

# 遠赤外線の Spectral Energy Distribution による銀河の活動の分類

公地 千尋 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

銀河の活動を調べる有効な手段の 1 つに、銀河の Spectral Energy Distribution (SED) を見る方法がある。SED に関する先行研究には IRAS の 4 バンドのデータを用いたものが多いが、銀河の活動は複雑なためこれだけでは情報量が不足していた。そこで我々は IRAS にくわえ「あかり」のデータを使用し、合わせて 9 バンドのデータを用い、銀河の活動を定量的に解析するために主成分分析を行った。

その結果、(i) 第 1 主成分は赤外フラックスの和と可視フラックスの比、(ii) 第 2 主成分は IRAS と「あかり」のフラックス比、(iii) 第 3 主成分は中間赤外のフラックス比であることが分かった。第 1 主成分は銀河の活動性、第 2 主成分は銀河の大きさを表すパラメータ、第 3 主成分は AGN の活動を表していると解釈できる。したがって、主成分分析は銀河の活動性とエネルギー源を調べる手段として有効である。

## 1 Introduction

銀河の活動には星形成と活動的銀河核 (AGN) とがあり、これらの活動はしばしば厚いダストに覆われた領域で行われている。したがって、このダストからの熱放射が銀河の支配的な放射となる。この放射を波長で分解したものが Spectral Energy Distribution (SED) である。この SED から、銀河の活動性及びそのエネルギー源について調べることを試みる。そのための有効な手段のひとつが、異なる波長のフラックス比の相関 (color-color diagram) を調べることである。ただし、従来の研究ではその多くが IRAS の 12, 25, 60, 100  $\mu\text{m}$  のフラックスデータを用いていた (G. Helou 1986)。しかし銀河の活動は複雑であり、そのため IRAS のデータのみでは SED 全体を十分にカバーできないことが問題であった。

そこで、本研究では IRAS の 4 バンドに加え、「あかり」の 9, 18, 65, 90, 140  $\mu\text{m}$  の 5 バンドのフラックスデータを用いて解析を行った。IRAS のデータカタログは IRAS Revised Bright Galaxy Sample (D. B. Sanders et al. 2003) を用い、これらと「あかり」IRC と FIS のデータとで座標マッチングを行い、さらに各銀河の可視光のフラックスを加えたデータセットを作成した。このデータセットから、各波長のフラックスと可視フラックスの比、赤外フラックス同士の比を計算し、解析のパラメータとして設定した。そしてこれらのパラメータを用いて主成分分析を

行い、主要な主成分の表している情報について議論する。

## 2 Methods

### 2.1 Outline

本研究の対象は、IRAS Revised Bright Galaxy Sample (RBGS) (D. B. Sanders et al. 2003) に掲載されている 629 個の近傍銀河とした。これらの銀河に対し、対応する「あかり」FIS, IRC のデータを探すために座標マッチングを行った。さらに各サンプルについて可視光 (V バンド) のフラックスを調べた。最後に、IRAS と「あかり」の両方で点源とみなせるサンプルのみを解析に使用するため、可視光における見かけの半径を指標としてふるいにかけた。これらの作業の後、主成分分析に使用したサンプルは 629 個中 264 個である。以下にその詳細を示す。

### 2.2 Sample Selection

まず、RBGS の全 629 個のサンプルと「あかり」FIS, IRC のサンプルと座標でマッチングを行った。FIS, IRC の位置精度はそれぞれ  $1\sigma = 6\text{arcsec}$  (I. Yamamura et al. 2010),  $3\text{arcsec}$  (H. Kataza et al. 2010) なので、 $\pm 3\sigma$  を基準としてマッチング半径は

FIS は 20arcsec、IRC は 10arcsec とした。マッチングの際に注意した点は次の 2 点である。

- マッチングで複数のサンプルが合致した場合は、より RGBS の座標に最も近いものを一つ選んだ。
- RGBS で 1 つの天体として扱われているが、IRC・FIS では 2 天体に分解されている天体では、あかりの 2 天体のフラックスの和を RGBS に対応するフラックスとして用いた。

629 個のサンプル中、9 バンドすべてのデータが揃っているのは 369 個であった。

さらに、これら 369 個のサンプルについて V バンドのフラックスを調べた。参照したカタログは、IRAS Bright Galaxy Sample(BGS)(B. T. Soifer et al. 1987), IRAS BGS Part II(D. B. Sanders et al. 1995), New General Catalogue(NGC), Index Catalogue(IC)(J. L. E. Dreyer 1888) である。ここで V バンドフラックス (V バンドの見かけの等級) のデータが見つかったのは 323 個であった。

この 323 個から、広がり大きい銀河を除いた。除く銀河の大きさの基準として、Third Reference Catalogue of Bright Galaxies(RC3)(H. G. Corwin Jr. et al. 1994) にある D25 を用いた。RC3 に D25 のデータがあったものは 323 個中 275 個であった。D25 は 1arcsec 四方の surface brightness が B 等級で 25 等となる半径を表したもので、単位は 0.1arcmin である。この D25 は、銀河のみかけの大きさの指標となる。今回、サンプルの選択には D25 の常用対数  $\log D25$  を用い、 $\log D25 \geq 2$  のものを広がり大きい銀河とした。この条件に当てはまるサンプルを除くと、残りは 264 個となった。

この 264 個のデータ・セットから計算されたパラメータを主成分分析に用いた。

### 2.3 Principle Component Analysis

主成分分析とは、多くの変数を持つデータについてその情報をなるべく損なわずに低次元化することで、データが持つ情報の解釈を容易にする手法である。線形解析である主成分分析では、データの各成分を線形結合した主成分ベクトル (principal component

vector) を新たな評価対象とする。例えば、K 個の変数  $n_1, n_2, \dots, n_K$  を持つデータであれば、これらの変数をそれぞれ固有ベクトル  $\vec{n}_1, \vec{n}_2, \dots, \vec{n}_K$  とみなして次式のように K 個の主成分が定義できる。

$$\text{第 1 主成分} : \vec{M}_1 = a_1 \vec{n}_1 + a_2 \vec{n}_2 + \dots + a_K \vec{n}_K$$

$$\text{第 2 主成分} : \vec{M}_2 = b_1 \vec{n}_1 + b_2 \vec{n}_2 + \dots + b_K \vec{n}_K$$

⋮

$$\text{第 K 主成分} : \vec{M}_K = k_1 \vec{n}_1 + k_2 \vec{n}_2 + \dots + k_K \vec{n}_K$$

主成分は、データを射影した時の分散が最大となるような軸として求める。分散の大きさは情報量の多さであり、分散が大きいつきは各データの固体系差がよく表れているため、情報量が多いといえるからだ。K 次元空間には軸が K 本あるが、そのうち 1 つをデータの分散が最も大きい方向にとり、これを第 1 主成分とする。以下、軸方向の分散が大きい順に第 2, 3, ..., K 主成分とする。このようにすると、各主成分は直交するため独立であり、それぞれ独自の情報を持つようになる。

主成分分析で主成分の他に扱う量は 3 つある。1 つ目は、固有ベクトル (eigenvalue) で、これはその主成分が元データの情報をどれくらい保持しているかを示す量である。固有値は個々のデータについて主成分ベクトルの方向について情報量の総和であり、元の変数の分散が 1 の時、元データの変数いくつ分の情報量を有しているかを表す値である。2 つ目は寄与率 (contribution ratio) で、これは全情報中その主成分がどれだけの割合を占めるかをあらわす指標である。3 つ目は累積寄与率 (cumulative contribution ratio) で、これは寄与率を降順に足しあわせた量である。

今回の主成分分析では、次ページ表 1 の 15 種類の変数を用いた。 $F_V$  は V バンドのフラックスを表す。これらのうち、独立変数は  $F(9\mu) \sim F(140\mu)$  の 9 バンドと  $F_V$  の合わせて 10 個である。また、15 種類の変数のうち独立なものは表 1 左列の 9 つである。9 バンドのフラックスを  $F_V$  で割っているのは、フラックスの距離依存性をなくし示強変数として扱うためである。

表 1: 主成分分析に用いたパラメタ。

$F(9\mu)/F_V$	$F(60\mu)/F(65\mu)$
$F(18\mu)/F_V$	$F(100\mu)/F(90\mu)$
$F(65\mu)/F_V$	$F(18\mu)/F(9\mu)$
$F(90\mu)/F_V$	$F(140\mu)/F(90\mu)$
$F(140\mu)/F_V$	$F(25\mu)/F(12\mu)$
$F(12\mu)/F_V$	$F(100\mu)/F(60\mu)$
$F(25\mu)/F_V$	
$F(60\mu)/F_V$	
$F(100\mu)/F_V$	

### 3 Results

前節で準備したサンプルを用い、表 1 に示したパラメタについて主成分分析を行った。その結果、主要な主成分は次表のようになった。

図 1: 第 1~第 3 主成分の主成分負荷量と寄与率。

principal component loadings	1 <sup>st</sup> principal comp.	2 <sup>nd</sup> principal comp.	3 <sup>rd</sup> principal comp.
$F(9\mu)/F_V$	-0.883148	0.2889086	-0.213853
$F(18\mu)/F_V$	-0.938089	0.0823257	0.0395696
$F(65\mu)/F_V$	-0.944443	0.1359611	0.0971596
$F(90\mu)/F_V$	-0.962228	0.2059386	-0.009513
$F(140\mu)/F_V$	-0.938649	0.2664793	-0.092534
$F(12\mu)/F_V$	-0.91412	0.2536818	-0.133178
$F(25\mu)/F_V$	-0.959318	0.0823036	0.0997035
$F(60\mu)/F_V$	-0.967832	0.1582244	0.0722795
$F(100\mu)/F_V$	-0.94771	0.2504699	-0.023789
$F(60\mu)/F(65\mu)$	0.312854612	0.60518	0.6276065
$F(100\mu)/F(90\mu)$	0.353131	0.7214333	0.546922
$F(18\mu)/F(9\mu)$	-0.381961	-0.513468	0.6568312
$F(140\mu)/F(90\mu)$	0.4627448	0.7130274	-0.006395
$F(25\mu)/F(12\mu)$	-0.50639	-0.60186	0.4639238
$F(100\mu)/F(60\mu)$	0.4400809	0.7623373	-0.080422
eigenvalue	8.9823485	2.9832118	1.4450343
contribution ratio	59.882324	19.888079	9.6335619
cumulative contribution ratio	59.882324	79.770402	89.403964

図 1 において、各主成分について寄与の大きい主成分負荷量をオレンジの枠で囲ってある。第 1 主成分は各波長のフラックスの和と可視光フラックスの比を表しており、全情報量のうち最も多くを担っている成分である。第 2 主成分は、赤外フラックスの比の主成分負荷量が多い。第 3 主成分は  $F(60\mu)/F(65\mu)$ ,  $F(100\mu)/F(90\mu)$ ,  $F(18\mu)/F(9\mu)$  が寄与の大きい成分となっている。

### 4 Discussion

第 1 主成分は銀河の可視光に対する赤外放射の強さをあらわしていると解釈できる。これらは星形成や AGN 活動で放射される可視・紫外光に由来する。この光を周囲のダストが吸収し、温められたダストは赤外線を放射する。つまり銀河からの赤外放射の多さは星形成や AGN の活動の激しさを表していると言える。

次に第 2 主成分について、 $F(60\mu)/F(65\mu)$  と  $F(100\mu)/F(90\mu)$  に注目する。これらはそれぞれ分母が「あかり」、分子が IRAS のバンドのフラックスであり、分母と分子で波長が近いものとなっている。IRAS のビーム径は 2 – 5arcmin, 「あかり」のビーム径は 0.5 – 0.9arcmin であり、IRAS の方が大きい (W. Jeong et al. 2007)。そのため、コンパクトな銀河であれば IRAS・「あかり」の両方でその全体を捉えることができるが、大きな銀河は IRAS では全体を見ているにもかかわらず「あかり」では部分しか見ていない、といったことが起こる。このとき、「あかり」より IRAS の方が波長が近いにもかかわらず大きなフラックス値になる。図 2 は  $F(60\mu)/F(65\mu)$  を横軸、 $F(100\mu)/F(90\mu)$  を縦軸にとったサンプルの散布図である。図中で、NGC4260 や Mrk231 といったコンパクトな銀河は原点近くに、M108 や M58 といった大きな銀河は原点から離れたところに位置しているのが分かる。この図からも、第 2 主成分は銀河の大きさを表す成分であると解釈できる。

Correlation between  $\log F(60u)/F(65u)$  and  $\log F(100u)/F(90u)$

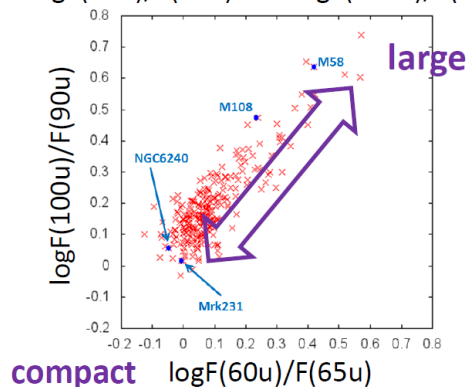


図 2:  $F(60u)/F(65u)$  と  $F(100u)/F(90u)$  の散布図。

最後に第 1 主成分と第 3 主成分について考察する。図 3 は、第 1 主成分と第 3 主成分それぞれの中で最も寄与の大きいパラメタを軸にとった散布図である。第 1 主成分は  $F(90\mu)/F_V$ 、第 3 主成分は  $F(18\mu)/F(9\mu)$  が最も寄与が大きい (図 1 参照)。横軸を見ると、星形成活動の盛んな Arp293 は右側に、NGC4579 などの比較的活動性の低い銀河は左側に位置している。このことから、第 1 主成分は銀河の活動性を表していると考えられる。縦軸を見ると、Arp293 は下部に、AGN の活動が盛んな Mrk231 や NGC6240 は上部に位置している。したがって、第 3 主成分は AGN の活動性を表していると解釈できる。

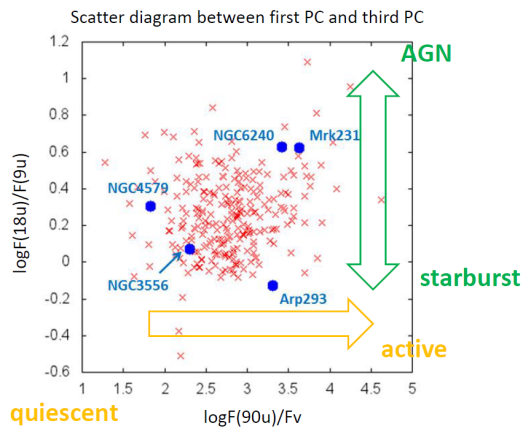


図 3:  $F(90\mu)/F_V$ (~第 1 主成分) と  $F(18\mu)/F(9\mu)$ (~第 3 主成分) の散布図。

このように、主成分中のパラメタの相関図や主成分同士の散布図を描くことでそれらの主成分がどのような情報を持っているかを探ることができる。

## 5 Summary

銀河の SED を調べることは、その活動を知るための良い方法の 1 つである。これらの研究では IRAS の 4 バンドを用いたものが多かったが、銀河の活動を解明するには情報量が不足していた。そこで本研究では、IRAS にあかりのデータを加え主成分分析を行った。

解析に用いるデータの選択には、(i)IRAS のカタログとあかり IRC・FIS のデータとの座標マッチング、

(ii)D25 を用いた広がり大きい銀河の除去の 2 段階を経た。また、それぞれの銀河について V バンドのフラックスも調べた。これらのうち IRAS のデータ・あかりのデータ・V バンドフラックス・D25 のすべてがそろっており、(ii) で除かれなかったサンプルから 15 種のパラメタを計算し、これを主成分分析に用いた。その数は 264 個であった。

解析の結果、(i) 第 1 主成分は赤外フラックスの和と可視フラックスの比、(ii) 第 2 主成分は IRAS とあかりのフラックスの比、(iii) 第 3 主成分は中間赤外のフラックスの比を表していることがわかった。これらはそれぞれ、(i) 銀河の活動性、(ii) 銀河の大きさ、(iii) 銀河の活動への AGN の寄与を表していると解釈できる。このようなことが結果から導けるので、主成分分析は銀河の活動性やエネルギー源を調べるのに有効な手段であると言える。

## Reference

- G.Helou. 1986. ApJ 311:L33-L36
- D. B. Sanders et al. 2003. AJ 126:1607-1664
- AKARI/FIS All-Sky Survey Bright Source Catalogue Version 1.0 Release Note (I. Yamamura et al. 2010)
- AKARI/IRC All-Sky Survey Point Source Catalogue Version 1.0 -Release Note (Rev.1)- (H. Kataza et al. 2010)
- B. T. Soifer et al. 1987. ApJ 320:238-257
- D. B. Sanders et al. 1987. AJ 110, no.5:1993-2008
- Public Access NGC/IC Database, The NGC/IC Project. <http://www.ngcicproject.org/> (accessed 2014-07-25)
- H. G. Corwin Jr. et al. 1994. AJ 108, no.6:2128-2144
- W. Jeong et al. 2007. PASJ 59:S429-S435

## 輻射を考慮した球対称 BH 降着流

篠田 智大 (大阪大学大学院 理学研究科)

### Abstract

ブラックホール (BH) には堅い表面が存在しないため、中性子星や白色矮星等の他のコンパクト天体と異なり、エディントン効率  $\dot{M}_{Edd} = L_E/c^2 (L_{Edd} \equiv 4\pi GMcm_p/\sigma_T)$  よりも大きな降着率で物質を降らせることが出来る。そのような大きな降着率の降着流に対する輻射の影響はよく分かっていない。本研究では、BH 降着流に対する輻射の影響を考察するために、Kafka and Meszaros (1976) の計算を再現した。Kafka and Meszaros (1976) は、輻射圧優勢な定常球対称降着流を考え、単純な拡散近似を用いて輻射の効果を取り入れている。計算を行った結果、今回のモデルで輻射を考慮した降着流は必ず内側で減速しながら亜音速で中心 BH に流入することが分かった。これは、ある半径より内側では必ず拡散より移流の方が優勢になり、輻射のエネルギーがガスとともに内側に運ばれるため、輻射圧による圧力勾配力が大きくなるためであると考えられる。

## 1 Introduction

$10^9 M_\odot$  程度の超大質量 BH(SMBH) を有するクエーサーが  $z \geq 6$  で観測されている (e.g. Mortlock et. al. 2011). しかし、その時期に形成される BH としてはあまりに大きいため、その形成過程が問題となっている。初期宇宙において SMBH を形成するシナリオはいくつか考えられており、その一つが hyper accretion である。これは、エディントン効率よりもはるかに大きな降着率で物質を降らせることにより種 BH を成長させようという考え方である。このように大きな降着率の降着流中では多くの輻射が放出されると考えられるため、降着流に対する輻射の影響に興味がある。そこで今回は、降着流に対する輻射の影響を考察する第一歩として、球対称 BH 降着流の計算 (Kafka and Meszaros 1976) を再現し、その結果の考察を行った。

## 2 Model/Basic equation

定常球対称な降着流を考える。降着流中のエネルギー密度および圧力は輻射優勢とし、ガスによる内部エネルギーや圧力はすべて無視する。ガスと輻射の相互作用は Thomson 散乱のみを考える。光学的に厚い領域と薄い領域の境界での複雑な取り扱いを

避けるため、光学的厚み  $\tau = 2$  となる半径  $r_0$  より外側では光学的に薄く、ガスは輻射圧を感じながら  $v = \sqrt{\frac{GM}{r} \left(1 - \frac{L_0}{L_E}\right)}$  で自由落下するとし、 $r < r_0$  の領域のみを拡散近似を用いて計算する。ただし、 $L_E$  はエディントン光度、 $L_0$  は半径  $r_0$  における正味の光度である。

用いた基礎方程式は以下の通りである。

$$4\pi\rho v r^2 = \dot{M} \quad (1)$$

$$\rho \frac{d}{dr} \left( \frac{v^2}{2} \right) + \frac{dp}{dr} + \frac{GM\rho}{r^2} = 0 \quad (2)$$

$$\dot{M} \frac{d}{dr} \left( \frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r} \right) = \frac{dL}{dr} \quad (3)$$

$$L(r) = -\frac{4\pi r^2 c m_p}{\sigma_T \rho} \frac{dp}{dr} - 16\pi r^2 p v \quad (4)$$

ここで、 $r$  は中心 BH からの距離、 $\rho$ 、 $v$  はそれぞれガスの密度と速度、 $\dot{M}$  は質量降着率、 $p$  は輻射圧、 $L$  はある半径  $r (\leq r_0)$  における正味の光度、 $M$  は BH 質量、 $G$  は万有引力定数、 $c$  は光速、 $m_p$  は陽子質量、 $\sigma_T$  はトムソン散乱断面積である。

式 (1) は質量保存の式で、降着率  $\dot{M}$  は定数である。式 (2) は運動方程式である。式 (3) はエネルギー式であり、左辺がガスによって運ばれる全エネルギー、右辺が輻射によって運ばれる全エネルギーになっている。式 (4) の右辺第一項、第二項はそれぞれ拡散と移流によって運ばれる輻射のエネルギーを表している。移流

と拡散がちょうどつり合う半径  $r_{tr}$  (trapping radius) より内側で放出された輻射は、外に拡散するより早く移流によって内側に運ばれるため、外側に抜け出すことが出来ない。

## 2.1 Boundary conditions

境界条件は、光学的に厚い領域と薄い領域で物理量が連続になるように、以下のように設定した。

$$v_0 = \sqrt{\frac{GM}{r_0} \left(1 - \frac{L_0}{L_E}\right)} \quad (5)$$

$$p_0 = \frac{1}{3}U_0 = \frac{L_0}{12\pi r_0^2 c} \quad (6)$$

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi r_0^2 v_0} \quad (7)$$

$U$  は輻射によるエネルギー密度である。

## 3 Results

BH 降着流においては  $\dot{M}$  と  $L_0$  の関係が一意には決まらないため、この 2 つをパラメータとして与えて計算を行った。ただし、 $0 < L_0 < L_{Edd}$  である。

その結果、Kafka and Meszaros (1976) の計算を再現することができた。図 1 は  $\dot{M} = 100\dot{M}_{Edd}$  ( $= 100L_{Edd}/c^2$ ) に対して  $L_0$  を様々に変化させたものである。

降着率  $\dot{M}$  を変化させて計算を行っても、図 1 のプロットが左右にずれるだけで特徴に変化は現れなかった。

## 4 Discussion

輻射を考慮せずに静的球対称な降着流を考えた場合、自由落下速度で中心 BH に降着する解が得られる (Bondi 1952)。図 1 から、十分遠方では輻射圧によって修正された自由落下速度  $v = \sqrt{\frac{GM}{r} \left(1 - \frac{L_0}{L_E}\right)}$  落ちていくことが分かる。しかし内側では、 $L_0$  の値に関わらず降着流は必ず減速され、亜音速で中心 BH に流入する解となっている。このような減速が起こる理由について考察する。

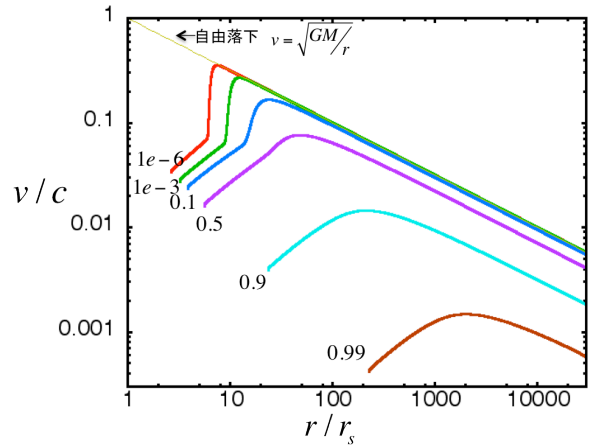


図 1:  $\dot{M} = 100\dot{M}_{Edd}$  における降着流の速度 (内向き正) である。横軸と縦軸はそれぞれシュヴァルツシルト半径  $r_s$  と光速  $c$  で規格化されている。細い実線 (黄色) は輻射を考慮しなかった場合の自由落下を表し、その他の実線が計算結果である。図中に書き込まれた数値は  $L_0/L_{Edd}$  の値である。

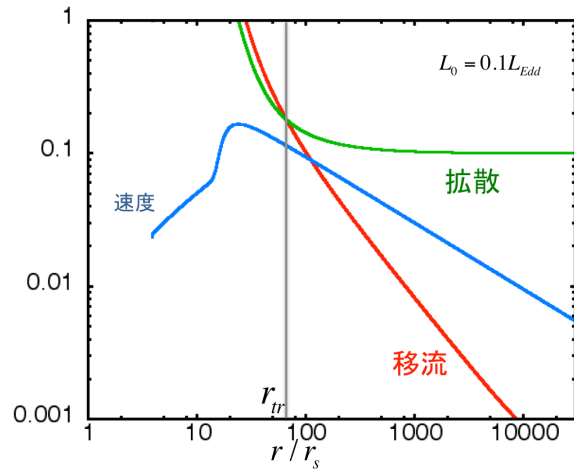


図 2:  $\dot{M} = 100\dot{M}_{Edd}$ ,  $L_0 = 0.1L_{Edd}$  における降着流の速度と、移流、拡散の強さを表している。移流と拡散はともに  $L_{Edd}$  で規格化されている。移流と拡散の強さがちょうどつり合う位置が  $r_{tr}$  であり、この半径より内側では輻射のエネルギーは外に拡散できず、ガスとともに内側に運ばれている。

図 2 に  $L_0 = 0.1L_{Edd}$  における  $v/c$  と、輻射の移流と拡散の項をプロットした。移流と拡散は  $L_{Edd}$  で規格化されている。移流と拡散の大きさが等しくなる

半径が  $r_{tr}$  である.  $r > r_{tr}$  では拡散が卓越しているため, 輻射圧が均されて自由落下と同じ特徴を示していることが分かる.  $r < r_{tr}$  においては, 移流が卓越しているため, 輻射のエネルギーは外に拡散できずにガスとともに内側に運ばれることになる. その結果エネルギー密度が大きくなり, 内側で大きな圧力勾配力が働いたため, ガスが減速されていると考えられる.

## 5 Summary

今回の計算では, Kafka and Meszaros (1976) を再現することが出来た. その結果,  $r < r_{tr}$  では移流によって輻射のエネルギーが内側に運ばれていくため, 内側で輻射圧による圧力勾配力が大きくなり, 降着流は必ず減速されてしまうことが分かった.

これはガスの内部エネルギーを完全に無視したためであると考えられる (Begelman 1978). 今後はこのガスの内部エネルギーの効果も加えて計算を行い, 中心 BH に超音速で流入する解が実現出来るかを探りたい.

## Reference

- Begelman, M. C., 1978. MNRAS., 184, 53.  
Bondi, H., 1952. MNRAS., 112, 195.  
Kafka, P. & Meszaros P., 1976. Gen. Rel. Grav., 7, 841.

