSA22 (赤方偏移 = 2.2, 2.3, 3.1) において爆発的星形成銀河の探査を行った。これらは可視光線や近赤外線観測によって見つけれられる若い星形成銀河を元に発見された電波銀河を持たない原始銀河団である。探査には遠赤外線 (250, 350, 500)  $\mu m$  3 バンドの同時測光観測が可能なハーシェル宇宙望遠鏡を用いる。爆発的星形成銀河は激しい星形成に伴って撒き散らされる固体微粒子 (ダスト) を非常に多く含んでおり、可視光線や近赤外線観測では見つけることが難しく、また星形成率を求めることも難しい。一方で、ハーシェル宇宙望遠鏡は、ダストの黒体輻射を直接観測し、爆発的星形成銀河のダストの総量とその温度を決めることができるため、星形成率を正確に求めることができる。

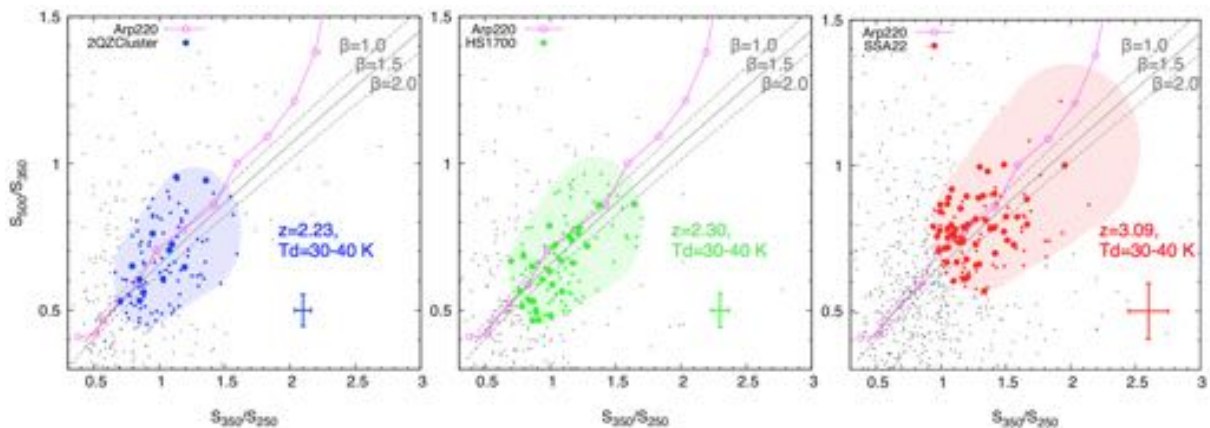


図 1: SPIRE カラー図。左から 2QZCluster, HS1700, SSA22。原始銀河団の赤方偏移、ダスト温度  $T_d = 30 - 40$  K、 $\beta = 1.5$  を仮定し求めたそれぞれの修正黒体輻射と  $\pm 20\%$  の範囲で SPIRE カラーが一致する領域を影付きで示している。灰色の破線は異なる  $\beta$  について示している。少なくとも 1 つの SPIRE バンドで 12 mJy 以上を示した天体を灰色のドットで、色のついた点の大小は  $L_{\text{FIR}}$  が  $5.0 \times 10^{12} L_{\odot}$  よりも大きいか小さいかを示している。エラーバーは色選択された SPIRE 天体の平均的なフラックスエラーから求めている。赤方偏移 0.5 ごとの Arp 220 の SPIRE カラーの位置をマゼンタのラインと円で示している (Kato et al. 2016., MNRAS, in press, Figure 2 より引用)。

## 2 Observations

### 2.1 SPIRE Observations

ハーシェル宇宙望遠鏡/SPIRE カメラによる観測は、second Open Time (OT2) *Herschel* programs (PI: Y. Matsuda) で行われた。Large Map mode ( $30'' \text{ s}^{-1}$  scan rate) を使用した。観測日は 2QZCluster, HS1700, SSA22 でそれぞれ 2012 年 6 月 22 日, 2012 年 3 月 4 日, 2012 年 5 月 10 日である。観測カバレッジはそれぞれ  $\sim 23' \times 23'$  (2QZCluster),  $\sim 22' \times 22'$  (HS1700),  $\sim 33' \times 33'$  (SSA22) で  $\sim 40 - 60$  comoving Mpc スケールに相当し、原始銀河団周りで集中的な爆発的星形成銀河を探ることができる。深さは揃えてあり、観測時間は 2QZCluster, HS1700, SSA22 でそれぞれ 1.8, 1.5, 3.7 時間である。マップは *Herschel* Interactive Processing Environment (HIPE, v11.0.0), を用いて作成した。SPIRE カメラの FWHM は 250, 350, 500  $\mu\text{m}$  で  $18.1''$ ,  $24.9''$ ,  $36.6''$  であり、マップは  $6''$ ,  $10''$ ,  $14''$  のピクセルサイズを持つ。1 $\sigma$  ノイズは 250, 350, 500  $\mu\text{m}$  のいずれの原始銀河団でも 2-4 mJy であり、 $\text{SFR} \gtrsim 100 M_{\odot}/\text{yr}$  の爆発的星形成銀河を探しだすことができる。

### 2.2 Protocluster Targets

**2QZCluster**; 2dF Quasar Redshift survey によって  $\sim 1^\circ$  の領域に  $z = 2.23$  の 5 個の Quasi Stellar Objects (QSOs) 周りに見つかった H $\alpha$  emitters (HAEs) の原始銀河団。5 個中 4 個の QSOs はさらに  $30 \times 30$  comoving Mpc の領域に密集しており、22 個の HAEs が報告されている (Matsuda et al., 2011, MNRAS, 416, 2041)。

**HS1700**; 静止系紫外/可視光観測によって選択された星形成銀河が、 $z = 2.30$  の  $\sim 25$  comoving Mpc の領域にわたって群れて発見された原始銀河団 (Steidel et al., 2005, ApJ, 626, 44)。その銀河数密度は一般領域と比べて  $\sim 7\times$  にも匹敵する。Ly $\alpha$  imaging サーベイによって 6 個の Lyman  $\alpha$  Blobs (LABs) による大規模構造も報告されている (Erb et al., 2011, ApJ, 740, L31)。

**SSA22**;  $z = 3.09$  の Lyman Break Galaxies (LBGs) と Ly $\alpha$  emitters (LAEs) の 20 comoving Mpc の大規模構造として発見された (Steidel et al., 1998, ApJ, 492, 428, 2000, ApJ, 532, 170)。LBGs の銀河数密度は一般領域と比べて  $\sim 4 - 6\times$  に匹敵する。

現在では少なくとも  $\sim 60$  comoving Mpc は広がる 283 個の LAEs が作る大規模構造が報告されている (Hayashino et al., 2004, AJ, 128, 2073)。原始銀河団でよく見つかると思われる LABs が 35 個報告されている (Matsuda et al., 2004, AJ, 128, 569)。

**COSMOS 領域;** ブランクフィールドとして COSMOS 領域を使用する。COSMOS 領域は *Herschel* Multi-tiered Extra-galactic survey, HerMES (Oliver et al., 2012, MNRAS, 424, 1614) で観測されている。我々が観測した原始銀河団と同じ深さになるよう、同じプロセスでマップメイキングを行い、COSMOS 領域の中心から  $1^\circ \times 1^\circ$  の領域を使用した。

### 3 Analysis

天体検出は  $250 \mu\text{m}$  マップ上で  $S/N > 2$  の天体とし、その位置で  $350, 500 \mu\text{m}$  について測光を行い、いずれかのバンドが  $12 \text{ mJy}$  以上となる天体を選び出し、さらに各原始銀河団の赤方偏移からのダスト温度  $30\text{--}40 \text{ K}$  の黒体輻射と  $250, 350, 500 \mu\text{m}$  の色が  $\pm 20\%$  の範囲で一致する  $L_{\text{FIR}} > 5.0 \times 10^{12} L_\odot$  の SPIRE 天体を選び出した (図 1)。

こうして選択された全体の  $\sim 5\%$  の SPIRE 天体を、原始銀河団に付随する爆発的星形成銀河として扱い、さらに高密度領域を探し出す。高密度領域を探すスケールは電波銀河周りで行われた大規模な探査 (Rigby et al., 2014, MNRAS, 437, 1882) にならない、 $6$  comoving Mpc とし、COSMOS 領域でも同じ解析をすることによって個数の  $1\sigma$  標準偏差を求め、有意性の指標とする。

### 4 Results & Discussion

2QCluster, HS1700 においてそれぞれ  $4\sigma, 5\sigma$  の有意性で爆発的星形成銀河の高密度領域を発見した (図 2)。SSA22 では  $500 \mu\text{m}$  マップで検出し、選択した 3 つの SPIRE 天体の集中領域を発見した。これは Umehata et al., 2015, ApJ, 815, L8 で報告されている ALMA 天体の集中領域と一致している。これらの領域でどの程度の星形成が行われているのかを議論する。

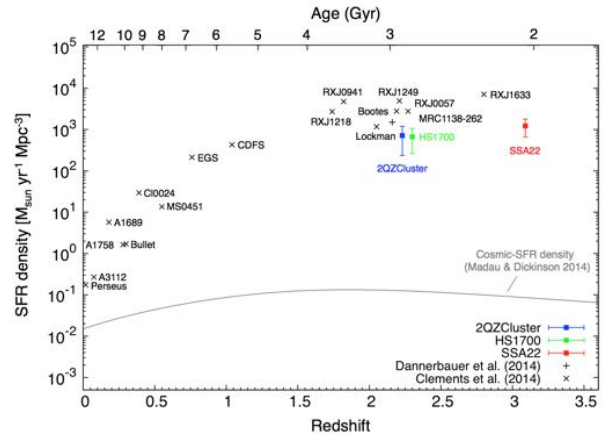


図 3: 銀河団、原始銀河団の星形成史。我々が観測した 2QZCluster, HS1700, SSA22 での爆発的星形成銀河の高密度領域ではいずれも Madau & Dickinson 2014., ARA&A, 52, 415 と比べて  $10^3\text{--}10^4$  高い星形成率密度を示した (Kato et al., 2016, MNRAS, in press, Figure 5 より引用)。

ハーシェル宇宙望遠鏡とプランク衛星を用いた Clements et al., 2014, MNRAS, 439, 1193 にならない、見つかった高密度領域内で SPIRE 天体が最も多く入る半径  $1 \text{ Mpc}$  の円を天球上で選び、体積として半径  $1 \text{ Mpc}$  の球を仮定し、 $250, 350, 500 \mu\text{m}$  の 3 バンドで  $S/N > 2$  以上の SPIRE 天体の星形成率密度を積算した。その結果、我々の原始銀河団は、Clements et al., 2014, MNRAS, 439, 1193 と  $z = 2$  原始銀河団 MRC1138 (Dannerbauer et al., 2014, A&A, 570, AA55) と同オーダーで一致する星形成率密度を示し、Madau & Dickinson 2014., ARA&A, 52, 415 と比べて  $10^3\text{--}10^4$  高い星形成率を示した (図 3)。

しかしながら、今回色選択した爆発的星形成銀河は、SPIRE カラーが  $z = 2\text{--}3$  の黒体輻射と矛盾しないように選択されたものであり、これらが本当に原始銀河団に付随しているかどうか分からない。そのため、赤方偏移を分光観測によって決定する必要がある。また、原始銀河団における爆発的星形成がどのようなメカニズムによって引き起こされているのか明らかではない。銀河数密度による衝突合体の多さがその要因として指摘されているが (Casey et al., 2015, ApJ, 908, L33)、議論のためには、分光観測によって銀河の力学構造を明らかにする必要がある。

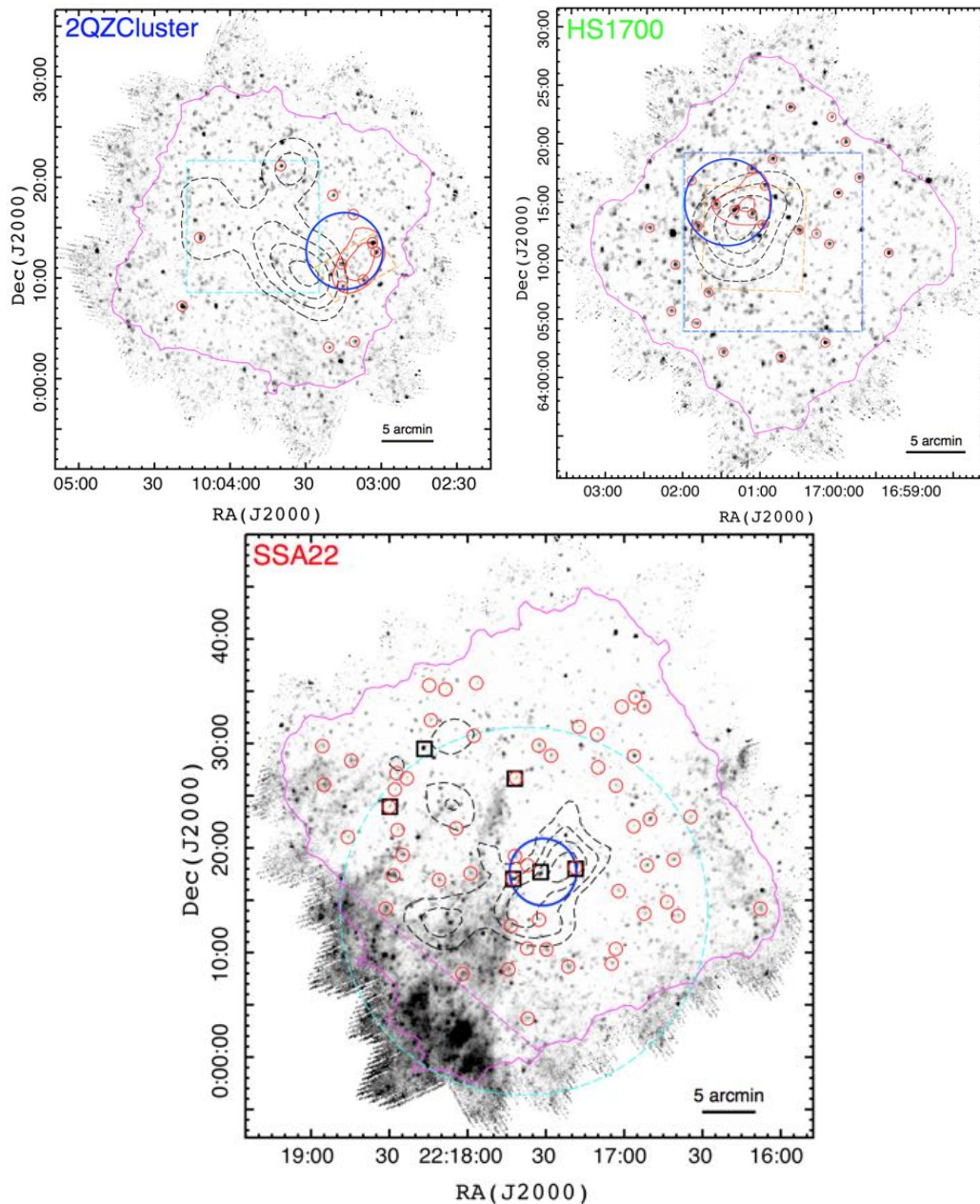


図 2: SPIRE カラー図で選択した SPIRE 天体の位置を  $250 \mu\text{m}$  マップ上に赤い円で示している。マゼンタのコンタは SPIRE マップのカバレッジが 30% 以上の境界線である。SSA22 において、銀河系シラスの部分解析から除いている (マゼンタの破線)。黒破線は 19 個の HAEs と 3 個の QSOs (Matsuda et al., 2011, MNRAS, 416, 2041) で (2QZCluster)、45 個の LBGs (Rudie et al., 2012, ApJ, 750, 67, Steidel et al., ApJ, 795, 165) で (HS1700)、742 個の LAEs (Yamada et al., 2012, AJ, 143, 79) で (SSA22) 引かれており、それぞれ  $1-4\sigma$ ,  $1-4\sigma$ ,  $3-6\sigma$  のステップである (FWHM 6 comoving Mpc のガウシアンカーネルでスムージングしている)。赤線コンタは 2QZCluster、HS1700 で見つかった爆発的星形成銀河の高密度領域の  $3-4\sigma$ ,  $4-5\sigma$  ステップコンタである。大きな青い円が今回見つかった高密度領域の場所を示しており、SSA22 については  $500 \mu\text{m}$  マップで検出をかけた見つかった爆発的星形成銀河 3 つの集中領域を示している (選択の基準は  $250 \mu\text{m}$  の際と同様、黒四角)。(2QZCluster): シアン、オレンジの破線は HAEs に対する UKIRT/WFCAM の観測カバレッジ、Subaru/MOIRCS の観測カバレッジ。(HS1700): シアンの破線、紫の破線、オレンジの破線はそれぞれ LAEs、LBGs に対する Keck/LRIS の観測カバレッジ、HAEs に対する Palomar/WIRC の観測カバレッジ。(SSA22): シアンの破線は ASTE/AzTEC の観測カバレッジ (Kato et al., 2016, MNRAS, in press Figure 3 より引用)。

[目次へ](#)

c10

QSO environment and feedback to its  
neighbors

国立天文台

M2 菊田智史

## QSO environment and feedback to its neighbors

菊田 智史 (総合研究大学院大学 天文科学専攻 / 国立天文台)

### Abstract

AGN がその母銀河へ与える影響 (AGN フィードバック) は観測的にも理論的にも多く研究されているが、AGN が周囲の別の銀河に与えるフィードバックは理論的にあるとされているものの観測的研究は十分進んでいない。特に、光度の大きな AGN (=QSO) の周囲では放射により銀河の形成が妨げられるため、影響のない場所と比べて低質量銀河の数密度が減少することが予測される。一方で、遠方の QSO 周辺は銀河の多い高密度環境であるとも言われている。そこで我々は、すばる望遠鏡の広視野可視光線カメラ Suprime-Cam を用いて  $z = 4.87$  付近の 2 つの QSO の周囲を観測し、これらの予測を検証することを試みた。狭帯域フィルター NB711 および広帯域フィルター (R,i,z) で広視野かつ深い撮像観測を行った結果、2 つの QSO の代わりに 201 個の  $z \sim 4.86$  LAE と 165 個の  $z \sim 5$  LBG が検出された。我々はそれぞれの銀河種族に対し、QSO から近い銀河と QSO による影響がない遠くの銀河にサンプルを分けて光度関数を描くことで、フィードバック (暗い側に影響) と周辺環境密度 (明るい側にも影響) の影響の有無を調べたが、いずれの領域でも近くと遠くで有意な差は見られなかった。本講演ではこれらの結果とそれらが銀河形成に与える示唆を示すとともに、Suprime-Cam の後継機である Hyper Suprime-Cam を用いた今後の展望について議論する。