## 背景紫外線と内部紫外線が及ぼす銀河形成への影響

鈴木 裕行 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

### Abstract

本研究では、3次元流体計算に光電離、自己遮蔽、光加熱、電離波面の伝搬といった紫外線輻射輸送の物理モデルを組み込んだ計算を行うことで、背景紫外線輻射と形成された大質量星が放出する内部紫外線の銀河の星形成史への影響を調べた。その結果、質量が  $M_{gas} = 10^9 M_{\odot}$  より小さな系では多くの量のガスが紫外線によって光蒸発を起こし、星形成活動が著しく抑制されることがわかった。また、 $M_{gas} \sim 10^9 M_{\odot}$  程度の系では、進化の初期段階 ( $t \leq 1 Gyr$ ) では主に内部紫外線に、後期段階では主に背景紫外線によって星形成が抑制されることがわかった。質量の大きな系では重力ポテンシャルが深いことから、光蒸発はほとんど起こらないが、星形成活動は紫外線輻射によって抑制された。また、数値実験によって、銀河形成における内部紫外線と背景紫外線それぞれの効果を区別することができ、その上、コラプス時期の早い系においては、背景紫外線でなく主に内部紫外線によって星形成率が抑制されることがわかり、高赤方偏移での銀河形成では内部紫外線による feedback は非常に重要なものであることがわかった。

## 1 Introduction

近年の研究から初代星は質量の大きな星が多数であることが知られており (Susa 2013, Hirano et al 2013)、そのような天体は大量の紫外線を放出し、周囲のガスを電離する。このような初代星や初代銀河による電離領域が重なることによって宇宙には紫外線輻射場が形成され、やがて宇宙晴れ上がり以降、宇宙は再度電離される。WMAP などによる宇宙マイクロ波背景放射の観測によると、このような宇宙再電離は赤方偏移 10 程度にて起こったことが示されており (Komatsu et al. 2009)、これより、多くの銀河は電離された宇宙にて、つまり紫外線背景輻射場の影響を受けながら形成・進化するということが予想できる。紫外線は原始銀河ガス雲を電離加熱したり、原始ガスにおける重要な冷却材である水素分子を乖離する事から、銀河形成に著しい影響があることが予想され、銀河形成を考える上では紫外線輻射輸送を考慮することは非常に重要である。そして今日までは輻射輸送を数値計算で解くことによって矮小銀河形成に対する紫外線背景輻射の影響 (Susa & Umemura 2004) などが調べられてきた。この研究によると、比較的早くコラプスし、銀河形成を行う系や、質量の軽い系は背景紫外線の影響を著しく受け、星形成が大幅に抑制されることがわかった。

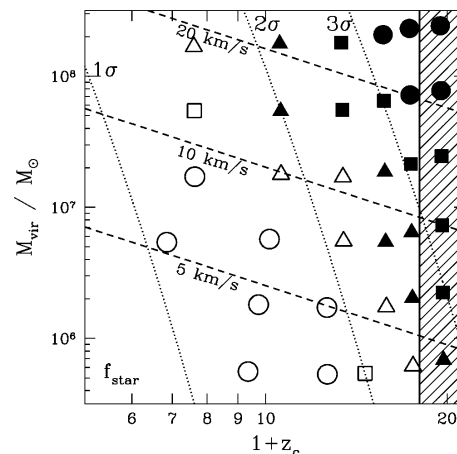


図 1: Susa & Umemura 2004 の計算結果。横軸がコラプス時期で、縦軸が系の質量である。黒く塗りつぶされたシンボルは十分に星形成が行われた計算。質量の小さな系で、遅くコラプスするものは背景紫外線による影響で著しく星形成が抑制されている。

しかし、これらの研究では、原始銀河内部にて形成された星々が放出する紫外線 (これを内部紫外線という) や超新星爆発の影響は、輻射輸送計算のコストが膨大である事などを理由に今まで調べられてこなかった。そこで本研究では、背景紫外線だけで



なく、内部紫外線も考慮に入れて、それぞれの紫外線が銀河形成、特に星形成史にどのような影響を及ぼすかを調べた。

## 2 Methods

### 2.1 初期条件・パラメータ

本研究の計算は、まず、宇宙論的な初期条件を作成し、その中から粒子分布を球状に切り取り、宇宙膨張の膨張速度を与えて、計算を開始する。しかしこれではハローの運動量獲得を再現できないので、ハローが最大膨張を迎える頃にスピンパラメータ  $\lambda = 0.05$  となる様に剛体回転を与えた。本研究でキーポイントとなるのは、紫外線による影響で系からガスが光蒸発する量や、紫外線が入射するタイミングである。なので、(Susa & Umemura 2004) と同様に系の質量と系がコラプスする時期をパラメータとして計算をおこなった。更に、それぞれの紫外線を ON/OFF した数値実験を行うことで、背景紫外線と内部紫外線のそれぞれが銀河進化にどのような影響をもたらすかを調べた。

### 2.2 計算コード

本研究の計算ではダークマターと流体、星団粒子を扱うので、それぞれの相互作用を解く必要がある。ダークマターは、それらを  $N$  個の粒子で表現する  $N$  体計算によって計算を行い、ガスは、流体を広がるの持った  $N$  個の粒子の重ねあわせによって表現する Smoothed Particles Hydrodynamics 法によって計算を行った。また、進化の際に形成された星団粒子は無衝突粒子であるのでダークマターと同様に計算した。加えて、ダークマター (+ 星団粒子) と流体も相互作用をするので、それらを解けるようにコードを作成し、計算の高速化のため、Tree 法によって計算コストを削減した TreeSPH 法によって計算を行った。

### 2.3 紫外線輻射輸送の物理モデル

以下の方法にしたがって、SPH の電離判定を行う。内部紫外線又は、背景紫外線によって電離された SPH

粒子は、 $3 \times 10^4$  [K] まで温度を上昇させることにする。これは、加熱率と冷却率が平衡となる温度がその粒子の密度や紫外線強度のスペクトル等によって異なりはするが、大体が  $10^4 \sim 10^5$  [K] となるので、この値を用いた。

#### 2.3.1 背景紫外線

背景紫外線における電離判定は、(Tajiri & Umemura 1998) の自己遮蔽条件、背景紫外線は、(Tajiri & Umemura 1998) の自己遮蔽条件、

$$n_{\text{crit}} = 1.40 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3} \left( \frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^{-1/5} I_{21}^{3/5} \quad (1)$$

を用いる。 $n_{\text{crit}}$  より密度の低くなった SPH 粒子は背景紫外線によって電離され、 $3 \times 10^4$  [K] まで加熱される。背景紫外線の強度は一定でなく時間進化するものとし、(Umemura et al 2001) より、 $I_{21}$  が、

$$I_{21} = \begin{cases} [(1+z)/3]^3 & (z \leq 2) \\ 1 & (2 \leq z \leq 4) \\ \exp[3(4-z)] & (z \geq 4) \end{cases} \quad (2)$$

のように時間進化するモデルを用いた。

#### 2.3.2 内部紫外線

形成された星団粒子は SIpeter の IMF ( $0.1M_{\odot} \sim 50M_{\odot}$ ) を仮定し、それから推定される電離光子数が周囲のガスを電離すると考える。また、内部紫外線によって進行する電離波面は、電離波面は再結合時間  $t_{\text{rec}}$  程度でシュトレングレン半径  $r_s$ 、

$$r_s = \left( \frac{3\dot{N}_{\text{ion}}(t)}{4\pi n_e n_p \alpha_B} \right)^{1/3} \quad (3)$$

まで伝搬するはずであるので、推定した電離光子数を再結合時間で補正した有効電離光子数、

$$\dot{N}_{\text{ion}}^{\text{eff}}(t) = \dot{N}_{\text{ion}}(t)[1 - \exp(-n_H \alpha_B t)] \quad (4)$$

を用いて電離判定を行う。星団粒子の周囲にある SPH 粒子を近いものから順番に電離判定を行い、有効電離光子数とガスの再結合数が釣り合い、

$$\dot{N}_{\text{ion}}^{\text{eff}}(t) = \sum n_e n_p \alpha_B \Delta V \quad (5)$$

となるまで電離判定を続ける。また、電離している領域は他の星団粒子からの電離には影響しないので、この判定で、すでに他の星団粒子に電離されている SPH 粒子は寄与しないようにする。

最後に、電離平衡から外れた粒子は再結合時間  $t_{\text{rec}}$  程度で中性化するので、そのようにプログラムをおこなった。

## 2.4 星形成条件

星団粒子形成は、密度の高くなった SPH 粒子が以下の条件を全て満たしたときに行われるとした。

- $\text{div} \cdot \mathbf{v} < 0$
- $\rho > 200\rho_c$
- not ionized

3 番目の条件は、今回作成した内部及び背景紫外線の物理モデルに直結しているところである。

## 2.5 熱進化

ガス球が宇宙膨張に乗って膨張している段階は、冷却や加熱は解かず、SPH の定式化に従い断熱的に進化するものと仮定する。やがて、ガスは収縮に転じて温度が上がり始めるが、その温度上昇は  $10^4$  [K] を上限とする。これは、収縮によって温度が一旦  $10^4$  [K] 以上に上昇したとしても、水素原子による冷却が効くことですぐに  $10^4$  [K] まで冷却される事を表している。また、水素原子の冷却効率は  $10^4$  [K] 以下で著しく下がるので、一度  $10^4$  [K] まで温度が上昇した粒子は  $10^4$  [K] 以下に冷却されないとする。つまり、水素分子による冷却は考えないこととする。(Umemura & Ikeuchi 1984; Thoul & Weinberg 1996)

# 3 Results

## 3.1 星形成史

図 2 は、 $z_c = 1.0, M_{\text{gas}} = 10^9 M_\odot$  の系の計算結果で、系の星質量の時間進化である。図によると、内部紫外線が入った計算 (緑色と桃色) は進化の初期段

階に置いて、星団粒子の割合の増加が遅れていることがわかる。これは内部紫外線は進化の初期段階に星形成を抑制する働きがある事が予想できる。また、赤と青、又は緑と桃色のペアは 1Gyr 過ぎから分岐を初めている。これは背景紫外線による効果で、次第にこれが卓越してくる。背景紫外線のパターン (青線) と、内部紫外線のパターン (緑線) の星団粒子割合の線が 4Gyr 付近で交差するのこの為で、背景紫外線による効果が進化の後期段階で卓越していることを裏付けている。

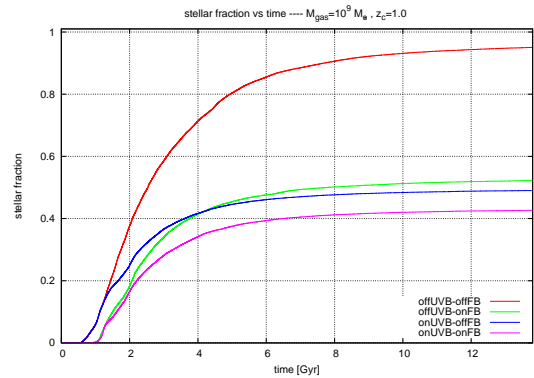


図 2:  $z_c = 1.0, M_{\text{gas}} = 10^9 M_\odot$  の系での星団粒子割合の時間変化。赤線がどちらのフィードバックもいれていない計算。緑線が内部紫外線のみ、青線が背景紫外線のみ、桃色がどちらも入れたケースの計算。

## 3.2 光蒸発率

図 3 は、 $z_c = 1.0, 3.0, 5.0, M_{\text{gas}} = 10^9 M_\odot$  の系において光蒸発したガスの割合の時間進化である。比較的時間遅い  $z_c = 1.0$  の計算では、内部紫外線のみケースに比べて、背景紫外線が入っている光蒸発率のほうが影響が大きい。しかし、全体的にコラプス時期が早くなると、光蒸発率は低下することがわかる。これは、コラプス時期が早い系はより重力ポテンシャルによってガスをとどめておける事と、背景紫外線の入射が相対的に遅れることに起因していると思われる。また、背景紫外線の入射が遅れることで、内部紫外線が光蒸発を引き起こす主要因となっている。高赤方偏移での銀河形成では内部紫外線のフィードバックは非常に重要となることがわかつ

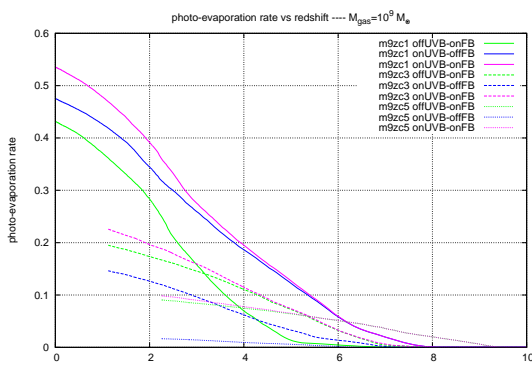


図 3:  $z_c = 1.0, 3.0, 5.0, M_{\text{gas}} = 10^9 M_{\odot}$  の系での光蒸発率の時間変化。横軸は赤方偏移。緑線が内部紫外線のみ、青線が背景紫外線のみ、桃色がどちらも入れたケースの計算。

た。更に、図 4 は  $z_c = 3.0, 5.0, 7.0, M_{\text{gas}} = 10^8 M_{\odot}$  の系において光蒸発したガスの割合の時間進化であるが、系の質量が小さくなると、重力ポテンシャルが浅くなることから、光蒸発率がより大きい事がわかる。系から光蒸発したガスは最終的に系に落ち込むことはないので、形成される銀河の最終的な質量や形態などに大きく影響を与えるということが理解できる。

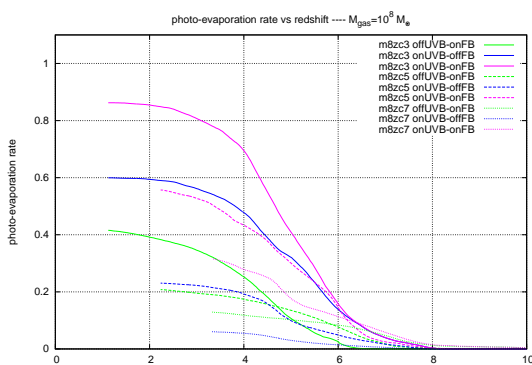


図 4:  $z_c = 3.0, 5.0, 7.0, M_{\text{gas}} = 10^8 M_{\odot}$  の系での星団粒子割合の時間変化。

## 4 Discussion & Conclusion

本研究は、宇宙の進化で形成される紫外線背景放射場と、銀河の進化の中で形成される星団粒子が放出する内部紫外線のそれぞれが銀河進化のどのよう

な影響を及ぼすかを知るために、3次元流体計算に背景紫外線と内部紫外線の輻射輸送効果を物理モデルとして取り入れることによって調べた。本来輻射輸送計算は計算コストが非常に高いのだが、このようにモデル化して計算することによって、多くのパラメータ領域において計算し、また、それぞれのフィードバックを ON/OFF した数値実験を行うことを可能とした。

本研究の結果として、内部紫外線は、進化の初期段階に形成される原始銀河雲内部の高密度領域を系の内側から破壊し、星形成を抑制し、ガスの加熱により重力収縮による系の密度の上昇を抑える効果があるということが分かった。特に、高赤方偏移では背景紫外線の効果が薄れることから、高赤方偏移での銀河の形成・進化を知る上では欠かせないフィードバックであると確認することができた。また、背景紫外線は、比較的進化の後期段階に影響が大きく、光蒸発を起こすことで最終的な銀河の星質量を低下させる働きがあることが分かり、内部紫外線・背景紫外線それぞれのフィードバックの役割、効果を知ることができた。これらのフィードバックは低質量 ( $M_{\text{gas}} \lesssim 10^9 M_{\odot}$ ) の系やコラプス時期の遅い系において特に効果が顕著であり、銀河形成を考える際にこれらのフィードバックを考えることは必要不可欠であると言える。

また、従来の銀河形成シミュレーションは進化の初期段階において星を多く作りすぎることによって形成される銀河のもつ物理量が観測と著しく異なるという諸問題 (Scannapieco et al. 2012) があるが、内部紫外線は、それを物理的に解決する一つの糸口であることが分かり、今後の銀河形成シミュレーションにおいて非常に重要なフィードバックの一つであることを確認することができた。

## Reference

- Komatsu, E., et al. 2011, ApJS, 192, 18
- Susa, H., & Umemura, M. 2004a, ApJ, 600, 1
- Susa, H., & Umemura, M. 2004b, ApJ, 610, L5
- Tajiri, Y., & Umemura, M. 1998, ApJ, 502, 59
- Umemura, M., Nakamoto, T., & Susa, H. 2001, in ASP Conf. Ser. 222, The Physics of Galaxy Formation, ed M. Umemura & H. Susa (San Francisco: ASP), 109
- Scannapieco C., et al., 2012, MNRAS, 423, 1726

# 高赤方偏移におけるクェーサー光度関数の導出に向けた コンプリートネスの評価

仁井田 真奈 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

超巨大ブラックホールの形成進化を明らかにするためには、各時代のクェーサーの光度関数(単位体積、単位等級あたりの個数分布)を求めることが重要である。先行研究により各時代でのクェーサー光度関数が導出され、クェーサーの個数密度の進化が分かってきた。しかし、高赤方偏移のクェーサーの個数密度は観測の難しさから不確定なことも多い。また、光度関数を正確に求める上で重要な要素にコンプリートネス(選出したいクェーサーを候補天体の中から選出できる割合)がある。従来の光度関数の導出方法では、光度に依らず一定の形状のクェーサースペクトルを用いてコンプリートネスが計算されてきた。しかし、クェーサースペクトルは低光度のものほど輝線の等価幅が大きいという光度依存性を持つため、光度によって二色図上でのカラーの振る舞いが異なり、コンプリートネスも異なる可能性がある。したがって正確なクェーサー光度関数の導出には、クェーサースペクトルの光度依存性がコンプリートネスに与える影響の調査が必要である。

そこで我々は、クェーサースペクトルの光度依存性がクェーサーのカラーやコンプリートネスに与える影響について調査を行なった。まず、Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS) クェーサーカタログのデータから得た 43,860 個のクェーサーサンプルを用いて、光度ごとに二色図上でのカラーの振る舞いを調べた。その結果、低光度のクェーサーほどカラーが選出領域に入りやすいことが分かった。さらに光度ごとに作成したモデルスペクトルを用いてコンプリートネスを計算した結果、低光度のスペクトルを使った場合の方がコンプリートネスが大きいという傾向が判明した。これらの結果から、これまでの光度関数はクェーサースペクトルの光度依存性に起因する系統的な誤差を含んでいることが示唆され、より正確な光度関数を求めるためにはスペクトルの光度依存性を考慮した上で光度関数の導出を行なう必要があることが分かった。

## 1 Introduction

活動銀河核は超巨大ブラックホールをエネルギー源として明るく輝く天体であり、クェーサーはその中でも最も明るいクラスの天体である。クェーサーは超巨大ブラックホールの成長に密接に関わっているので、クェーサーの各時代における光度関数を調べることで、超巨大ブラックホールの進化を明らかにすることができる。したがって、超巨大ブラックホールの進化に迫るためには、クェーサー光度関数を正確に導出することが重要である。

これまでのクェーサー光度関数の研究から、赤方偏移によって光度ごとのクェーサーの個数密度が異なることが分かかってきた(図 1)。また、光度ごとにクェーサーの個数密度の赤方偏移進化を調べた結果、

高光度のクェーサーほど早期に個数密度のピークを迎えている(図 2)。これは、クェーサーの光度と超巨大ブラックホールの質量が比例関係にあると仮定すると、大質量の超巨大ブラックホールほど早期に成長のピークを迎えることを意味する。したがって超巨大ブラックホールの進化の正しい理解には、幅広い赤方偏移と光度範囲でのクェーサー光度関数の導出が必要である。特に、超巨大ブラックホールの進化の初期段階に迫るためには高赤方偏移におけるクェーサー光度関数の研究が必要である。したがって、本研究では  $z \sim 4$  の光度関数について調査する。

また、光度関数をより正確に導出するためにはコンプリートネスの正しい評価が重要となる。クェーサーを選出する際、様々な誤差の効果でクェーサーが選出条件から外れる場合がある。したがって正確

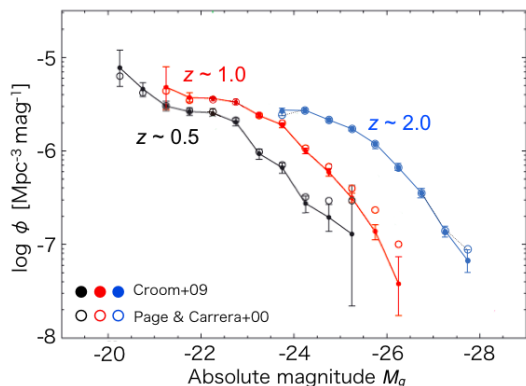


図 1: 2dF-SDSS LRG And QSO (2SLAQ) survey により得られた  $z \sim 0.5, 1.0, 2.0$  のクェーサー光度関数 (Croom et al. 2009)。

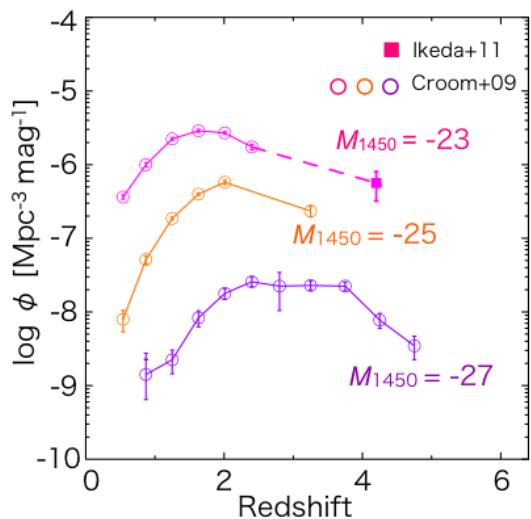


図 2:  $M_{1450} = -23, -25, -27$  のクェーサー個数密度の赤方偏移進化 (Ikeda et al. 2011)

な光度関数の導出のためには、赤方偏移や等級の関数として計算したコンプリートネスを用いて選出条件から外れるクェーサーの割合を補正する必要がある。従来のコンプリートネスの計算方法では、光度に依らず平均的なクェーサースペクトルをモデルスペクトルとして使用してきた。しかし、クェーサースペクトルにはボールドウィン効果等の光度依存性がある。ボールドウィン効果とは、低光度のクェーサーほど C IV や  $\text{Ly}\alpha$  輝線等の等価幅 (EW) が大

きいという効果である (Baldwin 1977)。従来の方法では、クェーサースペクトルの光度依存性がコンプリートネスに影響を与える可能性について考慮していない。したがって、より正しい光度関数の導出には、クェーサースペクトルの光度依存性がコンプリートネスに与える影響の調査が必要である。そこで我々は、光度ごとにモデルスペクトルを作成してコンプリートネスを評価することで、スペクトルの光度依存性がコンプリートネスに与える影響を調査した。

## 2 Methods

まず、クェーサースペクトルの光度依存性がカラーに与える影響について調べた。Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS) クェーサーカタログのデータ 87,822 個から、 $2 < z < 5$  の 43,860 個のクェーサーサンプルを用いて光度ごとに平均的なスペクトル (コンジットスペクトル) を作成した (図 3)。各光度のスペクトルから EW(C IV) の平均値と分散を測定し、コンジットスペクトルにボールドウィン効果が現れていることが確認できた。

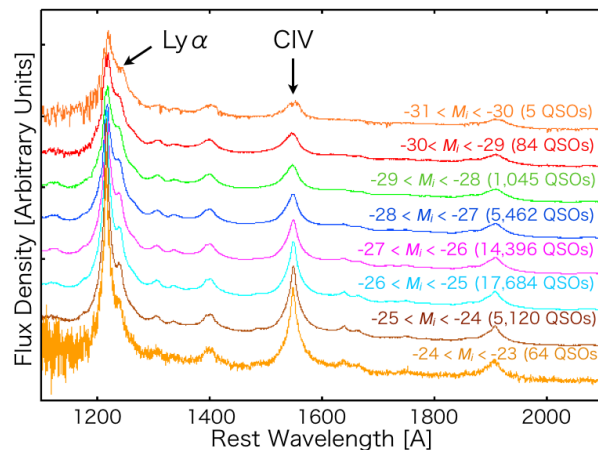


図 3: BOSS クェーサーカタログから光度ごとに作成したコンジットスペクトル。横軸は静止波長を表す。括弧内に各光度範囲におけるクェーサーの個数を示した。

次に、モデルスペクトルの作成を行なった。まず、クェーサーの連続光は  $f_\nu \propto \nu^{-\alpha_\nu}$  と表すことができ

る。ここで、 $\alpha_\nu$  は Sloan Digital Sky Survey (SDSS) で得られたクエーサースペクトルから計算された平均値 0.46 (Vanden Berk et al. 2001) と分散 0.30 (Hunt et al. 2004) を基に Gauss 分布していると仮定する。EW(C IV) についても各光度において測定した平均値と分散を基に Gauss 分布していると仮定することで、モンテカルロシミュレーションによって光度ごとに 1000 個のモデルスペクトルを作成した。C IV 以外の輝線については、C IV との相対的な強度比を固定して取り入れた (Vanden Berk et al. 2001)。また、 $z > 0$  では銀河間物質中の中性水素による吸収を考慮した (Madau 1995)。

作成したモデルスペクトルごとに、各赤方偏移でのカラー ( $g-r$ ,  $r-i$ ) を計算し、 $i = 22.0$  として  $g, r$ -band 等級を計算した。そして、すばる望遠鏡の Suprime-Cam による COSMOS 領域の  $g, r, i$ -band の画像に求めた等級の点源を埋め込んだ後、SExtractor で検出・測光を行ない、カラーを再計算した。最後に画像に埋め込んだ 1000 個の点源の内、二色図上で選出領域に入っている天体の割合を計算することで、コンプリートネスを評価した。

### 3 Results

まず、クエーサースペクトルの光度依存性が二色図上でクエーサーカラーに与える影響について調べた。3 つの光度範囲 ( $-31 < M_i < -30$ ,  $-27 < M_i < -26$ ,  $-24 < M_i < -23$ ) の平均的なスペクトルについて、各赤方偏移でのカラー ( $z \sim 4$ ) を二色図 ( $g-r$  vs.  $r-i$ ) 上にプロットした (図 4)。選出領域に対するカラーの振る舞いを比較すると、定性的には低光度の平均的なクエーサーほど選出領域に入りやすいことが分かった。

次に、光度ごとのコンポジットスペクトルを用いてコンプリートネスの比較を行なった。作成したコンポジットスペクトルから光度範囲が  $-31 < M_i < -30$  と  $-24 < M_i < -23$  のスペクトルを用いて、 $i = 22.0$  として  $z \sim 4$  のコンプリートネスを計算した (図 5)。2 つの光度のコンプリートネスを比較した結果、低光度のクエーサースペクトルの方がより高いコンプリートネスの値を示すことが分かった。

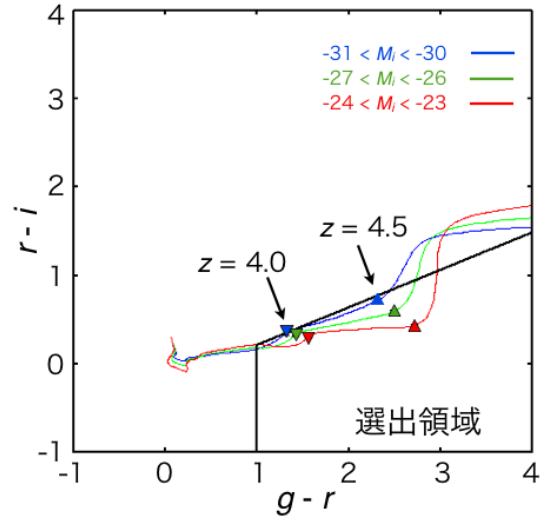


図 4: 二色図 ( $g-r$  vs.  $r-i$ ) 上における光度ごとの平均的なスペクトルの各赤方偏移でのカラーの振る舞い。観測された点源からクエーサーを星と区別するために、クエーサーとして選出する天体のカラーの条件として  $z \sim 4$  での選出領域を示した (Ikeda et al. 2011)。 $z = 4.0, 4.5$  でのカラーの位置を記す。

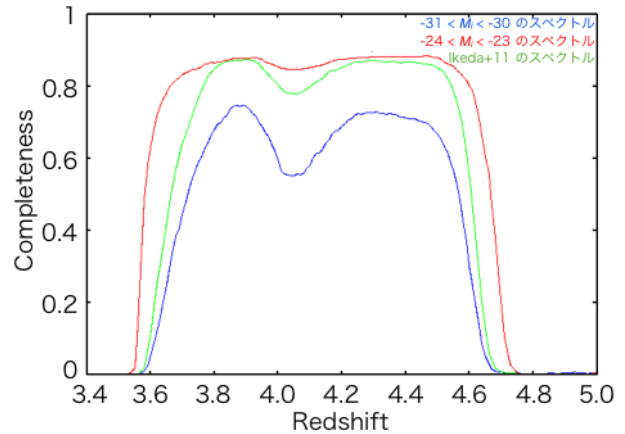


図 5: 光度ごとのコンポジットスペクトルを用いて今回我々が計算したコンプリートネスと、光度に依らず平均的なスペクトルを用いて計算したコンプリートネス (Ikeda et al. 2011)。全て  $z \sim 4$  の選出条件に対する、 $i = 22.0$  とした時のコンプリートネス。

### 4 Discussion

各光度のコンプリートネスの違いが光度関数に与える影響を調べるため、光度に依らない平均的なス

ベクトルから計算したコンプリートネス (Ikeda et al. 2011) と比較を行なった。高光度 ( $-31 < M_i < -30$ ) と低光度 ( $-24 < M_i < -23$ ) のコンポジットスペクトルと共に、Ikeda et al. (2011) の平均的なスペクトルを用い、 $i = 22.0$  として計算したコンプリートネス ( $z \sim 4$ ) を図 5 に示した。Ikeda et al. (2011) のコンプリートネスに比べて、高光度のコンポジットスペクトルはコンプリートネスがより低く、低光度のコンポジットスペクトルはより高いことが分かった。これらの結果から、コンプリートネスの違いが光度関数に及ぼす影響を考える。図 6 に先行研究で導出された  $z \sim 4$  の光度関数を示す (Ikeda et al. 2011)。コンプリートネスの比較結果から、高光度では従来の光度関数に比べて個数密度がより大きくなり、低光度ではより小さくなることが予想される。したがってこれまでのキューサー光度関数はキューサースペクトルの光度依存性に基づく系統的な誤差を含むことが示唆され、より正確なキューサー光度関数は傾きがより緩やかであると考えられる。

## 5 Conclusion

キューサー光度関数をより正確に求めるために、キューサースペクトルの光度依存性がキューサーカラーやコンプリートネスに与える影響について調べた。BOSS キューサーカタログのデータを用いて光度ごとにコンポジットスペクトルを作成し、二色図上でのカラーの振る舞いを調べた結果、低光度のキューサーほど選出領域に入りやすいことが分かった。また光度ごとにモデルスペクトルを作成し、COSMOS 領域の画像を用いてコンプリートネスを評価した結果、低光度のキューサーほどコンプリートネスが高くなることが分かった。さらにコンプリートネスの先行研究との比較から、キューサー光度関数は従来の結果よりも傾きが緩やかになることが予想された。以上から、これまでのキューサー光度関数はキューサースペクトルの光度依存性に起因する系統的な誤差を含むことが示唆される。より正確なキューサー光度関数を求めるためには、キューサースペクトルの光度依存性を考慮した光度関数の導出が必要である。

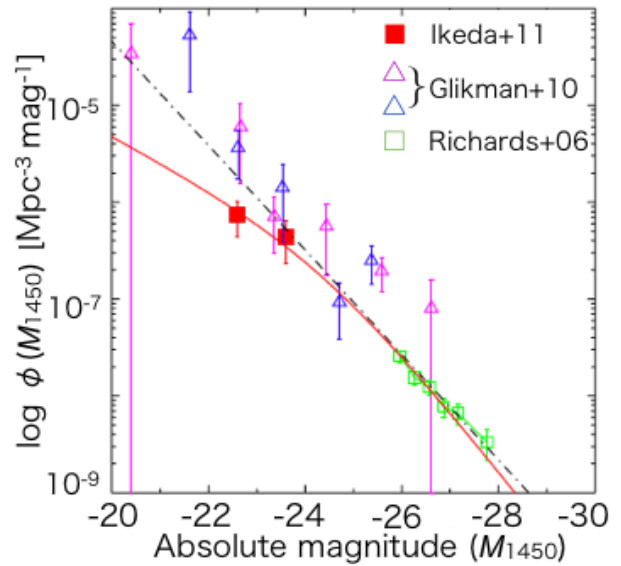


図 6: 先行研究で導出された  $z \sim 4$  のキューサー光度関数 (Ikeda et al. 2011)。 $\triangle$  (紫) は実視等級と K-correction から計算した  $M_{1450}$ 、 $\triangle$  (青) は分光データから直接計算した  $M_{1450}$  (Glikman et al. 2010)。赤の実線は Ikeda et al. (2011) と Richards et al. (2006) のデータを使ってフィットした結果で、黒の破線は Glikman et al. (2010) と Richards et al. (2006) のデータを使ってフィットした結果。

## Reference

- Baldwin, J. A. 1977, ApJ, 214, 679
- Croom, S. M., Richards, G. T., Shanks, T., et al. 2009, MNRAS, 399, 1755
- Glikman, E., Bogosavljević, M., Djorgovski, S. G., et al. 2010, ApJ, 710, 1498
- Hunt, M. P., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., & Shapley, A. E. 2004, ApJ, 605, 625
- Ikeda, H., Nagao, T., Matsuoka, K., et al. 2011, ApJL, 728, L25
- Madau, P. 1995, ApJ, 441, 18
- Page, M. J., Carrera, F. J., 2000, MNRAS, 311, 433
- Richards, G. T., Strauss, M. A., Fan, X., et al. 2006, AJ, 131, 2766
- Vanden Berk, D. E., Richards, G. T., Bauer, A., et al. 2001, AJ, 122, 549

## ダスト減光を考慮したクェーサー光度関数の研究

白方 光 (北海道大学大学院 宇宙理学専攻 M1)

### Abstract

Semi-Analytic Model(SAM) を用いた準恒星状天体 (QSO) の統計的な性質の議論は多く成されてきた (Enoki et al. (2003), Fanidakis et al. (2011) など)。多くのモデルでは、QSO の B バンド光度関数を観測と比較する際にダスト減光は一切効かないとしているが、この仮定が妥当かどうかを調べるのが本研究の目的である。使用するコードは *numerical galaxy catalogue* ( $\nu$ GC; Nagashima et al. (2005)) である。このモデルは銀河の観測的な光度関数とバルジ質量-ブラックホール質量の関係と矛盾しない。ブラックホールは銀河がスターバーストを伴う merger (major merger) をする際に cold gas の降着とブラックホール同士の合体で成長する。QSO の母銀河にあるダスト、つまり母銀河の減光に寄与しているダストはその中心にある QSO にも影響を与えるはずなので、今回はこの母銀河のダストのみを考えている。減光効果を導入したところ、QSO の放射効率の値が許される値の上限を超えてしまうことが分かった。実際には母銀河のダストのみならず、もっと中心に集中しているようなダストの影響もあるので放射効率が既に上限を超えていると観測量は再現不可能である。そのため、他の SAM では陽に議論されていないが、銀河の merger からブラックホールへの質量降着が始まるまでにはある程度時間がかかることが示唆される。

## 1 Introduction

銀河と QSO の共進化を研究する上で、準解析的な手法はその統計的な性質を議論するのに役立つ。そのため数々の SAM によって QSO の統計的な性質、銀河との共進化プロセスが議論されてきた (Enoki et al. (2003), Fanidakis et al. (2011) など)。B バンド、V バンドなどの光度関数を再現する試みも多く成されてきたが、その際 QSO にはダスト減光の効果は考慮されていない。QSO にダスト減光が効かないという仮定は妥当なのかを確かめておくことは非常に重要である。なぜなら光度関数の形は QSO の放射効率、life time に依存するためである。特に、ダスト減光効果を考えないことで放射効率の値を小さく見積もりすぎている可能性があり、QSO の SED を正確に記述できない可能性がある。

我々が本研究で使用したモデルは *numerical galaxy catalogue* ( $\nu$ GC; Nagashima et al. (2005)) に QSO のモデルを導入したものを用いる。Box Size は 400Mpc である。銀河の光度関数と、バルジ質量-ブラックホール質量関係が観測と矛盾しないパラメータセットを選び、QSO の B バンド光度関数を調べた。

## 2 $\nu$ GC model

$\nu$ GC 中での QSO の扱いについて簡単に述べる。ブラックホールは、銀河の major merger によって起こる爆発的星形成によって cold gas が降着すること、ブラックホール同士の合体で成長する。ブラックホールの合体にかかる時間はまだ未解明なので、簡単のため銀河が major merger したと同時に、それぞれの銀河の持つブラックホールが即座に合体するとする。また、cold gas の降着と同時にブラックホールへの質量降着が始まり QSO が出現する。本研究では B バンドの光度関数を調べる。QSO の光度は、

$$L_B(t) = L_B(\text{peak})\exp(-(t - t_{\text{merger}})/t_{\text{life}})$$

$$L_B(\text{peak}) = \frac{\epsilon_B M_{\text{acc}} c^2}{t_{\text{life}}}$$

で定義される。 $t_{\text{merger}}$  は銀河の merger した時刻、 $t_{\text{life}}$  は QSO life time で、銀河の力学的タイムスケールに比例すると考える。

major merger が起きる条件として、merge する 2 銀河の質量比が 0.1 を超える場合に major merger を起こすと考える。質量比が 0.1 を超えない場合は



minor merger を考え、爆発的星形成は起きず、小さい方の銀河は大きい方の銀河のバルジに吸収される。

非物理的な巨大銀河の形成を避けるために、ハローの冷却過程はハローの回転速度  $V_{\text{circ}}$  が  $V_{\text{circ}} \leq V_{\text{cut}}(z)$  を満たすハローにのみ適用する。ただし、

$$V_{\text{cut}}(z) = V_{\text{cut},0} \left( 1 + \left( \frac{z}{z_{\text{cut}}} \right)^{\alpha_{\text{cut}}} \right)$$

である。

### 3 Results

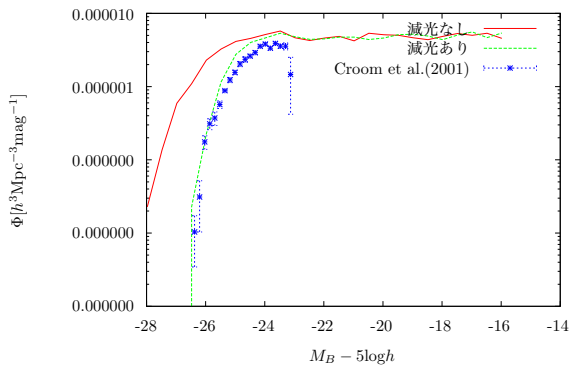
本研究で採用したパラメータセットを表 1 に示す。

表 1: Parameters

$\Omega_0$	$h$	$\Omega_b$	$\alpha_*$	$V_{\text{hot}}$	$\alpha_{\text{hot}}$	$\tau_{\text{d0}}$	$V_{\text{cut}}$	$\alpha_{\text{cut}}$	$z_{\text{cut}}$
0.2725d0	0.702	0.0455	-4	100[km/s]	4	2.4[Gyr]	114[km/s]	3	3

Calzetti et al. (2000) の減光モデルを用いて、減光の効果を検討した B バンドの光度関数が観測 (Croom et al. (2001)) と一致するように QSO のパラメータを選んだのが図 3 である。このとき QSO の B バンド放射光率  $\epsilon_B$  は 0.02、 $z = 0$  での QSO lifetime は  $5 \times 10^6$  [yr] である。

図 1: QSO の B バンド光度関数 ( $1.5 \leq z \leq 2.0$ )



しかし、ボロメトリックの放射光度の不定性を考慮しても、QSO の SED モデルより、 $\epsilon_B \leq 0.01$  程度であることが示唆される。本モデルには降着円盤な

ど、AGN の周りに集中したガスを一切考えていないので、本研究で与えられる放射効率の制限は放射効率の下限値を与えるに過ぎないだろう。なのでこのままでは QSO の光度関数は再現できない。

### 4 Discussion

この結果から、QSO が光り始める時には、銀河の cold gas はもっと少なくないといけないということが言える。モデルでは、銀河が major merger すると同時に QSO の光度が最大値を取るとしている。我々は、cold gas をもっと銀河の星形成で消費した後に QSO が光り始めるモデル (以下 delay model) に変更を加えた。

$$L_B(t) = L_B(\text{peak}) \exp\{- (t - (t_{\text{merger}} - \chi t_{\text{dyn}})) / t_{\text{life}}\}$$

delay を導入すると cold gas の量が減り、減光を考慮した光度関数が明るい方に向かってほぼ並行に移動していく。そのため B バンドの光度関数が観測と合うパラメータセット ( $\epsilon_B, \chi$ ) は 1 つには決まらない。 $\epsilon_B = 0.01$  となると  $\chi = 3.5$  となり、 $\chi \sim 7$  で cold gas がほぼ全て消費され、減光は無視出来るようになる。この  $\chi$  の範囲で  $\epsilon_B$  は  $0.006 \leq \epsilon_B \leq 0.01$  の間で変化する。そのため、バルジにあるダストによる減光が無視出来るかどうかはこの delay の幅に依存しており、何か別の観測量から制限を与えてやらないといけない。例えば、減光が効かないと考えることの出来る X-ray の光度関数が最近 high  $z$  まで出てきているので (Ueda et al. (2014) など)、それと比較する方法がある。我々はこれについてもいずれ考慮したいと考えている。

別の問題として、QSO の光度関数が low  $z$  で合っており、このモデルでは観測されていない明るい QSO を作っている事が挙げられる。このような明るい QSO は cold gas が残りすぎていることが解析によって分かっている。low  $z$  でより cold gas を減らすことが今後の課題である。

### Reference

Nagashima, M. and Yahagi, H. and Enoki, M. and Yoshii, Y. and Gouda, N. ApJ

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

Enoki, M. and Nagashima, M. and Gouda, N. PASJ

Fanidakis, N. and Baugh, C. M. and Benson, A. J. and  
Bower, R. G. and Cole, S. and Done, C. and Frenk,  
C. S. MNRAS

Calzetti, D. and Armus, L. and Bohlin, R. C. and Kin-  
ney, A. L. and Koornneef, J. and Storchi-Bergmann,  
T. ApJ

Croom, S. M. and Smith, R. J. and Boyle, B. J. and  
Shanks, T. and Loaring, N. S. and Miller, L. and  
Lewis, I. J. MNRAS

Ueda, Y. and Akiyama, M. and Hasinger, G. and  
Miyaji, T. and Watson, M. G. ApJ

## アウトフローガスとクェーサー光度の時間変動の関連性

堀内 貴史 (信州大学大学院 総合工学系研究科)

### Abstract

クェーサーの降着円盤からは、主に輻射圧によって、アウトフローガスが高速度で放出されている。アウトフローガスは降着円盤から角運動量を取り除き、中心部への新たなガスの降着を促進するため、クェーサーの成長には欠かせない重要な要素である。

アウトフローガスの研究ではスペクトル上の幅の広い吸収構造 (BAL) が従来用いられてきた。しかし近年では、アウトフローガス由来の線幅の狭い吸収構造 (NAL) や、BAL と NAL の中間的性質を有する mini-BAL も用いられている。アウトフローガスの吸収線は一定の時間間隔をあけて観測したときに、変動を示す場合があるが、その原因は解明されていない。時間変動の原因として、現段階で最も有力な機構が、電離状態変動シナリオである。この機構はクェーサーの光度変動がアウトフローガスの電離状態に変化を及ぼした結果、アウトフローガスに変動をもたらすというものである。激しい時間変動を示す BAL に関しては、このシナリオの正当性は賛否が分かれている。

本研究では電離状態変動シナリオの検証を、mini-BAL, NAL クェーサーに対して行った。紫外・可視域で mini-BAL, NAL クェーサーの光度変動と吸収線の変動をモニターするために、105cm シュミット望遠鏡/KWFC と 188cm 望遠鏡/KOOLS を用いた。観測は mini-BAL の典型的な変動期間 (数週間から、数ヶ月) を上回る、2 年間に渡り年に 4 回の頻度で行った。クェーサーの光度曲線とそれをもとにした Structure Function により光度変動の大きさを調べたところ、mini-BAL においては先行研究との比較により、光度変動のみを起源とする、電離状態変動シナリオを支持する可能性があることが分かった。

## 1 Introduction

クェーサーの降着円盤からの輻射圧 (Murray et al. 1995; Proga et al. 2000) によって吹き出すアウトフローガスは、降着円盤から角運動量を取り去り、新たなガスの降着を促進するため、AGN の成長に不可欠な要素である。さらに、エネルギー・運動量・金属量の豊富なガスを銀河間空間に放出するため、宇宙の化学進化にも影響を及ぼす。また、近傍の星間・銀河間領域における星形成活動を抑制し、銀河進化にも影響を与えるため、この点においても研究対象として重要である。従来アウトフローガスの研究には、クェーサーのスペクトル上にみられる幅の広い吸収構造 (BAL; Weymann et al. 1991,  $\text{FWHM} \geq 2000 \text{ km/s}$ ) が使われてきた。しかし近年では、モデルフィットによる物理量 (柱密度、速度幅等) の評価が可能な幅の狭い吸収線 (NAL,  $\text{FWHM} \leq 500 \text{ km/s}$ ) や、両者の中間的な性質を持つ mini-BAL も利用されている。BAL に対してはすでに確認されている時間変動が、NAL,

mini-BAL にも見られるのかを確認すべく、Subaru, Keck, VLT などを用いた 12 個のクェーサー (NAL, mini-BAL を含むものがそれぞれ 6 天体) の高分散分光モニター観測 (分解能  $R \geq 30000$ ) が過去 10 年以上に渡って行われている。その結果、mini-BAL のみが明らかな時間変動を示すことが明らかになった (Misawa et al. 2014 submitted, 図 1,2)。時間変動の理由として以下の 3 つが考えられる: 1) 連続光領域に対する視線に対する放出ガスの横断; 2) 散乱物質による散乱光の時間変化 (すなわち掩蔽率の変動); 3) 放出ガスの電離状態の変動 (例えば CIV が CV に変化することによる CIV 吸収の減少)。クェーサー HS1603+3820 にターゲットを絞り、mini-BAL の詳細なモニター観測および偏光観測を行った先行研究によれば、1) 吸収線の構造を維持したまま強度が変動している (Misawa et al. 2007)、2) 散乱光にみられる偏光率は最大わずか 0.6% 程度であること (Misawa et al. 2010) が知られている。前者はシナリオ 1 を、

後者はシナリオ 2 を否定する結果である。そこで本研究では、mini-BAL の時間変動の原因として、最も有望な電離状態変動シナリオの検証を行っている。このシナリオはキューサーからの入射光の強度が変化してアウトフローガスの電離状態に変化を与えるというものである。BAL をもつキューサーに対しては、連続光と吸収強度の変動に相関関係が見られないことがすでに確認されている (Gibson et al. 2008)。しかし一方で、両者の相関が確認される結果もあり (Trevese et al. 2013)、BAL キューサーの電離状態変動シナリオの正当性は賛否が分かれている。本研究では、観測的に排除されていない NAL, mini-BAL の電離状態変動シナリオを検証して NAL と mini-BAL の発生場所に要求される環境の違いを突き止めることを目的とする。

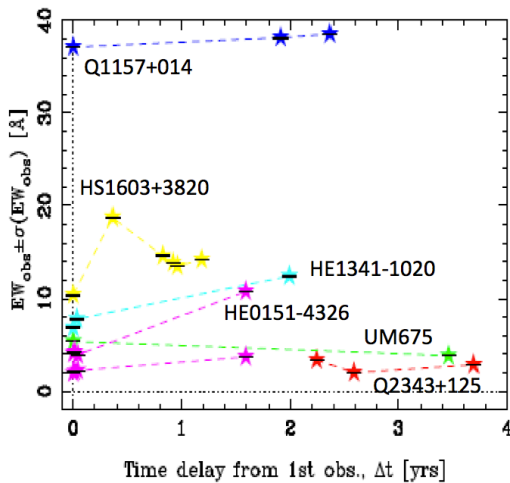


図 1: キューサーの静止系における CIV mini-BAL の等価幅のモニター観測結果 (Misawa et al. 2014, submitted)。mini-BAL をもつサンプルは明らかな変動が確認されている。

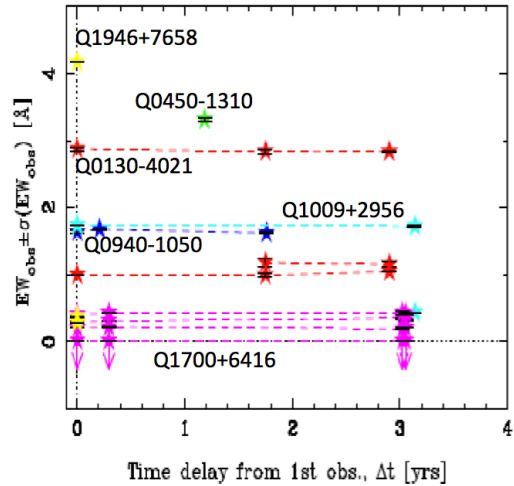


図 2: キューサーの静止系における CIV NAL の等価幅のモニター観測結果 (Misawa et al. 2014, submitted)。NAL をもつサンプルは変動が確認されない。

## 2 Methods and Observations

NAL と mini-BAL を持つキューサー (赤方偏移が  $2 \leq z \leq 3$  の mini-BAL キューサー 4 個と NAL キューサー 5 個の計 9 個) の光度変動傾向と吸収線の変動の時間的な相関を調べるべく、日本での観測が可能なキューサー 9 天体 に対する測光モニター観測を木曾シュミット 105cm 望遠鏡/KWFC (filter: SDSS u,g-band 及び i-band) を用いて月 1 回あるいは 3ヶ月に 1 度の頻度で行なった。また、可視域の分光観測を岡山 188cm 望遠鏡/KOOLS を用いて年 4 回の頻度で行った。測光モニター観測に関して言えば、もし mini-BAL キューサーにのみ大きな光度変動が見られれば、電離状態変動シナリオが mini-BAL に対して適応できる可能性が高い。この場合、mini-BAL, NAL は異なるクラス、あるいはフェーズにあるキューサーを見ていると考えられる。一方、両者の光度変動に有意な差がない場合はキューサーの光度変動は吸収線の時間変動の主要な原因ではないことになる。

### 3 Results

我々はに2年間にわたり、測光・分光同時モニター観測を実施した。サンプルクェーサーの光度変動傾向を確認すべく、mini-BAL, NAL クェーサーの光度曲線を描いた(図 3,4,5)。その結果、クェーサー HS1603+3820 に mini-BAL クェーサーで最も大きな 0.3mag(u-band) の光度変動が確認された。また、mini-BAL クェーサー UM675 で 0.22mag(g-band) の変動が確認された。一方で、NAL クェーサーの光度変動の最大値は Q1700+6416 の 0.2mag(u-band) に留まった。また全体として、短波長側の方が大きな光度変動を示すことが確認された。この結果は多くの先行研究 (e.g. Giveon et al. 1999, Vanden Berg et al. 2004) と矛盾のないものであるが、すなわち、mini-BAL, NAL クェーサーともに明るくなると青くなるということを示している。光度曲線に関する Structure Function(di Clemente et al. 1996)

$$S_1(\Delta\tau) = \sqrt{\frac{\pi}{2} \langle |\Delta m(\Delta\tau)|^2 + \langle \sigma_n^2 \rangle} \quad (1)$$

( $\Delta m(\Delta\tau)$ : 観測期間間隔  $\Delta\tau$  における光度変動,  $\sigma_n^2$ : 観測期間  $t_1, t_2$  における測光誤差の平方和, ブラケットは複数のクェーサーの光度変動、測光誤差を平均化するという意味である) を描いたところ、NAL クェーサーに比べ、mini-BAL クェーサーの方が時間経過と共に大きな光度変動傾向を示すことが確認された(図 6)。

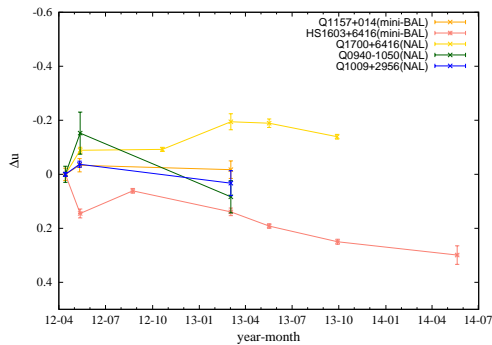


図 3: u-band におけるサンプルクェーサーの光度変動。横軸は観測開始からの経過時間(年-月)を表し、縦軸は光度変動を表す。色の違いはサンプルクェーサーの違いを表す。

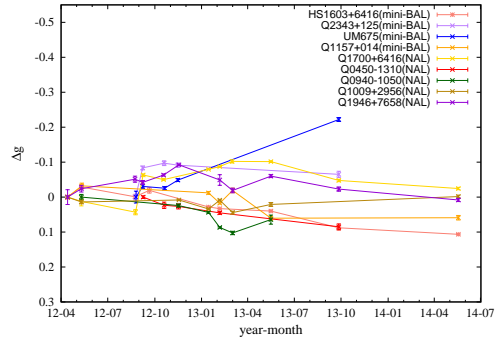


図 4: g-band におけるサンプルクェーサーの光度変動。

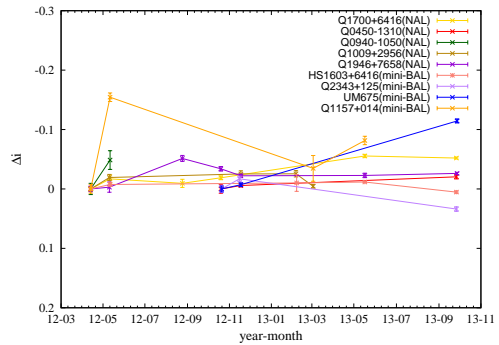


図 5: i-band におけるサンプルクェーサーの光度変動。

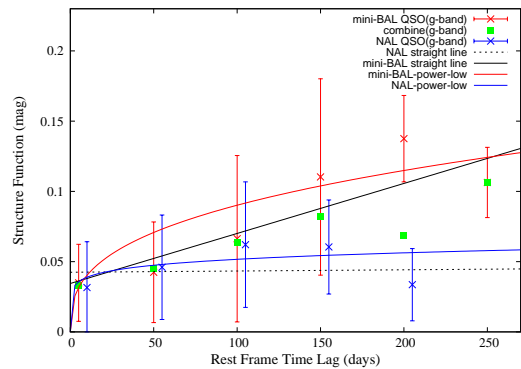


図 6: g-band における Structure Function(SF)。赤と青のデータ点はそれぞれ mini-BAL, NAL クェーサーのデータ点を表す。緑のデータ点は mini-BAL, NAL クェーサーの全てのデータ点を合わせたものである。実線と点線はそれぞれ mini-BAL, NAL クェーサーの SF に対する回帰直線を表し、赤と青の曲線はそれぞれ、べき乗則でフィッティングした SF である。

## 4 Discussion

本研究においては、mini-BAL ケーサー HS1603+3020 と UM675 にそれぞれ 0.3mag(u-band)、0.22mag(g-band) の光度変動を確認している。UM675 に関して言えば、u-band でのデータは取得できていないが、より短波長側では 0.22mag より大きい変動 (0.3mag 以上) が期待される。Trevese et al. (2013) では、BAL ケーサー APM 08279+5255( $z=3.87$ ) での 0.3 mag 程の光度変動と BAL の変動がリンクしていることが確認された。この結果は電離状態変動シナリオをサポートする結果である。すなわち、本研究において mini-BAL ケーサーの電離状態変動シナリオを支持する可能性は十分あり得ることがわかった。さらに、ケーサーの典型的な光度変動の大きさは数ヶ月、数年でそれぞれ 0.1, 0.5 mag(Webb & Malkan 2000) なので、今後の観測でさらに大きな光度変動を見せる可能性がある。また、mini-BAL, NAL ケーサーごとの Structure Function を描いたところ mini-BAL ケーサーの方が時間と共に大きな時間変動を示すことが分かった。しかし、我々のサンプルにおいては mini-BAL ケーサーよりも平均的に NAL ケーサーの方が明るい (mini-BAL ケーサー:  $z \sim 2.3$  で  $V=16.9$ ; NAL ケーサー:  $z \sim 2.8$  で  $V=16.2$ ) もとなっている。つまり、Structure Function は光度変動の振幅と光度の反相関係 (e.g. Cristiani et al. 1997; Vanden Berk et al. 2004) を単に反映しているだけの可能性がある。多数のケーサーサンプルの光度変動の解析を行った Wilhite et al. (2008) と我々の mini-BAL ケーサーの Structure Function(g-band) との比較を行ったところ、consistent であることが分かった。このことは、mini-BAL ケーサーは特別大きい光度変動傾向をないことを示唆する。現時点では、mini-BAL ケーサーの電離状態変動シナリオを支持すると断言はできないが、可能性は十分に伺えることが分かった。今後は電離状態変動シナリオの正当性をより強固にするために、サンプルケーサー吸収線強度の変動と光度変動の相関を確かめる必要がある。

## 5 Conclusion

本研究では 2 年間に渡り、mini-BAL, NAL ケーサーの測光・分光同時モニター観測を行ってきた。ケーサーの光度曲線を描いたところ、mini-BAL ケーサー HS1603+3020 と UM675 に特に大きな光度変動 (それぞれ、u-band : 0.3mag, g-band : 0.22mag) が確認された。mini-BAL, NAL ケーサーごとの Structure Function を描いたところ mini-BAL ケーサーの方が時間と共に大きな時間変動を示すことが分かった。mini-BAL ケーサーにおいて、先行研究との光度変動の比較を行った。その結果、ケーサーの光度変動のみを起源とする、電離状態変動シナリオを支持する可能性が伺えることが分かった。

## Reference

- Cristiani S., Trentini S., La Franca F., Andreani P., 1997, *A&A*, 321, 123
- di Clemente, A., Giallongo, E., Natali, G., Trevese, D., & Vagnetti, F. 1996, *ApJ*, 463, 466
- Gibson R. R., Brandt W. N., Schneider D. P., & Gallagher S. C., 2008, *ApJ*, 675, 985
- Misawa, T., Charlton, J. C., Eracleous, M., 2014, submitted
- Misawa T., Eracleous M., Charlton J. C., & Kashikawa N., 2007b, *ApJ*, 660, 152
- Misawa T., Kawabata K. S., Eracleous M., & Charlton J. C., Kashikawa N., 2010, *ApJ*, 719, 1890
- Murray N., Chiang J., Grossman S. A., & Voit G. M., 1995, *ApJ*, 451, 498
- Proga D., Stone J. M., & Kallman T. R., 2000, *ApJ*, 543, 686
- Trevese, D., Saturni, F. G., Vagnetti, F., Perna, M., Paris, D., & Turriziani, S. 2013, *A&A*, 557, 91
- Vanden Berk, D. E., Wilhite, B. C., & Kron, R. G., et al. 2004, *ApJ*, 601, 692
- Webb W., Malkan M., 2000, *ApJ*, 540, 652
- Weymann, R. J., Morris, S. L., Foltz, C. B., & Hewett, P. C. 1991, *ApJ*, 373, 23
- Wilhite, B. C., Brunner, R. J., Grier, C. J., Schneider, D. P., & vanden Berk, D. E. 2008, *MNRAS*, 383, 1232

## 時間変動選択による低光度 AGN の同定

松本 恵未子 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

### Abstract

活動銀河核 (AGN) の中でも比較的暗い AGN を低光度 AGN と呼ぶ。近年の深探査では、時間変動を示すが、X 線を含むその他の観測では AGN の兆候を示さないものが数多く見つかった。しかし、これらの深探査によって発見される天体は遠方に存在し追観測が難しいため、謎が多く残っている。そこで本講演では我々の行っている近傍の低光度 AGN 探査の詳細について発表する。私は、木曾 105cm シュミット望遠鏡での超新星探査プロジェクト KISS で取得したデータを用いて見つかった近傍における低光度 AGN 候補天体を時間変動等の情報から低光度 AGN 候補天体を選び出した。候補天体の追観測は岡山 188cm 望遠鏡可視分光装置 KOOLS にて行った。その結果 H $\alpha$  の広輝線は検出されているが、AGN の証拠となる [OIII] $\lambda$ 4363 等の輝線は検出出来ていない。今後は H $\alpha$  が検出された天体をより詳しく調べると共に、観測を行っていく。

## 1 Introduction

宇宙には AGN (Active Galactic Nuclei=活動銀河核) と呼ばれる高エネルギー天体が存在する。AGN の大まかなモデルの構造は中心の超巨大ブラックホールの周りに降着円盤が存在しているというものである (図 1)。