## 1 Introduction

近年の観測により、銀河の spheroidal 成分 (楕円銀河およびバルジ) の中心にほぼ普遍的に超巨大ブラックホール (Supermassive Black Holes; SMBH) が存在し、両者の性質に相関があることが明らかになった。このことは、銀河形成活動と SMBH への質量降着によって引き起こされる活動銀河中心核 (Active Galactic Nucleus; AGN) 活動が互いに関わりあいながら進化してきたこと、および AGN 活動が銀河形成において重要な役割を果たしてきたことを示唆している。AGN が銀河形成に及ぼす影響は AGN フィードバックと呼ばれ、主に母銀河の星間物質の物理状態を追跡することで研究されてきた。理論的には、シミュレーションによって銀河衝突により SMBH に大量のガスが送り込まれ AGN 活動が引き起こされること、及びそれにより周囲のガスが加熱されること、アウトフローが作られることなどが分かっている。宇宙論的シミュレーションにおいては、光度関数の明るい側や巨大楕円銀河の性質などを観測と合わせるためには AGN feedback などの機構が不可欠であることが指摘されている (Di Matteo et al. 2005 etc.)。観測的には AGN 活動と母銀河での星形成率

の関係や、アウトフロー速度と SFR の関係を見る研究 (Balmaverde et al. 2016) などがある。

AGN により放出されるエネルギーは莫大であり、強い紫外光によってガスを暖めることで星形成を抑制することができるため、母銀河のみならず周囲の銀河にも影響を与えるはずである。しかし、AGN フィードバックによる周囲の銀河への影響を定量的に明らかにする研究は十分進んでいないのが現状である。これを探る方法として、非常に明るい AGN であるクエーサー (Quasistellar Object; QSO) の周囲にある銀河の性質を、近くに QSO などの放射源がない銀河の性質と比べることが考えられる。Kashikawa et al. (2007) の議論では、球対称放射流体計算により、あるピリアル質量を持つガス塊がある強度の背景放射場に置かれたとき、そこでの星形成が (放射場がない場合と比べて) どの程度遅れるかが計算されている。結果として、ガス雲が軽いほど、また放射場が強いほど影響を強く受けるという結果が得られている。

同時に、QSO は宇宙の中でも特に物質が濃く集まった高密度領域に見つかりやすく、原始銀河団探索の手がかりとなる可能性も指摘されてきた。この観点

から行われた QSO 周囲の観測研究は多くあり、主に QSO 周囲のライマンブレイク銀河 (Lyman Break Galaxy; LBG) を観測するものとライマンアルファ輝線銀河 (Lyman alpha emitter; LAE) を観測するものがある。QSO 周囲の LBG を調べる研究 (Utsumi et al. 2010, Capak et al. 2011, etc.) では、天球面上で QSO との距離が近くても視線方向の距離が大きく離れている LBG を排除できないため、QSO からの距離の見積りに大きな不定性が残りフィードバックの影響が議論しづらいという問題がある。また、LBG は連続光成分がある程度明るい種族であるため星質量の大きい銀河を選択しやすく、フィードバックを議論する目的には最適な天体とは言えない。一方、狭帯域フィルターを用いて視線方向に狭い範囲の  $z$  にある銀河からの  $\text{Ly}\alpha$  輝線を捉えることにより見つかる LAE は、星質量が  $10^7\text{--}10^9 M_{\odot}$  程度の軽い種族と考えられており (Finkelstein et al. 2007)、QSO の輻射によるフィードバック効果を検証するには最適な天体である。また、高密度領域があるか否かについても赤方偏移不定性が小さいためより正確に議論できることが知られている (Chiang et al. 2013)。

我々は、QSO 周囲の LAE および LBG の観測をすばる望遠鏡の広視野可視光線カメラ Suprime-Cam (S-Cam) で行うことで、QSO からの輻射が十分強い proximity 領域 ( $\lesssim$  physical 3 Mpc) と、その外側の QSO の影響がない領域を同時に観測し、銀河の性質への QSO の影響の有無を議論することを試みた。S-Cam に搭載されている狭帯域フィルター NB711 は狭い帯域幅 (FWHM=72Å) を持ち、 $z = 4.86$  付近の視線方向で前後約 3Mpc の範囲内の LAE を選択することができるため、前後方向に関しても proximity 内の LAE だけを拾うことが可能である。

重要な先行研究として Kashikawa et al. (2007) が挙げられる。そこでは  $z \sim 4.9$  の QSO 周辺を S-Cam で撮像観測し、LAE と LBG の空間分布を見たところ LAE は LBG と異なり QSO の周囲を避けて分布していたことが報告されている。AGN フィードバックが原因の一つとして議論されているが、QSO の  $z$  の不定性が大きかったため輻射の影響を正確に議論することが難しくなっている。そこで我々の今回のターゲット QSO としては  $z$  が Mg II 輝線の近赤外分光により高い精度で ( $\Delta z \ll 0.01$ ) 決定されている 2 つ

の QSO、SDSS J080715.12+132804.8 ( $z = 4.88$ , J08 for short)、SDSS J111358.32+025333.6 ( $z = 4.87$ , J11 for short) (Trakhtenbrot et al. 2011) を選んだ。その周囲を S-Cam で撮像観測し、LAE および LBG を検出した。

## 2 Observation

上述の通り、S-Cam (34'  $\times$  27' FoV) を用いて  $z$  が精密に求められている 2 つの QSO を中心とした 2 領域 (中心座標 J08: 08<sup>h</sup>07<sup>m</sup>15<sup>s</sup>.0, +13°28'05".0 J11: 11<sup>h</sup>13<sup>m</sup>58<sup>s</sup>.0, +02°53'33".0) を、2014 年 12 月 20 日から同月 25 日および 2015 年 12 月 15 日、16 日にかけて観測し、R、i'、z'、NB711 の 4 バンドでの画像を取得した。NB711 は中心波長  $\lambda_c = 7126 \text{ \AA}$ 、FWHM が 73 Å の狭帯域フィルターである。最終的な画像の作成にはシーイングが 1" を切る画像のみを用いた。解析に使用した画像の R、i'、z'、NB711 での限界等級は J08 で (26.94, 26.56, 25.58, 25.87)、J11 で (26.77, 26.59, 25.75, 26.02) であった。

## 3 Data analysis

Suprime-Cam 用リダクションソフト SD-FRED2 (Ouchi et al. 2004) を用いて通常のリダクション (すなわちバイアス引き、フラットフィールドニング、歪み補正、PSF 合わせ、スカイ引き、使えない領域のマスク、モザイクング) を行った。NB711 の画像に関しては 1 枚あたりの積分時間が長く (900 秒)、宇宙線の影響が大きかったため、フラットフィールドニングのち LACosmic (van Dokkum 2001) を用いて宇宙線除去を行った。リダクション後、各領域ごとにバンド間での画像の位置合わせを行い、PSF の一番悪い画像に PSF を合わせた。その後、SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) の double image mode を用いて NB711 (LAE 選択用) と z (LBG 選択用) の画像を検出バンドとして天体検出を行った。測光は PSF サイズの 1.7 倍のアパーチャで行った。その後、以下の 3 基準:  $(R+i')/2 - \text{NB711} > 0.8$ ,  $R-i' > 0.5$ ,  $i' - \text{NB711} > 0$  を満たすものを LAE として選択しカタログを作

成した (Ouchi et al. 2003)。1 つ目の基準は  $z = 4.86$  の静止系で輝線の等価幅が  $14 \text{ \AA}$  を越えるものを選ぶ基準に相当する。また、 $z \sim 5$  の LBG の選択基準としては以下の 3 基準:  $R - i' > 1.0, i' - z' < 0.7, R - i' > 1.2 \times (i' - z') + 0.9$  を用いた (Yoshida et al. 2006)。結果として、J08 領域には 75 個/51 個、J11 領域には 126 個/114 個の LAE と LBG が選択された。

## 4 Results

選択された J08, J11 領域での LAE, LBG 天球分布を図 1, 2 に示す。LAE のシンボルの違いは 3 バンドから求めた  $\text{Ly}\alpha$  輝線等価幅の違いで、赤丸 ( $\text{EW} \leq 100 \text{ \AA}$ )、緑四角 ( $100 \text{ \AA} < \text{EW} \leq 240 \text{ \AA}$ )、青三角 ( $240 \text{ \AA} < \text{EW}$ ) である。四角印は LBG の位置を示す。+印の位置が QSO を表し、その周囲の薄い赤の領域 (QSO から physical 3 Mpc) を proximity とする。QSO 周囲で分布に特に非等方性などは見られない。

また、図 3, 4 は J08, J11 領域の LAE の NB 等級の光度関数、図 5, 6 が LBG の  $U_V$  光度関数である。シンボルの違いが proximity の中および外に対応するが、有意な違いは見られなかった。LBG については他のサーベイで求められた  $z \sim 5$  での光度関数をプロットしているが、サーベイ間での違いを越えた有意な密度超過等は見られなかった。

その他、 $\text{Ly}\alpha$  光度や透過幅を QSO からの距離の関数として描いた場合にも距離の増加に対して有意な傾向を見ることはできなかった。

## 5 Discussion

今回、QSO 周囲の LAE, LBG について QSO からの距離の違いとその性質との関連は検出されなかった。これらの結果は、1) LAE が QSO より先に形成されたか QSO の寿命が短すぎるために LAE 形成に影響を与えられなかったこと、2) より暗い LAE にもフィードバックが効いていること、3) QSO の影響する範囲が S-Cam の視野と比較して小さすぎる、

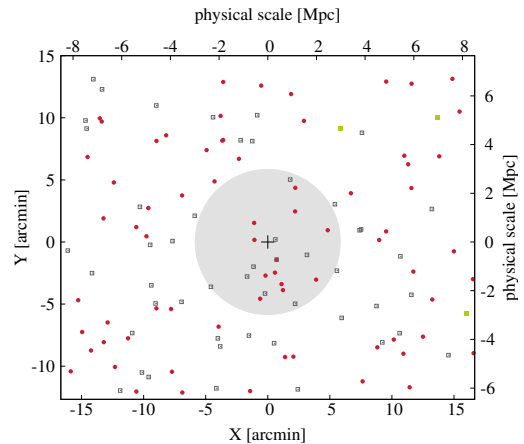


図 1: J08 周辺の LAE の分布。印の違いは  $\text{Ly}\alpha$  EW の違いを表す。+印周囲の円形領域は QSO 周囲の 3 physical Mpc 以内の領域を表す。赤丸:  $\text{EW} < 100 \text{ \AA}$ 、緑四角:  $100 \text{ \AA} < \text{EW} < 240 \text{ \AA}$ 、青三角:  $240 \text{ \AA} < \text{EW}$ 。

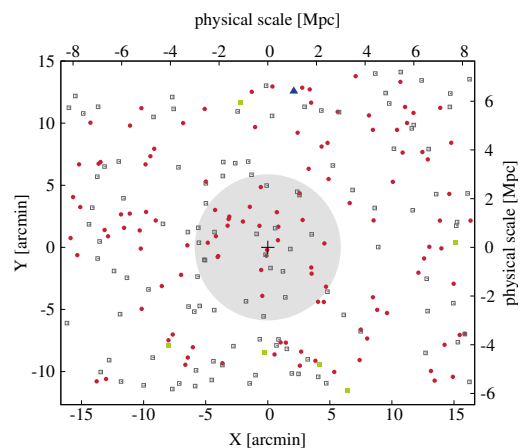


図 2: 図 1 と同じ図を J11 について描いたもの。

または大きすぎるために違いが検出できなかったこと等を示唆する。

我々は proximity の距離として 3Mpc という値を採用したが、この値は、狭帯域フィルターの帯域幅で決まる視線方向の距離不定性と同程度であること、および典型的光度の QSO ではこの半径より内側での UV 強度が宇宙の平均的な値の数倍以上となることから採用している。これを 2-4 の範囲で変えて同様の図を書いても結果に大きな変化はなかった。

輻射による SF の抑制は、ガスが低密度の場合に

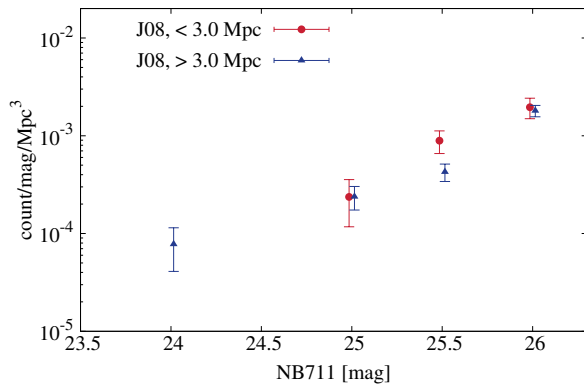


図 3: J08 領域における NB711 光度関数。赤丸が中心 QSO から半径 3Mpc 以内の LBG について、青三角がそれより外の LBG について描いた光度関数。

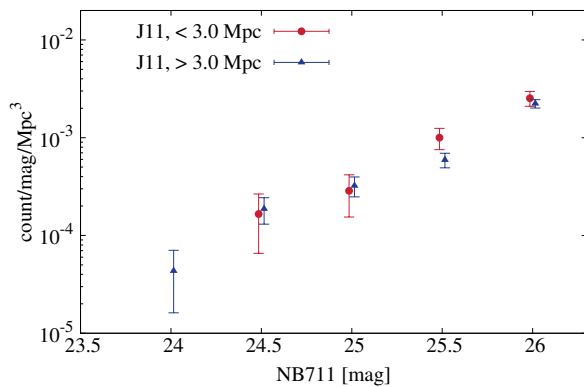


図 4: 図 3 を J11 領域について描いたもの。

効率よく働き、高密度になると効きにくくなること  
が示されている (Roos et al. 2015)。このため、低質  
量銀河であっても QSO に照らされるより前に十分高  
密度に収縮していれば問題なく SF できる。一方、種  
族合成モデルから LAE の年齢は数十–数百 Myr と制  
限がついており、これは QSO の寿命 (数十 Myr–数  
Gyr, Marconi et al. 2004) と同程度である。この点  
を切り分けるためにはさらに視野の広い S-Cam 後継  
機である HSC を用いてより多くの QSO 領域を観測  
し、より一般的な傾向を知る必要がある。

## Reference

Balmaverde, B., 2016, A&A, 585, A148

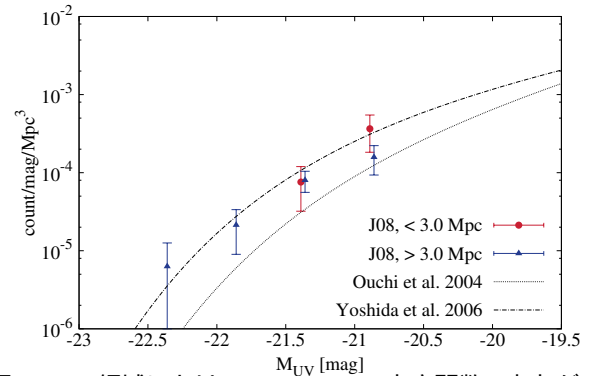


図 5: J08 領域における LBG の UV 光度関数。赤丸が中心 QSO から半径 3Mpc 以内の LBG について、青三角がそれより外の LBG について描いた光度関数。

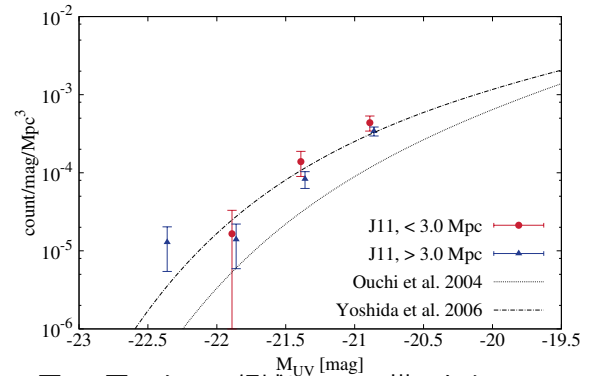


図 6: 図 5 を J11 領域について描いたもの。

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

Capak, P., et al. 2011, Nature, 470, 233

Chiang, Y., et al. 2013, ApJ, 779, 127

Di Matteo, T., et al. 2005, Nature, 433, 604

Finkelstein, S., et al. 2007, ApJ, 660, 1023

Kashikawa, N., et al. 2007, ApJ, 663, 765

Marconi, A., et al. 2004, MNRAS, 351, 169

Ouchi, M., et al. 2003, ApJ, 582, 60

Ouchi, M., et al. 2004, ApJ, 611, 660

Roos, O., et al. 2015, ApJ, 800, 19

Trakhtenbrot, B., et al. 2011, ApJ, 730, 7

Utsumi, Y., et al. 2010, ApJ, 721, 1680

Yoshida, M., et al. 2006, ApJ, 653, 988

[目次へ](#)

c11

宇宙論的シミュレーションで探る天の  
川銀河サイズの銀河の形成過程

北海道大学

M2 畑千香子

# 宇宙論的シミュレーションで探る天の川銀河サイズの銀河の形成過程

畑 千香子 (北海道大学大学院 宇宙物理学研究室)

## Abstract

宇宙論的流体力学シミュレーションを用いて、天の川銀河サイズの銀河の形成・進化の過程について研究を行っている。円盤銀河形成の標準的なシナリオは、バルジが高赤方偏移で形成された後その周囲に円盤が内側から徐々に形成されるという inside-out シナリオである (Mo et al. 1998)。一方観測的には、天の川銀河サイズの銀河の祖先とみられる銀河は  $z \sim 2.5$  から  $z \sim 1$  までの間、銀河の中心部も外縁部も同じ割合で質量を獲得する、自己相似的な成長をすることが指摘されている (van Dokkum et al. 2013)。この結果は inside-out シナリオに矛盾し、理論的に不自然である。本研究の目的はこの自己相似的な成長を再現する物理過程を明らかにし、観測結果を理論的に説明することである。そのために、ガスの放射冷却や星形成、大質量星からの輻射や超新星爆発によるガス加熱 (フィードバック)、化学進化などの銀河形成に重要なバリオンの物理過程を考慮した高分解能の宇宙論的シミュレーションを行った。また、今回のシミュレーションでは高密度領域に対して十分にフィードバックが働くようにして星の形成を抑制するために delayed cooling を試した。Delayed cooling とは超新星爆発により加熱されたガスの冷却を一定期間禁止することにより、ホットバブルを作るというものである。その結果、星形成が抑制されすぎてしまうことがわかった。そのため、Type II の超新星爆発で排出されるエネルギーの効率を半分にしたものを試すことにした。