AGN には可視光スペクトルから I 型と II 型の 2 つのタイプに分類することが出来る。I 型 AGN は広輝線 (FWHM が約 1000km/s 以上) と狭輝線 (FWHM が約 100km/s) が見えるもので、II 型は狭輝線のみ見えるものである。これらは AGN を観測する方向の違いによると考えられている。AGN を降着円盤に垂直な方向から見ると Broad Line Region (BLR) と Narrow Line Region (NLR) 両方が観測出来る。一方で II 型は比較的降着円盤に水平な方向から見ていると考えられ NLR しか観測出来ない。

他にも AGN の特徴として明るさの時間変動、X 線を含むその他の波長で検出される等が上げられる。このように観測で AGN の研究はすすんでいるものの、AGN の超巨大ブラックホールの成長自身については未だに謎のままである。そこで私は、超巨大ブラックホールの質量降着がその成長の段階でどのように変わるかを知るために、質量降着率の低いと考えられる AGN を観測的に調べることで、超巨大ブラックホールの進化について理解が進むと考えた。

一般的な AGN と比べて比較的暗い AGN を低光度

AGN と呼ぶ。近年行われている深探査において時間変動を示すが X 線を含むその他の観測では AGN の兆候を示さない低光度 AGN が多数存在していることがわかった。しかし、深探査によって発見された天体は遠方にあり見かけで暗いため追観測は難しいため、その正体は謎のままである。この低光度 AGN を時間変動という手法に注目して発見する。何故時間変動という手法を用いるかということ、AGN は古くから青いという特徴で判断されてきたが、低光度 AGN は母銀河の星の光の影響が大きく簡単に色だけでは判断しにくいいため、まずは明るさの時間変動によって候補天体を選択し分光同定しようと考えたからである。

## 2 候補天体選択

私はまず、明るさが時間変動している天体を選択した。使用したデータは、長野県にある東京大学 105cm 木曾シュミット望遠鏡の超広視野カメラ Kiso Wide Field Camera (KWFC) を用いて、2012 年 4 月から開始された超新星探査 Kiso Supernova Survey (KISS) のデータを用いた。KISS は、超新星の爆発の瞬間ショックブレイクアウトの可視光での検出を目的としたプロジェクトである。この観測データでは超新星候補のみだけでなく、様々な変光天体も捉えることが可能である。低光度 AGN の候補天体を選

択するための条件は、(1)SDSS データと KISS データを比較して銀河中心部が変動していること (図 2)、(2)SDSS でスペクトルが撮られていないもの、またはスペクトルが AGN として登録されていないもの、(3)X 線が検出されていない、(4) 近傍銀河 ( $z < 0.1$ ) であること、この 4 つを満たしている天体を選択した。これら候補天体を 2013 年 11 月と 2014 年 3 月で岡山 188cm 望遠鏡可視分光装置 KOOLS にて追分光観測を行った。

### 3 分光観測の結果

4 つの条件にあい、なおかつ岡山の望遠鏡で観測出来た候補天体は 11 天体あり、分光したスペクトルを確認したところ AGN に見られる広輝線  $H\alpha$  が検出出来た天体は 3 天体 (KISSJ0308-0046, KISSJ0249-0049, KISSJ0810+5750) あった (図 3)。 $H\alpha$  付近の拡大図 (図 4,5,6) では SDSS のスペクトルと比べている。赤線は岡山で観測したデータ、青線は SDSS のスペクトル、緑線は SDSS のデータを岡山の夜光輝線にならしたものである。ここで KISSJ0810+5730 は SDSS スペクトルがないため SDSS との比較は出来なかった。KISSJ0308-0046 と KISSJ0249-0049 で  $H\alpha$  の幅を見比べると 2 天体とも SDSS スペクトルよりも広がっているとはいえない。このことから、 $H\alpha$  が時間変動しているとは考えられず、低光度 AGN であると断定することが難しいため更なる観測が必要になる。また、KISSJ0810+5730 については SDSS との比較は出来なかったが、夜光輝線と比較すると広がり確認出来たためこの天体には今後も注目していく予定である。

それぞれの  $H\alpha$  での FWHM を測ると、KISSJ0308-0046 が 1187.6km/s, KISSJ0249-0049 が 541.7km/s, KISSJ0810+5750 が 1025.8km/s となった。AGN の広輝線の FWHM は約 1000km/s 以上なので KISSJ0308-0046 と KISSJ0810+5750 が AGN の広輝線の条件を満たしているが、今回の分光で  $H\alpha$  輝線だけしか確認がとれなかったことと、KISSJ0308-0046 については  $H\alpha$  の変動が確認出来なかったため、 $H\alpha$  の FWHM が 1000km/s をこえただけでは、AGN とは断定できない結果となった。

### 4 まとめ

今回は低光度 AGN 候補天体を時間を変動という手法で選出した。その候補天体のうち計 11 天体岡山 188cm 可視分光装置 KOOLS にて追分光観測を行い、観測したスペクトルを確認したところ  $H\alpha$  輝線が検出出来たのは 3 天体あった。KISSJ0308-0046 と KISSJ0249-0049 について SDSS データと比べたところ有意に広がっているとは見れなかったため、今後は KISSJ0810+5750 について注目していく。10 月によりシーイングの良い UH88 (ハワイ大学 2.2m 望遠鏡) の分光観測が予定されており、KISSJ0810+5750 の天体を更に分光観測するとともに、新しく候補天体を選出し、12 月に岡山の 188cm 望遠鏡 KOOLS にて分光観測を行う予定である。

### Reference

- Ho et al. 1997, ApJ, 487, 568
- Maoz et al. 2005, ApJ, 625, 699
- Sarajedini, et al. 2006, ApJS, 166, 69
- Cohen, et al. 2006, ApJ, 639, 731,
- Morokuma, et al. 2008, ApJ, 676, 121
- Villforth et al. 2012, MNRAS, 426, 360
- Young et al. 2012, ApJ, 748, 124
- Tominaga, et al. 2014, CBET, 3848, 1
- Tanaka, et al. 2014, CBET, 3816, 1



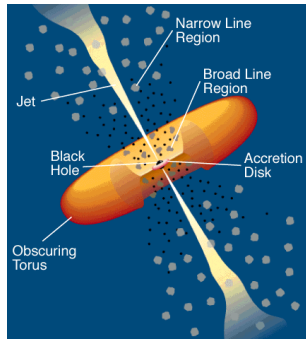


図 1: AGN モデル

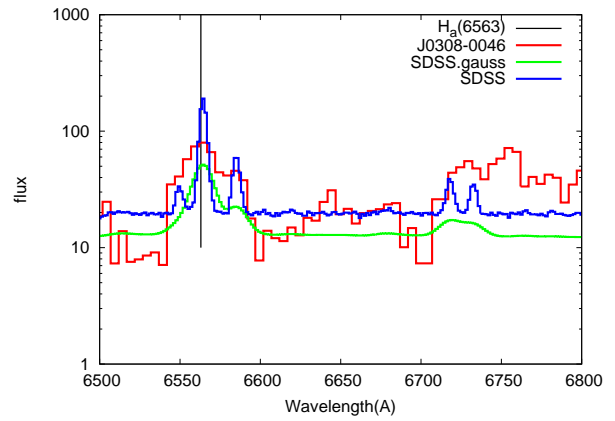


図 4: KISSJ0308-0046 の H $\alpha$  付近の拡大図

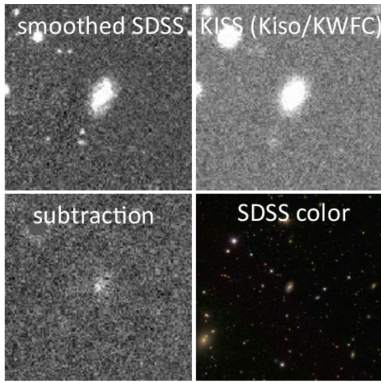


図 2: 変光天体。SDSS 画像 (左上)、木曾シュミット望遠鏡 KWFC(KISS) 画像 (右上)、互いに引き算をした画像 (左下)、SDSS3 色合成画像 (右下)

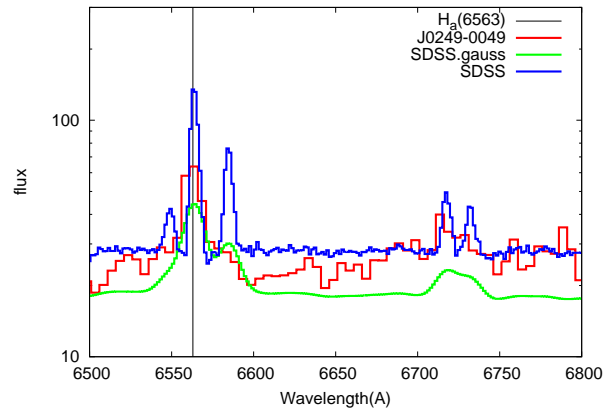


図 5: KISSJ0249-0049 の H $\alpha$  付近の拡大図

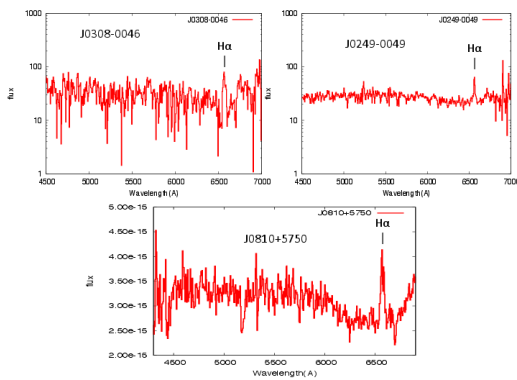


図 3: 3 天体のスペクトル: KISSJ0308-0046(左上), KISSJ0249-0049(右上), KISSJ0810+5750(下)

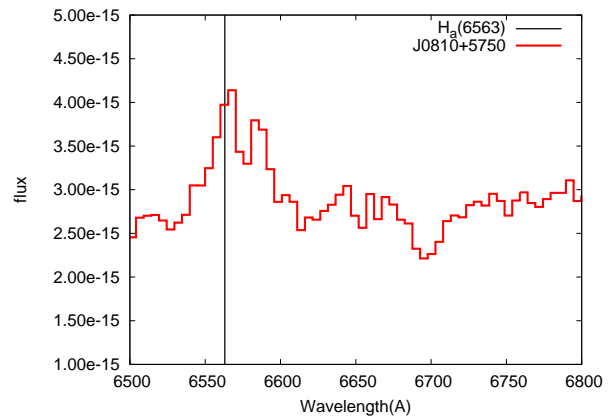


図 6: KISSJ0810+5750 の H $\alpha$  付近の拡大図

# 1 型活動銀河核からの中性鉄 $K\alpha$ 輝線放射スペクトル解析および ASTRO-H 衛星による観測シミュレーション

伊藤 由裕 (東京理科大学大学院 理学研究科)

## Abstract

1 型活動銀河核からの X 線放射スペクトルにみられる中性鉄 (Fe)  $K\alpha$  輝線幅の高精度な決定および放射領域の推定を目指し、現在稼働中の X 線天文衛星の中で 6.4 keV 付近のエネルギー分解能に優れる Chandra 衛星の高エネルギー透過型回折格子 (High Energy Transmission Grating; HETG) による観測データを解析した。複数の HETG 観測データを足しあわせることで統計の良いスペクトルを作成し、1 型活動銀河核計 10 天体について X 線光度 (2-10 keV) と半値全幅 (Full Width at Half Maximum; FWHM) を得た。広輝線領域由来と考えられる  $H\beta$  輝線の FWHM と比較したところ、少なくとも 5 天体では Fe  $K\alpha$  輝線の FWHM が  $H\beta$  輝線の FWHM を下回っていた。これは Fe  $K\alpha$  輝線の放射領域の運動速度が広輝線領域の運動速度に比べて低速であることを示しており、Fe  $K\alpha$  輝線の放射領域が広輝線領域よりも中心ブラックホールから遠方に存在することを示唆している。また、天体によっては X 線光度の時間変動によって Fe  $K\alpha$  輝線が影響を受けることがわかり、10 天体中 4 天体では FWHM が大きく変化することが判明した。これは放射領域の場所が観測時期によって変動する可能性を示唆しているが、HETG のエネルギー分解能では Fe  $K\alpha$  輝線の速度幅が異なる成分を区別することは困難である。

2015 年度に打ち上げが予定されている次世代 X 線天文衛星 ASTRO-H に搭載予定の SXS 検出器は HETG に比べて有効面積・エネルギー分解能ともに一桁近い向上が見込まれており、Fe  $K\alpha$  輝線の速度幅が異なる成分を区別できると予想されている。NGC5548 の観測シミュレーションの結果から、HETG では区別できなかった速度幅の異なる成分を明らかに区別することができた。

## 1 活動銀河核と中性鉄 $K\alpha$ 輝線

宇宙に存在する銀河の中心部には活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) とよばれる太陽質量の 100 万倍以上にも匹敵する超巨大ブラックホールが存在し、電波からガンマ線に至る広範囲な波長の電磁波を放射している。多波長による観測から活動銀河核はトーラスモデルとよばれる統一モデルが提唱されており、中心部の超巨大ブラックホールと降着円盤を取り囲むようにダストトーラスとよばれる吸収体が存在し、トーラス開口部付近には広輝線領域や狭輝線領域が広がっている。トーラス開口部方向から降着円盤や広輝線領域からの放射が直接みえる場合を 1 型、トーラス越しに放射をみている場合を 2 型に分類する。活動銀河核と銀河の成長には相関関係があることが近年明らかになっており、このような「共進化」現象の更なる解明のためにも、活動銀河核の研

究はますます重要になっている (e.g. Yaqoob & Padmanabhan 2004)。

活動銀河核からの X 線放射スペクトルにみられる Fe  $K\alpha$  輝線 (6.4 keV) は強度が高く、可視光に比べてダストによる吸収の影響を受けにくいいため、活動銀河核を研究するうえで非常に重要なツールである。しかしながら、Fe  $K\alpha$  輝線の放射領域の場所は未だに不確かであり、その放射メカニズムも不明瞭な点が多い。超巨大ブラックホール周辺の降着円盤外縁部付近やダストトーラス内壁付近などが放射領域の候補として挙げられているが、現状では正確な特定には至っていない。

Fe  $K\alpha$  輝線の速度幅を調べることで、放射領域の運動速度を決定することが可能である。超巨大ブラックホールの質量を  $M_{\text{BH}}$  としてケプラー運動を考えると、放射領域の運動速度  $v$  と超巨大ブラックホー

ルからの距離  $R$  には

$$v = \sqrt{\frac{GM_{\text{BH}}}{R}} \quad (1)$$

という関係が成り立つ。放射領域の速度を広輝線領域由来と考えられる  $H\beta$  輝線幅から求めた速度と比較することで、広輝線領域に対する放射領域から超巨大ブラックホールまでの距離を推定することが可能である。

本研究においてハッブル定数は  $H_0=70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 、密度パラメータは  $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M = 0.73$  を用いている。また、特に断わりのない限り誤差はすべて 68%統計誤差を用いた。

## 2 観測衛星と解析方法

### 2.1 Chandra 衛星 HETG 観測

Fe  $K\alpha$  輝線の速度幅から放射領域の正確な速度を得るためには、Fe  $K\alpha$  輝線の高精度な観測が必要である。Chandra 衛星に搭載されている HETG は現在稼働中の X 線天文衛星の中で最もエネルギー分解能にすぐれ、Fe  $K\alpha$  輝線が存在する 6.4 keV 付近のエネルギー分解能は 35 eV にも達するため、本研究に最も適している。表 1 に今回解析した 1 型活動銀河核計 10 天体の名称と解析に用いた HETG 観測データ数、および合計の観測時間を掲載した。

表 1: 解析した 1 型活動銀河核

名称	HETG 観測数	観測時間 (合計) (ksec)
3C120	1	58.16
Mkn509	3	326.93
NGC3516	8	386.18
NGC3783	8	1049.35
NGC4051	13	388.17
NGC4593	1	79.90
NGC5548	2	233.46
NGC7314	2	95.67
MCG-6-30-15	5	653.18
Mrk279	1	116.06

### 2.2 解析方法

複数の HETG 観測データが存在する場合はデータを足しあわせることで統計の良いスペクトルを作成した。ただし、X 線光度の時間変動による Fe  $K\alpha$  輝線幅の変化が大きい天体については、全データを全て足し合わせるのではなく、X 線光度によってデータを 2-3 グループに分けて足し合わせた。スペクトルフィットでは 2-7 keV の範囲を使用し、X 線連続成分をあらわすべき関数モデルと Fe  $K\alpha$  輝線をあらわすガウス関数モデルを用いてフィッティングをおこなった。

## 3 解析結果

### 3.1 スペクトル

解析結果の一例として NGC3783 のスペクトルを示す (図 1)。NGC3783 の HETG 観測は計 8 観測存在し、各観測データの X 線光度は最大で 2 倍程度の変動がみられた。しかしながら、Fe  $K\alpha$  輝線幅にはほとんど変動がみられなかったため、全データを全て足し合わせてスペクトルを作成した。解析により Fe  $K\alpha$  輝線の FWHM と X 線光度 (2-10 keV) を求めた。

### 3.2 X 線光度の時間変動による Fe $K\alpha$ 輝線への影響

NGC4051 や NGC5548 など一部の天体では、X 線光度の時間変動によって Fe  $K\alpha$  輝線幅が大きく変化することがわかった。図 2 は NGC4051 の 13 観測を (赤)  $2.0 \times 10^{41} \text{ ergs s}^{-1}$ 、(緑)  $3.0 \times 10^{41} \text{ ergs s}^{-1}$ 、(青)  $4.0 \times 10^{41} \text{ ergs s}^{-1}$  の 3 グループに分けて解析し、X 線光度 (2-10 keV) と Fe  $K\alpha$  輝線の FWHM の相関を調べた結果である。図 2 のとおり、NGC4051 は X 線光度によって Fe  $K\alpha$  輝線の FWHM が最大で 8 倍以上にも変化していることがわかる。このため、以下の議論において NGC4051 のように X 線光度の時間変動によって Fe  $K\alpha$  輝線幅が大きく変化する天体については、X 線光度ごとにデータをグループ分けして解析した結果を用いている。

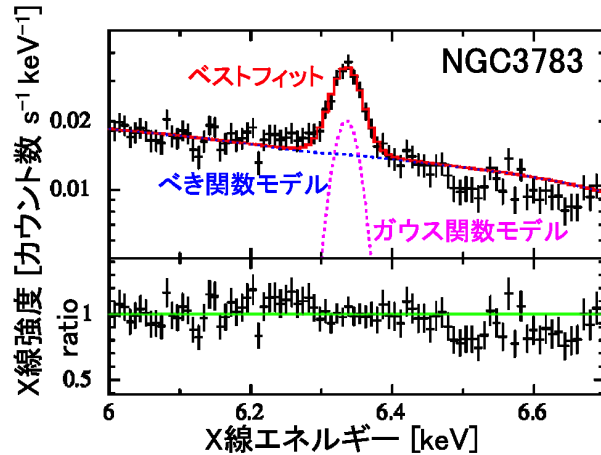


図 1: NGC3783 のスペクトル。下段はベストフィットに対するデータのズレをあらわす。黒: データ、赤: ベストフィット、青: 連続成分をあらわすべき関数モデル、マゼンタ: Fe K $\alpha$  輝線をあらわすガウス関数モデル。

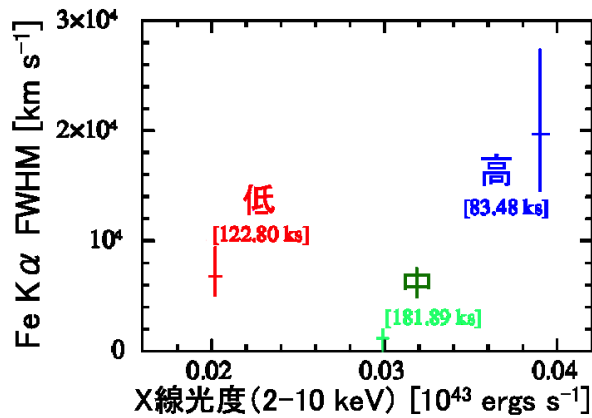


図 2: NGC4051(計 13 観測) を X 線光度によって 3 グループに分けた時の X 線光度 (2-10 keV) と Fe K $\alpha$  輝線の FWHM の相関。赤:  $2.0 \times 10^{41}$  ergs s $^{-1}$  程度 (3 観測)、緑:  $3.0 \times 10^{41}$  ergs s $^{-1}$  程度 (7 観測)、青:  $4.0 \times 10^{41}$  ergs s $^{-1}$  程度 (3 観測)。

## 4 議論

### 4.1 X 線光度 (2-10 keV) と Fe K $\alpha$ 輝線の FWHM の相関

今回解析した 1 型活動銀河核全 10 天体の X 線光度 (2-10 keV) と Fe K $\alpha$  輝線の FWHM の相関を調べた

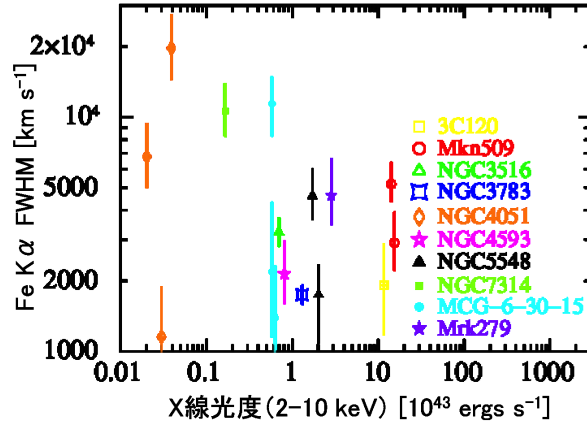


図 3: 解析した 1 型活動銀河核計 10 天体の X 線光度 (2-10 keV) と Fe K $\alpha$  輝線の FWHM の相関。

結果を図 3 に示す。全 10 天体の X 線光度は  $0.01-10 \times 10^{43}$  ergs s $^{-1}$ 、Fe K $\alpha$  輝線の FWHM は  $1000-20000$  km s $^{-1}$  と非常に広範囲に分布しているが、X 線光度と FWHM に有意な相関はみられなかった。

### 4.2 H $\beta$ 輝線の FWHM と Fe K $\alpha$ 輝線の FWHM の相関

図 4 は解析した 1 型活動銀河核計 9 天体について、H $\beta$  輝線の FWHM (Shu, Yaqoob, & Wang 2010) と Fe K $\alpha$  輝線の FWHM を比較した結果である。図 4 の破線は Fe K $\alpha$  輝線の FWHM と H $\beta$  輝線の FWHM が等しいラインを示している。NGC3783 や NGC4593 では破線より下方に位置していることから、Fe K $\alpha$  輝線の放射領域の運動速度が H $\beta$  輝線を放射する広輝線領域の速度に比べて低速であると考えられる。この結果は NGC3783 や NGC4593 では広輝線領域に比べて Fe K $\alpha$  輝線の放射領域が超巨大ブラックホールから遠方に位置していることを示唆している。また、NGC4051 のような X 線光度の時間変動によって Fe K $\alpha$  輝線幅が大きく変動する天体では Fe K $\alpha$  輝線の FWHM が大きく変動していることから、観測時期によって Fe K $\alpha$  輝線の放射領域が変動する可能性を示唆している。しかしながら、HETG のエネルギー分解能では Fe K $\alpha$  輝線の速度幅が異なる成分を区別することは困難である。

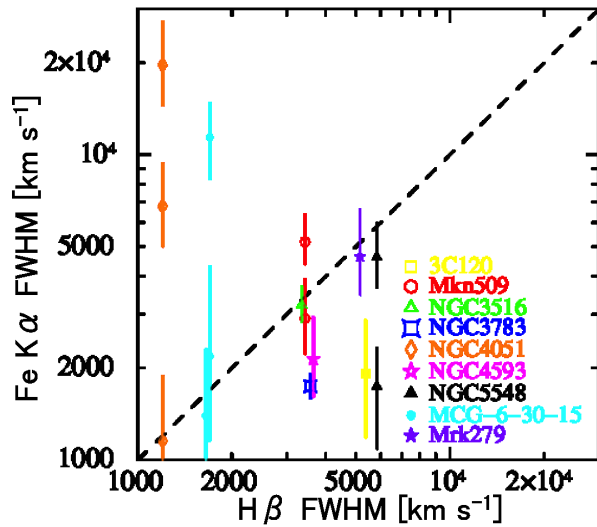


図 4: 解析した 1 型活動銀河核計 9 天体の Fe K $\alpha$  輝線の FWHM と H $\beta$  輝線の FWHM を比較した結果。NGC7314 は H $\beta$  輝線の FWHM が得られず掲載していない。両輝線の FWHM が等しいラインを破線で示した。

## 5 ASTRO-H 衛星による観測シミュレーション

2015 年度に打ち上げ予定の X 線天文衛星 ASTRO-H に搭載される軟 X 線分光検出器 SXS(Mitsuda et al. 2010) は HETG に比べて有効面積・エネルギー分解能が一桁程度向上することが見込まれており、HETG では区別できなかった Fe K $\alpha$  輝線の速度幅が異なる成分を明確に区別できる。NGC5548 について Fe K $\alpha$  輝線の FWHM が 2000 km s $^{-1}$  の成分と 10000 km s $^{-1}$  の成分を仮定し、SXS のエネルギー分解能を 5 eV、観測時間を 100 ksec に設定シミュレーションをおこなった。作成したスペクトルを 2 本のガウス関数モデルでフィットした結果を図 5 に示す。図 5 のとおり、SXS ならば Fe K $\alpha$  輝線の速度幅が異なる成分を明確に区別できることがわかった。

## 6 結論

1 型活動銀河核計 10 天体について H $\beta$  輝線の FWHM と Fe K $\alpha$  輝線の FWHM を比較した結果、

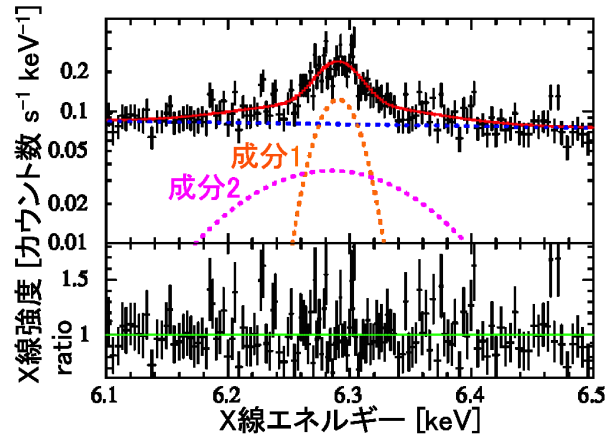


図 5: SXS による NGC5548 の観測シミュレーション結果。成分 1(橙)は FWHM が 2000 km s $^{-1}$  のラインを示し、成分 2(マゼンタ)は FWHM が 10000 km s $^{-1}$  のラインを示す。

少なくとも 5 天体では Fe K $\alpha$  輝線の放射領域が広輝線領域よりも外側に存在し、Fe K $\alpha$  輝線の放射領域が観測時期によって変動する可能性があることが分かった。ASTRO-H 衛星による NGC5548 の観測シミュレーションでは Fe K $\alpha$  輝線の速度幅が異なる成分を明確に区別できたことから、ASTRO-H 衛星打ち上げ後は放射領域の更なる特定が期待される。

## Reference

- Yaqoob, T., & Padmanabhan, U. 2004, ApJ, 604, 63  
 Shu, X. W., Yaqoob, T., & Wang, J. X. 2010, ApJS, 187, 581  
 Mitsuda, K., Kelley, R. L., Boyce, K. R., et al. 2010, SPIE, 7732,

## $z \sim 2$ の Ly $\alpha$ 輝線銀河 (LAEs) のダスト放射の性質とその応用

日下部 晴香 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

LAEs のダスト吸収量は、星成分のみからの SED fitting から小さいとされていたが、正確な見積もりをするにはダスト放射の直接観測が必要である。しかし、 $z \gtrsim 1$  では、非常に明るいごく少数の LAEs をのぞき、ダスト放射の個別検出はおろか、スタッキング解析でもゆるい上限値しか得られていなかった。本研究では、 $z \sim 2$  の LAEs の Herschel/PACS と Spitzer/MIPS の深いスタッキング解析を行うことで、初めて有意な赤外光度の上限値を得る事に成功した。LAEs の平均的な赤外光度の  $2\sigma$  上限値は  $L_{IR} \sim 7 \times 10^9 L_{sun}$  と大変暗く、星形成率の比は  $SFR_{IR}/SFR_{UV} \lesssim 1$  に相当する。UV 光度との比  $IRX=L_{IR}/L_{UV} \lesssim 1.5$  と UV slope  $\beta$  から、本サンプルに local starburst (Calzetti et al. (2000)) の吸収曲線を適用すると、赤外光度や星形成率の過大評価になることがわかった。より適切な SMC curve (Pettini et al. (1998)) を用いて SED fitting を行うと、Calzetti's law の時と比べて  $E(B-V)$  が小さくなり、星形成率は 6 割程度に小さく、星質量は 1.3 倍、年齢は 2 倍程度大きくなる。この結果から星形成のモードは "normal" となる。また、Ly $\alpha$  光子の脱出率は  $0.23 \lesssim f_{esc}^{Ly\alpha} \lesssim 0.43$  と求まる。 $f_{esc}^{Ly\alpha}$  や IRX は同時代の全銀河の平均的な値 (Burgarella et al. (2013), Hayes et al. (2011)) とかけ離れており、むしろ  $z \sim 5, 6$  の値に近いことが明らかとなった。

## 1 Introduction

銀河の物理量を正確に求めるには、星からの放射とダストの放射の両成分が必要である。Reddy et al. (2012) では、個別にダスト放射を検出することが難しい "moderate luminosity" に該当する  $z \sim 2$  の紫外連続光銀河サンプルについて、stacking 解析を用いる事でダスト放射を検出することに成功し、その吸収特性が明らかになった。銀河の階層的進化を考えると、観測しやすい明るくて大質量な銀河だけでなく、暗くて低質量な銀河を調べることは大事である。しかし、遠方では、この "moderate luminosity" の銀河までしか、星とダストの両成分を合わせての解析はされていない。LAEs は主要な遠方銀河の一種で、典型的に暗く低質量とされる (Gawiser et al. (2006))。Wardlow et al. (2014) は、 $z > 2$  の LAEs に対して FIR の stacking 解析を行ったが、非検出であった。得られた赤外光度の制限はゆるく、ダストの性質に示唆を与えることはできていない。

そこで本研究では、 $z \sim 2$  の LAEs の大きなサンプル数と深いデータを活かして紫外から遠赤外の 18band の多波長データについて stacking 解析をおこなう。ダスト放射は非検出であったが、初めて非

常に強い制限値を得られた。

紫外光に対する赤外光度の比と UV slope の傾きの関係 (IRX- $\beta$ ) からダスト吸収の特性、適切な吸収曲線が判断できる。適切な吸収曲線を用いて、ダスト吸収量を制限することでより正確な SED fitting 結果を得られる。この正確な fitting 結果を用いて SFR と  $M_*$  から  $z \sim 2$  の典型的な LAE 銀河の星形成のモードについて議論する。また、赤外光度を求めることで、Ly $\alpha$  の脱出率 ( $f_{esc}^{Ly\alpha}$ ) も推定でき、得られた  $f_{esc}^{Ly\alpha}$  や IRX を cosmic average と比較する。さらに LAEs は faint ( $S_{1.2mm} \sim 0.1 mJy$ ) SMG の候補天体 (Ono et al. (2014)) になりえるかを議論する。

## 2 Methods

### 2.1 Data

本研究では GOODS-S の MIPS, PACS の深い data のある領域内に、U, B, NB387 の 3band を用いて (Nakajima et al. (2012))、 $z \sim 2.18$  の LAEs を 213 個得た。用いた多波長データは、VLT/VIMOS U, Subaru/Suprime-Cam NB387, Blanco/

MOSAIC II B, V, R, i', z, VLT/ISAAC J, H, Ks, Spitzer/IRAC 1-4ch, MIPS 24 $\mu$ m, Herschel/PACS 70, 100, 160 $\mu$ m の計 18band である。今回注目する LAEs のダスト放射は MIPS, PACS において、1 天体も受からなかった。全てのサンプルを使って (図 1)、SN を 10 倍以上にあげるも MIPS と PACS では非検出であった。赤外光度の上限値は次章の方法で求めた。全ての band の flux density は図 2 のようになった。

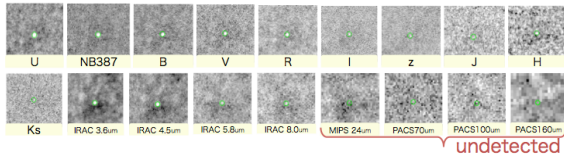


図 1:  $z \sim 2$  の LAE の stacked images

## 2.2 Infrared luminosity

MIPS, PACS の 4band について、stacking 解析によって得られた画像の sky noise の  $2\sigma$  をそれぞれの flux density の上限値とした。赤外光度の上限値を求めるために、銀河のダスト放射の SED template の fitting を行った。用いたテンプレートは、Herschel Reference Survey に基づく Ciesla et al. (2014) の低金属量銀河で、4 つの flux density の上限値と矛盾しないように fitting し (図 2)、8-1000 $\mu$ m を積分して赤外光度の  $2\sigma$  上限値とした。このテンプレートセットのうち LAE の先行研究 (Z,  $M_*$ , SFR) と矛盾しないものの中から、赤外光度上限値を過小評価するリスクが最も小さくなる低金属量銀河のものを採用した。

## 3 Results

### 3.1 Luminosity & Starformation rate

本サンプルの紫外光度は  $L_{UV} = \nu L_\nu \sim 4.7 \times 10^9 L_\odot (1600\text{\AA})$  となり、赤外光度の  $2\sigma$  上限値は  $L_{IR} \sim 7 \times 10^9 L_\odot$  となる。これは  $z \sim 2$  の IR 光度関数の典型的な光度  $L_{knee}$  (Magnelli et al. (2013)) の 320 分の 1 以下で、ALMA をもってしても簡

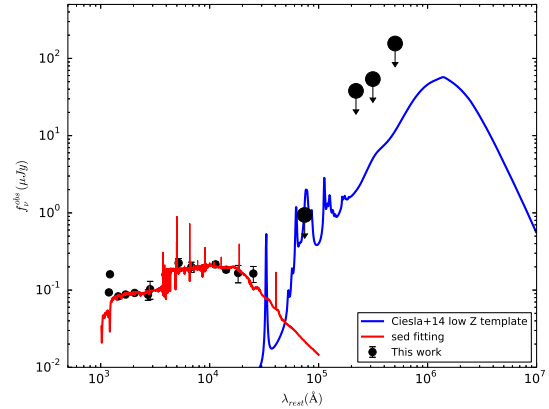


図 2:  $z \sim 2$  の LAE の stacked SED。黒い点が観測データで、エラーバーは静止系 NIR までで  $1\sigma$ 。非検出であった MIR, FIR は黒点が  $2\sigma$  上限値を表す。赤色の線は 3.3 節の SED fitting の結果で、青色の線は 2.2 節のダスト放射の SED の fitting 結果である。

単に到達できる深さではない。Salpeter の IMF を仮定して Kennicutt et al. (1998) から星形成率は  $SFR_{UV} \sim 1.3 M_\odot/\text{yr}$ ,  $SFR_{IR} \lesssim 1.2 M_\odot/\text{yr}$  と求めた。 $SFR_{IR}/SFR_{UV} \lesssim 3-12$  (Wardlow et al. (2014)) と比べ、本研究では  $SFR_{IR}/SFR_{UV} \lesssim 1$  となり、 $SFR_{IR}$  への制限が非常に強くなったことがわかる。 $1.3 M_\odot/\text{yr} \lesssim SFR_{total} \lesssim 2.5 M_\odot/\text{yr}$  となる。

### 3.2 IRX- $\beta$ relation & Extinction curves

本サンプルの赤外光度と紫外光度の比は  $IRX = L_{IR}/L_{UV} \lesssim 1.5$  となる。これと SED の UV slope  $\beta \sim -1.7$  から  $IRX-\beta$  の図を描くことができる (図 3)。図から、紫外連続光銀河は一般的に使われている近傍の local starburst (Meurer et al. (1999), Calzetti et al. (2000)) と矛盾しない (Reddy et al. (2012)) ことを示している。一方、 $z \sim 2$  の LAEs には Calzetti's law は不適切であり、 $\beta$  から推定される赤外光度を 2-3 程度倍過大評価してしまうことがわかる。 $z \sim 2$  の LAEs に適切なのは、Meurer et al. (1999) の data を正確に解析し直した修正版 local starburst (Takeuchi et al. (2012)) や

表 1: SED fitting の結果。

	$\chi_r^2$ $E(B-V)_*(A_{1600})$	$f_{esc}$ $age(Myr)$	$M_*(10^8 M_\odot)$ $SFR(M_\odot/yr)$
Calzetti's law	0.69 0.11(1.1)	0.45 260	6.2 2.8
SMC curve	0.3 0.05(0.6)	0.5 570	7.9 1.7

SMC となる。また age が若いものに限った  $z \sim 2$  の紫外連続光銀河 (Reddy et al. (2012)) もこのような傾向がある。IRX の値から  $A_{1600} < 0.9mag$  となる。

### 3.3 SED fitting

Calzetti's law と SMC の 2 つの吸収曲線を用いて B から IRAC Ch4 まで SED fitting を行った。fitting の code は nebular emission 入り (Ono et al. (2010b)) と同様のものである。今回は赤方偏移を  $z = 2.18$ 、星形成史は constant star formation に固定した。金属量は LAE の先行研究を参考にし  $Z = 0.2Z_\odot$  (Nakajima et al. (2013)) とした。パラメータは  $f_{esc}$ ,  $E(B-V)_s$ ,  $age$ ,  $SFR$  (規格化定数) の 4 つとなる。stellar mass は age と SFR が決まれば一意に定まる。fitting 結果は表 1 に示す。Calzetti's law の SED fitting は、3.1,3.2 節で求めた  $SFR_{total} \lesssim 2.5M_\odot/yr$ ,  $A_{1600} < 0.9mag$  を満たせない。更に、 $\chi_r^2$  の値は Calzetti's law よりも SMC curve の方が小さくなる。

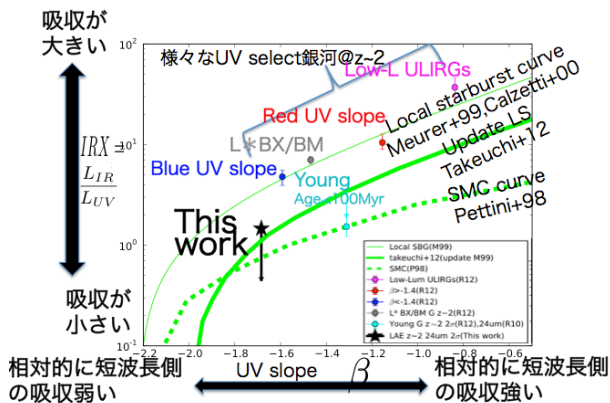


図 3: IRX- $\beta$  の図。黒い点が this work、その他の色の点は様々な種類の紫外連続光銀河。ライム色の線は、細実線が一般的に用いられている local starburst, 太実線が改訂版 local starburst, 点線が SMC curve である。(参照先は本文にあり)

したがって、SED fitting の結果からも  $z \sim 2$  の LAEs には、SMC の吸収曲線の方が適切であると言える。従来のように Calzetti's law を使った場合に比べ、SMC curve で fitting をすると SFR は 6-7 割に減少、 $M_*$  は 2,3 割増加、age は二倍程度に増加する。今回は SMC curve の best fit を fitting 結果として採用する (図 2)。

## 4 Discussion

### 4.1 Starformation main sequence

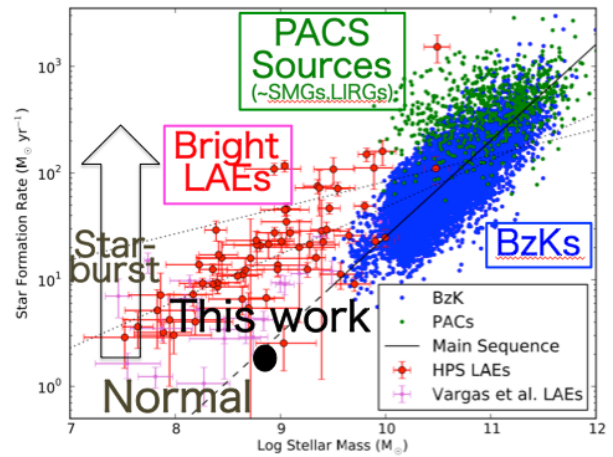


図 4: SFR と  $M_*$  の図 (Hagen et al. (2014))。黒い点が今回の結果 (典型的な LAEs)。その他の点は他のサンプル。破線上に天体があれば MS にのり、星形成のモードが normal に、上にいけば starburst になる。

$2 \lesssim z \lesssim 4$  の明るい LAEs の個別天体で SED fitting (Hagen et al. (2014)) から、明るい LAEs は star-forming Main Sequence には乗らず、SMG のような starburst の延長線上にのり、starburst 的であることが報告されている。本研究で得られた典型的な LAE は、main-sequence にのる。つまり  $z \sim 2$  の明るい LAEs とは異なり、典型的な LAEs の星形成モードは、normal である。しかし、明るい LAEs も本サンプルと同様に SMC curve に従う場合、 $sSFR = \frac{SFR}{M_*}$  が Calzetti's law を用いたことで過大評価されているので、これらも実際は starburst ではない可能性もある。



## 4.2 Escape fraction of Lyman $\alpha$

赤外光度の上限値が求まったことから、Ly $\alpha$  の脱出率  $f_{esc}^{Ly\alpha}$  を求めることができる。Ly $\alpha$  輝線から求まる星形成率は  $SFR_{Ly\alpha} \sim 0.57M_{\odot}/yr$ (Kennicutt et al. (1998)) となる。赤外の星形成率の上限値を用いる事で、 $f_{esc}^{Ly\alpha}$  に上限値と下限値の制限をつけることができる。

$$0.23 \sim \frac{SFR_{Ly\alpha}}{SFR_{UV} + SFR_{IR}^{上限値}} \lesssim f_{esc}^{Ly\alpha} \lesssim \frac{SFR_{Ly\alpha}}{SFR_{UV}} \sim 0.43 \quad (1)$$

これを Ly $\alpha$  脱出率の赤方偏移進化に plot したのが図 5 である。図内の赤と黒の plot のみ IR と UV から LAEs の  $f_{esc}^{Ly\alpha}$  を求めていて、cosmic average との差が明らかなのは本研究のみである。図 3,5 からわかるように、 $z \sim 2$  の LAEs の  $IRX$  や  $f_{esc}^{Ly\alpha}$  は同時代の cosmic average の銀河と異なっていて、むしろ  $z \sim 5, 6$  の銀河に近い (Burgarella et al. (2013), Hayes et al. (2011))。

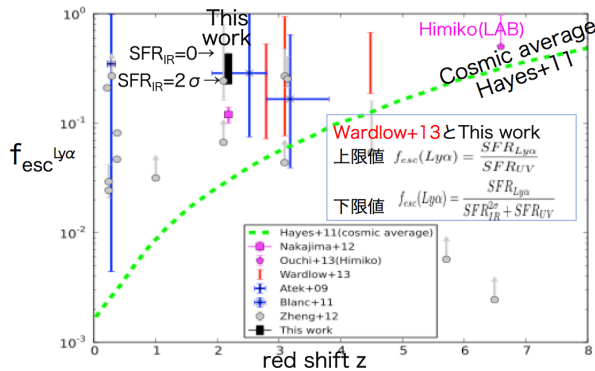


図 5: Ly $\alpha$  脱出率の赤方偏移進化。ライム色の線は cosmic average な銀河を表す。黒の棒が今回の上限値と下限値の範囲を表す。その他の点は図内の注釈の通り。

## 4.3 ALMA's faint SMG

$z \sim 2$  の LAEs のダスト放射の SED(2.2 節) から推定される、波長 1.2mm の flux density は 0.01mJy 以下である。また、現在の ALMA による 1 番深い銀河計数は 0.1mJy まで得られていて、そのような faint SMG の候補天体は galaxy bias から LAE, LBG, sBzK

とされている (Ono et al. (2014))。  $z \sim 2$  の紫外連続光銀河は 0.3mJy 程度と推定され (Reddy et al. (2012)) するため候補になり得るが、あらゆる LAEs がどのような赤方偏移でも本研究のような低い  $L_{IR}$  をもつとすると、faint SMG の銀河計数に LAEs はほとんど含まれていないと考えられる。

## 5 Conclusions

本研究では、大きなサンプルと深いデータを合わせる事で、初めて遠方の LAEs のダスト放射に有意な制限をつけることができた。星形成率の比は  $SFR_{IR}/SFR_{UV} \lesssim 1$  に相当し、先行研究よりも数倍強い制限となった。対応する光度比は  $IRX=L_{IR}/L_{UV} \lesssim 1.5$  ( $A_{1500} \lesssim 0.9$ ) である。  $IRX-\beta$  の図と SED fitting の結果から、 $z \sim 2$  の LAE には Calzetti's law の吸収曲線を用いると赤外光度の過大評価となり不適切で、SMC curveの方がより適切であることが明らかとなった。 SMC curveを用いると、Calzetti's law を用いた時と比べ、SED fitting の結果が  $M_*$  が 3 割程度増加し、age が二倍程度に大きくなる。この結果から  $z \sim 2$  の典型的な LAE は、star formation main sequence にのらず星形成のモードが normal であることも示せた。また、ダスト放射の SED fitting の結果から、LAEs が ALMA で見つかる faint SMG の候補天体から除外できることも言えた。更に、 $IRX$  や  $f_{esc}^{Ly\alpha}$  から、 $z \sim 2$  の LAE は  $z \sim 5, 6$  の cosmic average の銀河に近いこともわかった。

## Reference

- Burgarella, D., et al. 2013 ,A&A, 554, A70
- Calzetti, D., et al. 2000, ApJ, 533, 682
- Ciesla, L., et al. 2014, ApJ, A&A, 565, 128
- Gawiser, E., et al. 2006, ApJ, 642, 13
- Hagen, A., et al. 2014, ApJ, 786, 59
- Hayes, M., et al. 2011, ApJ, 730, 8
- Kennicutt, R., et al. 1998, Annu. Rev., 36, 189
- Magnelli, B., et al. 2013, A&A, 553, A132
- Meurer, G., et al. 1999, ApJ, 521, 64
- Nakajima, K., et al. 2012, ApJ, 745, 12
- Nakajima, K., et al. 2013, ApJ, 769, 3
- Ono, Y., et al. 2014, submitted to ApJ
- Ono, Y., et al. 2010b, ApJ, 724, 1525
- Pettini, M., et al. 1998, ApJ, 508, 539
- Reddy, N., et al. 2012, ApJ, 754, 25
- Takeuchi, T., et al. 2012, ApJ, 755, 144
- Wardlow, J., et al. 2014, ApJ, 787, 9

## $z \gtrsim 7$ での $\text{Ly}\alpha$ 光度関数の加速的進化とその物理的描像

今野彰 (東京大学宇宙線研究所 博士課程 1 年)

### Abstract

我々は、独自の狭帯域フィルター *NB101* を搭載したすばる望遠鏡を用いて、総積分時間 106 時間の  $z = 7.3$   $\text{Ly}\alpha$  輝線銀河 (LAE) 深撮像探査を行った。この観測で我々は、過去のすばる望遠鏡を用いた  $z \sim 7.3$  LAE 探査の  $\sim 4$  倍深く、かつ過去の  $z = 3 - 6$  LAE 探査と同等の深さである、 $L(\text{Ly}\alpha) = 2.4 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$  の限界光度まで達し、 $z = 7.3$   $\text{Ly}\alpha$  光度関数 (LF) をこれまでに無く高い精度で求めることを可能にした。我々は  $z = 7.3$  LAE を合計 7 天体検出し、これを基に  $z = 6.6 - 7.3$  で  $\text{Ly}\alpha$  LF は  $> 90\%$  の信頼性で有意に進化していると結論づけた。さらに我々は、 $z \gtrsim 7$  での  $\text{Ly}\alpha$  LF の加速的進化を初めて明らかにした。宇宙の星形成率の指標となる紫外線連続光の LF は  $z \sim 7$  で急速な減少が見られない。従って我々は、 $\text{Ly}\alpha$  LF の加速的進化は星形成率の進化とは異なるメカニズムで生じている可能性を示した。また我々は、単純な理論モデルを基に  $z = 7.3$  での銀河間物質中の中性水素割合  $x_{\text{HI}}$  を推定したが、 $\text{Ly}\alpha$  LF の加速的進化が  $x_{\text{HI}}$  の急激な増加によるものだとすると、宇宙背景放射のトムソン散乱の光学的厚みを説明できない可能性を示した。この矛盾を説明する物理的描像として、近年の理論研究で提唱されているような、クランプ状の中性水素ガス雲の存在、より早い時期での宇宙再電離、LAE の電離光子脱出率の増加が挙げられる。なお本研究は、Konno et al. (2014) として発表されている。

## 1 Introduction

$\text{Ly}\alpha$  輝線銀河 (LAE) とは  $\text{Ly}\alpha$  輝線を放射する星形成銀河である。LAE の統計的性質を探る手段として  $\text{Ly}\alpha$  光度関数 (LF) がある。過去の研究では、 $\text{Ly}\alpha$  LF は  $z = 3.1 - 5.7$  では進化せず、 $z = 5.7 - 6.6$  で減少していることが明らかになっている (e.g., Ouchi et al. 2008; Kashikawa et al. 2011)。近年では  $z \sim 7.3$  LAE の狭帯域撮像探査が行われている。しかし、 $z = 6.6$  と  $z \sim 7.3$  の間で  $\text{Ly}\alpha$  LF は無進化であるという主張 (e.g., Hibon et al. 2010) と、減少しているという主張 (Clément et al. 2012) があり、 $z = 6.6$  と  $z \sim 7.3$  の間での  $\text{Ly}\alpha$  LF の進化の有無は論争中であつた。すばる望遠鏡でも  $z \sim 7.3$  LAE 探査が行われた (e.g., Shibuya et al. 2012)。しかしこれらの探査では、その浅さのため、 $z \sim 7.3$  の  $\text{Ly}\alpha$  LF の明るい側しか調べることができず、 $z = 6.6 - 7.3$  での  $\text{Ly}\alpha$  LF の進化を明確に結論づけることができなかつた。 $\text{Ly}\alpha$  LF を高い精度で求めるには、より広い  $\text{Ly}\alpha$  光度範囲に渡って LAE を多数検出する必要がある。

$\text{Ly}\alpha$  LF の進化は宇宙再電離と関係する。LAE の周囲に存在する銀河間物質 (IGM) 中の中性水素の

$\text{Ly}\alpha$  減衰翼によって LAE から放射された  $\text{Ly}\alpha$  光子は吸収散乱を受けるため、 $\text{Ly}\alpha$  LF は変化する。従って  $\text{Ly}\alpha$  LF の進化から、IGM 中の中性水素割合  $x_{\text{HI}}$  に制限を与えることができる。宇宙再電離がいつ起きたかを調べた他の観測的研究として、宇宙背景放射 (CMB) を用いる方法がある。CMB のトムソン散乱の光学的厚み  $\tau_{\text{el}}$  を測定することで、宇宙再電離が起きた赤方偏移  $z_{\text{reion}}$  が求められる。CMB 観測衛星 *Planck* の結果から、宇宙再電離が瞬時に起こつたと仮定すると、 $z_{\text{reion}} = 11.1 \pm 1.1$  が得られている (Planck Collaboration et al. 2013)。

宇宙再電離の観測的研究は多く行われているが、宇宙再電離史に強い制限を与えられていないのが現状である。そこで本研究では  $z = 7.3$  LAE を深撮像探査した。この  $z = 7.3$  という赤方偏移は、深撮像探査を得意とするすばる望遠鏡にとって最遠方であり、かつ宇宙再電離の最中である。 $z = 7.3$  での  $\text{Ly}\alpha$  LF をこれまでに無く高い精度で求めることで、 $z = 6.6 - 7.3$  で  $\text{Ly}\alpha$  LF が進化しているかどうかという問題を解明し、さらに  $z = 7.3$  での  $x_{\text{HI}}$  を推定することで、宇宙再電離史に強い制限を与えることにした。

## 2 Observations and $z = 7.3$ LAE Sample

$z \gtrsim 7$ での  $\text{Ly}\alpha$  LF の進化を調べるには、 $z \leq 6.6$  LAE サンプルと同等の  $\text{Ly}\alpha$  限界光度まで達するような狭帯域深撮像観測が必要である。そこで我々は独自の狭帯域フィルター *NB101* を開発した。*NB101* の大きな特長は、過去のすばる望遠鏡による  $z \sim 7.3$  LAE 探査で用いられた狭帯域フィルター (例えば Shibuya et al. 2012 の *NB1006*) と比べて透過率曲線の FWHM が狭く、輝線に対する感度が高いという点である。我々はこの *NB101* をすばる望遠鏡の Suprime-Cam に搭載し、SXDS 領域と COSMOS 領域 (計  $\sim 0.5 \text{ deg}^2$ ) に対して合計 106 時間の積分を行った。このような独自の狭帯域フィルターを用いた深撮像探査により我々は、 $\text{Ly}\alpha$  限界光度が  $2.4 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$  まで達するデータを得ることができた。この限界光度は、過去のすばる望遠鏡を用いた  $z = 3 - 6$  LAE サーベイと同等の深さである。

この *NB101* 深撮像データと公開されている広帯域フィルター撮像データを基に、我々は  $z = 7.3$  LAE を SXDS 領域から 3 天体、COSMOS 領域から 4 天体検出した。

## 3 Results

2章で得られた  $z = 7.3$  LAE サンプルを基に  $\text{Ly}\alpha$  LF を求めたのが図 1(赤丸)である。図 1では、過去の  $z \sim 7.3$  LAE 探査の結果も同時にプロット(シアンと橙、黒線)している。図 1より、我々の結果は、過去の 8m 望遠鏡による結果 (e.g., Shibuya et al. 2012; Clément et al. 2012) と一致するが、4m 望遠鏡による結果 (e.g., Hiben et al. 2010) とは不一致であることが分かった。

## 4 Discussion

3章で我々は、8m 望遠鏡による結果(我々の結果を含む)と 4m 望遠鏡によるそれとの間に矛盾が存在することを示した。4m 望遠鏡による結果の方が個数密度が高いところに位置しているが、この原因

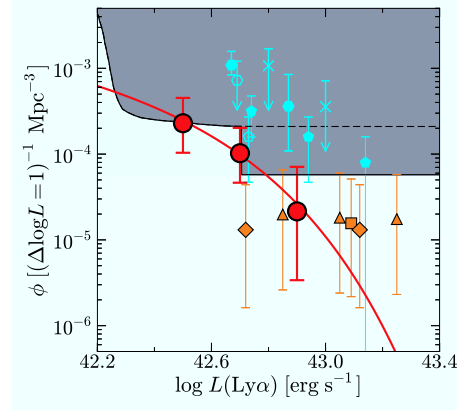


図 1: 本研究で得られた  $z = 7.3$   $\text{Ly}\alpha$  LF(赤丸)。シアンは 4m 望遠鏡による過去の研究結果 (e.g., Hiben et al. 2010)、橙は過去のすばる望遠鏡による結果 (e.g., Shibuya et al. 2012)、黒線と影の領域は VLT による結果で  $\text{Ly}\alpha$  LF の上限を表す (Clément et al. 2012)。

としてコンタミネーションの存在が考えられる。実際、4m 望遠鏡で得られた  $z \sim 7.3$  LAE を分光したところ、 $\text{Ly}\alpha$  輝線が非検出であったという報告がある (e.g. Clément et al. 2012)。一方、8m 望遠鏡で得られた LAE は分光同定されている (e.g., Shibuya et al. 2012)。また、我々の  $z = 7.3$  LAE サンプルのうち 1 天体が分光観測の対象となったが、この天体から  $\text{Ly}\alpha$  輝線が検出されている (Ouchi et al. in prep.)。以上より、我々の  $\text{Ly}\alpha$  LF は過去の 8m 望遠鏡による結果を支持すると結論づけた。

次に、過去の研究で得られた  $z = 5.7$  と  $6.6$  の  $\text{Ly}\alpha$  LF と本研究の  $z = 7.3$  のそれと比較して、 $\text{Ly}\alpha$  LF の進化を議論する。ここで、もし  $\text{Ly}\alpha$  LF が  $z = 6.6 - 7.3$  で無進化である場合、2章の観測で得られる  $z = 7.3$  LAE は  $\sim 65$  天体と予想される。一方 2章において、我々は  $z = 7.3$  LAE を計 7 天体検出した。このことから、 $\text{Ly}\alpha$  LF は  $z = 6.6 - 7.3$  で進化していると考えられる。 $z = 5.7 - 7.3$  での  $\text{Ly}\alpha$  LF の進化を表したのが図 2 である。我々は、 $z = 6.6 - 7.3$  で  $\text{Ly}\alpha$  LF が  $> 90\%$  の信頼性で有意に進化していると結論づけた。

さらに図 2 から、 $z = 6.6 - 7.3$  での  $\text{Ly}\alpha$  LF の減少量は  $z = 5.7 - 6.6$  でのそれと比べて大きいことが分かる。これはすなわち、 $\text{Ly}\alpha$  LF が  $z \sim 7$  で急速に

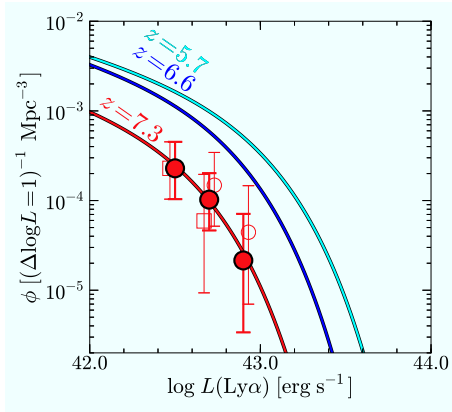


図 2:  $z = 5.7 - 7.3$  での  $\text{Ly}\alpha$  LF の進化。赤丸と赤曲線が本研究の  $z = 7.3$   $\text{Ly}\alpha$  LF を示す。シアンと青の曲線がそれぞれ  $z = 5.7$  と  $6.6$   $\text{Ly}\alpha$  LF を表す (Ouchi et al. 2008, 2010)。

減少していることを意味する。これを定量的に示すために、我々は  $\text{Ly}\alpha$  光度密度を計算した。その進化を図示したのが図 3 である。我々は、 $z \gtrsim 7$  で  $\text{Ly}\alpha$  LF が加速的に進化していることを初めて明らかにした。一方図 3 で、紫外線連続光 (UV) 光度密度の進化も同時にプロットしている。宇宙の星形成率の指標となる UV LF は  $z \sim 7$  で急速な減少が見られない。従って我々は、 $\text{Ly}\alpha$  LF の加速的進化は星形成率の進化とは異なるメカニズムで生じている可能性を示した。

$\text{Ly}\alpha$  LF の加速的進化の原因として、まず単純に宇宙再電離を考える。シンプルな理論モデルを基に  $z = 7.3$  での  $x_{\text{HI}}$  を見積もったところ、我々は  $x_{\text{HI}} = 0.3 - 0.8$  と推定した。本研究と過去の研究で得られた  $x_{\text{HI}}$  の進化を図 4 に示した。図 4 から、本研究で得られた  $z = 7.3$  での  $x_{\text{HI}}$  の値は、過去の研究で得られた  $z \sim 7$  での推定値と一致している。また、我々は  $z \gtrsim 7$  での  $\text{Ly}\alpha$  LF の急激な減少を示したが、このことは図 4 の青菱形 ( $z = 6.6$ ) と本研究の赤丸 ( $z = 7.3$ ) との比較からも見てとれる。従って、 $z \sim 7$  での IGM 中の中性水素の急激な増加が示唆される。

次に、本研究で得られた  $z = 7.3$  での  $x_{\text{HI}}$  推定値が、CMB のトムソン散乱の光学的厚み  $\tau_{\text{el}}$  の観測値と矛盾しないか確認する。本研究結果を説明する宇宙再電離史に対する  $\tau_{\text{el}}$  を見積もるために Choudhury et al.