## 1 Introduction

銀河の形成・進化の過程において、超新星爆発や大質量星からの輻射などによるガスの加熱過程 (フィードバックと呼ばれる) はとても重要である。近年、様々なフィードバック過程に考慮することによって、現実的な円盤銀河をシミュレーションで形成することに成功している。

これらのシミュレーションによる天の川銀河の成り立ち、 $z \sim 2$  程度までにバルジが形成され、その後その周囲にゆっくりとガスが降着して銀河円盤を形成するというものである (Okamoto 2013, Guedes 2013)。一方観測的には、天の川銀河サイズの銀河の祖先と見られる銀河は  $z \sim 2.5$  から  $z \sim 1.0$  の間、中心部も外縁部も同じ割合で質量を獲得する自己相似的な成長 (図 1) をすることが指摘されている (van Dokkum et al. 2013)。この観測結果は、上記のシミュレーション結果に矛盾するだけでなく円盤銀河形成の標準的描像である inside-out シナリオにも矛盾し、理論的に不自然である。

本研究の目的は、自己相似的な成長を再現するような物理過程を明らかにし、そのような成長がどの

ようにして実現されているのかを明らかにすることである。第一段階として、それとは独立な観測量である銀河の星質量とダークハロー質量の比を満たすようなフィードバックモデルの構築を行った。

## 2 Methods

Adaptive Mesh Refinement (AMR) コード RAMSES (Teyssier 2002) を用いて、宇宙論的流体力学シミュレーションを行った。RAMSES では流体力学のオイラー方程式を 2 次精度風上差分法であるゴドノフ法を使って解く。

星形成は次のような Schmidt-law のモデルを採用する。

$$\dot{\rho}_* = \epsilon_* \frac{\rho_{\text{gas}}}{t_{\text{ff}}} \quad (\rho_{\text{gas}} > \rho_{\text{th}}) \quad (1)$$

ここで、 $\rho_{\text{rmgas}}$  はセル内のガスの質量、 $t_{\text{ff}} = \sqrt{3\pi/32G\rho_{\text{gas}}}$  は局所的な自由落下時間、 $\epsilon_*$  は star-formation efficiency、 $\rho_{\text{th}}$  はガス密度のしきい値を表す。 $\rho_{\text{gas}} > \rho_{\text{th}}$  が成り立つときに星が形成され、それ以外では形成されない。本研究では各々の星粒子を星団として考え、その星形成は統計的に扱われる。

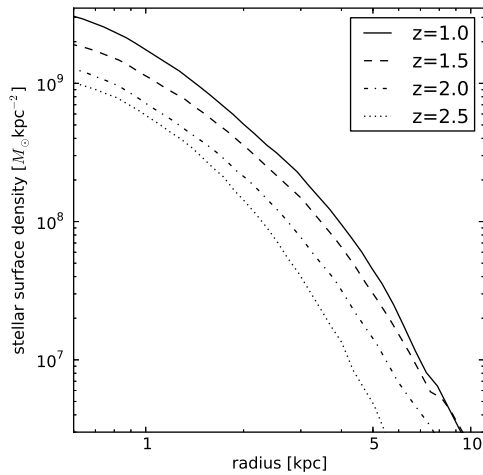


図 1: 星の表面密度プロファイル

(van Dokkum et al. (2013) によるグラフを一部修正)

$z = 2.5$  から  $z = 1$  までのプロファイルの形は非常に似ており、銀河の星の質量が内側でも外側でも同じように増えていったことを示唆する。

星のフィードバックモデルは Agertz et al.(2013) のモデルを採用する。このモデルでは、形成された星粒子の年齢を計算しそれから排出される物理量を計算する。星からのフィードバックとしては、II 型と Ia 型の超新星爆発、大質量星からの恒星風、輻射圧を考慮し、これらから排出される運動量 エネルギー 質量 金属量が星粒子の周りのガスへ排出される。また、II 型超新星爆発について、delayed cooling を実装した。

### 3 Initial Conditions and Simulation Suite

本研究では対象とする天体のみを高分解能で解く zoom simulation というテクニックを用いた。初期条件の生成には、MUSIC コード (Hahn & Abel 2011) を用いた。MUSIC コードでは宇宙初期における密度ゆらぎを計算し、対象とする領域のダークマターセルを初期の段階であらかじめ自分が望む分解能に分割することができる。その際、宇宙論的パラメータであるハッブル定数、バリオン物質密度、物質密度、ダークエネルギー密度はそれぞれ  $H_0 = 67.11 \text{ km/s/Mpc}$ 、

$\Omega_{b,0} = 0.049$ 、 $\Omega_{m,0} = 0.3175$ 、 $\Omega_{\Lambda,0} = 0.6825$  と与え、共動座標系での Box サイズを 25Mpc、初期赤方偏移を  $z = 50$  とし、このパラメータから成る  $\Lambda$ CDM 宇宙を生成する。最初にダークマターのみを考えたシミュレーションを実行し、 $z = 0$  で形成されたダークマターハローの中から天の川サイズのダークマターハローを選択する。本研究で zoom simulation のために選んだダークマターハロー質量  $M_{200}$  は、 $M_{200} \sim 1.2 \times 10^{12} M_{\odot}$  である。ここで  $M_{200}$  は、平均密度が宇宙の臨界密度の 200 倍である球体内に存在する質量と定義される。加えて  $z = 0$  でダークマターハローのピリアル半径の 5 倍の球の中に  $0.5M_{200}$  の質量を持つダークマターハローが無いようなものを選んだ。MUSIC コードを用いて  $z = 0$  に  $5R_{\text{vir}}$  内に存在したダークマター粒子が、その最小質量が  $m_{\text{DM}} \sim 6 \times 10^4 M_{\odot}$  程度になるまでに分割する。

RAMSES コード内において、ダークマター粒子が一つのセルに 8 つ以上含まれるとき、あるいは、バリオンが平均密度の 8 倍になったとき、そのセルを再分割する。これによって全てのセルにおいてその密度が近似的に均一化される。

星形成のパラメータは  $\epsilon = 0.01$ 、 $\rho_{*} = 10 \text{ H/cc}$  とする。Hopkins(2013 et al.) は、星形成のパラメータを考慮することなく重力的な判定のみでその星形成率を決定できると主張しているが、そのモデルでは巨大分子雲を十分に分解できる分解能でシミュレーションを行っており、本研究では、その分解能に到達していない。

### 4 Results and Discussion

図 2 に  $z \sim 4.3$  から  $z \sim 3.2$  までの銀河の星質量とダークマターハロー質量の比を示す。II 型の超新星爆発で排出されるエネルギーの効率を半分にした場合とそうでない場合で計算を行った結果、半分にしていない場合ではハローの質量に対する星の質量が小さすぎており、半分にした場合では Behroozi et al.(2013) の結果を低質量側まで外挿した結果と一致することがわかった。このため、II 型の超新星爆発で排出されるエネルギーの効率を半分にした場合で  $z 3.2$  以降の計算を行うことにした。

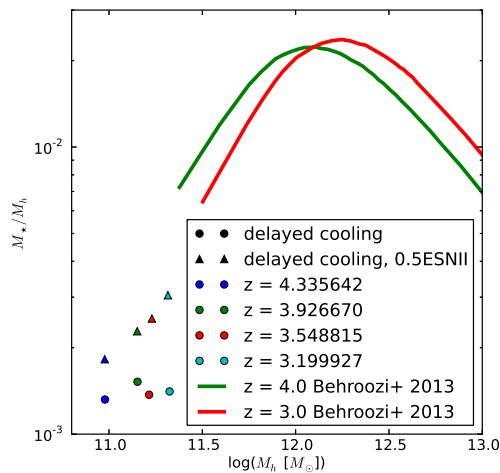


図 2: 銀河の星質量とダークハロー質量の比。II 型の超新星爆発で排出されるエネルギーの効率を半分にしていない場合を円、半分にした場合を三角で表している。実線は Behroozi et al.(2013) の値のうち、 $z=4$  と  $z = 3$  のもの。

## 5 Conclusion

宇宙論的流体力学シミュレーションを行い、自己相似的な成長がどのようにして実現されているかを明らかにするための研究を行っている。その第一段階として、それとは独立な観測量である銀河の星質量とダークハロー質量の比を満たすようなフィードバックモデルの構築を行った。その結果、I 型の超新星爆発で排出されるエネルギーの効率を半分にした場合で、銀河の星質量とダークハロー質量の比に関する観測結果を満たすことがわかった。今後、 $z \sim 1$  間で計算を行い、今回のシミュレーションで考えているフィードバックモデルで、自己相似的な成長が実現できるのかを調べる計画である。

## Acknowledgement

基礎物理学研究所 (研究会番号:YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。

## Reference

- Agertz, O., Kravtsov, A. V., Leitner, S. N., & Gnedin, N. Y. 2013, ApJ, 770, 25
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- Hahn, O. & Abel, T. 2011, MNRAS, 415, 2101
- Okamoto, T. 2013, MNRAS, 428, 718
- Teyssier R., 2002, A& A, 385, 337
- van Dokkum P. G. et al., 2013, ApJ, 771, L35

[目次へ](#)

c12

赤外線銀河のエネルギー源調査

関西学院大学

M1 正垣綾乃

## 赤外線銀河のエネルギー源調査

正垣 綾乃 (関西学院大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

光度の大部分を赤外線で放射している銀河は、赤外線銀河と呼ばれ、ダストに埋もれたエネルギー源の存在が示唆される。エネルギー源として、銀河同士の合体に起因した、爆発的な星生成活動、もしくは、活動銀河核 (AGN) 活動が候補として挙げられる。これまでの多くの観測結果より、AGN が銀河の星生成活動において重要な役割を担っていると考えられる。したがって、ダストに隠された、エネルギー源が AGN である赤外線銀河を特定し、その物理的性質を理解することは、銀河進化を理解することにつながる重要なテーマである。本研究では、赤外線天文衛星「あかり」の NEP サーベイ観測で見つかった赤外線銀河から、AGN 候補天体を選別し、調査を行う。その足掛かりとして、我々は昨年、西はりま天文台 なゆた望遠鏡/MALLS(Medium And Low-dispersion Long-slit Spectrograph) を用いて NEP 天体 J175348.55+663920.9 の可視分光観測を行った。輝線強度比より、電子温度や電子密度の見積もりを行った。加えて、AGN と星形成銀河とを区別する BPT 輝線診断によって、エネルギー源の推定を試みた。その結果、電子密度がスターバースト銀河の典型的な値より大きいことから、この天体の赤外線光度には、AGN 由来の放射が寄与している可能性が示唆される。

今後は、より大きなサンプル数の赤外線銀河の分光データから、AGN の光度や赤方偏移分布などの統計的な性質を導き出し、AGN が駆動する銀河進化を明らかにすることを目指す。すでに取得した「あかり」NEP 領域における、Keck 望遠鏡/ DEIMOS(Deep Imaging Multi-Object Spectrograph) の観測データを詳細に解析していく。

## 1 Introduction

赤外線銀河とは、全光度の大半を赤外線が占めている銀河である。ダストや星間ガスが、銀河内の天体の紫外線により暖められ、赤外線を放射している。ダストを暖める紫外線のエネルギー源として、銀河同士の合体に起因した爆発的な星生成活動、もしくは、銀河中心の超巨大ブラックホールへの質量降着が起こっている、活動銀河核 (AGN) 活動が考えられる。特に、AGN については、銀河との共進化が示唆されており、AGN の活動は、銀河の星形成活動と同様に  $z \sim 2$  の時代に最も活発であったことが分かっている (Ueda et al.2003)。現在の宇宙に至るまでに、銀河がどのように星形成活動をやめるのかは未だに解明されていないが、AGN が星形成の抑制において重要な役割を担っていると考えられる。

したがって、ダストに隠された AGN をエネルギー源とする赤外線銀河の物理的性質を理解することは、銀河進化を理解するための鍵であると言える。

## 2 Methods

赤外線の放射機構は星間ガスの温度や密度を反映する、可視域の様々な輝線強度比を用いて診断する。電離源の分類 (スターバースト、AGN) は、 $[\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$  vs.  $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  の輝線強度比の比較によって行うことができる (BPT 診断: Baldwin et al.1981)。加えて、重元素の単一イオンについて、異なる準位から放射される輝線の強度比を測定することで、電離ガスの物理状態を推定することができる (Osterbrock 1989)。 $[\text{OII}]\lambda 3726/\lambda 3729$  あるいは、 $[\text{SII}]\lambda 6716/\lambda 6731$  のように、励起ポテンシャル差が小さい輝線ペアの強度比は、各準位への相対的な励起割合は電子温度に対して依存性が弱いため、電子密度の良い指標となる。また、励起ポテンシャルが大きく異なるような、 $[\text{OIII}](\lambda 4959+\lambda 5007)/\lambda 4363$ 、 $[\text{NII}](\lambda 6548+\lambda 6583)/\lambda 5755$  の場合には、各準位からの放射の相対強度が温度に強く依存するため、電子温度の推定に適している。また、観測天体について、

X 線から赤外線までの多波長のデータが既存であれば、SED から電離源の分類が可能となる。加えて、本研究において、分光データを用いた分類を行うことで、SED フィットによる分類との整合性を調べることができる。整合性が無い場合には、その原因となる放射機構をスペクトルデータにより解明する。

### 3 Observation

本研究に先駆け、我々は、西はりま天文台 なゆた望遠鏡/MALLS(Medium And Low-dispersion Long-slit Spectrograph) を用いて、NEP 天体の可視分光観測を行った。

表 1: 観測条件

観測日	2015 年 10 月 7 日
観測天体	J175348.55+663920.9
観測波長	3700~9500Å
grating	150 l/mm
スリット幅	1.6"
波長分解能	9.16Å (比分解能 R=600)
積分時間	1200s×6

観測天体は、赤外線天文衛星「あかり」の NEP サーベイ観測で見つかった赤外線銀河のうち、Chandra 衛星により X 線が検出されており、多波長の測光データから AGN に分類されたものである。

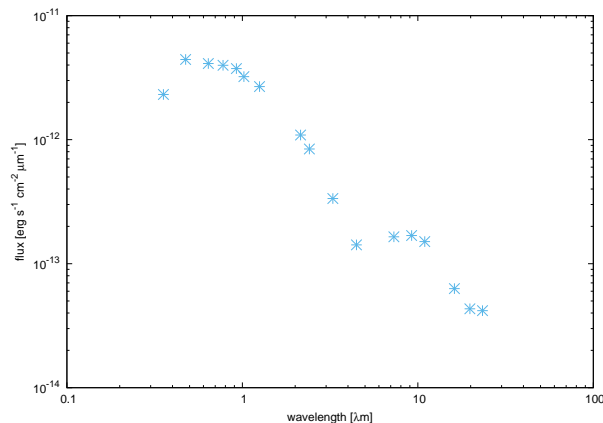


図 1: J175348.55+663920.9 の SED

SED をみると、近赤外域と中赤外域にピークが存在する。このことから、星による放射と高温ダストからの放射の寄与が示唆される。さらに、X 線で明るいことも考慮すると、本天体の放射には AGN が関与していると考えられる。

### 4 Results

取得したスペクトルより輝線の波長同定を行い、 $H\alpha\lambda 6563$ 、 $[NII]\lambda\lambda 5755, 6548, 6584$ 、 $[SII]\lambda\lambda 6716, 6731$  が検出された。これらの輝線強度比を算出し、電子温度と電子密度の見積もりと BPT 輝線診断によって、エネルギー源の推定を試みた。

表 2: 輝線強度比

輝線の種類	輝線強度比
$[NII]\lambda 6584/H\alpha$	$0.486\pm 0.076$
$[NII](\lambda 6548+\lambda 6583)/\lambda 5755$	$3.6\pm 1.4$
$[SII]\lambda 6716/\lambda 6731$	$1.19\pm 0.54$

その結果、 $[NII]$  輝線比から計算された電子温度は、この手法により決定できる範囲を超えるため、下限値を得るにとどまった。また、 $[SII]$  輝線比から得られた電子密度は  $N_e = 310 \sim 3100 \text{ cm}^{-3}$  となった。なお、同定した輝線から求めた赤方偏移は、 $z=0.115\pm 0.001$  であった。AGN の平均的な電子温度は、

$$T_e = 10000 \sim 25000 \text{ K}$$

電子密度は、

$$N_e \approx 2000 \text{ cm}^{-3}$$

である。一方、スターバースト銀河の場合は、

$$T_e = 7000 \sim 13000 \text{ K}$$

$$N_e \approx 10^2 \text{ cm}^{-3}$$

である。今回の観測では、検出器の特性による短波長側のデータの欠如があり、電離源を診断するのに十分な検証を行うことができなかった。しかしながら、電子密度がスターバースト銀河の典型的な値より大きいことから、この天体の赤外線光度には、AGN 由来の放射が寄与している可能性は棄却できない。AGN とスターバーストとを分類するには、 $[OIII]$ 、 $H\beta$  といった、短波長側の輝線情報が不可欠であるため、本天体について、さらに踏み込んだ議論を行う

には、短波長側の分光データと S/N 向上のための複数のデータセットの取得が必要となる。

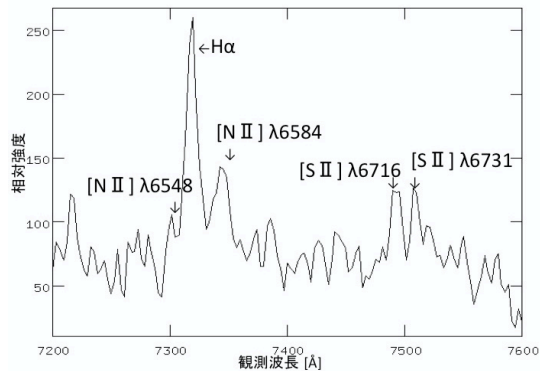


図 2: J175348.55+663920.9 の輝線周辺での一次元スペクトル

## 5 Future plan

今後は、「あかり」NEP 領域における、Keck 望遠鏡/ DEIMOS データを用いて、上記と同様の電離源の特定と物理状態の診断を行う。本研究の対象となる観測天体は、以下の条件で選択された 84 天体である。

- 「あかり」の 2~18 $\mu\text{m}$  の 8 波長帯全てで  $3\sigma$  以上で検出された銀河のうち、中間赤外 7~18 $\mu\text{m}$  において、少なくとも 1 波長帯で  $5\sigma$  以上で受かっている天体
- 赤方偏移  $\sim 1$  で「あかり」の 15 $\mu\text{m}$ , 18 $\mu\text{m}$  の 2 波長帯で  $5\sigma$  以上で受かっている銀河  
 $\Rightarrow z$  が 0~1 において、この波長帯で見える PAH 輝線は、それを励起する紫外線源である星生成領域の存在の指標となる
- X 線衛星 Chandra で検出された X 線天体  
 $\Rightarrow$  AGN の寄与が示唆される

このような、赤外線銀河の分光データを用いて可視輝線診断を行い、電離源が AGN と診断できた天体については、広帯域の SED から得られる AGN が光度に占める割合と、互いに整合しているかを検証する。また、AGN の光度割合の赤方偏移依存性を統計的に調べることで、AGN が駆動する銀河進化を明らかにすることを目指す。さらに、AGN でないと考えられる天体については、なぜ X 線で明るいのか、検証を行いたいと考えている。

## 6 Acknowledgement

西はりま天文台での観測において、森鼻 久美子研究員 (西はりま天文台)、松浦 周二教授、大井 渚研究員 (関西学院大学) からご指導いただきました。この場をお借りして御礼申し上げます。また、本研究を始めるにあたってデータを提供して下さった、NEP チームの皆様に感謝いたします。

## Reference

- Yoshihiro Ueda, Masayuki Akiyama, & Kouji Ohta et al. 2003, ApJ , 598, 886
- J .A.Baldwin, & M.M.Phillips 1981, PASP, 93, 551
- Sylvain Veilleux , & Donald E. Osterbrock 1987, ApJS ,63, 295
- Lisa J. Kewley, Brent Groves, & Guinevere Kauffmann et al. 2006, MNRAS , 372, 691
- K.Murata, H.Matsuhara, & T.Wada et al. 2013, A&A , 559, 132
- M.Krume, T.Miyaji, & H.Brunner et al. 2015, MNRAS , 446 ,911
- Nagisa Oi, Hideo Matsuhara, & Kazumi Murata et al. 2014, A&A, 566, A60
- Hyunjin Shim, Myungshin Im, & Jongwan Ko et al. 2013, ApJ 207, 37

[目次へ](#)

c13

輻射輸送計算を用いた1次元円盤銀河の  
SEDモデルの構築  
名古屋大学  
M2 永田拓磨

## 輻射輸送を考慮した一次元銀河円盤進化 SED モデルの構築

永田 拓磨 (名古屋大学大学院 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻銀河進化学研究室)

### Abstract

銀河はあらゆる波長の放射源である。例えば OB 型星による紫外線の放射、ダストによる赤外線への再放射が代表的である。これらの放射の波長ごとのエネルギー分布をスペクトルエネルギー分布 (SED) と呼ぶ。銀河内にあるダストは OB 型星から放射される紫外線や可視光を吸収し、赤外線へ再放射する性質だけではなく、ダスト表面で  $H_2$  が形成することで、ガスが冷却され星形成を促進する働きがあり、銀河形成や銀河進化において重要な役割を果たしていると考えられる。このダストの質量や空間分布、種類 (サイズ、組成) が SED を決める重要な物理量となる。しかし、銀河の SED モデルの多くで、ダストの空間分布や種類を近傍銀河や銀河系の観測で得られた経験的なモデルが用いられている。ダストの進化モデルは確立されてきており (eg. Asano et al. 2013, 2014a, 2014b: 以下 Asano モデル)、ダストの進化に応じた SED モデルを構築する必要がある。そこで、本研究では、ダスト粒子が高密度で存在する領域を一つの巨大なダスト粒子と仮定するメガグレイン近似を用いて、一次元円盤銀河の輻射輸送方程式 (Inoue 2005) を解くことで、 $0.1\mu\text{m}$  ~  $1000\mu\text{m}$  (紫外線から遠赤外線) まで、星による放射、ダストによる吸収、散乱、再放射を計算し、銀河の SED を導出した。星の放射については PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) を用い、ダストの種類はグラファイト、シリケート、多環芳香族炭化水素 (PAH) を考慮した (Draine & Li 2007)。ダストの温度は非平衡ダストを考え、モンテカルロシミュレーションによって温度分布を導出した (Draine & Anderson 1985)。ダストの質量分布は MRN 分布 (Mathis, Rumpl & Nordsieck 1977) および Asano もモデルを用いて比較した。これにより、ダスト進化に応じた銀河 SED 進化モデルを構築した。本発表では、これらの研究成果を発表する。

## 1 Introduction

銀河 SED 進化モデルを構築することは、SFR (星形成率) や星質量、ダスト質量などの銀河の物理量を求める上で重要である。銀河の SED モデルの多くで、ダストの空間分布や種類を近傍銀河や銀河系の観測で得られた経験的なモデルが用いられていたり、銀河の空間構造を無視した one-zone モデルが用いられていたりする。これは、ダストの進化モデルが以前まで理解されていたなっかこと、ダストによる吸収、散乱を銀河スケールで輻射輸送を用いて解くには複雑すぎたことが挙げられる。この問題についてダストの進化モデルについては、近年確立されてきた Asano モデルを用い、銀河の空間構造については一次元円盤銀河にメガグレイン近似を用いて解決することができる。本研究ではダストの進化の影響による、銀河 SED 進化モデルの変化を明らかにすることを目的とする。

## 2 Method & Model

この章では、ダスト進化に応じた銀河進化 SED 進化モデルを構築する手順と用いたモデルについて説明する。まず、ダストの種類については (Draine & Li 2007) を用いて、サイズに応じた光学特性 (吸収係数、反射率、非対称パラメータ) を得た。ダストのサイズ分布については Asano モデルを用いて銀河が誕生してからの時刻ごとのダストのサイズ分布を得た。輻射場強度は星の放射については PEGASE を用い、銀河が誕生してからの時刻ごとの星の光度を求め、中心から密度分布にしたがって星を配置した。ダスト粒子が高密度で存在するところで、星の光は吸収散乱されるので、メガグレインによって星の光を吸収散乱させた。メガグレインが吸収したエネルギーとダストが再放射するとエネルギーが保存すると仮定し、ダストの質量分布に応じて  $1 \times 1 \times 1$  にエネルギーを分配して、ダストによって再放射さ

れるエネルギーを求めた。最後に、銀河の外に漏れ出る光子が銀河の SED であるので次元円盤銀河の輻射輸送を用いて、計算した。

## 2.1 ダスト種類

宇宙塵には C、Si、Fe、FeS、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>、MgSiO<sub>3</sub>、Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>、SiO<sub>2</sub>、MgO など様々な種類があるが、本研究では3種類に分類する。炭素主成分でダストサイズが 0.1μm 以下でありベンゼン環構造を持つ PAH、サイズが 0.1μm 以上の炭素主成分の C グレイ、その他炭素主成分ではないダストを Si グレイとする。これらの吸収係数、反射率、非対称パラメータは  $Q_{abs}(a, \lambda)$ 、 $\omega(a, \lambda)$ 、 $g(a, \lambda)$  であり (Draine & Li 2003, 2007) から得た。ただし、 $a$  はダストサイズ (半径)、 $\lambda$  は波長である。また、PAH はイオンもしくは中性状態で物理量が異なってくる。ここで、PAH が中性である割合は以下である。

$$f(0) = (1 + 3.5 \times 10^{-6} N_c^{1/2} G_0 T^{1/2} n_e^{-1})^{-1} \quad (1)$$

ここで  $G_0$  はハビングフィールドに対する電波放射強度比 (diffuse ISM で  $G_0=1.7$ )、 $N_c$  は PAH の炭素原子数、 $T$  は温度、 $n_e$  はガスの電子個数密度。

## 2.2 Asano モデル

ダストは AGB や II 型超新星で形成されたり、超新星爆発の衝撃波によって破壊されたり、星間ガス内で表面に金属が吸着していき大きくなったり、ダスト同士の衝突によって吸着し大きなダストになったり、破壊され小さいダストになったり、様々な要因によってダストのサイズ分布は決まる。Asano モデルはこれらをすべて考慮したダストサイズの進化モデルである。Asano モデルと単一べきで表される MRN モデルを図 1 に示す。

## 2.3 ストカスティック加熱モデル

ダストの温度については、温度平衡を仮定せず、背景輻射場の光子による加熱を考えダストの温度分布

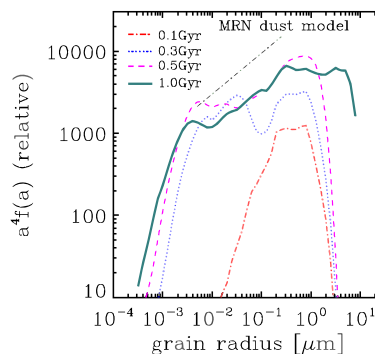


図 1: ダストの質量分布。  $f(a)$  はダストの分布関数を示し、 $a$  はダストのサイズを示す。  $f(a)$  に  $a^4$  をかけ、対数グラフで示すことにより、質量分布を表している。(Nozawa et al. 2015)

を得る。ダストの吸収確率  $p$  は以下である。

$$p = \int \int Q_{abs}(a, \lambda) \pi a^2 u_\lambda c \frac{\lambda}{hc} d\lambda dt \quad (2)$$

$u_\lambda$  は背景輻射場を示し、 $c$  は光速、 $h$  はプランク定数を示す。 $\frac{hc}{\lambda}$  は波長  $\lambda$  の光子一つあたりのエネルギーを表す。この光子が温度  $T_0$  のダストに当たった場合

$$\frac{hc}{\lambda} = \frac{4\pi a^3}{3} \int_{T_0}^T C(T') dT' \quad (3)$$

を満たす温度  $T$  まで加熱される。ここで  $C(T)$  は定積熱容量であり、炭素の場合とシリケートの場合で異なる。一瞬で温度が上昇すると仮定し、加熱に時間はかからないものとする。冷却については以下の式を用いる。

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{3\pi}{aC(T)} \int B_\lambda(T) Q_{abs}(a, \lambda) d\lambda \quad (4)$$

ここで、 $B_\lambda$  はプランク関数を示す。これらによりダストの温度分布を求めることができる。

## 2.4 メガグレインモデル

銀河内に存在するガスは電離や温度、成分から様々な種類に分けることができるが、本研究では2種類に分類する。中性水素原子を主成分とする温かいガスである WNM(warm neutral medium)。中性水素分子を主成分とする冷たい HI 雲である CNM(cold

neutral medium)。メガグレインモデルではダスト粒子が高密度で存在するところを計算を簡略化するために一つの巨大なダスト粒子と仮定し計算する。今回 CNM を一つのメガグレインダストとする。そのジーンズ半径は  $\sqrt{15p/4\pi G/\rho_{\text{mg}}} = 10.4\text{pc}(= r_{\text{mg}})$  である。ただし、 $p$  は CNM の圧力、 $\rho_{\text{mg}}$  はメガグレイン内の質量密度、 $G$  は重力定数である。このメガグレインの吸収係数、反射率、非対称パラメータを、 $\kappa_{\text{mg}}$ 、 $\omega_{\text{mg}}$ 、 $g_{\text{mg}}$  とすると、二つのガス (CNM、WNM) の有効吸収係数、有効反射率、有効非対称パラメータは

$$\kappa_{\text{eff}} = \kappa_{\text{mg}} + \kappa_{\text{icm}} \quad (5)$$

$$\omega_{\text{eff}} = \frac{\omega_{\text{mg}}\kappa_{\text{mg}} + \omega_{\text{d}}\kappa_{\text{mg}}}{\kappa_{\text{eff}}} \quad (6)$$

$$g_{\text{eff}} = \frac{g_{\text{mg}}\kappa_{\text{mg}} + g_{\text{d}}\kappa_{\text{mg}}}{\kappa_{\text{eff}}} \quad (7)$$

ただし、 $\kappa_{\text{icm}}$  は WNM の単位距離あたりの吸収係数を示す (icm:inter-clump medium)。 $k_{\text{d}}$ 、 $\omega_{\text{d}}$  はそれぞれダストの有効反射率、ダストの有効非平衡パラメータである。

## 2.5 一次元円盤銀河輻射輸送モデル

本研究では  $z$  軸に対して一次元平衡円盤を仮定し輻射輸送方程式を解いた。中心には一定の密度を持つ高さ 100pc のガス+ダストディスクを配置し、それ以上の高さにガスダストは存在しないと仮定する。星はガス+ダストディスクにかたまっている若い星と、中心からスケールハイト 50pc で指数関数で広がった分布をする古い星の 2 種類ある。輻射輸送方程式は以下である。

$$I(z, \theta) = I_0 e^{-\tau(z)} + \int_0^z S(z', \theta) e^{-(\tau(z') - \tau(z))} dz' \quad (8)$$

$$S(z, \theta) = \frac{\eta_*(z)}{\kappa_{\text{eff}}} + \eta_{\text{d}} + \omega_{\text{eff}} \int_{-\pi}^{\pi} I(z, \theta) \phi(g_{\text{eff}}, \theta, \theta') d\theta' \quad (9)$$

ここで、 $I$  は放射強度、 $S$  は源泉関数、 $\tau$  は光学的厚み、 $\eta_*$ 、 $\eta_{\text{d}}$  は星、ダストの放射率、 $\phi$  は位相関数を示し、 $\theta$  は  $z$  軸からの角度である。 $I$  が収束するまで  $I$  と  $S$  の計算を繰り返す。

## 3 Results

メガグレインモデルを用いてダストによる星の光の吸収ダストの再放射させた結果を図 2 に示した。紫外線、可視光で星の光が吸収され、赤外線でダスト特有の放射が見えている。

次に、ダスト分布を MRN と Asano モデルを比較した結果を図 3 に示した。

ダストによる紫外線、可視光の吸収はほぼ同じであるが、赤外線放射で違いが見られる。

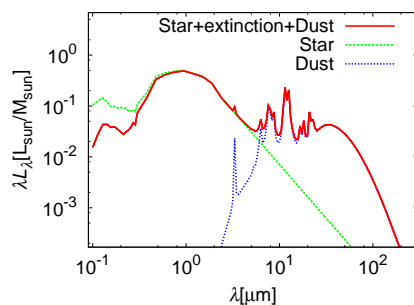


図 2: 銀河の SED、縦軸が光度、横軸が波長を示す。赤色の線が銀河全体の SED、緑色の線が星の SED、青色がダストの SED を示している。ダストの分布は Asano モデルを使用し、銀河の年齢は 10Gyr である。

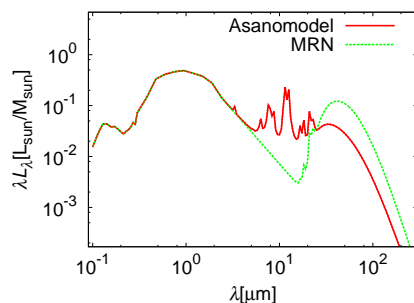


図 3: 銀河の SED、縦軸が光度、横軸が波長を示す。赤色の線が Asano モデル、緑色の線が MRN を使用。銀河の年齢は 10Gyr である。

## 4 Discussion

ここで、MRN と Asano モデルの差は図 1 から分かるようにダストのサイズ分布が時間変化すること、Asano モデルではラージグレインとスモールグレインに二つのピークがあることである。この二つの違いが、赤外線領域の SED に違いを生んだと考えられる。

## 5 Conclusion

MRN と Asano モデルを比較したとき時間変化する点という点で優位な差がある。さらに、パラメータ調整をすることで様々な銀河に対してダスト進化を追うことができる。さらに、メガグレインモデルを用いて輻射輸送を解くことで、円盤銀河の銀河 SED モデルを構築した。今後、輻射輸送の手法を変えることで別の種類の銀河にも適応することを目指す。

## Reference

- Asano, Takeuchi, Hirashita & Inoue 2013a EP&S 65, 213
- Asano, Takeuchi, Hirashita & Nozawa 2013b MNRAS 432,637
- Asano, Takeuchi, Hirashita & Nozawa 2014 MNRAS 440,134
- Draine & Anderson 1985 ApJ 292, 494
- Draine & Li 2001 ApJ 551, 807
- Draine & Li 2007 ApJ 657, 810
- Fioc & Rocca-Vomerage 1997 A&A 326, 950
- Inoue 2005 MNRAS 359, 171
- Li & Draine 2001 ApJ 554, 778
- Li & Draine 2002 ApJ 576, 762
- Mathis, Rumpl, & Nordsieck 1977 ApJ 217, 425
- Nozawa, Asano, Hirashita, & Takeuchi 2015 MNRAS 447, 16
- Takeuchi et al. 2003 MNRAS 343, 839
- Takeuchi et al. 2005 MNRAS 362, 592

[目次へ](#)

c14

星形成銀河円盤の構造および活動銀河  
核への質量降着

東北大学

M1 松木場亮喜

## 星形成銀河円盤の構造および活動銀河核への質量降着

松木場 亮喜 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

観測より銀河バルジの質量とその中心のブラックホールの質量は、比例関係にあることが知られている。これより銀河の成長とその中心ブラックホールの成長は、互いに影響を及ぼし合っていると推察される。星形成銀河円盤では、力学的な時間あたりに星間物質中のガスが数パーセントしか星へと変換されず、星形成の効率が非常に悪いことが観測より示唆されている。星形成は、ガスの自己重力収縮によって起きるが、銀河中の大質量星からの紫外線放射や超新星爆発によるフィードバックが原因で抑制される。銀河円盤が光学的に厚く、ガスとダストがカップリングしているとき、ダストが星からの紫外線放射で輻射圧を受けることによって、ガスは自己重力で収縮することを妨げられる。よって星形成銀河では、星形成の効率が悪いと推測できる。そこで、星形成からのフィードバックによって支えられた自己重力円盤モデルについて考えた。このモデルから得られたエネルギー流速密度や有効温度は、星形成が活発な銀河である ULIRGs の観測量とよく一致する。次に、この円盤のモデルを用いて銀河中心の活動銀河核への定常降着流について考察すると、活動銀河核が十分な明るさを得るためには、臨界値となる降着率があることがわかった。本講演では、このモデルについて研究した Thompson, Quataert, Murray 2005 についてレビューし、星形成銀河円盤と活動銀河核の関係について議論する。

## 1 イントロダクション

星形成銀河円盤では、力学的な時間あたりに星間物質中のガスが数パーセントしか星へと変換されず、星形成の効率が非常に悪いことが観測より示唆されている。星形成は、ガスの自己重力収縮によって起きるが、銀河中の大質量星からの紫外線放射や超新星爆発によるフィードバックが原因で抑制される。銀河円盤が光学的に厚く、ガスとダストがカップリングしているとき、ダストが星からの紫外線放射で輻射圧を受けることによって、ガスは自己重力で収縮することを妨げられる。よって星形成銀河では、星形成の効率が悪いと推測できる。そこで、星形成からのフィードバックによって支えられた自己重力円盤モデルについて考察する。