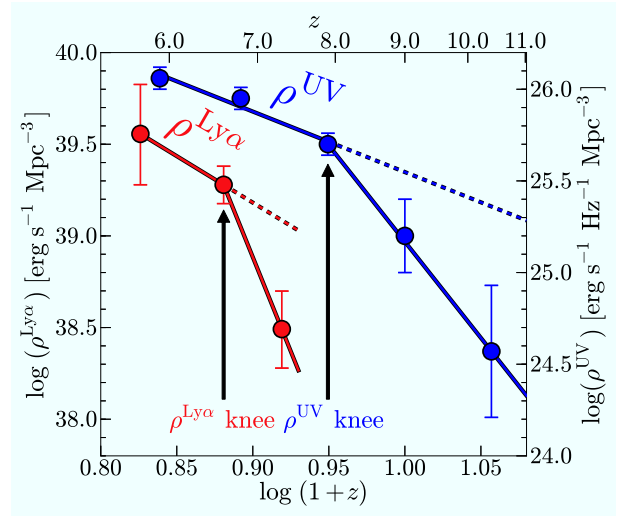


図 3:  $\text{Ly}\alpha$  (赤) と UV (青) の光度密度進化。 $z = 7.3$   $\text{Ly}\alpha$  光度密度は本研究で得られた  $\text{Ly}\alpha$  LF から計算した。 $z = 7.3$  以外の  $\text{Ly}\alpha$  光度密度は Ouchi et al. (2008, 2010) から、UV 光度密度は Bouwens et al. (2014) から引用した。

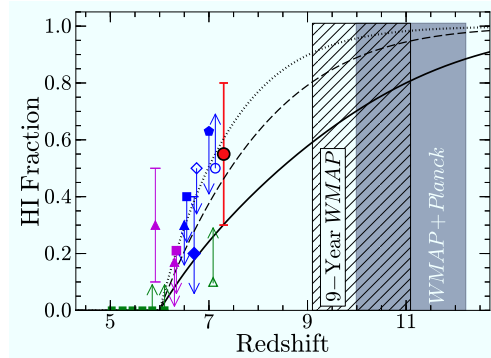


図 4: 赤方偏移ごとの  $x_{\text{HI}}$  の値とその理論予想。赤丸が本研究で得られた  $z = 7.3$  での  $x_{\text{HI}}$  推定値、緑とマゼンタ、青のプロットがそれぞれクエーサーとガンマ線バースト、LAE を用いて推定された  $x_{\text{HI}}$  の値である。斜線 (または影) の領域は CMB を用いた場合である。点線と破線、実線は Choudhury et al. (2008) による理論予想を表す。

(2008) の理論モデルを用いることにする。Choudhury et al. (2008) では、仮定する再電離源の最小ハロー質量を変えた場合の 3 つのモデルを考えている。赤方偏移 6 での質量がそれぞれ  $10^9$  及び  $10^8$ 、 $5 \times 10^5 M_{\odot}$

より大きいハローが再電離源になると仮定した場合のモデル A と B、C について、 $x_{\text{HI}}$  と赤方偏移の関係を図 4 に示す。点線と破線、実線がそれぞれモデル A と B、C を表す。同様に、図 5 ではこれらのモデルで予想される  $\tau_{\text{el}}$  と赤方偏移の関係を示す。図 4 で本研究結果を良く説明する A や B のモデルでは、図 5 において CMB 観測値と大きく異なる。モデル C のみが CMB 観測値と誤差の範囲で一致する (図 5) が、本研究の推定値  $x_{\text{HI}} = 0.3 - 0.8$  の方がモデル C より  $1\sigma$  程度高い値となっている (図 4)。従って、我々は本研究から得られた  $z = 7.3$  での  $x_{\text{HI}}$  と CMB 観測値との間に矛盾が存在する可能性を示した。

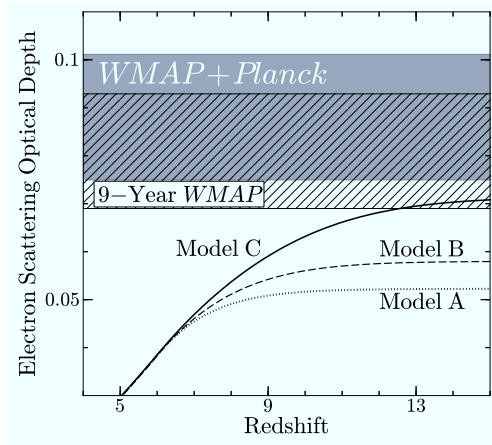


図 5:  $\tau_{\text{el}}$  の進化。斜線 (または影) の領域が観測値を示し、点線と破線、実線は Choudhury et al. (2008) による理論予想である。

この矛盾を説明する物理的描像として、電離バブル内のクランプ状の中性水素ガス雲の存在 (e.g., Bolton & Haehnelt 2013) や、より早い時期での宇宙再電離 (e.g., Cen 2003)、そして LAE の電離光子脱出率の増加 (Dijkstra et al. 2014) のような、近年の理論研究で提唱されているメカニズムが考えられる。しかし上述の矛盾が本当に存在するかは、本研究で得られた  $x_{\text{HI}}$  推定値の誤差が大きいため、明らかでない。 $x_{\text{HI}}$  の誤差は今のところ  $\text{Ly}\alpha$  LF の統計誤差によるため、すばる望遠鏡超広視野主焦点カメラ Hyper Suprime-Cam による大規模 LAE 探査で、この矛盾の存在を確認できるだろう。

## 5 Conclusion

我々は、独自の狭帯域フィルター *NB101* を搭載した Suprime-Cam を用いて、106 時間にも及ぶ  $z = 7.3$  LAE 深撮像探査を行った。その結果、我々は  $z \gtrsim 7$  での  $\text{Ly}\alpha$  LF の急激な減少を初めて明らかにした。この  $\text{Ly}\alpha$  LF の加速的な進化の原因が IGM 中の中性水素の急速な増加によるものだとすると、CMB の観測値を説明できない可能性を示した。 $\text{Ly}\alpha$  LF の加速的な進化の物理的描像として、近年の理論研究で提唱されているような、クランプ状の中性水素ガス雲の存在や、より早い時期での宇宙再電離、LAE の電離光子脱出率の増加が考えられる。

## Reference

- Bouwens et al. 2014, arXiv:1403.4295  
 Bolton & Haehnelt 2013, MNRAS, 429, 1695  
 Cen 2003, ApJ, 591, 12  
 Choudhury et al. 2008, MNRAS, 385, L58  
 Clément et al. 2012, A&A, 538, A66  
 Dijkstra et al. 2014, MNRAS, 440, 3309  
 Hibon et al. 2010, A&A, 515, A97  
 Kashikawa et al. 2011, ApJ, 734, 119  
 Konno et al. 2014, arXiv:1404.6066  
 Ouchi et al. 2008, ApJS, 176, 301  
 Ouchi et al. 2010, ApJ, 723, 869  
 Planck Collaboration et al. 2013, arXiv:1303.5076  
 Shibuya et al. 2012, ApJ, 752, 114

# ALMA アーカイブデータを用いたミリ波輝線銀河光度関数の制限

山口 裕貴 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻 M1)

## Abstract

本研究では ALMA アーカイブデータを用いたミリ波分子輝線銀河光度関数の制限について報告する。本研究で使用したアーカイブデータは ALMA 初期科学観測 (Cycle 0) で行われたものであり、重力レンズ領域である銀河団 Abell 1689 の Band 6 (230 GHz 帯) の観測である。この観測は広さおよそ 5 平方分で深さは連続波で  $1\sigma = 90 \mu\text{Jy}/\text{beam}$  を実現している。このデータから速度分解能を変えた 3 次元データを作成し、ミリ波分子輝線天体の探査を行った。なお、再解析後のデータはおよそ 30 km/s の速度分解能で  $1\sigma = 2.5 \text{ mJy}/\text{beam}$  である。今回の研究では  $> 5\sigma$  のレベルで検出された天体はなかったが、光度関数に上限値を与えることに成功した。一方で、観測周波数 241.03 GHz 付近に  $3\sigma$  のレベルで輝線検出候補天体も見つかった。この候補天体については HST/ACS および WFC3 イメージで可視・近赤外線対応天体も同定されており、測光赤方偏移からこの検出輝線候補は  $z = 0.913$  の CO(4-3) 回転遷移輝線である可能性が高い。候補天体の分子ガス質量は  $7 \times 10^8 M_\odot$ 、星質量は  $1 \times 10^8 M_\odot$  と推定され、非常にガスが豊富な天体であると考えられる。

## 1 Introduction

近年の研究により、宇宙の星形成率密度が宇宙年齢にわたってどのように変遷してきたかが明らかになりつつある (e.g. Madau & Dickinson 2014)。次のステップとしてその原因を理解するためには星の材料となる分子ガス量の変遷を調べることが不可欠である。これまで行われてきた分子輝線の観測はほかの波長で”pre-selected”された天体で行われたものがほとんどであるが、分子ガス密度の進化を観測的に示すためには無バイアスな探査による分子輝線光度関数の決定が必要である。無バイアスな探査の例として Tamura et al. (2014) では CO 分子輝線銀河の偶然検出に成功しているほか、Walter et al. (2014) では Plateau de Bure Interferometer (PdBI) を用いた CO 無バイアス探査を行い、ガス質量密度の進化にある程度の制限を与えている。しかし、より強い制限を与えるには更なる探査が必要である。

無バイアス探査の一つの手段として近年注目されているのがアーカイブデータを使った探査である。Ono et al. (2014) では Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) のアーカイブデータを用いた解析でサブミリ波帯に強い輝線を持つ天体を検出しているほか、Matsuda et al. in prep では

ALMA アーカイブデータを利用した [CII] 輝線探査を行っている。

本研究ではミリ波分子輝線に着目した無バイアス探査を行い、CO 光度関数に制限を与えている。

## 2 Data and analysis

### 2.1 ALMA data

本研究で使用したアーカイブデータは ALMA の初期科学観測 (Cycle 0) として 2012 年 6 月 17 日と 7 月 4 日に行われた Band 6 の連続波観測 (観測周波数 231 GHz) である (PI. Johan Richard)。このデータの広さは 50 視野 (4.7 平方分) にわたり、深さは連続波で  $1\sigma = 90 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ 、合成ビームサイズは  $0.8'' \times 0.6''$  を達成している。

### 2.2 Data analysis

本研究では上記の ALMA アーカイブデータをデータリダクションパッケージ CASA<sup>1</sup> のタスク CLEAN を用いて再解析し、200 ch (およそ 120 km/s) ピニン

<sup>1</sup><http://casa.nrao.edu>

表 1: 検出候補

No.	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	中心周波数 (GHz)	積分強度 (mJy km/s)	半値幅 (km/s)	200 ch ピニングでの ピーク値の S/N
1	13 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 32.77 <sup>s</sup>	-1° 19' 51".26	241.03	894 ± 325	138 ± 38	4.5
2	13 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 26.67 <sup>s</sup>	-1° 19' 59".76	239.90	463 ± 195	63 ± 20	4.6
3	13 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 27.50 <sup>s</sup>	-1° 21' 23".84	240.68	564 ± 200	80 ± 21	5.2
4	13 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 27.04 <sup>s</sup>	-1° 19' 54".67	221.91	565 ± 249	88 ± 29	4.0
5	13 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 31.70 <sup>s</sup>	-1° 20' 55".16	222.91	271 ± 110	61 ± 18	5.1

注: 表の数値は 50 ch ピニングのデータで CASA のタスク specfit を用いた Gaussian フィットを行って得られた値である

グと 50 ch (およそ 30 km/s) ピニングの 3 次元データキューブを作成した。

このように作成したデータキューブについて次のような基準を設けて輝線天体の探査を行った。

1. 200 ch ピニングのデータキューブについて CLUMPFIND (Williams, de Geus, & Blitz 1994) を用いてフラックスで密度のピーク値が  $\geq 4\sigma$  となるクランプを探す。
2. 1. で見つかったクランプについて、さらに 50 ch ピニングのデータキューブでピークのチャンネルの前後のチャンネルに関しても同じ位置で検出されるか確かめる

本研究では 1., 2. の基準を満たしたものを輝線銀河検出候補として取り扱っている。50 ch ピニングのデータキューブは  $1\sigma = 2.5$  mJy/beam である。

### 3 Results

今回の探査では 5 つの検出候補天体が見つかった (表 1)。しかし、50 ch ピニングでのピーク値が  $> 5\sigma$  となるものはなかった。このため、本研究では significant な検出は得られなかったかとして光度関数に上限値を与えるにとどまっている。

## 4 Discussion

### 4.1 CO luminosity function

本研究で得られた CO 光度関数の制限と Millennium Simulation をもとにした準解析的モデル S-cubed SAX (Obreschkow et al. 2009) での CO 光度

関数や過去の無バイアス探査 (Walter et al. 2014) の結果と比較する。

ここでは CO の光度は  $[Jy km/s Mpc^2]$  を単位として  $L^V = 4\pi D_L^2 S^V / (1+z)$  と定義する。 $z$  は赤方偏移、 $D_L$  は光度距離 [Mpc]、 $S^V$  は CO の積分強度 [Jy km/s] である (Obreschkow et al. 2009)。本研究では 50 ch ピニングでのピーク値が  $> 5\sigma$  となる検出が得られなかったため、 $S^V$  は CO の輝線プロフィールをピーク値が  $3\sigma$ 、半値幅がそれぞれ 100, 300, 500, 700 km/s の Gaussian であると仮定して求めた値を使用した。今回の探査で得られた CO 分子輝線銀河の空間密度の上限値は  $[Mpc^{-3} dex^{-1}]$  を単位として、 $\phi_{upper\ limit} = (\Delta V_{com} \log_{10} L^V)^{-1}$  を採用した。 $\Delta V_{com}$  は共動体積である。

今回利用したのは重力レンズ領域のデータなので、CO の輝線光度や共動体積を求める際には重力レンズによる影響を考慮しなければならない。本研究では Oguri (2010) の重力レンズ効果のモデル glafic を用いて重力レンズの影響を補正した。表 2 では重力レンズの効果も補正して求めた輝線光度などの値をまとめている。

以上によって求めた CO 光度関数をプロットしたのが図 1 である。ここでは luminosity bin として 1 dex を採用している。また CO excitation ladder の不確かさを回避するため、CO 輝線光度を CO(1-0) に変換するといったことは行っていない。図 1 の実線は S-cubed SAX (Obreschkow et al. 2009) から得られたそれぞれの赤方偏移における CO 光度関数で、破線は  $z = 0$  における光度関数である。マゼンダの領域は Walter et al. (2014) で得られた値を Dannerbauer et al. (2009) を用いて CO(5-4) に変換したものである。

図 1 で分かるように、今回の探査で得られた値は準解析的なモデルや過去の観測によって得られた光

表 2: CO 輝線光度と空間密度の上限值

Line	$z$	$\mu$	$L_{100}^V$ ( $10^8$ Jy km/s Mpc $^2$ )	$L_{300}^V$ ( $10^8$ Jy km/s Mpc $^2$ )	$L_{500}^V$ ( $10^8$ Jy km/s Mpc $^2$ )	$L_{700}^V$ ( $10^8$ Jy km/s Mpc $^2$ )	$\phi_{\text{upper limit}}$ ( $10^{-3}$ Mpc $^{-3}$ dex $^{-1}$ )
CO(3-2)	0.44	4.2	0.095	0.28	0.47	0.66	8.2
CO(4-3)	0.91	4.3	0.42	1.3	2.1	3.0	3.2
CO(5-4)	1.39	4.3	0.98	2.9	4.9	6.9	2.6

注: 2 列目の値は重力レンズによる増光率. 3~6 列目の値はそれぞれ半値幅を 100, 300, 500, 700 km/s としたときの輝線光度

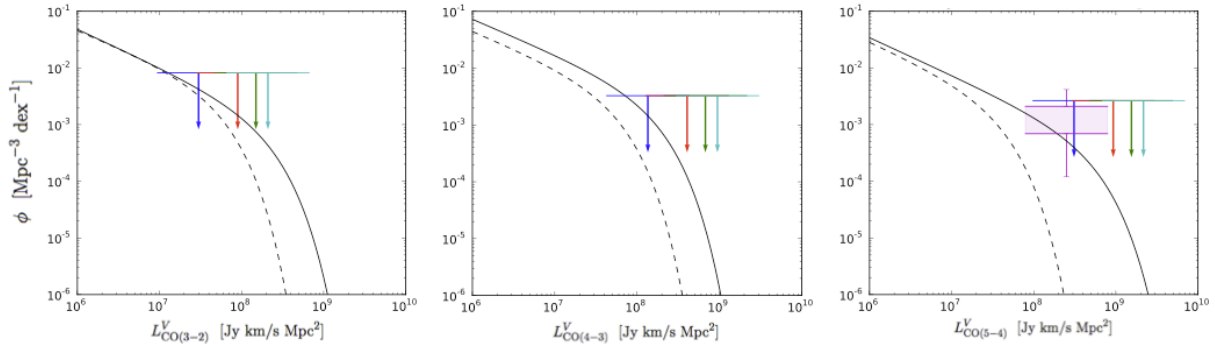


図 1: 左から CO(3-2), CO(4-3), CO(5-4) の光度関数. 実線は S-cubed SAX から得られたそれぞれの赤方偏移における光度関数. 点線は  $z = 0$  の光度関数. 青, 赤, 緑, シアンはそれぞれ半値幅を 100, 300, 500, 700 km/s の場合に光度関数に与える制限であり, マゼンダの領域は Walter et al. (2014) によって得られた値である.

度関数と矛盾しないことが分かる. また, 光度関数の“折れ曲がり”に制限を与えることができた. さらに強い制限を与えるためにはより多くのアーカイブデータを解析する必要がある (詳細は Sec.5.2). 以上からアーカイブデータの利用が CO 光度関数を制限するのに有用な手段であることを示すことができた.

## 4.2 Detection candidate

本研究で見つかった 5 つの候補天体 (表 1) のうち検出候補 No.1 についてはハッブル宇宙望遠鏡 (HST) ACS と WFC3 のデータから対応天体が見つかった. よってここでは No.1 について考察を進めていくことにする. なお, 候補天体 No.1 は 200 ch ピニングでピーク値の S/N は 4.5 を達成している. 50 ch ピニングにおける No.1 のピーク値のチャンネルでの 2 次元マップとスペクトルは図 2 左に示す.

HST 画像を測光し, EAZY (Brammer et al. 2008) を用いて測光赤方偏移を求めると  $z_p = 0.897^{+0.095}_{-0.241}$  となった (図 2 右). 画像解析の際には Yagi et al. (2002), Ouchi et al. (2004), Ono et al. (2010) を

参考にした. この結果から, No.1 が真の天体ならば  $z = 0.913$  の CO(4-3) 輝線である可能性が高いことが分かった.

さらに近傍の星形成銀河 M82 の CO excitation ladder (Weiss et al. 2005) を仮定し, 換算係数  $\alpha = 0.8 M_{\odot} (\text{K km/s pc}^2)^{-1}$  (Downs & Solomon 1998) とすると, 分子ガス質量は  $M_{\text{gas}} \sim 7 \times 10^8 M_{\odot}$  となる. これは M82 と同等の質量である. 一方, 星質量-光度比の関係 (Wilkins et al. 2013) から見積もった星質量は  $M_* \sim 1 \times 10^8 M_{\odot}$  程度である. 分子ガス質量比  $f_{\text{gas}} = M_{\text{gas}} / (M_{\text{gas}} + M_*) \simeq 0.9$  となり, これは  $z \sim 1$  の星形成銀河の平均的な値  $f_{\text{gas}} = 0.33$  (Tacconi et al. 2013) よりも非常に大きな値になっている.

この検出候補の真偽を決定するには追加観測が必要になる (詳しくは Sec. 5.2) が, 今回の探査でガスが非常に豊富な天体の候補が見つかったことはこの時代にまだ活発な星形成をしておらず, 従来の観測方法では発見できなかった種族の銀河の存在を示唆するという意味で意義のあるものであるといえる.



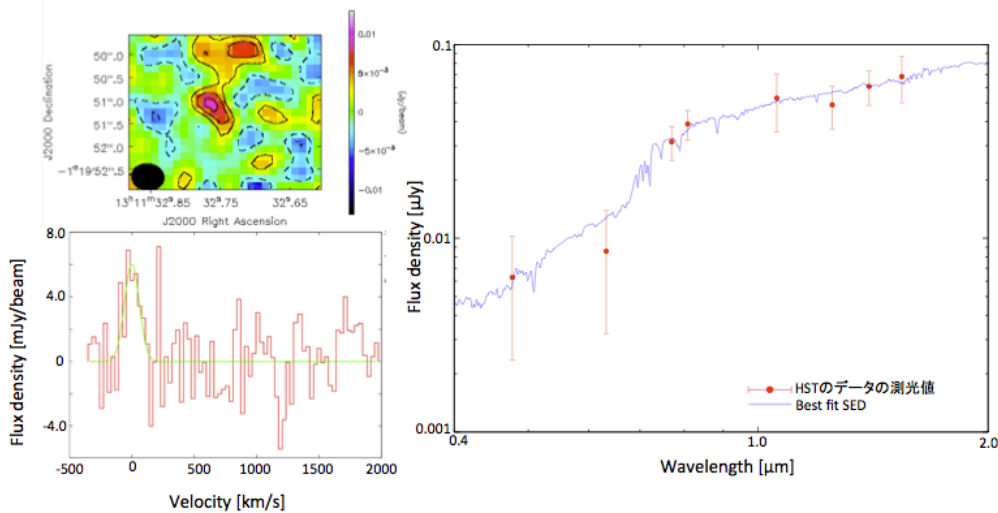


図 2: 左上:50 ch ピニングでのピークチャンネルにおける 2 次元マップ. コントアは  $1\sigma$  ごと. 左下: No.1 のスペクトル (50 ch ピニングのもの). 緑の線は Gaussian フィット. 右; No.1 の測光値と best fit SED. 赤い点が HST の画像から得られた測光値で青い線が EAZY を用いて得られた best fit SED.

## 5 Summary & Future work

### 5.1 Summary

本研究の summary は次の通りである.

- ALMA アーカイブデータを再解析し, 分子輝線銀河探査を行った.
- $> 5\sigma$  の significant な検出が得られなかったため CO 光度関数に上限値の制限を与えた.
- No.1 の検出候補が真の天体ならば No.1 の輝線は  $z = 0.913$  の CO(4-3) であり, 非常にガスが豊富な天体である.
- ALMA アーカイブデータの利用が CO 光度関数を制限するのに有用な手段であるとともに, 今までの手法では検出できなかった種族の天体を検出できる可能性があることを示すことができた.

### 5.2 Future work

今回の探査では CO 光度関数に上限値を与えるにとどまっている. より強い制限を与えるためにはより多くのアーカイブデータを解析する必要がある. その際, 深さと広さどちらに焦点を当てるべきかとい

う問題があるが, S-cubed SAX から見積もると広さに焦点を当てた探査が効率的である.

検出候補 No.1 の追加観測については大気の透過率を考慮すると, 観測周波数 301.30 GHz の CO(5-4) や 257.30 GHz の [CI] が適当だと考えられる. 追加観測ではこれらの輝線を PdBI を用いて観測することを計画中である.

## Reference

- Brammer, G. B. et al. 2008 ApJ, 686, 1503  
 Bauermeister, A. et al. 2010, ApJ, 717, 323  
 Downs, D., & Solomon, PM. 1998 ApJ, 507, 615  
 Madau, P., & Dickinson, M. 2014 arXiv:1403.0007v2  
 Matsuda, Y. et al. in prep  
 Obresckow, D. et al. 2009b, ApJ, 702, 1628  
 Ogrui, M. PASJ, 62, 1017  
 Ono, Y. et al. 2010, MNRAS, 402, 1580  
 Ono, Y. et al. 2014, arXiv:1403.4360  
 Ouchi, M. et al., 2004, ApJ, 611, 660  
 Tacconi, L. J. et al. 2013, ApJ, 768, 74  
 Tamura, Y. et al. 2014, ApJ, 781, L39  
 Walter, F. et al. 2014. ApJ, 782, 79  
 Wilkins, S. M. et al. 2013, MNRAS, 431, 430  
 Williams, J. P. et al. 1994, ApJ, 428, 693  
 Yagi, M. et al. 2002, AJ, 123, 66

# 銀河の化学力学進化シミュレーションから探る r プロセス起源天体

平居 悠 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

近年の高分散分光観測により、銀河系及びその周りの矮小銀河中の恒星の r プロセス元素組成が明らかになりつつある。銀河内における重元素の空間分布と頻度分布は、力学進化に伴う星形成史を反映するはずである。重元素の空間分布と星形成史の関係を理解するためには、化学進化と力学進化を同時に計算する必要がある。また、化学力学進化モデルに基づき、元素の起源を議論することが可能である。特に、r プロセス由来の元素 (r プロセス元素) の起源の候補には、主に重力崩壊型超新星爆発と中性子星合体が考えられているが、どちらが有力な起源が明らかになっていない。本研究は、銀河の化学力学進化モデルを用いて、r プロセス元素の起源を議論することを目的とする。そのために、N 体/Smoothed Particle Hydrodynamics コード ASURA に超新星爆発、中性子星合体に伴うエネルギーと重元素のフィードバックの効果を取り入れた化学力学進化モデルを新たに構築した。本稿では、ASURA によって、ろ座矮小銀河に対応する、全質量  $7 \times 10^8 M_{\odot}$  の矮小銀河モデルに関して化学力学進化計算を行った結果を報告する。まず、矮小銀河モデルの金属量分布が観測を再現できることを示す。続いて、r プロセス元素の代表例であるユーロピウム (Eu) と鉄 (Fe) の組成比について計算した結果と、矮小銀河における観測値を比較し、r プロセス元素の起源天体を議論する。

## 1 Introduction

鉄より重い核種を合成するためには、中性子過剰な環境が必要である。ある核種が  $\beta$  崩壊する時間スケールよりも短い時間で中性子捕獲する過程を rapid (r) プロセスという。r プロセスの起源天体としては、重力崩壊型超新星爆発 (II 型超新星爆発<sup>1</sup>) と連星中性子星の合体 (中性子星合体) が考えられている。しかし、どちらが有力な起源天体か、未だ明らかになっていない。近年の元素合成計算により、II 型超新星爆発では、r プロセスを起こすには中性子数密度が不十分であり、質量数 110 程度より大きい核種の合成は難しいことが示唆された (例えば Wanaajo 2013)。一方、中性子星合体では、一般相対論とニュートリノの効果を検討した中性子星合体モデルに基づいた元素合成計算により、太陽系の r プロセス元素組成パターンに近い元素組成を再現することに成功している (Wanaajo et al. 2014)。

近年の高分散分光観測により、銀河系、矮小銀河中の星の r プロセス元素の存在量が明らかになりつつ

ある。これらの観測により、 $[\text{Fe}/\text{H}]^2 < -2.5$  の星では r プロセス元素の存在量に大きな分散 (図 1) があることが指摘されている (例えば Aoki et al. 2013)。銀河中の星の元素組成には、銀河がこれまで経験し

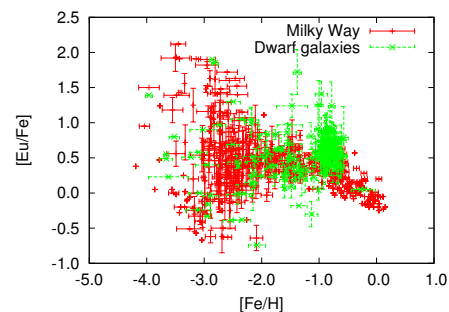


図 1: 銀河系および矮小銀河の  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  vs.  $[\text{Fe}/\text{H}]$  (SAGA data base (Suda et al. 2008)).