次に、この円盤のモデルを用いて銀河中心の活動銀河核への定常降着流について考察する。

## 2 円盤モデル

Thompson et al. 2005 は、星形成からのフィードバックによって星形成銀河円盤のトゥームレの  $Q$  値が常に 1 に保たれていると仮定してモデルを立てた。この節では上の仮定のもと 2 つの光学的厚さの極限における円盤の構造について述べる。

### 2.1 光学的に薄い極限

光学的に薄い極限では、円盤は大質量からの紫外線に対して厚くダストからの赤外線放射に対して薄いとする。星間物質を Mckee & Ostriker 1977 のように冷たい相と熱い相に分けて考察する。冷たい相での圧力は、大質量星からの輻射と超新星爆発によって起きる乱流の圧力として、

$$p_c = \rho c_s^2 \sim p_{\text{rp}} + p_{\text{sn}} \quad (1)$$

となる ( $\rho$ : 密度、 $c_s$ : 音速)。輻射圧は単位面積当たりの星形成率  $\dot{\Sigma}_*$  を用いて、

$$p_{\text{rp}} \sim \epsilon \dot{\Sigma}_* c \quad (2)$$

である。 $\epsilon$  は、星形成が質量を輻射に変換する効率でサルピーターの初期質量分布から見積もると、 $\sim 10^{-3}$  となる。

一方、熱い相での圧力  $p_h$  は超新星爆発のショックによって星間物質に加えられる圧力である。これらの圧力を活発な星形成銀河の観測による値で評価するとその関係は、

$$p_{rp} \sim p_{sn} \gg p_h \quad (3)$$

となることがわかった。

式 1、2 と 3 から、光学的に薄い極限における星間物質に働く圧力は、

$$p \sim p_c = p_{rp}[1 + (p_{sn}/p_{rp})] = \epsilon \xi \dot{\Sigma}_* c \quad (4)$$

である。 $\xi$  は  $p_{sn}$  と  $p_{rp}$  の比から決まり、今は  $\sim 1$  である。また円盤が  $Q \sim 1$  を保つために星形成率は、

$$\dot{\Sigma}_* \propto \Sigma_g^2 \quad (5)$$

( $\Sigma_g$ : ガスの面密度) となることが要求される。

## 2.2 光学的に厚い極限

光学的に厚い極限では、円盤は大質量星からの紫外線とダストからの赤外線の再放射の両方に対して厚いとする。このように光学的に厚い円盤において、自己重力に逆らって垂直方向に働くちからとして輻射圧が支配的であると保証される。円盤の垂直方向の光度は、各半径でエディントン光度となっている。光学的に厚いとき  $Q \sim 1$  を保つために要求される星形成率は、光学的に薄いときから変わり、

$$\dot{\Sigma}_* \propto \Sigma_g / \kappa \quad (6)$$

( $\kappa$ : ロスランド平均オパシティ) となる。式 6 から光学的に厚くなるほど星形成率は小さくなることがわかる。このモデルにおいてエネルギー流速密度と有効温度を見積もるとそれぞれ、

$$F \sim 10^{13} L_\odot \text{ kpc}^{-2} \quad (7)$$

$$T_{\text{eff}} \sim 88 \text{ K} \quad (8)$$

となる。

この見積りを活発な星形成銀河である ULIRGs の観測と比較したい。ULIRGs は特に赤外線で明るく輝く銀河で、赤外線における光度は  $10^{12} L_\odot$  以上である。赤外線の起源は、ダストによる再放射であると推測される。Soifer et al. 1999 より ULIRGs の代表的な銀河である Arp220 の黒体温度は、 $\gtrsim 85 \text{ K}$  であると推察されている。エネルギー流速密度は Condon et al. 1991 より、その特徴的な量は  $\sim 10^{13} L_\odot \text{ kpc}^{-2}$  である。したがって、モデルと ULIRGs の観測量はよく一致していると言える。

## 3 円盤モデルと定常降着流

次に前節の円盤モデルに基づいて、星形成銀河円盤から活動銀河核への定常降着について考察したい。円盤の外縁における降着率を  $\dot{M}_{\text{out}}$  とする。前節までの円盤モデルは、星形成のフィードバックによって円盤が垂直方向に支えられていたことから半径が小さくにつれて、 $\dot{M}_{\text{out}}$  は小さくなっていくと推察される。これを式で表すと降着率は、

$$\dot{M}(r) = \dot{M}_{\text{out}} - \int_r^{R_{\text{out}}} 2\pi r' \dot{\Sigma}_* dr' \quad (9)$$

となる。また降着率は、降着流の動径方向の速度  $V_r$  を用いて、

$$\dot{M} = 2\pi r \Sigma_g V_r \quad (10)$$

とも書ける。いま、角運動量輸送がグローバルなトルク (例: バー、スパイラル) によって起きると仮定すると降着流の動径方向の速度は、 $V_r = mc_s$  ( $m$  は定数) となる (Goodman 2003)。したがって式 10 より、

$$\Sigma_g = \frac{\dot{M}}{2\pi mc_s r} \quad (11)$$

が得られる。

## 4 計算結果

前節までで星形成からのフィードバックによって円盤が支えられていて、グローバルなトルクによって降着しているモデルについて考察してきた。今節では、このモデルに基づいて行った計算結果を示したい。

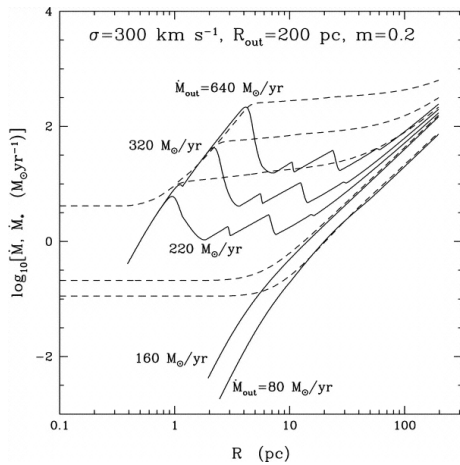


図 1: 各半径における星形成率  $\dot{M}_*$  (実線) と質量降着率  $\dot{M}$  (破線)

図 1 は、各半径ごとの星形成率 (実線) と降着率 (破線) である。円盤の外縁の半径を  $R_{\text{out}} = 200 \text{ pc}$  として  $R_{\text{out}}$  における降着率  $\dot{M}_{\text{out}} = 80, 160, 220, 320, 640 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  の 5 つのモデルで計算を行った。定常降着流には、2 種類の解があることがわかる。 $\dot{M}_{\text{out}} = 80, 160 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  のとき、主に  $R_{\text{out}}$  付近での星形成によって降着率が減っていく。 $r \sim 10 \text{ pc}$  で降着率はほぼ一定になり、中心付近では  $\sim 0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  となる。一方  $\dot{M}_{\text{out}} = 220, 320, 640 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  のとき、いずれも降着率は  $r \sim 0.01 \text{ pc}$  において  $\sim 4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  となる。この降着率は、銀河の中心で明るく輝く活動銀河核を説明できる値である。

次に、5 つのモデルにおけるスペクトルエネルギー分布を図 2 に示す。図 2 は、円盤が黒体輻射をしていて正面向きから観測していると仮定し

$$\lambda L_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^4} \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \frac{2\pi r dr}{\exp[hc/\lambda k_B T_{\text{eff}}(r)] - 1} \quad (12)$$

を計算しプロットしている。図 2 も 2 種類に分かれている。 $\dot{M}_{\text{out}} = 220, 320, 640 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  のモデルではいずれも、 $\lambda \sim 8 \mu\text{m}$  に赤外線のピークが見られる。このスペクトルの特徴は、活動銀河核をもつ銀河の観測とよく一致している。

以上の結果より、 $\dot{M}_{\text{out}}$  の値により中心での降着率の振る舞いが 2 種類に分かれることがわかった。そこで臨界値となる円盤外縁での降着率  $\dot{M}_c$  を求める

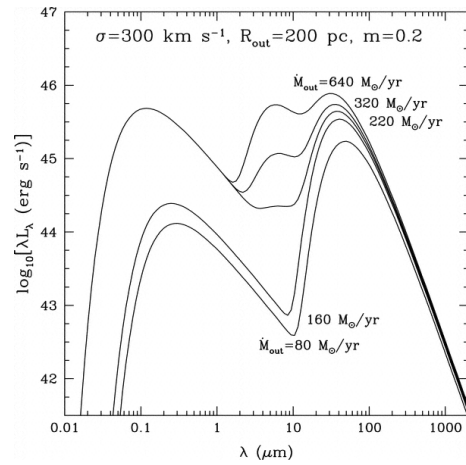


図 2:  $\dot{M}_{\text{out}} = 80, 160, 220, 320, 640 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  のときのスペクトルエネルギー分布

ために、次の 2 つのタイムスケールについて考察する。1 つめは移流のタイムスケール  $\tau_{\text{adv}} = r/V_r$  で、2 つめは星形成のタイムスケール  $\tau_* = 1/(\eta\Omega)$  である。 $\Omega$  は角速度で、 $\eta$  は運動のタイムスケールに対して星形成が起きるパラメータである。この 2 つのタイムスケールが等しくなるとすると質量降着率は、

$$\dot{M}_c \sim 280 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \quad (13)$$

となる。この降着率の値はおおよそ図 1、2 で見られた 2 種類の結果の臨界値となる値である。このことから図 1、2 の結果は次のように説明できる。まず  $\dot{M}_{\text{out}} = 80, 160 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  のときは、 $\tau_{\text{adv}} > \tau_*$  となり銀河中心へと降着する前に降着流が星形成によって消費されてしまう。一方  $\dot{M}_{\text{out}} = 220, 320, 640 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  のときは、 $\tau_{\text{adv}} < \tau_*$  となり降着流は星形成によって消費される前に銀河中心へと降着でき、活動銀河核へと十分な降着を与えることができる。

## 5 まとめ

星形成からのフィードバックによって、トゥームレの Q 値が  $\sim 1$  となる円盤について考察してきた。このような円盤は、光学的に薄い領域でも厚い領域でも輻射圧によって支えられていることがわかった。特に光学的に厚い領域におけるエネルギー流速密度と有効温度はそれぞれ、 $F \sim 10^{13} L_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$ 、 $T_{\text{eff}} \sim 88 \text{ K}$

となり、これは活発な星形成銀河である ULIRGs の観測結果とよく一致している。

次にこの円盤モデルを用いて銀河中心の活動銀河核への定常降着流について考察した。すると、特徴的な質量降着率  $\dot{M}_c$  を臨界値として降着流の振る舞いが 2 種類に分かれることがわかった。1 つめは、臨界値より降着率が小さいときには銀河中心へと降着する前に降着流が星形成によって消費されてしまう。2 つめは、臨界値より降着率が大きいときには降着流は星形成によって消費されきる前に銀河中心へと降着でき活動銀河核へと十分な降着を与えることができる。

## Reference

- [1] Thompson T.A., Quataert E., and Murray N., 2005, ApJ, 630, 167

[目次へ](#)

c15

低質量超大質量ブラックホールの短時間変動

東京大学

M2 谷口由貴

# The Short Variability Timescale of Low-mass Super Massive Black Holes

Yuki Taniguchi (Institute of Astronomy, the University of Tokyo)

## Abstract

Low-mass supermassive black holes ( $M_{\text{BH}} \lesssim 10^6 M_{\odot}$ ) in nearby dwarf galaxies can be regarded as remnants of primordial black holes. Therefore, they are of importance in high-redshift BH seed formation, and co-evolution of central massive BHs and their hosts. Also, at the thought of the well-established relations between the properties of BHs and their hosts, how these are like at the low-mass ends is significant interest. Over the last two decades, more and more black holes within this mass range have been studied extensively. However, due to the difficulties of their observation, we do not have enough low-mass BH samples to constrain these relations. Until now, we have proposed new identification method for low-mass SMBHs using rapid variability. Here, we evaluate the variability timescale of known low-mass BHs.

## 1 Introduction

It has been well established by now that almost all massive galaxies ( $M_* \gtrsim 10^{10} M_{\odot}$ ) host massive black holes (BHs) at the centers. Moreover, BH masses correlate with properties of host galaxies such as stellar velocity dispersion, bulge luminosity, and bulge mass (Gebhardt et al. 2000; Marconi & Hunt 2003; Gültekin et al. 2009; Kormendy & Ho 2013). These relations are, however, poorly constrained for the lower-mass ends ( $M_{\text{BH}} \lesssim 10^6 M_{\odot}$ ). Also, it is still unknown what fraction of low-mass galaxies ( $M_* \lesssim 10^{10} M_{\odot}$ ) have black holes in their centers (occupation fraction). Therefore, it is very important to identify much more low-mass supermassive black hole (SMBH) samples.

In particular, the low-mass end of scaling relations count much for constraining models of high-redshift BH seed formation. Two main scenarios have been proposed. One is Direct collapse model; BH seeds are massive ( $\sim 10^4\text{--}6 M_{\odot}$ ) and another is Population III model; BH seeds are  $\sim 100 M_{\odot}$ . Indeed, the BH with its mass of  $\sim 10^9 M_{\odot}$  was found at  $z \sim 7$ . However, it has not been revealed how

seed BHs evolved into such high mass at the early time of the Universe, and which scenario is better to understand this situation has been controversial.

At present, dynamical detections of small BHs in distant dwarf galaxies is not impossible, so we must search by using AGNs. Over the last decade, systematic searches using optical spectroscopy from Sloan Digital Sky Survey (SDSS) have found hundreds of low-mass AGNs. These studies utilized broad-line width of AGN, calculated the virial BH masses, and identified BHs with their mass below  $2 \times 10^6 M_{\odot}$  (Greene & Ho 2004, 2007). More recently, Reines et al. (2013) increased the number of AGN samples in dwarf galaxies by an order of magnitude by using both narrow and broad emission line AGNs of nearby ( $z \sim 0.055$ ) dwarf galaxies ( $M_* \lesssim 3 \times 10^9 M_{\odot}$ ).

Furthermore, by conducting a multi-wavelength observation like this, the smallest SMBH so far, named RGG 118, was estimated to have mass of only  $\sim 50,000 M_{\odot}$  (Baldassare et al. 2015).

The optically-selected samples are, however, biased toward relatively high Eddington ratios, and toward galaxies whose star formation is not ongo-

ing. Lately, the multi-wavelength observation using optical, X-ray, and radio waves have been widely conducted to compensate for the bias. (e.g., Gallo et al. 2008, 2010; Reines et al. 2011, 2014; Reines & Deller 2012; Schramm et al. 2013).

Until now, we have proposed new identification method of searching for low-mass SMBHs by using its optical rapid variabilities, and we successfully detected a low-mass SMBH from the last observation (Morokuma et al., 2016). On the other hand, the relation between BH masses and its optical variability timescale have not been studied especially at the lower-mass end. Here, we evaluate the variabilities of known low-mass SMBH samples, and investigate the relation.

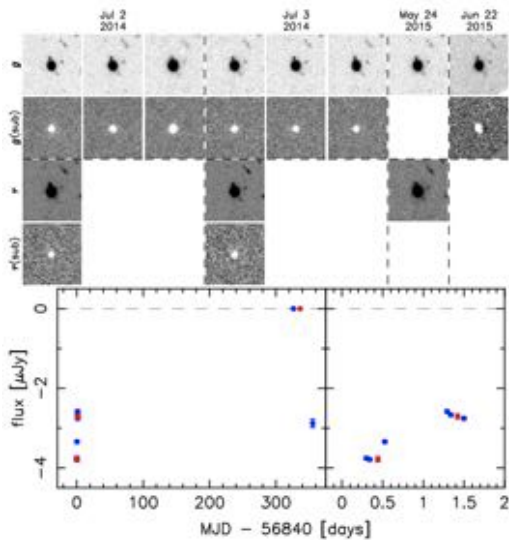


図 1: (Top): Original and subtracted images. (Bottom): The light curves of low-mass SMBH. ( $M_{\text{BH}} = 2.7 \times 10^6 M_{\odot}$ ) (Morokuma et al., 2016)

## 2 Methods

As previous studies of QSO variability, Kelly et al.,(2009) mentioned that the magnitude of the short-timescale variations are anticorrelated with BH masses ( $10^6 M_{\odot} \lesssim M_{\text{BH}} \lesssim 10^{10} M_{\odot}$ ) and luminosity ( $10^{42} \lesssim \lambda L_{\lambda}(5100\text{\AA}) \lesssim 10^{46}$ ). They use

stochastic differential equation to evaluate QSO optical variabilities. After that, they evaluate the variabilities by the same method as X-ray variabilities, and concluded that the relation between BH masses and optical variabilities has larger scatter than those of X-ray. Rather, the optical variability amplitude exhibits tighter anticorrelation with luminosity.

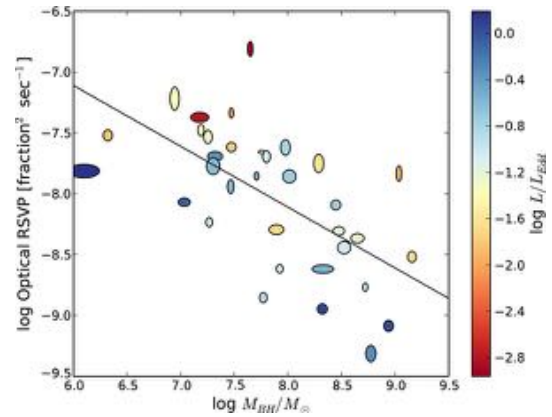


図 2: Anti correlation between “rate of stochastic variability power” (RSVP), which is interpreted as the stochastic variability, and BH mass. (Kelly et al., 2013)

Also, X-ray variability of low-mass AGNs have been studied so far. Kamizasa et al.,(2012) evaluate the variability amplitude by quantifying normalized excess variance (NXS) as below,

$$\sigma_{\text{NXS}}^2 = \frac{1}{\bar{x}^2} \left[ \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 \right] \quad (1)$$

and introduced its relation between BH mass.

$$M_{\text{BH}} = 10^{5.76 \pm 0.13} (\sigma_{\text{NXS}, 0.5-10}^2)^{-0.64 \pm 0.04} M_{\odot} \quad (2)$$

On the other hand, optical variability method has not been well established, so we tested various ways.

## 3 Data & Samples

We selected low-mass SMBH samples from Greene & Ho (2007), Dong et al. (2012), Reines et al. (2013). Their samples have the BH mass of  $8 \times 10^4 - 2 \times 10^6 M_{\odot}$ .

Our data is obtained from KISS Supernova Survey (KISS) project data archive. The project aim to detect supernova shock breakout by using Kiso Wide Field Camera (KWFC), so set up observations to be high-cadence ( $\sim 1$  hour). This cadence is suitable for AGN short timescale research because low-mass SMBHs ( $\lesssim 10^6 M_\odot$ ) show intranight variability. This time, we used g-band imaging data.

## 4 Result & Discussion

Fig. 3 shows a light curve of low-mass SMBH with its host and the evaluation of variability. This sample has 152 data points and 46-52% of their data show  $> 1\sigma$  variability. (The difference of the fraction occur from the difference of reference star.) This number imply that the SMBH shows variability. However, we aim to investigate short timescale variability, so we also see how much does it vary within different timescale (year, month, week, day). As for this target, only  $< 10\%$  exhibited variability in March 2013, though  $70\%$  in January 2015. Thus the amount of variability vary widely among period, and the degree of variability depend on which period to be clipped. Intriguingly, the rate of variability does not depend on the length of the timescale.

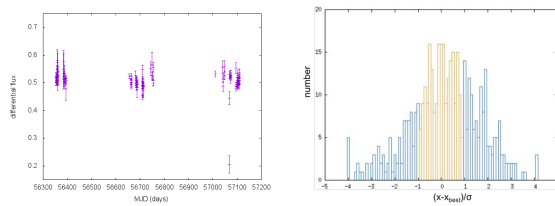


図 3: (left): Light curve of SMBH with its host. (right): fraction of data points which show variation more than  $1\sigma$

Also, we investigated other samples, and the degree of variability does not vary too much. Anyway the proper index like  $\sigma_{NXS}$  for optical variability is needed to evaluate appropriately.

## 5 Conclusion

We evaluate the variability timescale of known low-mass BHs. Our samples show variability though it remains as an issue to split off short timescale variability from long-term ones. Also, the evaluation method should be improved. As a future work, we investigate how are the light curves like for the other known low-mass SMBHs ( $\sim 200$  samples) by using KISS archive data.

## Reference

- Baldassare, V. F., et al. 2015, ApJ  
 Gallo et al., 2010, ApJ, 714, 25  
 Gebhardt, K., et al. 2000, ApJ, 539, L13  
 Greene, J. E., & Ho, L. C. 2004, ApJ, 610, 722  
 —. 2007, ApJ, 670, 92  
 Gültekin, K., et al. 2009, ApJ, 698, 198  
 Kamizasa, N., Terashima, Y., & Awaki, H. 2012, ApJ, 751, 39  
 Kelly, B. C., et al. 2013, ApJ, 779, 187  
 Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, ARA&A, 51, 511  
 Marconi, A., & Hunt, L. K. 2003, ApJ, 589, L21  
 Miller, B. P., et al. 2015, ApJ, 799, 98  
 Morokuma, T., et al., 2016, PASJ, 68, 40M  
 Peterson, B. M., et al. 2005, ApJ, 632, 799  
 Reines, A. E., Sivakoff, G. R., Johnson, K. E., & Brogan, C. L. 2011, Nature, 470, 66  
 Reines, A. E., & Deller, A. T. 2012, ApJ, 750, L24  
 Reines, A. E., Greene, J. E., & Geha, M. 2013, ApJ, 775, 116  
 Reines, A. E., et al. 2014, ApJ, 787, L30  
 Sarajedini, V. L., et al. 2011, ApJ, 731, 97  
 Schramm, M., et al. 2013, ApJ, 773, 150  
 Volonteri, M., & Natarajan, P. 2009, MNRAS, 400, 1911  
 Volonteri, M., Lodato, G., & Natarajan, P. 2008, MNRAS, 383, 1079

[目次へ](#)

c16

活動銀河中心核における狭輝線領域の  
物理状態

鹿児島大学

M1 米倉健介

## 活動銀河中心核における狭輝線領域の物理状態

米倉 健介 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

活動銀河中心核 (Active Galactic Nucleus; AGN) は現在、観測可能な分解能よりも小さいためその構造はよく分かっていないが、AGN 周辺の星間ガスには光学的に分解出来る領域が存在する。その 1 つが狭輝線領域 (Narrow Line Region; NLR) である。しかし、NLR の密度や温度、電離度といった物理状態や輝線強度分布の構造の特徴は分かっていない。本研究では AGN の三次元輻射流体シミュレーションデータ (Wada 2012) を用いて NLR の分布と物理状態を求めた。シミュレーションからブラックホール (BH) 周辺の星間ガス (トーラス) の密度構造と温度、速度構造が分かっている。このデータと降着円盤から観測面まで伝搬する電磁波を求めるために光電離シミュレーションソフトウェア CLOUDY を用いて放射輸送方程式を解いた。これにより電離ガスに対する輝線強度を得た。NLR は電子密度が十分に低いので禁制遷移が衝突によって抑制されず、禁制線を放射することが分かっている。CLOUDY で得られた禁制線を含む特定の輝線の強度比 ( $[\text{OI}]/\text{H} - [\text{OIII}]/\text{H}$ ) を使って分光診断 (BPT) 図 (Kewley et al. 2006) を作成することで NLR がシミュレーション中に再現出来たことを確認した。観測面において NLR であると診断された領域に対して  $[\text{OIII}]$  輝線強度の空間分布図を CLOUDY の計算結果より作成した。この  $[\text{OIII}]$  輝線強度が比較的高い領域に対する密度と温度、電離度を元のシミュレーションデータより得た。これにより NLR の物理状態を特徴付けることが出来た。

## 1 Introduction

AGN は銀河全体の光度 ( $\sim 10^{11} L_{\odot}$ ) とほぼ同じ光度を中心領域から放射している天体である。降着円盤に物質が落ち込む際に摩擦が生じることによって光っている。AGN は強い輝線を放射するが、その輝線は星間ガスの視線速度に応じてドップラーシフトするため幅を持つ。AGN を観測すると輝線は幅の狭い輝線 (数千 km/s) と幅の広い輝線 (数百 km/s) が得られるのだが、ある天体では狭輝線と広輝線が両方とも観測され、ある天体では狭輝線のみ観測されるといったばらつきが見られた。そこで狭輝線と広輝線が両方観測される天体を 1 型セイファート銀河、狭輝線のみが観測される天体を 2 型セイファート銀河と分類した。しかし実際には狭輝線と広輝線を放射する領域は異なり、2 型セイファート銀河は広輝線が放射される領域が何かによって遮られているため狭輝線しか観測されないと考えられた。広輝線を遮るドーナツ型の領域をトーラスと呼び、このトーラスの存在を仮定することで 1 型セイファート銀河と 2 型セイファート銀河が統一された。よって広輝線は銀河中心

に近い領域 ( $\sim 0.01\text{pc}$ ) から放射され、狭輝線はそれより少し離れた領域 (100 ~ 1kpc) から放射されることが分かった。それぞれ広輝線を放射する領域を広輝線領域 (Broad Line Region; BLR)、狭輝線を放射する領域を狭輝線領域 (Narrow Line Region; NLR) と呼ぶ。特に NLR は AGN 構成要素の中で唯一光学的に分解出来るがその物理状態はよく分かっていない。

## 2 Methods/Instruments and Observations

三次元輻射流体シミュレーションデータを基に光電離シミュレーションソフトウェア CLOUDY で放射輸送を解いて、観測される輝線を得た。以下の式は放射輸送方程式 (1) と源泉関数 (2) である。 $I_{\nu}$  は Intensity、 $\tau_{\nu}$  は光学的厚み、 $j_{\nu}$  は放射係数、 $\nu$  は

吸収係数である。

$$\frac{dI_v}{d} = I_v - S_v \quad (1)$$

$$S_v = \frac{j_v}{v} \quad (2)$$

得られた輝線から特定の組み合わせで強度比を取ることによって NLR の分布を調べて、その物理状態を特定した。シミュレーションデータ (Wada, 2012) は流体力学に基づいて BH 周辺の星間ガス (トーラス) の構造が再現されている。BH を原点に置いた  $64^3 pc^3$  三次元直交座標系の立方体を格子状に区切り、グリッドサイズを XZ 平面では  $2^2 pc^2$ 、Y 座標では  $0.25 pc$  とした。各グリッドに X、Y、Z 座標と温度、密度が入力されている。今回の研究では X 座標と Z 座標が正の領域のみを考えた。このシミュレーションデータを用いて放射輸送方程式を解くことで BH 周辺からの放射を受けた星間ガスが放射する輝線を得た。観測面である XZ 平面上の 1 グリッドにおいて視線方向である Y 軸に対して 1 グリッドずつ背景光源から観測者まで CLOUDY を用いて放射輸送方程式を解いた。CLOUDY の計算結果から観測面の各グリッドごとに特定の輝線を抽出した。抽出した特定の輝線を用いて  $[OIII]/H$  と  $[OI]/H$  2 組の輝線強度比を作った。縦軸に  $[OIII]/H$  を横軸に  $[OI]/H$  を設定した。観測面の 1 グリッドに対して 1 つの点がグラフ上にプロットされる。このグラフ上に 2 本の曲線を描くことで NLR の分類が出来る BPT 図を作成した。BPT 図上で NLR に分類されるには  $[OIII]$  輝線強度が高いことが 1 つの条件になっている。そこで NLR に分類された視線方向 (y 軸) の  $[OIII]$  輝線強度の変化をみて、どの領域が観測面  $[OIII]$  輝線強度に寄与しているかを調べた。輝線強度が高い領域を次のように定義した。観測面の 1 グリッドの奥行き方向の  $[OIII]$  輝線強度のヒストグラムを作成し、このヒストグラムから標準偏差を導き、 $[OIII]$  輝線強度が平均と標準偏差の和以上の領域を比較的高い領域とした。定義した領域に該当するグリッドの入力データと出力データを抽出し、それぞれの密度と温度、電離パラメータのヒストグラムを作成して NLR の物理状態を特定した。

### 3 Results

観測面のグリッドにおける 2 組の輝線強度比  $[OI]/H$  と  $[OIII]/H$  を使った場合の BPT 図 (図 1)。NLR、LINER、HII (星形成による電離領域) に分類される。

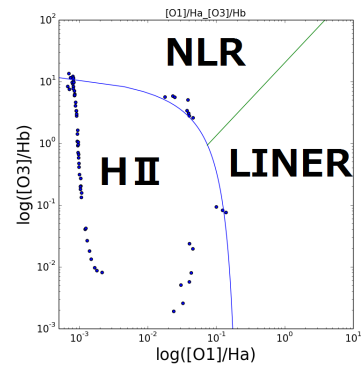


図 1: BPT 図

BPT 図上で NLR に分類されたグリッドを示した天球面分布図 (図 2)。NLR は青色で示した。NLR はブラックホールから 5 ~ 15pc 離れて赤道面付近に分布していることが分かる。この後の奥行きの変化のグラフはピンクで囲まれたグリッドの奥行きを見ている。

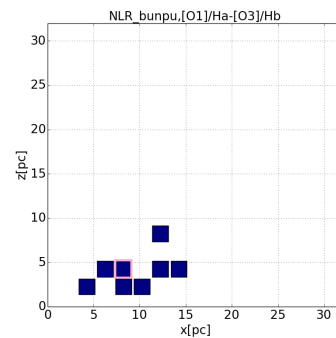


図 2: 天球面分布図

天球面分布図上で NLR とされる領域の奥行き  $[OIII]$  輝線強度のグラフ (図 3)。輝線強度が平均と標準偏差 ( ) の和以上の領域を抽出した。このグラフを見ると原点から 15 ~ 20pc 以内の領域が該当する。

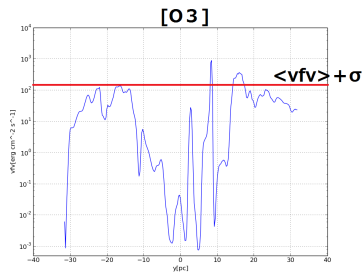


図 3: 奥行き方向の [OIII] 輝線強度の変化

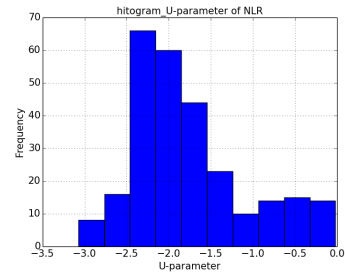


図 6: 電離パラメータのヒストグラム

観測面の [OIII] 輝線強度に寄与していると考えられる領域の密度 (図 4) と温度 (図 5)、電離パラメータ (図 6) のヒストグラム。

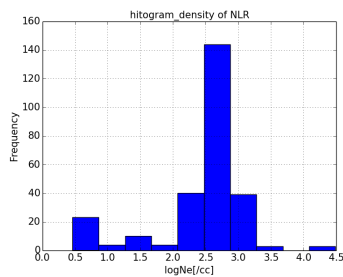


図 4: 密度のヒストグラム

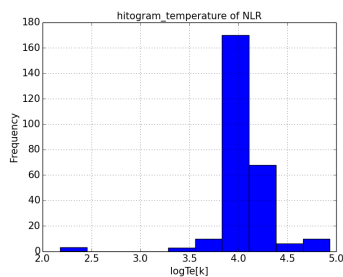


図 5: 温度のヒストグラム

## 4 Discussion Conclusion

NLR は低密度領域での光励起により生じる禁制線を放射するのでトラス外の赤道面から離れた領域に存在していると予想したが、今回の研究で赤道面付近に分布していることが分かった。密度と温度はそれぞれ数百個/cc、数万 K であり、電離パラメータについては  $10^{-2} \sim -2.5$  付近に集中していることが分かった。しかし今後の課題として以下のことが挙げられる。まず、観測面の [OIII] 輝線強度に寄与する奥行き方向の特定方法が曖昧であるので奥行き方向での BPT 図を作成して NLR を分類するなど別の方法を探すべきである。次に BPT 図を作成する際、使う輝線強度比によって NLR の分布が変わることが分かっているので他の輝線強度比 ( $[\text{NII}]/\text{H}$  と  $[\text{OII}]/\text{HH}$  など) を使った BPT 図との NLR 分布の比較をするべきである。また、CLOUDY の入力データにはフィリングファクターが 1 に設定してある。しかし今考えている環境ではフィリングファクターはブラックホールに近いほど高く、遠いほど低いと考えている。よってフィリングファクターの値を距離に応じて変化させるべきである。最後にこの方法では厳密に降着円盤からの直接光を解いている事にはならないので、直行座標系を極座標系に変換して半径方向に放射輸送を解いてその視線方向の散乱光の重ね合わせを観測面において得ることでより現実的な結果になることが考えられる。

## Reference

- [1] Wada, K., 2012, *Apj*, 758, 66
- [2] Kewley, L.J., Groves, B., Kauffmann, G., & Heckman, T., 2006, *MNRAS*, 372, 961
- [3] Urry, C.M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- [4] Ferland G.J. et al. 1998

[目次へ](#)

c17

COSMOS領域における low redshift [OIII]  
emittersの統計的性質

東北大学

M1 西塚拓馬

# COSMOS 領域における中間赤方偏移 $H\beta+[OIII]$ 輝線天体サーベイ

西塚 拓馬 (東北大学大学院 理学研究科)

## Abstract

赤方偏移  $z < 1$  程度以下の宇宙においては、時間とともに星形成率が低下すると共に、星形成率 (SFR) や比星形成率 (sSFR) の環境依存性が見られることが知られている。今回、我々は  $z < 1$  における sSFR の高い銀河の環境効果の進化を明らかにすることを目的に、最新の COSMOS 測光カタログの解析を行った。この測光カタログには、COSMOS 領域全体にわたるすばる望遠鏡 Suprime-Cam の 12 枚の中帯域フィルター (IA フィルター) の測光値があるため、IA フィルターの超過天体を選択することで様々な強輝線天体の選出が可能である。特定の IA フィルターで超過の見られる天体の内、SED フィッティングの信頼できる  $\chi^2_{\nu} \leq 0.5$  のものについて 166 の天体得られた。選出された 166 天体の内、 $H\beta+[OIII]$  輝線天体が 153 個、 $H\alpha+[NII]$  輝線天体が 12 個、 $[OII]$  輝線天体が 4 個、 $MgII$  輝線天体が 2 個であり、赤方偏移は  $0.121 \leq z_{ph} \leq 0.974$  の範囲であった。また、静止系の等価幅は  $53 \text{ \AA} \leq EW_0 \leq 687 \text{ \AA}$  であり、特に  $100 \text{ \AA}$  以上の天体が 136 天体、 $300 \text{ \AA}$  以上の天体が 11 天体、 $500 \text{ \AA}$  以上の天体が 3 天体であった。本研究では、特に多く検出された  $H\beta+[OIII]$  輝線天体について、周辺環境と  $EW_0$  との関係を調べたが、相関は見られなかった。また、輝線及び連続光スペクトルから見積もられる星形成との関連についても述べる。

## 1 Introduction

我々の宇宙では赤方偏移  $z$  が 7~8 (宇宙年齢にして約 6 億年) 当たりから赤方偏移 3 にかけて (宇宙年齢約 20 億年) までに、SFRD (星形成率密度) が上昇し赤方偏移 3~ の間に最盛期を迎えて、赤方偏移 1 から現在までの約 80 億年の間に 1/10 にまでに SFRD が減少してきたことが知られている。

近傍宇宙の銀河に対する環境効果も広範囲にわたって研究されており、銀河密度が増加するにつれ星形成率 (SFR) や比星形成率 (sSFR) が減少し、星形成銀河の割合も減少することが知られている。この結果は、密度が増加するにつれ早期型銀河の数が増加し、晩期型の銀河数が減少する形態-密度関係と一致している。しかしながら、最近の GOODS や DEEP2 の観測的な研究では  $z \sim 1$  において、星形成が銀河の密度に依存しているという研究もある。

今回、 $z < 1$  における sSFR の高い銀河の環境効果の進化を明らかにする事を目的に、最新の COSMOS 測光カタログの解析を行った。この測光カタログは、COSMOS 領域全体にわたるすばる望遠鏡 Suprime-Cam の 12 枚の中帯域フィルター (IA フィルター) の測光値があるため、様々な強輝線天体の選出が可能

になる。今回は、特に多く選出された  $H\beta+[OIII]$  輝線天体について物理量の統計的性質や輝線及び連続スペクトルから見積もられる星形成について述べていく。

## 2 Sample Data and Analysis

今回、 $H\beta+[OIII]$  輝線天体の解析を行うために多重波長の COSMOS カタログ (version 2012; Capak et al. 2007) を用いた。この COSMOS カタログにはすばる望遠鏡の Suprime-Cam に取り付けられた 12 の IA バンドフィルターの測光値が含まれている。IA フィルターの分解能は  $R = \lambda/\Delta\lambda = 20 - 26$ 、12 個の IA フィルターは  $4270 \text{ \AA}$  から  $8270 \text{ \AA}$  の可視波長域を含んでいる (図 1)。