てきた元素合成イベントが記録されており、銀河形成過程を探る手がかりを与えてくれる。

これまで、銀河の化学進化計算により、r プロセス

<sup>1</sup>重力崩壊型超新星爆発には、II 型の他に Ib 型、Ic 型があるが、本稿ではこれら全てを II 型超新星爆発と呼ぶこととする。

<sup>2</sup>元素 A, B に対して、 $N_A, N_B$  を元素 A, B 原子の数密度としたとき、 $[A/B] \equiv \log(N_A/N_B)_{\text{星}} - \log(N_A/N_B)_{\odot}$ 。

元素の進化を計算する試みがなされてきた。その結果、親星の質量が  $8 - 10 M_{\odot}$  の超新星爆発で r プロセスを起こした場合、銀河系ハローの r プロセス元素分布の観測値を再現できることが指摘された (例えば Ishimaru et al. 2004; Argast et al. 2004)。一方、Argast et al. (2004) は、連星中性子星系が中性子星合体までの時間 (遅延時間) が 1 億年程度であると、銀河系ハローに存在する金属欠乏星 ( $[Fe/H] < -2.5$ ) にみられる r プロセス由来の元素 (r プロセス元素) 存在量の大きな分散を説明することは難しいことを指摘した。

最近、中性子星合体で銀河系の r プロセス元素組成比を説明しようとする試みが盛んに行われている (例えば Komiya et al. 2014; Tsujimoto & Shigeyama 2014)。これらのモデルでは、r プロセス元素組成比の観測値を再現するためには、中性子星合体の遅延時間が  $\sim 10$  Myr である必要があると指摘している。しかし、 $\sim 10$  Myr の遅延時間をもつ中性子星合体は、多くても全体の数%程度と見積もられており、より現実的な遅延時間、 $\sim 100$  Myr の中性子星合体で r プロセス元素組成比の観測値を再現するのは未だ困難である (Dominik et al. 2012)。

これまでの r プロセス元素の化学進化計算では、銀河の動力学進化とは別に計算されてきた。しかし、銀河の形成、進化過程は、動力学進化に大きく依存する。したがって、元素の起源を明らかにし、銀河の形成、進化過程を理解するためには、銀河の動力学進化計算に星の元素合成過程を導入し、銀河の化学進化と動力学進化を同時に計算する必要がある。そこで本研究では、 $N$  体/Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) コード、ASURA (Saitoh et al. 2008, 2009) に、超新星爆発、中性子星合体による元素合成過程を導入し、銀河の化学力学進化計算を行う。特に、宇宙論シミュレーションから銀河系形成の構成要素であることが示唆されている矮小銀河に注目し、r プロセス元素の起源天体について議論する。

## 2 The code

$N$  体/SPH コード ASURA を用いる。重力相互作用は、ツリー法 (例えば Barnes & Hut 1986) を用

いて計算する。流体計算には、SPH 法を用いる (例えば Lucy 1977)。放射冷却関数は、Cloudy (Ferland et al. 1998) を用いる。星形成の条件は、星形成領域の密度閾値 ( $n_{th}$ )、温度の閾値 ( $T_{th}$ )、ガス粒子の速度  $\mathbf{v}$  に対し、(1)  $n > n_{th}$ , (2)  $T < T_{th}$ , (3)  $\nabla \cdot \mathbf{v} < 0$  とする。条件 (1), (2), (3) を満たしたガス粒子の一部が Schmidt 則 (Schmidt 1959) に従い、星を形成する (例えば Navarro & White 1993)。形成した星粒子は single stellar population として扱い、初期質量関数は Salpeter (1955) を採用した。星の質量範囲は  $0.1 - 100 M_{\odot}$  とする。そのうち、 $8 - 100 M_{\odot}$  の星は、Okamoto et al. (2008) の方法に従い、II 型超新星爆発を起こし、周囲のガス粒子に熱エネルギーを与える。若い星のうち、超新星爆発を起こさなかったものは、熱を星間空間に放出し、 $H_{II}$  領域を形成する。その際、 $Ly\alpha$  光子の数密度は、PÉGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) を用いて評価する。

本研究では、上記のコードに、II 型超新星爆発、中性子星合体による元素合成モデルを新たに導入する。II 型超新星爆発による元素合成量は (Nomoto et al. 2006) を用いる。r プロセス元素は、II 型超新星爆発または中性子星合体で合成されるとする。II 型超新星爆発の場合は、親星の質量が  $8 - 10 M_{\odot}$  または  $30 M_{\odot}$  の超新星爆発で合成されるとする。中性子星合体は、親星の質量が  $8 - 20 M_{\odot}$  の星のうち  $1/100$  が、遅延時間 100 Myr で合体し、r プロセス元素を放出すると仮定する。これらの値は、(Dominik et al. 2012) で示されている値の範囲内である。超新星爆発または中性子星合体で放出された元素は、SPH の smoothing length 内に距離に応じて配分する (Revaz & Jablonka 2012)。

## 3 Models

本研究では、矮小楕円体銀河 (dSphs) のモデルを用いる。観測された矮小楕円体銀河の暗黒物質分布は、pseudo-isothermal profile:

$$\rho(r) = \frac{\rho_c}{1 + (r/r_c)^2}, \quad (1)$$

で近似できる (例えば Oh et al. 2011)。ここで、 $\rho$ 、 $\rho_c$  はそれぞれ暗黒物質またはガスの密度、中心密度、

$r_c$  はコア半径である。本研究では、初期条件として、暗黒物質粒子、ガス粒子を式 (1) に従って分布させる。暗黒物質粒子には初期速度分散:

$$\sigma^2(r) = \frac{1}{\rho(r)} \int_r^\infty dr' \rho(r') \partial_{r'} \Phi(r'), \quad (2)$$

ガス粒子には初期温度  $10^4$  K を与えた。ここで、 $\Phi(r)$  は重力ポテンシャルである。本計算に用いたパラメータを表 1 に示す。Reference value は (Revaz & Jablonka 2012) の値を採用した。Reference value のモデルは、銀河系の局部銀河群に存在するろ座矮小銀河に対応する。

## 4 Results & Discussion

図 2 に矮小銀河モデルの金属量分布を示す。図 2 より、金属量分布は、 $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1$  にピークを持ち、高金属量側では鋭く星の数が減少し、低金属量側は緩やかに減少している。ろ座矮小銀河においても、同様な傾向が観測されており、ろ座矮小銀河の金属量分布を再現することに成功した。矮小銀河モデル内の金属量の空間分布を調べると、中心付近ほど高い金属量を示している。dSphs の中心付近では、外側領域より高いガス密度を持っており、星形成の条件を満たしやすい環境にある。そのため、dSphs の星形成活動は銀河の中心付近で活発に起こっている。

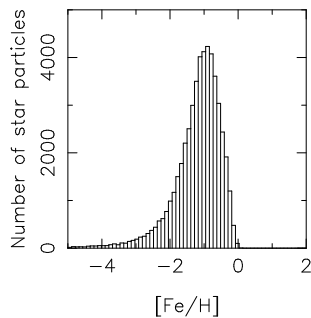


図 2: 矮小銀河モデルの金属量分布 ( $t=10$  Gyr).

図 3 に、中性子星合体で r プロセス元素を放出させた場合の  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  と  $[\text{Fe}/\text{H}]$  の関係を示す。図 3 をみると、低金属量側で  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  に大きな分散が生じている。観測値と同様、 $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3$  で  $[\text{Eu}/\text{Fe}] > 1$

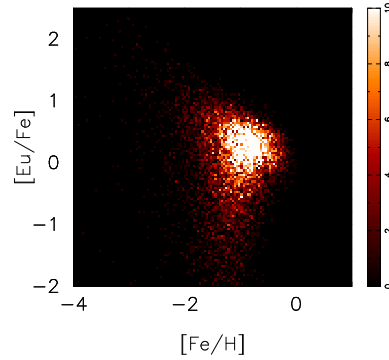


図 3: 中性子星合体で r プロセス元素を放出した場合の  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  vs.  $[\text{Fe}/\text{H}]$  ( $t = 10$  Gyr).

に星が存在している。最初の中性子星合体が起こる  $\sim 100$  Myr では、銀河内で十分に金属の混合が進んでいないため、1 回の r プロセス元素放出の影響が大きく現れる。中性子星合体が起きた領域の近傍で形成された星は、r プロセス元素に強く汚染される。さらに、中性子星合体では、Fe は合成されず、Eu のみ合成されるため、低金属量の領域で非常に r プロセス元素に富んだ星が存在するようになる。8– $10M_\odot$  の超新星爆発で r プロセス元素を放出させた場合も、これらの超新星爆発ではほとんど Fe を合成しないため、同様である。しかし、 $30M_\odot$  以上の超新星爆発で r プロセス元素を合成させると、Eu と同時に Fe も合成されるため、 $[\text{Eu}/\text{Fe}] \sim 2$  の極端に r プロセス元素に富んだ星は形成されず、観測を説明できない。

一方で、観測では、 $[\text{Eu}/\text{Fe}] < 0$  の星の多くは、 $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -2.5$  の領域に存在するが、図 3 では、 $-2 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1$  の領域に存在している。超新星爆発で r プロセス元素を放出させた場合は、 $[\text{Fe}/\text{H}] < -2.5$  にも  $[\text{Eu}/\text{Fe}] < 0$  の星も存在するようになるが、中性子星合体の場合と同様に、 $-2 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1$  の領域にも  $[\text{Eu}/\text{Fe}] < 0$  の星が存在する。本計算では、放出された元素はガス粒子に固定され、星間空間を移動する。星形成の際、新しく生まれた星形成の条件を満たしたガス粒子の金属量をそのまま引き継ぐ。したがって、超新星爆発の近くで汚染されたガスから星が生まれると、極端に高い金属量を持った星ができる。銀河内で金属が十分に混合されていない時期に薄く r プロセス元素に汚染されたガスから生まれた星が、 $-2 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1$  にみられる  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$

表 1: 矮小銀河モデルのパラメータ

物理量	Reference value	Variation
粒子数	$10^5$	$10^4 - 10^6$
全質量	$7.0 \times 10^8 M_{\odot}$	$3.0 - 7.0 \times 10^8 M_{\odot}$
1 粒子あたりのガス質量	$3.2 \times 10^3 M_{\odot}$	$0.40 - 13 \times 10^3 M_{\odot}$
ソフトニング長	10 pc	5 - 10 pc
星形成の密度閾値 ( $n_{\text{th}}$ )	$0.1 \text{ cm}^{-3}$	$0.1 - 100 \text{ cm}^{-3}$
星形成の温度閾値 ( $T_{\text{th}}$ )	$3 \times 10^4 \text{ K}$	$10^2 - 3 \times 10^4 \text{ K}$
星形成効率 ( $c_*$ )	0.05	0.001 - 1
超新星爆発によるエネルギーフィードバック	$0.03 \times 10^{51} \text{ erg}$	$0.03 - 1.0 \times 10^{51} \text{ erg}$

$< 0$  の星に対応している。Shen et al. (2010) は、SPH 計算では、金属量の低い領域で、金属量を高く見積もる傾向にあり、この傾向は金属の拡散を考慮することで緩和されることを報告した。また、元素をまき散らす範囲を広くすると、[Eu/Fe] の分散が小さくなった。[Eu/Fe] にみられる大きな分散には、銀河内で元素の混合の時間スケールが、関わっている可能性がある。

本稿では、r プロセス元素の起源天体として、超新星爆発と中性子星合体を仮定し、ろ座矮小銀河モデルを用いて化学力学進化計算を行った。その結果、中性子星合体及び親星の質量が  $8 - 10 M_{\odot}$  超新星爆発で、[Fe/H]  $< -2.5$  で見られる [Eu/Fe]  $> 1$  の星を再現することができた。しかし、本モデルでは、 $-2 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1$  で多くの [Eu/Fe]  $< 0$  の星が存在する。これには、重元素の拡散が関わっている可能性があり、今後の検討事項としたい<sup>3</sup>。

## Reference

Aoki, W., Suda, T., Boyd, R. N. et al. 2013. ApJL, 766, L13

Argast, D., Samland, M., Thielemann, F.-K., & Qian, Y.-Z. 2004. A&A, 416, 997

Barnes, J., & Hut, P. 1986. Nature, 324, 446

Dominik, M., Belczynski, K., Fryer, C. et al. 2012. ApJ, 759, 52

<sup>3</sup>謝辞: YH thank the Yukawa Institute for Theoretical Physics at Kyoto University, where this work was initiated during the YITP-W-14-06 on "Summer School on Astronomy & Astrophysics 2014". Numerical computations were carried out on Cray XC30 at Center for Computational Astrophysics (CfCA), National Astronomical Observatory of Japan (NAOJ). Numerical analyses were in part carried out on computers at CfCA, NAOJ.

Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A. et al. 1998, PASP, 110, 761

Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1997. A&A, 326, 950

Guedes, J., Callegari, S., Madau, P., & Mayer, L. 2011, ApJ, 742, 76

Ishimaru, Y., Wanajo, S., Aoki, W., & Ryan, S. G. 2004. ApJL, 600, L47

Komiya, Y., Yamada, S., Suda, T., & Fujimoto, M. Y. 2014. ApJ, 783, 132

Lucy, L. B. 1977, AJ, 82, 1013

Navarro, J. F., & White, S. D. M. 1993. MNRAS, 265, 271

Nomoto, K., Tominaga, N., Umeda, H., Kobayashi, C., & Maeda, K. 2006, Nucl. Phys. A, 777, 424

Oh, S.-H., de Blok, W. J. G., Brinks, E., Walter, F., & Kennicutt, R. C., Jr. 2011, AJ, 141, 193

Okamoto, T., Nemmen, R., & Bower, R., G. 2008, MNRAS, 385, 161

Revaz, Y., & Jablonka, P. 2012, A&A, 538, A82

Saitoh, T. R., Daisaka, H., Kokubo, E. et al. 2008. PASJ, 60, 667

Saitoh, T. R., Daisaka, H., Kokubo, E. et al. 2009. PASJ, 61, 481

Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161

Schmidt, M. 1959. ApJ, 129, 243

Shen, S., Wadsley, J., & Stinson, G. 2010. MNRAS, 407, 1581

Suda, T., Katsuta, Y., Yamada, S. et al. 2008. PASJ, 60, 1159

Tsujimoto, T., & Shigeyama, T. 2014. A&A, 565, L5

Wanajo, S. 2013. ApJL, 770, L22

Wanajo, S., Sekiguchi, Y., Nishimura, N. et al. 2014. ApJL, 789, L39

# 空間分解された近傍銀河における星形成則の研究

照屋 なぎさ (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

銀河の進化を考える上で、さまざまな時代の星形成を正確に評価することは本質的に重要である。大質量星が放射する紫外線と、ダストから放射される遠赤外線の間を用いることによって、正確な星形成率を得ることができる。本研究では、空間分解された近傍銀河 (15-25Mpc) について GALEX と Herschel SPIRE の撮像データから星形成率を、また SDSS と 2MASS の撮像データを用いて星質量を見積もった。メッシュごとに星質量の密度と星形成率の密度の関係を調べ、それらが正の相関を持つことと、その関係が3種類に分類できることが分かった。

## 1 Introduction

現在、宇宙には様々な種類の銀河が存在しており、銀河の物理量は時間発展していることが分かっている。銀河の形態や化学組成、星形成活動など、様々な量が進化しており、活発に研究が行われている。

近年、銀河の星形成活動の進化を探る研究として、星形成率と星質量の間のタイトな関係 (星形成主系列) が注目を浴びている。最近の研究によって、赤方偏移によって星形成主系列が変化することや星形成をしていない銀河やスターバースト銀河は星形成主系列を満たさないことが分かっており、さらに詳しい研究が進められている。

本研究では、空間分解された銀河の撮像データを用いて、メッシュごとに星質量と星形成率の関係を求めることを目的としている。

銀河の星形成率は、寿命の短い大質量星 (寿命  $10^6-8$  yr) の数を観測から求めることで計算することができる。この大質量星は、紫外線領域にピークを持つ光を放射する。そのため、初期質量関数を仮定することにより、観測された紫外線量からその領域の星の数ないし質量を推測することができる。

一方で、星形成を活発に行っている領域ではダストと呼ばれる  $1\mu\text{m}$  以下の固体微粒子が形成されており、そのダストが紫外線放射を吸収し遠赤外線を再放射する。そのため UV の観測データのみから星形成率を推定すると過小評価してしまう可能性があり、本研究において星形成率は UV と FIR の両方を考えて見積もった。

## 2 Observations

本研究では、GALEX(紫外線)、Herschel SPIRE(遠赤外線)、2MASS(近赤外線)、SDSS(可視光)の撮像観測のデータを用いて解析を行った。サンプルは、Herschel Reference Survey のカタログに準じた。また、このカタログは  $K$  バンドで十分な SN を持つものであり、15 Mpc~25 Mpc の距離にある銀河を対象にしたものである。

## 3 Application to Sample

### 3.1 Stellar Mass Estimate

銀河の星質量は、以下の式から求めた。Bell et al. (2003) はカラーと  $M_*/L$  の関係を、PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) model を用いて

$$\log \frac{M_*/L_K}{M_\odot/L_{\odot,K}} = a_{ug} + b_{ug}(u - g) \quad (1)$$

と表した。 $M_*$  は星質量、 $L_K$  は  $K$  バンド ( $2.2\mu\text{m}$ ) における光度、 $M_\odot$  は太陽質量、 $L_{\odot,K}$  は  $K$  バンドにおける太陽光度、 $u$ 、 $g$  は SDSS の  $u$  バンド、 $g$  バンドにおける AB 等級で定義されている。係数  $a_{ug}$  と  $b_{ug}$  は、Zibetti et al.(2009) において Chabrier IMF を仮定し  $(a_{ug}, b_{ug}) = (-1.578, 0.739)$  と求められている。

### 3.2 Star Formation Rate

星形成率とは、一定期間にどれぐらいの質量の星が出来るかを表す量である。紫外線と遠赤外線の見積りにより、 $10^{6-7}$  年前から現在までに生まれた OB 型星の数を見積もることが可能となる。そこに初期質量関数を導入し、 $10^{6-7}$  年前から現在までに生まれた全ての星の数ないし質量を計算することで星形成率を推定した。

太陽金属量, Salpeter IMF (Salpeter 1955),  $10^8$  yr 以上で SFR が一定であることを仮定し、スペクトル進化種族合成モデル Starburst 99 (Leitherer et al. 1999) を用いると、SFR は次のように表される (Takeuchi et al., 2010a).

$$\log \text{SFR}_{\text{FUV}} = \log L_{\text{FUV}} - 9.51 \quad (2)$$

$$\log \text{SFR}_{\text{TIR}} = \log L_{\text{TIR}} - 9.75 + \log(1 - \eta) \quad (3)$$

$$\text{SFR} = \text{SFR}_{\text{FUV}} + \text{SFR}_{\text{TIR}} \quad (4)$$

ただし、 $L_{\text{FUV}} = \nu L_{\nu}$  ( $\nu$ : 振動数,  $L_{\nu}$ : 光度密度),  $L_{\text{TIR}}$  は  $8 - 1000 \mu\text{m}$  にわたる光度と定義されている。 $L_{\text{TIR}}$  をどのようにして計算したかは次の節に記述する。

### 3.3 Correlation between $L_{\text{TIR}}$ and $L_{\text{SPIRE}}$

$\text{SFR}_{\text{TIR}}$  を計算するためには、 $8 - 1000 \mu\text{m}$  にわたる光度  $L_{\text{TIR}}$  が必要である。本研究では SPIRE の 3 つのバンドのデータを用いて SFR を推測するため、SPIRE のデータと  $L_{\text{TIR}}$  の関係を求めた。SPIRE のデータに関して  $L_{\text{SPIRE}}$  を次のように定義した。

$$L_{\text{SPIRE}} = L_{\nu}(250)\Delta\nu_{250} + L_{\nu}(350)\Delta\nu_{350} + L_{\nu}(500)\Delta\nu_{500} \quad (5)$$

ここで  $\Delta\nu$  とは SPIRE のバンド幅である。

また、Galamez et al.(2012) において、11 個の銀河について MIPS, IRAS, PACS, SPIRE の 4 つの遠赤外線観測でフラックス密度を求めている。よって、この論文のデータを用いて  $L_{\text{SPIRE}}$  を用いて  $L_{\text{TIR}}$  との関係を求めていく。

$L_{\text{TIR}}$  を出す手順は以下のようになる。

1. ある銀河について、遠赤外線のデータを two modified blackbody model (Galamez et al. 2012) でフィットする
2. フィットした結果を  $8 - 1000 \mu\text{m}$  の範囲で積分し、 $L_{\text{TIR}}$  を出す。
3. この銀河について観測量  $L_{\text{SPIRE}}$  を出す。
4. 1 ~ 3 の作業を 11 個の銀河について行い、 $L_{\text{SPIRE}}$  と  $L_{\text{TIR}}$  の関係を見る。

two modified blackbody model とはダストを二つの一定の温度だと仮定し、フラックス密度を二成分ダスト (cold dust & warm dust) の黒体放射の足し合わせで表す方法である。

NGC337 を例にあげて、どのように  $L_{\text{TIR}}$  を計算したかについて説明する。この銀河についてのデータをプロットし、Two-MBB model でフィットしたのが次の図である。

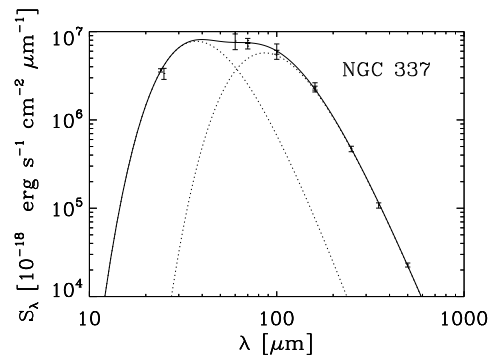


図 1: NGC337 における遠赤外線の領域の SED.

サンプルの銀河全てについて同じ作業を行い、横軸に  $L_{\text{SPIRE}}$ 、縦軸に  $L_{\text{TIR}}$  を取ると図 2 のようになる。

これより、ベストフィットは

$$\log L_{\text{TIR}} = 1.15590 \log L_{\text{SPIRE}} - 0.800479 \quad (6)$$

と求められた。点線は、95% の予測区間である。

## 4 Results and discussions

結果は次のようになる。

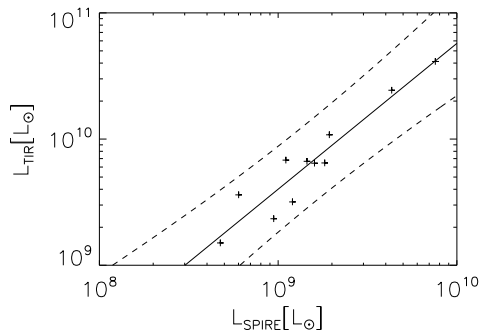


図 2:  $L_{\text{SPIRE}}$  と  $L_{\text{TIR}}$  の関係.

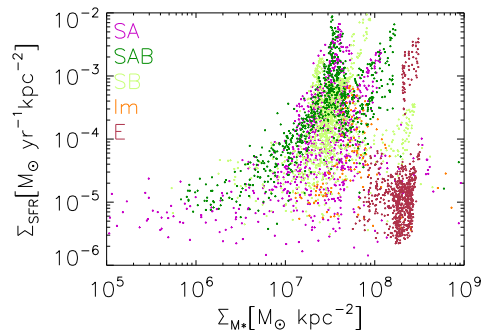


図 4:  $\Sigma_{M^*}$  と  $\Sigma_{\text{SFR}}$  の関係.

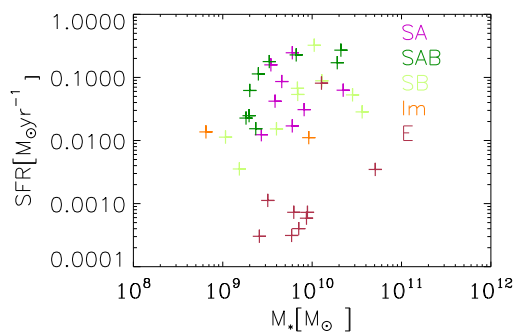


図 3: SFR と  $M_*$  の関係.

また、一つ一つの銀河について星形成率密度と星質量密度の関係を見たとき、S字型(図5)・直線型(図6)・分類不可型(図7)の3種類に分けられることが分かった。

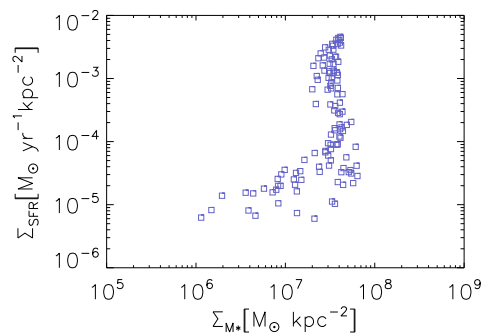


図 5: S字型.

まず、SFR と  $M_*$  の関係は次のようになる。

この図から、星形成をしている銀河(渦巻銀河、不規則銀河)と星形成をしていない銀河(楕円銀河)に大きな差があることが分かる。一つだけ E2 型で星形成銀河に入っているものがあるが、それは楕円銀河に分類されてしまった BCD 銀河<sup>1</sup>である。

次に、 $\Sigma_{M^*}$  と  $\Sigma_{\text{SFR}}$  の関係は図 4 のようになった。

この図から、星形成銀河については、星質量の面密度が大きくなるほど星形成率の面密度が大きくなる傾向があることが分かる。

逆に、非星形成銀河については、星質量の面密度の大ききのわりに星形成率は小さいということがわかる。E2 銀河で一つだけ星形成率が大きいものがあるが、それは先ほどの BCD 銀河と同じである。

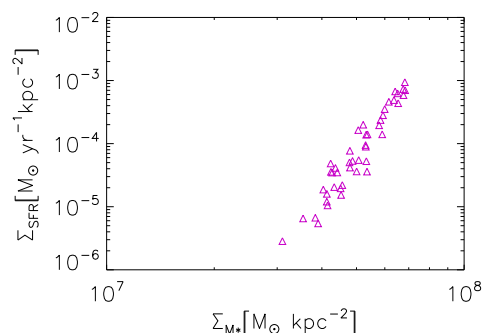


図 6: 直線型.

<sup>1</sup>BCD 銀河:青色コンパクト矮小銀河 (blue compact dwarf galaxy) といい、高い星形成活動によって表面輝度が非常に高くなった矮小不規則銀河のこと。



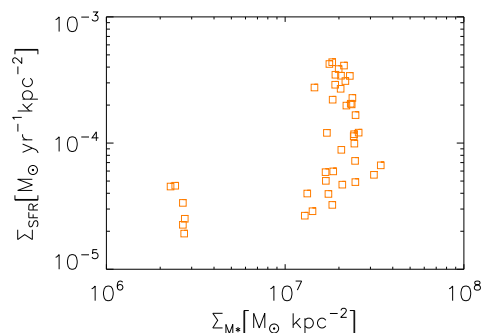


図 7: 分類不可型.

これらの分類と物理量の関係は今後調べていくこととする.

以上の結果から,

- 星形成銀河については, 星質量の面密度が大きくなるほど星形成率の面密度が大きくなる傾向がある
- 非星形成銀河については, 星質量の面密度の大きさのわりに星形成率は小さい
- 星質量密度と星形成率密度の関係には特徴がある

ことが分かった.

また, 今後は解析する銀河の数を増やし, 分子ガスやダストの量と星形成率の関係を探っていく.