カタログの測光データには CFHTu $^{*i^*}$ 、Subaru Bg'Vr'i'z、12 個の IA バンド、及び UltraVISTA YJHK、Spitzer/IRAC3.6 $\mu$ 、4.5 $\mu$  の測光値が含まれており、IA フィルターで超過した天体を選択することで強輝線天体の選出が可能になる。

カタログの測光値から EAZY を用いて、IAband を超過した輝線の種類を特定し、GALAXEV (Bruzual

& Charlot 2003) を用いて SEDfitting が行われた。今回の用いたカタログでは、赤方偏移が約  $0.0181 < z_{\text{ph}} < 4.318$  の輝線天体を含んでおり、その赤方偏移の範囲の輝線天体における物理量の統計結果を示す。その中でも SED のフィッティングの信頼のできる  $\chi^2_{\nu} \leq 0.5$  を満たす輝線天体を選出し、特に多く選出された  $\text{H}\beta + [\text{OIII}]$  輝線天体に対して SEDfitting から推測される星生成率などについても考察した。

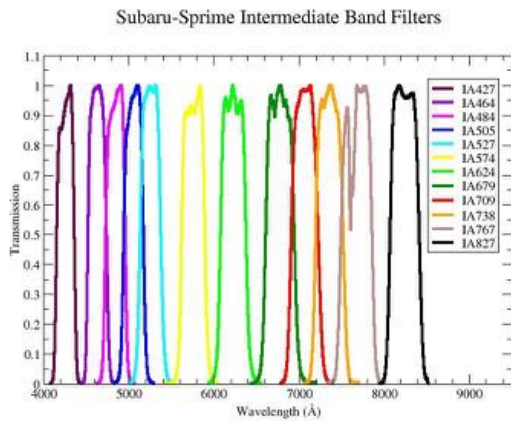


図 1: Subaru-SuprimeIA バンドフィルター (Taniguchi et al. 2015)

### 3 Results

今回のカタログ中で赤方偏移が約  $0.0181 < z_{\text{ph}} < 4.318$  の範囲の輝線天体は天体は 4734 天体存在した。4734 の輝線天体の赤方偏移の分布は以下のようになった (図 2)。

GALAXEV(Bruzual & Charlot 2003) による SEDfitting に対する  $\chi^2_{\nu}$  の分布を図 4 に示す。今回は輝線天体の内、SEDfitting の信頼できる基準として  $\chi^2_{\nu} \leq 0.5$  を設けて、輝線天体を選別した。結果、166 の輝線天体得られ選出された天体の内、 $\text{H}\beta + [\text{OIII}]$  輝線天体が 153 個、 $\text{H}\alpha + [\text{NII}]$  輝線天体が 12 個、 $[\text{OII}]$  輝線天体が 4 個、 $\text{MgII}$  輝線天体が 2 個であった。赤方偏移は  $0.121 \leq z_{\text{ph}} \leq 0.974$  の範囲であった。また、静止系の等価幅は  $53 \text{ \AA} \leq EW_0 \leq 687 \text{ \AA}$  であり、特に  $100 \text{ \AA}$  以上の天体が 136 天体、 $300 \text{ \AA}$  以上

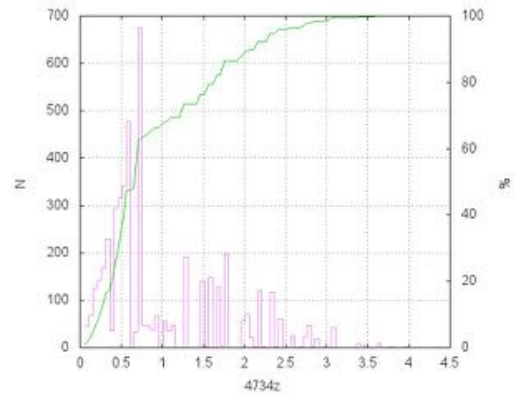


図 2: 4734 輝線天体の赤方偏移  $z$  の分布

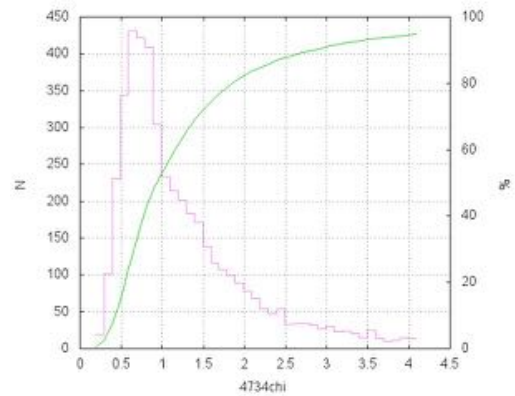


図 3: 4734 輝線天体の SEDfitting の  $\chi^2_{\nu}$  分布

の天体が 11 天体、 $500 \text{ \AA}$  以上の天体が 3 天体で含まれていた。

以下では、特に多く選出された  $\text{H}\beta + [\text{OIII}]$  輝線天体に対して解析によって得られた結果を記していく。 $\text{H}\beta + [\text{OIII}]$  輝線天体に対する SEDfitting により、天体の星質量や星生成率、年齢などの諸天体量が得られるが、図 5 は縦軸に単位時間当たりの星質量、横軸に星質量の相関を示したものである。特徴として星生成率と星質量の間で天体の二極化の特徴がみられる。二極化に対する原因や詳細については、今回は議論しない。

### 4 Discussion

今回、 $\text{H}\beta + [\text{OIII}]$  の周辺環境を評価するために、HST の ACS のイメージを用いて目視検査を行っ

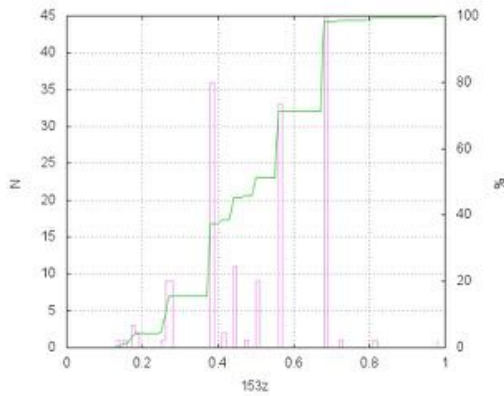


図 4:  $H\beta+[OIII]$  輝線天体の赤方偏移  $z$  の分布

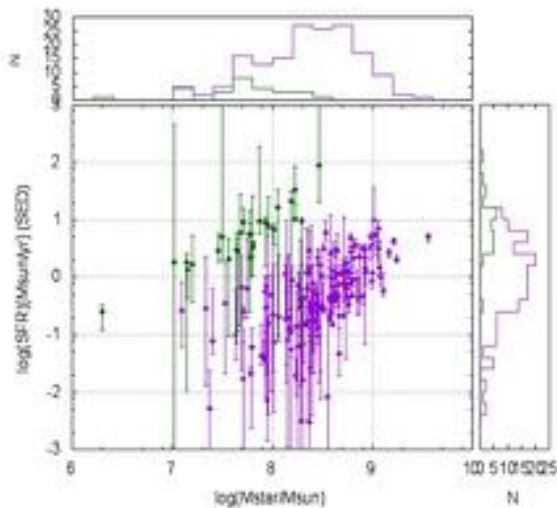


図 5: 星質量と星生成率 (SFR) の相関  
相関の二極化を緑色、及び紫色で分別した

た。手順として図 6 のような輝線天体の周りに半径 30kpc(赤円) を設け、明らかに相互作用を行っていると考えられる天体を選別し、 $H\beta+[OIII]$  輝線天体の  $EW_0$  を評価した。結果、明らかに孤立している天体との  $EW_0$  輝線天体との比較を行ったが差異は見られなかった。しかしながら、今回の周辺環境の評価の仕方は非常に恣意的であり、正確に周辺天体と  $EW_0$  などの量を評価できていると考えるのは困難である。今後の改善点、および評価方法として輝線天体の周囲に対して、近傍の天体に対する表面密度を評価する方法 (Dressler 1980)、また 2 点相関関数を用いた評

価方法 (M.I. Takahashi et al. 2007) を用いていきたいと考えている。

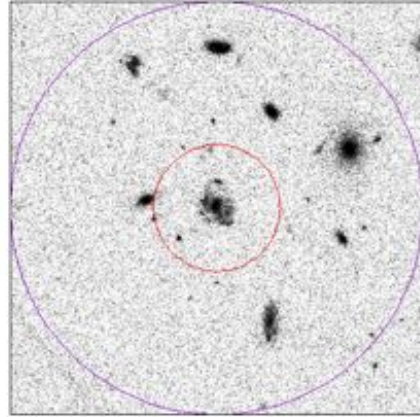


図 6: 相互作用を行っていると考えられる輝線天体  
赤色が半径 30kpc 紫色が半径 100kpc

## 5 Summary

最新の IA バンドの測光値を含む COSMOS の測光カタログを用いて、 $0.0181 < z_{ph} < 4.318$  の輝線天体の統計量を解析した。中でも、 $H\beta+[OIII]$  輝線天体が数多く含まれており、153 の  $\chi^2_\nu < 2$  を満たす輝線天体を選別した。SEDfitting による星質量と星生成率の相関より、二極化している傾向があることが分かった。また、相互作用している天体としていない天体に対する  $EW_0$  の評価をしたが現段階の方法では差異は得られなかった。改善点として、今後さらに定量的に周辺環境を正確に評価する点が挙げられた。

## Acknowledgement

指導教官である村山卓様、共同でデータ解析を進めて議論した同期の平野洸様、COSMOS のカタログを提供、及びご指導頂いた宇宙進化研究センターの皆様にご感謝を申し上げます。

## Reference

Y.Ideue,T.Nagao,&Taniguchi et al.2009, Apj, 700, 971

Dressler,A. 1980, ApJ, 236, 351

Y.taniguchi, M.Kajisawa, &M.Kobayashi et al.2015,  
PASJ , 67 , 104

M.I. Takahashi , Y.Shioya, & Y.Taniguchi et al.2007 ,  
ApJS, 172, 456

[目次へ](#)

c18

Cosmic Galaxy-IGM HI Relation at  
 $z \sim 2 - 3$  Probed in the  
COSMOS/UltraVISTA

東京大学

M2 向江志朗

# Cosmic Galaxy-IGM HI Relation at $z \sim 2 - 3$ Probed in the COSMOS/UltraVISTA

向江 志朗 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

## Abstract

宇宙の大規模構造とバリオンガス、特に銀河と銀河間物質の広範囲な分布を描くことは、銀河形成における銀河と銀河間物質の間で行われる物質循環理解への手がかりとなる。我々は COSMOS/UltraVISTA 領域 ( $1.62\text{deg}^2$ ) において  $z \sim 2 - 3$  で測光観測された銀河約 13000 天体と SDSS-III の背景クエーサーの分光データを組み合わせた広領域サンプルを構築し、 $z \sim 2 - 3$  での銀河密度超過量と銀河間空間の中性水素 HI ガス (damped Ly $\alpha$  system を除く) 吸収量の空間相関を調べた。その結果、銀河密度超過量と HI ガス吸収量には有意度 90% で相関があることが分かった。これは HI ガスの超過領域で銀河が形成されていることを示唆する。また、宇宙論的流体シミュレーションによる理論モデルを構築し観測と同様の解析を行ったところ、同程度の相関が再現された。更に、観測結果からは銀河密度超過量または HI ガス吸収量が極めて大きい (小さい) 値を示した領域が 4 つ見つかった。観測結果と理論モデルとの比較からこれら 4 つの領域の物理的起源について調べた。

## 1 Introduction

銀河形成を理解する鍵は銀河と大規模構造を含む銀河間空間との間で行われるアウトフローやインフローを介する物質循環にある。例えば銀河での超新星爆発や活動銀河核などからのアウトフローが広く銀河間物質 (Intergalactic medium; IGM) の分布に与える影響、そして IGM からの銀河への物質降着であるインフローが星形成の原料となり銀河進化をもたらす効果が、銀河-IGM 間での物質交換プロセスとして重要視されている。

IGM は希薄で直接的な観測で捉えることが難しい。そのため、クエーサーや明るい銀河といった背景光源の分光スペクトルに現れる Ly $\alpha$  forest と呼ばれる中性水素 (HI) ガス吸収線と重元素ガスの吸収線で調べられる。これまで背景クエーサーの視線周囲に限って行われた分光探査により銀河と銀河間空間の中性水素および重元素ガスの関係が調べられ、銀河からガスまでの距離とガス吸収量には相関があることが示された (e.g., Adelberger et al. 2003, Rakic et al. 2012; Crighton et al. 2011)。ただしクエーサーは個数密度が低いため、これらの研究では 3 次元構造は調べられていない。一方でクエーサーより

個数密度の高い背景銀河を用いた分光探査により銀河と HI ガスの 3 次元構造を明らかにする研究が可能となった (e.g., Lee et al. 2014, 2016)。しかし、これらの観測研究は  $1\text{deg}^2$  程度の範囲に留まる。大規模構造における物質循環を調べるためには、これを超えたスケールで銀河-IGM 関係を探る必要がある。

そこで我々は、大規模構造を含む広領域 ( $> 1\text{deg}^2$ ) での銀河密度と銀河間空間の HI ガス分布に注目し、銀河密度超過量と HI ガス吸収量の大域的な空間相関を調べた。このような広領域サンプルを用いることで初めて原始銀河団・フィラメント・ボイドなどの大規模構造を含めた解析が可能となる。

## 2 Data

### 2.1 Galaxy Samples

我々は COSMOS/UltraVISTA 領域 ( $1.62\text{deg}^2$ ) において測光観測された銀河 (Muzzin et al. 2013a) を使用した。このデータは  $K_s$  バンドで選ばれた銀河で構成されている。COSMOS/UltraVISTA 領域で銀河密度超過領域を調べた Chiang et al. (2014) の

selection criteria にしたがって  $z \sim 2-3$  で測光観測された  $K_s < 23.4$  の銀河を約 13,000 個を選択した。

## 2.2 Background Quasar Samples

COSMOS/UltraVISTA 領域 ( $1.62\text{deg}^2$ ) をカバーする背景光源として SDSS-III のクェーサー分光データを利用した。我々はクェーサー分光カタログ BOSS DR9 Ly $\alpha$  forest sample (Lee et al. 2013) のスペクトルを主に使用した。このカタログは SDSS-III で観測されたクェーサーの全てを含んではいないため、BOSS DR12 と SDSS DR12 から分光スペクトルを取得して補った。Ly $\alpha$  forest を調べる波長域は Ly $\beta$  forest との混在とクェーサー近傍領域の影響 (proximity effect) を避けるために、クェーサー分光データの Ly $\alpha$  輝線と Ly $\beta$  輝線の間となる、静止系で  $1041-1185\text{\AA}$  とした。この波長域に基づき、 $2 < z < 3$  の Ly $\alpha$  forest を調べるために  $2.15 < z < 3.67$  の背景クェーサーを選択した。背景クェーサーのスペクトルに broad absorption line (BAL) がみられるスペクトルを取り除き、最終的に 9 本のクェーサー分光スペクトルを解析に用いた。

## 3 Methods

### 3.1 Galaxy Overdensity

我々は Ly $\alpha$  forest の吸収線が観測された領域での銀河密度超過量を計算した。銀河密度超過量  $\delta_{\text{gal}}$  はクェーサー視線に沿ったシリンダーを用いて以下の式で計算した。

$$\delta_{\text{gal}} \equiv \frac{n_{\text{gal}}(z)}{\bar{n}_{\text{gal}}(z)} - 1 \quad (1)$$

ここで  $n_{\text{gal}}$  ( $\bar{n}_{\text{gal}}$ ) はシリンダー内の銀河 (平均) 密度である。シリンダーの半径は  $r = 5'$ 、長さは測光的赤方偏移の不定性幅  $\sigma_z = 0.025(1+z)$  とした。

### 3.2 Ly $\alpha$ forest absorptions

Ly $\alpha$  forest の吸収線を調べる際、銀河の寄与と考えられる damped Ly $\alpha$  吸収がみられるスペクトルを

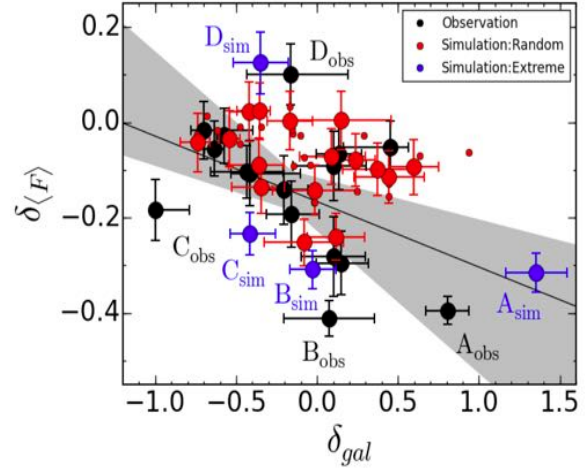


図 1: 銀河密度超過と HI 吸収度の関係。黒は観測結果、赤はシミュレーション、青は  $\delta_{\text{gal}}$  と  $\delta_{\langle F \rangle}$  の値が極めて大きい (小さい) ものの再現結果。

解析から取り除いた。背景クェーサー分光データの連続光成分は MF-PCA (Lee et al. 2012) を用いてフィッティングを行い、フラックスを連続光で規格化した。スペクトルを密度超過量計算のためのシリンダー幅でビンニングした。Ly $\alpha$  forest を調べる波長域 (静止系で  $1041-1185\text{\AA}$ ) 内でシリンダーを並べた後、Ly $\alpha$  forest の吸収量を計算し、銀河の密度超過量  $\delta_{\text{gal}}$  を測定した。更に、それぞれのシリンダーで Ly $\alpha$  forest の吸収量から Ly $\alpha$  forest fluctuation  $\delta_{\langle F \rangle}$  を求めた。 $\delta_{\langle F \rangle}$  は以下の式で表される。

$$\delta_{\langle F \rangle} \equiv \frac{\langle F \rangle_{dz}}{F_{\text{cos}}(z)} - 1 \quad (2)$$

ここで、 $F_{\text{cos}}(z)$  は cosmic な Ly $\alpha$  forest 平均フラックスである。我々は  $F_{\text{cos}}(z)$  に、以下の Faucher-Giguère et al. (2008) による観測結果を用いた。

$$F_{\text{cos}}(z) = \exp[-0.001845(1+z)^{3.924}] \quad (3)$$

## 4 Results

各シリンダーで測定された  $\delta_{\text{gal}}$  と  $\delta_{\langle F \rangle}$  を図 1 に黒でプロットした。 $\delta_{\langle F \rangle}$  は負の値をとるほど吸収量が大きいことを示す。図 1 より銀河の密度超過量と HI

ガス吸収の強さの間には弱い空間相関があることが分かった。これは HI ガスの超過領域で銀河が形成されていることを示唆する。我々は Spearman's の順位相関係数  $\rho_{\text{obs}}$  を用いて相関の強度を調べたところ、 $\rho_{\text{obs}} = -0.39$  (有意度 90%) を得た。

## 5 Simulations

観測結果の銀河密度超過と HI ガスの空間相関を確かめるために、我々は RAMSES コード (Teyssier 2002) を用いた宇宙論的流体シミュレーションを行った。シミュレーションの詳細は、Mukae et al. (2016) に示した。本節では、構築した理論モデルについて簡単に説明する。計算は  $512^3$  グリッドで一辺が  $80h^{-1}\text{cMpc}$  の box ( $z = 2.4 - 2.5$ ) で行った。 $512^3$  個のダークマター粒子 (mass resolution  $3.16 \times 10^8 M_{\odot}$ ) を用いた。UV 背景光モデルとして Haardt & Madau (1996) を使い、計算には電離平衡を仮定して optically thin limit を適用した。ダークマターハローは HOP アルゴリズム (Eisenstein & Hut 1998) から定めた。Mock galaxy は stellar-to-halo mass ratio (SHMR) からアバダンスマッチング (e.g., Behroozi et al. 2013) により与えた。Mock galaxy の個数と星質量関数は COSMOS/UltraVISTA での観測結果 (Muzzinet al. 2013a, 2013b) に合わせている。Mock スペクトルは Ly $\alpha$  forest の吸収が fluctuating Gunn-Peterson approximation (e.g., Becker et al. 2015) で与えられるものとして作成した。Ly $\alpha$  forest 平均フラックスは Faucher-Giguère et al. (2008) の観測結果にスケールを合わせている。

我々は観測と同様の解析を行い、各シリンダーで測定された  $\delta_{\text{gal}}$  と  $\delta_{\langle F \rangle}$  を図 1 に赤でプロットした。観測結果のシリンダー数と同じ数のシリンダーをランダムに選び出した結果、同程度の弱い相関 (有意度 90%) が再現された。

## 6 Discussion

観測とシミュレーションの結果から、銀河の密度超過量と Ly $\alpha$  forest の吸収量には相関があることが

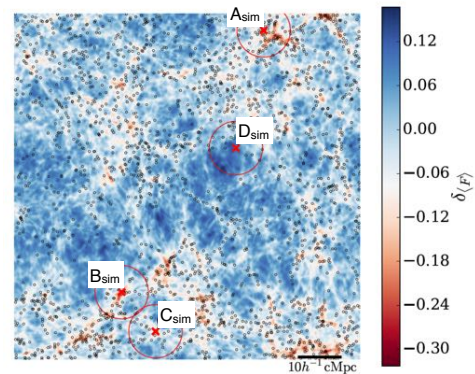


図 2: シミュレーションで作成したスカイマップ。黒丸は mock galaxy の分布。背景コントアのスケールは Ly $\alpha$  forest の吸収量に対応する。

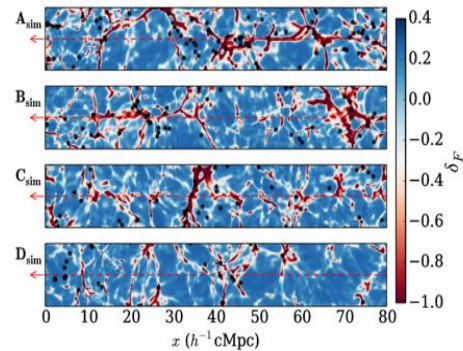


図 3: 各視線上の mock galaxy と HI ガスの分布。

わかった。更に、観測結果には  $\delta_{\text{gal}}$  と  $\delta_{\langle F \rangle}$  の値が極めて大きい (小さい) もの (図 1:  $A_{\text{obs}} - D_{\text{obs}}$ ) が見つかった。これらの物理的起源を調べるためシミュレーションの理論モデルで銀河-HI ガス分布図を作成 (図 2) し、それぞれ再現する背景光源の視線を探した (図 1:  $A_{\text{sim}} - D_{\text{sim}}$ )。観測と理論モデルの比較により、各視線が以下を貫いているという示唆を得た (図 3)。

- $A_{\text{obs}}$ : 銀河の密度超過領域 (原始銀河団)
- $B_{\text{obs}}$ : ガスフィラメント
- $C_{\text{obs}}$ : ボイド領域
- $D_{\text{obs}}$ : ガス低密度領域

これらは銀河形成が大規模構造のフィラメントで行なわれている描像 (Mo et al. 2010) に無矛盾である。

## 7 Summary

COSMOS/UltraVISTA 領域  $1.62\text{deg}^2$  において測光観測された銀河約 13,000 天体と広領域をカバーする背景光源として SDSS-III のクエーサーの分光データを組み合わせ、 $z \sim 2-3$  における銀河密度超過量と HI ガス吸収量の大域的な空間相関を調べた。観測とシミュレーションの両方から弱い相関 (有意度 90%) を確認した。観測結果で見つかった銀河密度超過量または HI ガス吸収量が極端に大きい (小さい) ものについては、それぞれ理論モデルとの比較から、大規模構造における銀河-HI ガス分布の示唆を得た。

## Reference

- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Shapley, A. E., & Pettini, M. 2003, ApJ, 584, 45
- Becker, G. D., Bolton, J. S., & Lidz, A. 2015, PASA, 32, e045
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- Chiang, Y.-K., Overzier, R., & Gebhardt, K. 2014, ApJL, 782, L3
- Crighton, N. H. M., Bielby, R., Shanks, T., et al. 2011, MNRAS, 414, 28
- Eisenstein, D. J., & Hut, P. 1998, ApJ, 498, 137
- Faucher-Giguère, C.-A., Prochaska, J. X., Lidz, A., Hernquist, L., & Zaldarriaga, M. 2008, ApJ, 681, 831
- Haardt, F., & Madau, P. 1996, ApJ, 461, 20
- Lee, K.-G., Hennawi, J. F., White, M., et al. 2016, ApJ, 817, 160
- Lee, K.-G., Hennawi, J. F., Stark, C., et al. 2014, ApJL, 795, L12
- Lee, K.-G., Bailey, S., Bartsch, L. E., et al. 2013, AJ, 145, 69
- Lee, K.-G., Suzuki, N., & Spergel, D. N. 2012, AJ, 143, 51
- Mukae, S. and Ouchi, M. and Kakiichi, K., et al. 2016, ArXiv e-prints, arXiv:1605.00379
- Muzzin, A., Marchesini, D., Stefanon, M., et al. 2013a, ApJS, 206, 8
- Muzzin, A., Marchesini, D., Stefanon, M., et al. 2013b, ApJ, 777, 18
- Mo, H., van den Bosch, F. C., & White, S. 2010, Galaxy Formation and Evolution (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- Rakic, O., Schaye, J., Steidel, C. C., & Rudie, G. C. 2012, ApJ, 751, 94
- Teyssier, R. 2002, A&A, 385, 337

[目次へ](#)

c19

宇宙背景放射の観測で探る銀河形成

東京大学

D3 佐野圭

## 宇宙背景放射の観測で探る銀河形成

佐野 圭 (東京大学大学院理学系研究科)

### Abstract

宇宙背景放射は通常の銀河に加え、銀河系外から来るあらゆる放射を含むため、宇宙の進化を探るうえで重要な観測量である。近赤外線における以前の研究では、銀河系内の星の積算光と、銀河系内のダストによる散乱光、熱放射成分である銀河系内拡散光の評価が不十分であり、宇宙背景放射測定における不定性が大きかった。そこで、我々は Cosmic Background Explorer (COBE) 衛星に搭載された Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE) によって得られた全天マップの再解析を行った。Two Micron All-Sky Survey (2MASS) や Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) のカタログを用いて、星の積算光を正確に計算するとともに、銀河系内拡散光を定量的に評価することで、等方的な放射成分を検出した。その値は既知の銀河の積算光の数倍に達しており、ブレーザーから来るガンマ線観測から得られる宇宙背景放射の上限値も超過する。したがって、等方放射成分のすべてが銀河系外起源であるとは考えにくく、太陽系や銀河系などの近傍宇宙に起源を持つ可能性がある。

## 1 Introduction

銀河や宇宙の進化を明らかにするうえで、個々の銀河の観測は不可欠だが、その方法で探査できるのは比較的明るい銀河に限られる。それ以外の暗い銀河や遠方の銀河を包括的に探査するためには、それらすべての放射を含む宇宙背景放射の観測が有用である。宇宙背景放射とは、銀河系外から来るあらゆる放射の積算であり、銀河間物質、初代星、素粒子の崩壊に由来する放射も含まれる可能性があるため、通常銀河以外の未知なる放射を探査するうえでも有用である。

宇宙背景放射を測定するためには、空の輝度から前景放射成分を除去する必要がある。紫外線から近赤外線の波長域においては、前景放射成分として黄道光 (惑星間ダストによる太陽光の散乱、熱放射)、銀河系内拡散光 (星間ダストによる星光の散乱、熱放射)、銀河系内の星の積算光がある。近赤外線における以前の研究では、星の積算光の評価が不十分であり、銀河系内拡散光を検出できなかったことに加え、宇宙背景放射の測定値も不定性が大きかった。その原因として、星の積算光をスターカウントのモデルで評価したことによる大きな不定性が挙げられる。実際のスターカウントに対してモデルは 10%程度過大評価していることが指摘されていた。

これらの問題点を解決するために、我々は Cosmic Background Explorer (COBE) 衛星の観測装置 Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE) によって得られた全天マップを用いて、近赤外線宇宙背景放射の再測定を試みた。銀河系内の星のデータとして、Two Micron All-Sky Survey (2MASS) や Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) によって得られた近年の星のカタログを用いて、星の積算光を正確に評価した。その結果、近赤外線の銀河系内拡散光を定量的に評価したうえで、宇宙背景放射が含まれる等方的な放射成分を検出することに成功した。

2章で本研究で行った解析を簡単に示し、その結果得られた等方的な放射成分を示す。3章で本研究の結果と以前の研究を比較する。4章で要約と結論を述べる。

## 2 Methods/Results

COBE/DIRBE の全天輝度マップ (図 1) を用いて、近赤外線の 4 バンド (1.25、2.2、3.5、4.9  $\mu m$ ) で、各放射成分 (黄道光、星の積算光、銀河系内拡散光、等方放射成分) の寄与を求める。そのために、輝度モデルとして黄道光+星の積算光+銀河系内拡散

光+等方放射成分という線形結合モデルを考え、最小二乗法により各成分の寄与を求めた。ここで、黄道光は COBE/DIRBE によって作られた黄道光モデル、星の積算光は 2MASS、WISE によって得られたカタログを用いて評価した。また、銀河系内拡散光は遠赤外線のだスト放射と相関することが予想されるため、 $100\ \mu\text{m}$  だスト放射と一次相関するモデルを仮定した。等方放射成分には宇宙背景放射の成分が含まれる。

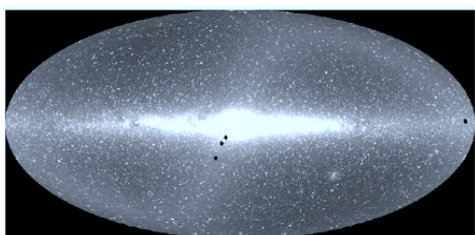


図 1: COBE/DIRBE の  $1.25\ \mu\text{m}$  における全天マップ。銀河座標でのモルワイデ図法による投影。

図 2 で  $1.25\ \mu\text{m}$  における以前の研究の再現 (パネル (a)) と、本研究で得られた結果 (パネル (b)) を比較する。星の積算光をスターカウントモデルにより評価したパネル (a) では、 $100\ \mu\text{m}$  だスト放射と相関する成分である銀河系内拡散光を抽出できていないのに対し、2MASS の点源カタログを用いたパネル (b) では、 $100\ \mu\text{m}$  放射と一次相関する成分として銀河系内拡散光が抽出されていることを示す。この相関は他の  $2.2$ 、 $3.5$ 、 $4.9\ \mu\text{m}$  バンドにおいても検出された。それと同時に  $100\ \mu\text{m}$  放射が 0 になる y 切片の値として等方放射成分を導出した。近赤外線の 4 バンドにおいて得られた等方放射成分の値を図 3 の赤丸に示す。

### 3 Discussion

図 3 において、本研究で得られた等方放射成分と他の研究を比較する。 $1.25$ 、 $2.2\ \mu\text{m}$  においては、等方放射成分は系外銀河の積算光の数倍に達する。ま

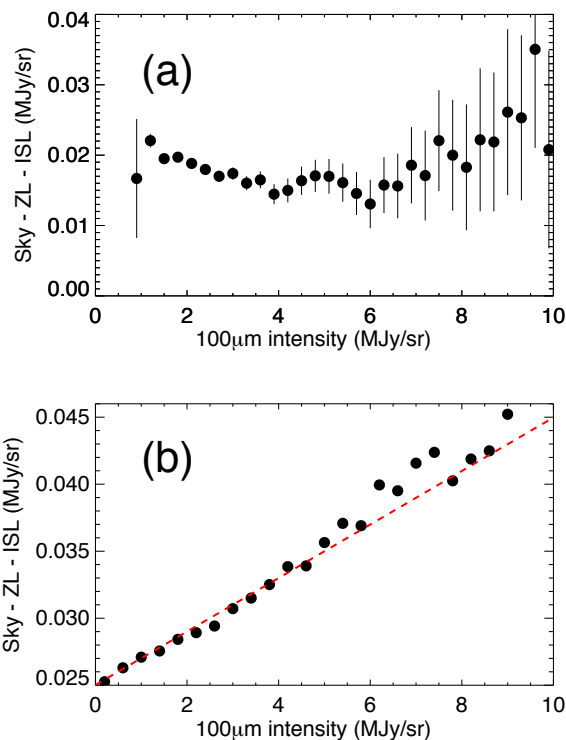


図 2:  $100\ \mu\text{m}$  だスト放射 (横軸) と、DIRBE の  $1.25\ \mu\text{m}$  における空の輝度-黄道光-星の積算光=銀河系内拡散光+等方放射成分 (縦軸) との相関関係。星の積算光の評価において、以前の解析 (パネル (a)) ではスターカウントのモデルを用いているのに対し、本研究 (パネル (b)) では 2MASS の星のデータを用いている。 $100\ \mu\text{m}$  だスト放射が 0 となる切片が等方放射成分の輝度を表す。

た、ブレーザーの高エネルギーガンマ線の観測からは、ガンマ線と宇宙背景放射の光子の対生成現象によるガンマ線の減衰を利用することで、宇宙背景放射に上限が与えられているが、その制限も超過している。したがって、等方放射成分のすべてが銀河系外起源であるとは考えにくく、太陽系や銀河系など近傍宇宙に等方的な放射成分が存在する可能性がある。

例えば太陽系内では、黄道光の等方放射成分の寄与がありうる。本研究で用いた従来の黄道光モデルは、黄道光の季節変動する放射のみを再現するモデルであり、等方的な放射成分を考慮していない。つまり、黄道光に等方的な放射成分が存在したとして

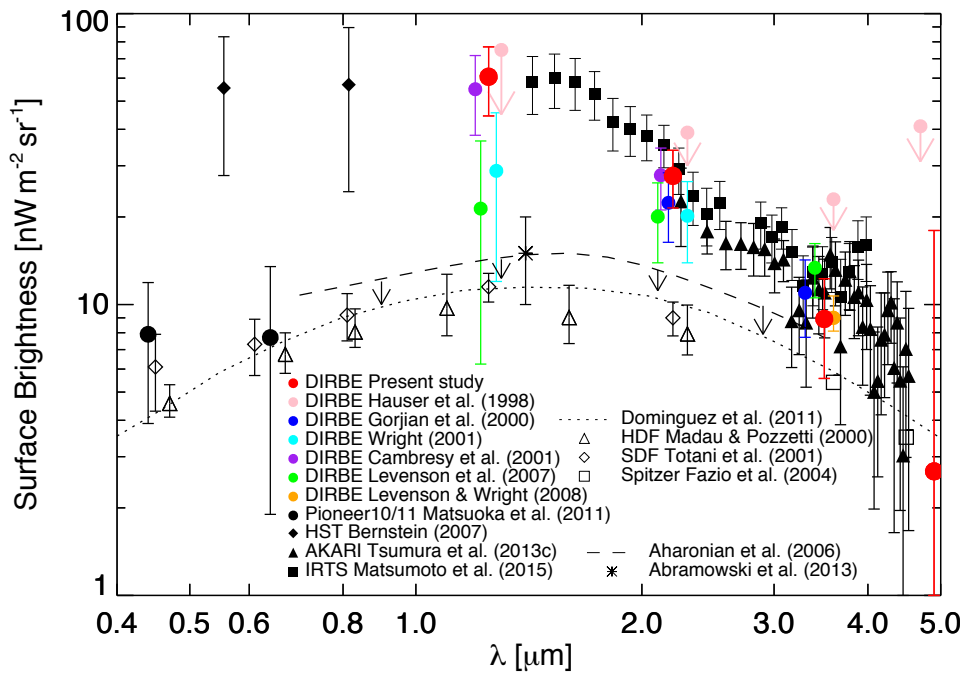


図 3: 可視光から近赤外線における宇宙背景放射の観測値。赤丸が本研究の結果。塗りつぶされたシンボルが空の輝度から前景放射を除去して得られた値、白抜きシンボルと点線が系外銀河の積算光の値を表す。破線とアスタリスクはブレーザーガンマ線の観測によって得られた宇宙背景放射の上限値。

も、その寄与が不明である。しかし、地球軌道からそのような等方放射成分を検出することは困難であり、地球軌道を離れた場所からの観測が必要となる。

高エネルギーガンマ線観測から得られる宇宙背景放射の上限値も超過するため、すべてが銀河系外起源であるとは考えにくい。したがって、近傍宇宙に大きな等方放射成分が存在する可能性がある。

## 4 Summary & Conclusion

近赤外線における宇宙背景放射を測定するために、以前の研究では評価が不十分だった銀河系内の星の積算光と銀河系内拡散光の再評価を行った。星の積算光を正確に評価するために、2MASS と WISE によって得られた星のカタログを用い、空の輝度のデータとして COBE/DIRBE によって作成された全天マップを用いた。その結果、星の積算光を正確に評価したことにより、以前の研究では検出できていなかった銀河系内拡散光を検出するとともに、等方放射成分を検出した。この等方放射成分は  $1-2\mu\text{m}$  においては系外銀河の積算光の数倍に達し、ブレーザーの

## Reference

- Sano et al. 2015, ApJ, 811, 77
- Sano et al. 2016, ApJ, 818, 72