## Reference

- Bell, E. F., et al. 2003, ApJS, 149,289  
Ciesla, L., et al. 2012, AA, 543, 161  
Cortese, L., et al. 2012, AA 544, 101  
Desert, F. X., et al. 1990, AA, 237,215  
Fioc, M., Rocca-Volmerange, B. 1997, AA, 326, 950  
Galametz, M., et al. 2012, MNRAS, 425, 763  
Gunn, J. E., et al. 2006, AJ, 131,2332  
Gunn, J. E., et al. 1998, AJ, 116,3040  
Hirashita, H., et al. 2003, AA 410, 83

- Leitherer, C., et al. 1999, ApJS, 123, 3  
Morrissey, P., et al. 2007, ApJS, 173,682  
Pilbratt, G. et al. 2010, AA 518, L1  
Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121,161  
Strurskie, M. F., et al. 2006, AJ 131, 1163  
Takeuchi, T. T., et al. 2010, AA, 514, A4  
Zibetti, S., Charlot, S., Rix, H. 2009, MNRAS,400,1181

## 「すざく」衛星によって観測されたアンドロメダ銀河の重元素組成比

長谷川 俊介 (東京理科大学大学院 理学研究科)

### Abstract

我々は「すざく」衛星に搭載された X 線 CCD 検出器 (視野~18 分角) を用いて、アンドロメダ銀河中心のバルジ領域を 4 分割し、スペクトル解析から高温ガスに含まれる鉄に対する酸素、ネオン、マグネシウム、ケイ素のアバundance比を決定した。解析領域に含まれる中性子星やブラックホールのような点源がスペクトルに及ぼす影響は、空間分解能の良い Chandra 衛星を用いて評価を行った。高温ガスに含まれる各重元素と鉄の原子個数比を取って超新星爆発のモデルと比較すると、アンドロメダ銀河中心領域では Ia 型超新星爆発と重力崩壊型超新星爆発が足し合わされていることが明らかになった。中心~3 分領域では酸素、マグネシウム/鉄比が太陽組成に比べてやや低くなり、3 分より外側の領域では酸素、マグネシウム/鉄比が太陽組成比とほぼ一致しており、我々の銀河系の組成と矛盾していない。また、「すざく」衛星により観測された他の渦巻銀河に付随する高温ガスの重元素組成とも比較を行い、3 分より外側ではスターバーストが見られない渦巻銀河と同様の重元素組成となった。

## 1 はじめに

ビックバン直後に合成された元素はほとんどが水素とヘリウムであり、後に炭素より重い元素 (重元素) が星の内部で合成されて超新星爆発や星からの質量放出によって宇宙空間にばらまかれた。

超新星爆発は、大きく 2 つに区別することができる。1 つは Ia 型超新星爆発で、主に鉄を供給する。もう 1 つは重力崩壊型超新星爆発で、主に酸素やマグネシウムといった比較的軽い元素を供給する。このように超新星爆発の種類によって主に供給される重元素が異なるため、重元素組成比からそれぞれの超新星爆発の寄与を考えることが可能である。スターバーストが見られない渦巻銀河 NGC4258 に付随する高温ガスの重元素組成は、太陽組成とほぼ一致した (Konami et al. 2009)。一方でスターバースト銀河 M82、NGC4631、NGC253 の高温ガスに含まれる酸素、ネオン、マグネシウム、ケイ素の組成比はほとんどが太陽組成比よりも高く、高温ガスは重力崩壊型超新星爆発から元素を豊富に供給されていることが明らかになった (Yamasaki et al. 2009; Konami et al. 2011; Mitsuishi et al. 2013)。

アンドロメダ銀河は、我々の銀河系近傍にある渦巻銀河である。ASCA、XMM 衛星の観測からアンドロメダ銀河のバルジに広がった X 線放射が確認され、

そのスペクトルは 0.6/0.3/0.1 keV の 3 温度の熱的放射で良く表された (Takahashi et al. 2001, 2004)。また、XMM 衛星搭載の回折格子検出器で得られた X 線スペクトルは中心数分領域で高温ガスからの輝線が確認され、酸素/鉄のアバundance比は 0.3 太陽組成程度という結果が得られた (Liu et al. 2010)。

我々は、「すざく」衛星によって観測されたアンドロメダ銀河中心のバルジ領域を 4 分割し、スペクトル解析から酸素、ネオン、マグネシウム、ケイ素、鉄のアバundanceを決定した。本研究ではハッブル定数として  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  を用いた。我々の銀河系からアンドロメダ銀河までの距離は 0.788 Mpc、水素柱密度は  $N_{\text{H}} = 1.27 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  である。また、元素分布は太陽の元素組成 (Lodders 2003) を基準にしており、誤差は全て 90 % の統計誤差を引用する。

## 2 観測と解析方法

2007 年 1 月に X 線天文衛星「すざく」でおおよそ 100 ksec 観測されたアンドロメダ銀河中心のバルジ領域について、解析を行った。「すざく」衛星は日本で 5 番目の X 線天文衛星で低く安定したバックグラウンドという特長を持つため、比較的温度の低い高温ガスからの放射でも精度よく求めることが可能で

ある。本研究では「すざく」衛星に搭載された X 線 CCD 検出器 XIS(視野~18 分角) のデータのみを取り扱っている。XIS には 0、1、2、3 の 4 つがあるが、2006 年 11 月以降は XIS2 が故障してしまったため XIS0、1、3 のデータを用いた。図 1 に 0.2-2.0 keV における XIS0 の X 線画像を示す。図 1 のように観測領域を 4 分割して、高温ガスに含まれる重元素の空間分布を調べた。領域は銀河中心に近い方から region1、2、3、4 とする。

X 線スペクトルを各領域で作成し、高温ガスの成分は光学的に薄いプラズマからの放射モデルである APEC コード (Smith et al. 2001) を用いた。しかし得られるスペクトルは高温ガスからの放射だけでなく、様々なバックグラウンドを含めている。そこでバックグラウンドとして、宇宙 X 線背景放射、我々の銀河系からの放射をそれぞれモデルで表し高温ガスからの放射のみを考慮した。

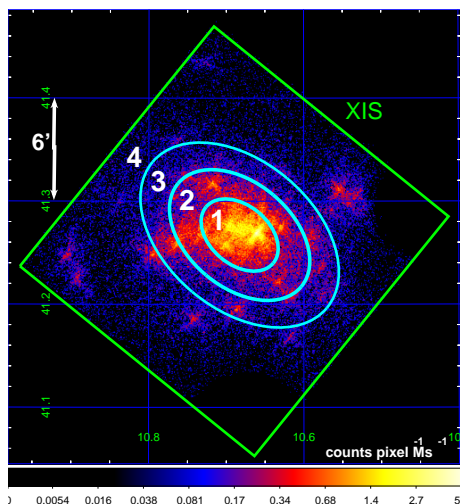


図 1: X 線 CCD 検出器 XIS0 によるアンドロメダ銀河中心領域の X 線画像。座標は J2000.0 分点。エネルギー帯域は 0.2-2.0 keV で銀河に付随する高温ガスが明るく見える。緑の四角は XIS の視野で、17.8 分×17.8 分である。水色の線で描かれているように、銀河中心領域を楕円状に区切り中心から region1、region2、region3 とし、残りの領域を region4 とした。

### 3 解析結果

#### 3.1 Chandra 衛星による点源の寄与の評価

スペクトル解析の際は「すざく」衛星の観測領域に含まれる中性子星やブラックホールといった点源の影響を考慮する必要があるため、空間分解能の良い (~1 秒角) Chandra 衛星を用いて点源の寄与の評価を行った。Chandra 衛星によって、「すざく」衛星の観測領域内に検出された点源 (しきい値は  $3\sigma$ ) の数は 69 個であった。図 2 は、Chandra 衛星による検出された点源の X 線画像である。3 秒角の円領域で点源のスペクトルを作成し、全てのスペクトルを足し合わせて吸収成分 (phabs) にべき関数モデル (powerlaw) または熱制動放射モデル (bremss) をかけたモデルでフィッティングを行った。フィッティングの結果、表 1 に示したパラメータが求められ 8 keV の熱制動放射モデルで良く表された (図 3)。また、点源の光度を全て足し合わせると  $2.24 \times 10^{39}$  ergs  $s^{-1}$  となった。

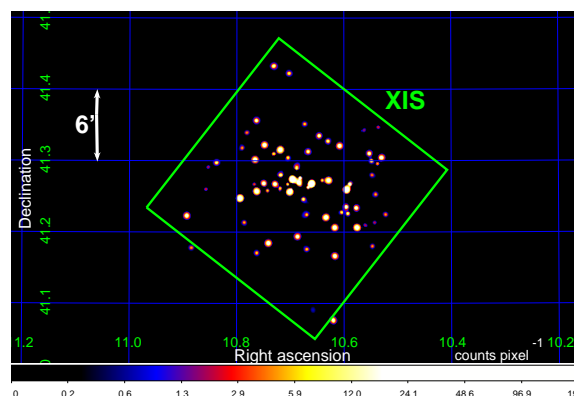


図 2: Chandra 衛星で検出された点源の X 線画像で、エネルギー帯域は 0.2-2.0 keV である。座標は J2000.0 分点。図中に緑の四角で表された領域が「すざく」衛星の XIS の視野で、この領域内に 69 個の点源を検出した。点源 1 つずつのスペクトルは 3 秒角の円領域で作成した。

表 1: Chandra 衛星により得られた点源スペクトルを全て足し合わせてフィッティングした結果

Parameters	powerlaw	bremss
$N_H (\times 10^{21} \text{ cm}^{-2})$	$1.15^{+0.39}_{-0.37}$	$1.10^{+0.23}_{-0.22}$
photon index <sub>powerlaw</sub>	$1.55^{+0.08}_{-0.08}$	
$kT_{\text{bremss}}$ [keV]		8.00(fix)
norm [counts keV <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$1.07^{+0.10}_{-0.91} \times 10^{-4}$	$1.42^{+0.05}_{-0.05} \times 10^{-4}$
$\chi^2/d.o.f$	73/75	84/76

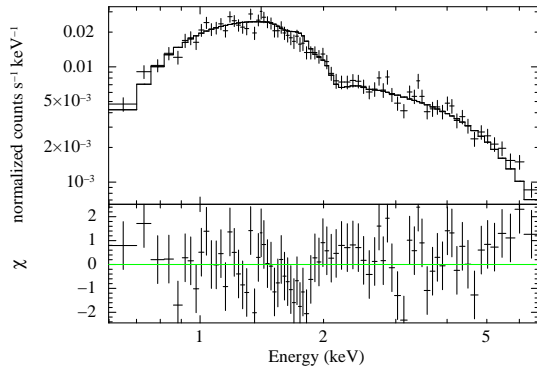


図 3: Chandra 衛星で検出された全点源からのスペクトル図 (上段)。エネルギー帯域は 0.5-7.0 keV。黒の実線は 8 keV の熱制動放射モデルを表している。下段はモデルとのずれを表している。

### 3.2 「すぎく」衛星によるスペクトル解析

初めに、region4 から Chandra 衛星で検出された点源と Chandra 衛星では検出されなかったが「すぎく」衛星で X 線放射が見えた領域を 1 分角の円で抜き、スペクトルフィッティングからバックグラウンドを求めた (図 4)。このバックグラウンドを用いて region1 から region4 のスペクトルフィッティングを行った。XIS1 のデータから作成した region3 のスペクトルを図 5 に示す。赤で表された高温ガスからの放射モデルは、重元素の輝線を検出している。高温ガスは全ての領域で ~0.2 keV と ~0.5 keV の 2 温度によって良く表された。

## 4 議論

アンドロメダ銀河中心領域について、高温ガスに含まれる鉄原子と他原子の個数比を取り、「すぎく」衛星で観測された他の渦巻銀河と比較したのが図 6

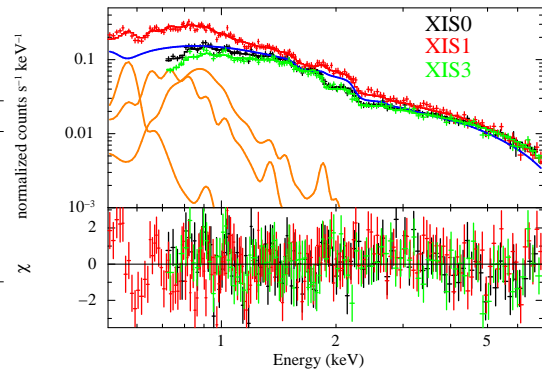


図 4: 上段にバックグラウンドを決めるためのスペクトルフィッティングを示し、下段にモデルとのずれを示した。黒が XIS0、赤が XIS1、緑が XIS3 のスペクトルである。エネルギー帯域は 0.5-7.0 keV。XIS1 に対するモデルの線だけを表示しており、青が宇宙 X 線背景放射、オレンジが我々の銀河系からの放射を表している。

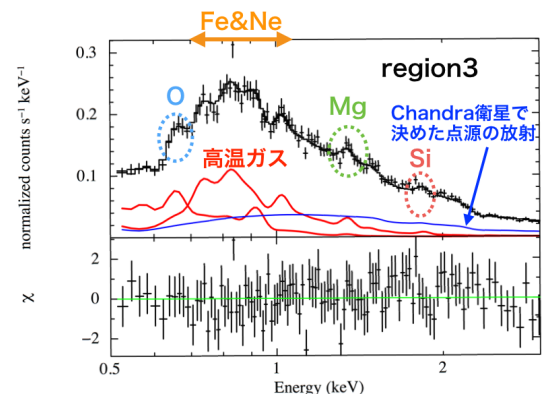


図 5: 上段が XIS1 のデータから作成した region3 のスペクトルで、下段がモデルとのずれを表す。エネルギー帯域は 0.5-3.0 keV。赤が高温ガスからの放射、青が Chandra 衛星で決めた点源からの放射を表す。

である。図 6 より、アンドロメダ銀河中心領域では Ia 型超新星爆発と重力崩壊型超新星爆発が足し合わされていることが明らかになった。region1 では酸素、マグネシウム/鉄比が太陽組成よりも少し低くなっているが、それより外側の領域ではほぼ太陽組成と一致した。region1 の結果は、中心数分領域で酸素/鉄比が太陽組成よりも低いという XMM 衛星回折格子分光器の結果 (Liu et al. 2010) と矛盾していない。ネ

オン/鉄比は全領域で太陽組成の 2 倍程度となった。しかしネオンの K 輝線と鉄の L 輝線群は 0.7-1.0 keV の範囲で重なり合っているため、ネオンのアバダンスは正しい結果かどうかの判断が難しい。またケイ素/鉄比はどの領域でも誤差が大きい、これは高温ガスの温度が低く輝線がはっきりと見えないためである。

スターバーストが見られる M82 の銀河風領域や NGC4631 のハロー、NGC253 では酸素、ネオン、マグネシウムの元素組成比が太陽組成比よりも高く、重力崩壊型超新星爆発の寄与が大きい (Yamasaki et al. 2009; Konami et al. 2011; Mitsuishi et al. 2013)。一方スターバーストが見られない NGC4258 に広がる高温ガスの元素組成は、ほぼ太陽組成に一致する (Konami et al. 2009)。図 6 から、アンドロメダ銀河の中心～3 分より外側に広がる高温ガスの重元素組成はスターバーストが見られない渦巻銀河と同様で、我々の銀河系の組成と矛盾は無い。

## 5 まとめ

「すぎく」衛星の観測から、アンドロメダ銀河中心のバルジ領域を 4 つに分けて、広がった高温ガスに含まれる重元素の空間分布を調べた。得られたスペクトルは高温ガスからの輝線をはっきりと検出しており、その温度は～0.2 keV と～0.5 keV の 2 温度で良く表された。重元素組成を調べると、アンドロメダ銀河中心領域では Ia 型超新星爆発と重力崩壊型超新星爆発が足し合わされていることが明らかになった。中心～3 分の領域では酸素、マグネシウム/鉄アバダンス比が太陽組成よりもやや低くなった。その外側では酸素、マグネシウム/鉄アバダンス比は太陽組成とほぼ一致しており、「すぎく」衛星でこれまでに観測されたスターバーストが見られない渦巻銀河と同様に、我々の銀河系の組成と矛盾していない。

## Reference

Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., et al. 1999, *ApJS*, 125, 439  
 Konami, S., Sato, K., Matsushita, K., et al. 2009, *PASJ*, 61, 941

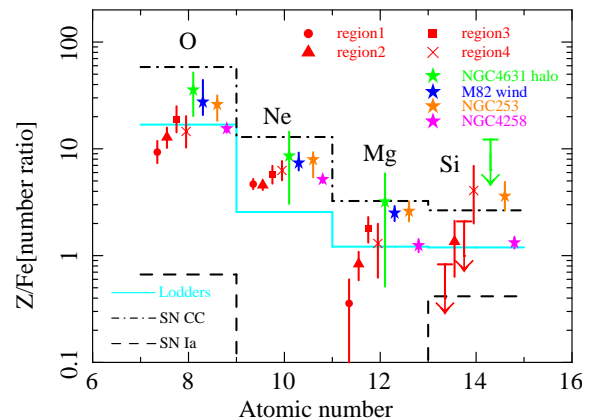


図 6: 高温ガスに含まれる鉄原子の個数と酸素、ネオン、マグネシウム、ケイ素の個数比を銀河ごとに比較した図。赤は本研究で求めたアンドロメダ銀河中心領域の結果。緑は NGC4631 ハロー (Yamasaki et al. 2009)、青は M82 銀河風領域 (Konami et al. 2011)、オレンジは NGC253 のディスクとハローの結果を平均した値 (Mitsuishi et al. 2013) を表しており、これらはスターバースト銀河である。マゼンタはスターバーストが見られない NGC4258 (Konami et al. 2009)。水色の線は太陽組成 (Lodders 2003) を表し、破線は Ia 型超新星爆発 (SN Ia) のモデル (Iwamoto et al. 1999)、一点破線は重力崩壊型超新星爆発 (SN CC) のモデル (Nomoto et al. 2006) を表す。

Konami, S., Matsushita, K., Tsuru, T. G., Gandhi, P., & Tamagawa, T. 2011, *PASJ*, 63, 913  
 Konami, S., Matsushita, K., Gandhi, P., & Tamagawa, T. 2012, *PASJ*, 64, 117  
 Liu, J., Wang, Q. D., Li, Z., & Peterson, J. R. 2010, *MNRAS*, 404, 1879  
 Lodders, K. 2003, *ApJ*, 591, 1220  
 Mitsuishi, I., Yamasaki, N. Y., & Takei, Y. 2013, *PASJ*, 65, 44  
 Nomoto, K., Tominaga, N., Umeda, H., Kobayashi, C., & Maeda, K. 2006, *Nuclear Physics A*, 777, 424  
 Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, *ApJL*, 556, L91  
 Takahashi, H., Okada, Y., Kokubun, M., & Makishima, K. 2001, *PASJ*, 53, 1241  
 Takahashi, H., Okada, Y., Kokubun, M., & Makishima, K. 2004, *ApJ*, 615, 242  
 Yamasaki, N. Y., Sato, K., Mitsuishi, I., & Ohashi, T. 2009, *PASJ*, 61, 291

## 弱い重力レンズ効果を用いた銀河のバリオン質量直接測定への展望

小林 将人 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

銀河形成・進化を研究するにあたり、バリオンとダークマターの相互作用を明らかにすることは非常に重要である。特に銀河とその周囲におけるバリオンとダークマターの分布は、銀河形成・進化の歴史を反映していると考えられる。弱い重力レンズ効果は、そうした銀河周囲の質量分布を探索できる強力なツールである。しかし現在、弱い重力レンズ効果の測定はダークハローの質量分布探索 (数百 kpc 以上のスケール) に限定されていることが典型である。もしこれをより小さなスケール (特に銀河近傍の数十 kpc スケール) まで推し進めることができれば、弱い重力レンズ効果から銀河のバリオン質量を直接捉えることも可能となる。バリオン質量の中でも、特に星質量は銀河の性質を評価するために基本的な物理量である。星質量は通常、銀河の年齢や金属量、初期質量関数などの仮定をもって、光度から換算して算出される。しかしこれらの仮定の取り方次第で、算出される星質量も異なってしまう (Courteau et al. (2014), Conroy et al. (2009))。仮に弱い重力レンズ効果の測定からこうした仮定を含まずに星質量の直接推定が実現すれば、これらの仮定へ制限を付けることも期待できる。本発表では、ハッブル宇宙望遠鏡 HST の ACS とすばる望遠鏡の Suprime-Cam で観測された COSMOS 領域のデータを解析し、1) 銀河の星質量算出のためには、弱い重力レンズ効果をどの程度小スケールまで測定する必要があるか、2) 将来観測による、弱い重力レンズ効果を用いた銀河の星質量測定の可能性、について検討した結果を報告する。

## 1 Introduction

質量は物質の存在を示す本質的な物理量であり、銀河とその周囲におけるダークマターとバリオンの質量分布は、宇宙の構造形成史と銀河の形成・進化史の情報を含んでいる。特にバリオン質量の中でも星質量は、銀河が有する星の総質量であり、各銀河の星形成史や衝突・合体の歴史を反映している。従って星質量は、銀河の性質、および銀河とダークマターの関係の評価するために正確に算出することが望まれる。星質量の精度良い算出は銀河形成・進化分野にとどまらず、観測量として銀河を利用する観測的宇宙論にとっても不可欠なことである。

今日行われている一般的な銀河の質量算出方法としては、(1) SED fitting、(2) stellar kinematics、(3) 強い重力レンズ効果の測定、が挙げられる。(1) では星質量が求まるが、銀河の年齢、金属量、ダスト減光、初期質量関数 (以後 IMF) などの仮定が必要となる。(2) では銀河内の星の運動を支配する力学的な質量が求まるが、星が持つ速度分散の非等方性を考慮するのは難しく、等方的として取り扱われている。

(3) は直接的な質量検出方法でありダークマターも含めた全質量が求まるが、この現象自体が極めて大質量な楕円銀河などに限られている (Gavazzi et al. (2007))。今回我々はこれらの手法以外に、(4) 弱い重力レンズ効果の測定から星質量を算出する可能性について検討を行った。弱い重力レンズ効果の測定が持つ利点は、ダスト減光など SED fitting が抱える仮定を含まずに直接的な質量検出ができること、および強い重力レンズ効果と異なり銀河全般に起こり得る現象であるため、広範な赤方偏移にある様々な質量の銀河についてその星質量を算出できること、にある。さらに、SED fitting と併せて行うことで、星質量の予想値を大きく変えてしまう SED fitting の仮定 (一例として IMF) へ制限を付けることも期待される。

今後 10 年は、衛星観測として欧州主導の Euclid、米国主導の WFIRST、地上観測として日本主導のすばる望遠鏡超広視野主焦点カメラ (以後 HSC) など、大規模な銀河サーベイが計画されており、弱い重力レンズ効果を数多く検出することでその統計精度向

上が期待される状況にある。また現在、異なる IMF から導かれる星質量の推定値の差異はファクター 2 程度であるので、IMF に制限を付けるためには弱い重力レンズ効果で  $S/N = 2$  の精度で質量を決定することが必要となる。これらの背景を踏まえ本発表では、 $S/N = 2$  の精度を実現するために将来計画で観測しなければならない天球面の面積を、対象とする銀河の質量と赤方偏移ごとに算出した結果を発表する。

ただし、この手法 (4) は今後手法 (1)-(3) と並行して行い、お互いに整合的であるか検証することが大事である、ということにここで言及しておく。

## 2 Weak Lensing

重力レンズ効果には 3 つの構成要素がある。観測する我々、重力源となるレンズ銀河、そして我々から見てレンズ銀河より遠方にある背景銀河である。重力レンズ効果は、レンズ銀河の重力によって背景銀河の形がどの程度歪んでいるかを評価することで検出される。この定量的な評価の中でも shear( $\gamma$ ) について本研究では注目する。

$\gamma$  は

$$\gamma(r) = \frac{\Delta\Sigma(r)}{\Sigma_{\text{crit}}} \quad (1)$$

によって定義される。 $\Delta\Sigma$  は

$$\Delta\Sigma(r) = \bar{\Sigma}(r) - \Sigma(r) \quad (2)$$

で定義される。 $\Sigma(r)$  は、レンズ銀河周囲に分布する質量を天球面上へ射影した時レンズ銀河から距離  $r$  の地点での質量面密度のことである。 $\bar{\Sigma}(r)$  はレンズ銀河から距離  $r$  内にある質量面密度の平均値である。さらに  $\Sigma_{\text{crit}}$  とは臨界質量面密度のことであり

$$\Sigma_{\text{crit}} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{\text{os}}}{D_{\text{ol}}D_{\text{ls}}} \quad (3)$$

で定義される。各  $D$  は角径距離であり、 $D_{\text{os}}$  は観測者と背景銀河間、 $D_{\text{ol}}$  は観測者とレンズ銀河間、 $D_{\text{ls}}$  はレンズ銀河と背景銀河間、である。従って  $\gamma(r)$  は、レンズ銀河から距離  $r$  の位置での質量面密度超過が臨界質量面密度に対してどの程度大きいかを表している。実際の観測ではこれを背景銀河の形状の歪みから測定する。

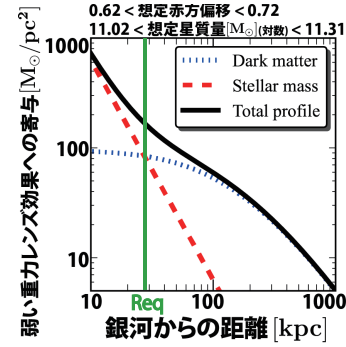


図 1: レンズ銀河周囲での  $\Delta\Sigma$  の分布。縦軸が  $\Delta\Sigma$ 、横軸がレンズ銀河からの距離。レンズ銀河近傍では銀河の星質量の  $\Delta\Sigma$  がダークマターの  $\Delta\Sigma$  より卓越している。

$\Delta\Sigma$  には全ての物質が含まれているため、ダークマター成分とバリオン成分に分解して記述できる。

$$\Delta\Sigma = \Delta\Sigma_{\text{dm}} + \Delta\Sigma_{\text{bar}} \quad (4)$$

我々が今回着目するレンズ銀河は比較的大質量であるため、バリオン質量の大半が星質量、すなわち  $\Delta\Sigma_{\text{bar}} \simeq \Delta\Sigma_{\text{stellar}}$  として取り扱う。ここで  $\Delta\Sigma_{\text{dm}} = \Delta\Sigma_{\text{stellar}}$  となる距離  $r$  を  $R_{\text{eq}}$  と呼ぶことにする。今回はレンズ銀河を包容するダークマターハローよりもレンズ銀河のバリオン質量が  $\Delta\Sigma$  を支配する領域に興味があるため、今回の研究ではこの  $R_{\text{eq}}$  より小スケールで弱い重力レンズ効果の  $S/N$  がどの程度得られるかを検討した。参考として、 $R_{\text{eq}}$  付近での  $\Delta\Sigma$  の概形を図 1 に記した。実際の観測ではレンズ銀河近傍だが銀河自体より外側を観測することを念頭において、バリオン質量については点源のように扱い

$$\Delta\Sigma_{\text{bar}}(r) = \frac{M_{\text{bar}}}{\pi r^2} \simeq \frac{M_*}{\pi r^2}, \quad (5)$$

ダークマターについては NFW 分布に従うとして扱った。

## 3 Method

弱い重力レンズ効果をレンズ銀河のごく近傍で計測する場合、以下に挙げる様々な要素が影響してくる。例えば角径距離に応じた  $\Sigma_{\text{crit}}$  の変化、観測ごとの限界等級に応じたレンズ銀河と背景銀河の数の変

化、星質量-ハロー質量関係の変遷とそれに伴う  $R_{\text{eq}}$  の変化、観測の限界等級、天球面上で銀河同士が重なり合っていて背景銀河の形状が正しく計測できない、などである。この中でも特に解析的には評価できない「銀河の重なり合い」の効果を、本研究ではハッブル宇宙望遠鏡 (以後 HST) ACS によって観測された COSMOS 領域のデータを解析することで取り入れた。本データ内の各銀河について Source Extractor を利用して Kron 半径を算出し、これに基づき各銀河をフィットする楕円を描いて、この楕円同士が重なっているものは形状が正しく測定できない銀河として除外した。

残った銀河の中から、すばる望遠鏡 Suprime-Cam で photometric redshift の得られている銀河を選び出し、我々のサンプルとして採用した。この Suprime-Cam のカタログとしては Leauthaud et al. (2007) および Leauthaud et al. (2012) を採用し、カタログから各銀河について photometric redshift の他に、形状測定の誤差の見積もり、また K バンド光度から概算した星質量を利用した。(以後の議論で出てくる「星質量」は全てこの光度から見積もられた星質量を指す。) また Leauthaud et al. (2012) で研究された COSMOS 領域の星質量-ハロー質量関係を採用し、ハローの定義もこれに従い背景物質密度の 200 倍の密度を持つ球とした。

## 4 Results

Section 2 と Section 3 の設定の下行った計算結果を記す。

弱い重力レンズ効果は数多くの背景銀河の情報を重ね合わせることで評価されるが、 $R_{\text{eq}}$  以下のスケールでは背景銀河の数が少ないため、レンズ銀河個々の周囲で計測するのは極めて難しい。従って性質の近い (均一な) 数多くのレンズ銀河を観測し、それらの周囲にある背景銀河の情報を合計して平均をとることを考える。このレンズ銀河を数多く観測することが、将来観測で実現が期待されることである。

今回は、均一なレンズ銀河を用意して平均をとること、および将来観測での  $S/N = 2$  実現性をレンズ銀河の質量と赤方偏移に応じて求めたいこと、を

目標とするため、HST のデータに存在するレンズ銀河を以下の様な星質量ビン、赤方偏移ビンごとに区切って解析した。

$$\log M_* = 9.00, 9.37, 9.74, 10.11, \\ 10.49, 10.86, 11.23, 11.60 \quad (6a)$$

$$z = 0.30, 0.50, 0.62, 0.72, \\ 0.80, 0.87, 0.94, 1.00 \quad (6b)$$

星質量は対数で均等に 7 ビン、赤方偏移は共同体積が全て等しくなるように 7 ビンに区切った。

### 4.1 有効面積

実際に背景銀河が存在できるのは、 $R_{\text{eq}}$  とレンズ銀河のベストフィット楕円の間領域である。観測者から見たこの領域の天球面上での面積を有効面積と呼ぶことにする。有効面積を各星質量ビン、各赤方偏移ビンについて算出した結果が図 2 である。この結果から、大星質量、低赤方偏移にあるレンズ銀河で有効面積が大きくなり、弱い重力レンズ効果測定に利用できる背景銀河がより多く存在しうることがわかる。

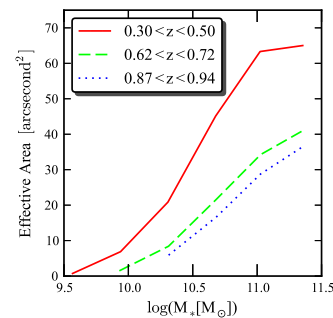


図 2: レンズ銀河ごとの有効面積の変化。縦軸が有効面積、横軸はレンズ銀河の想定星質量、異なる色の折れ線がレンズ銀河の異なる想定赤方偏移。

### 4.2 Area required to observe

将来観測で  $S/N = 2$  を達成するために観測すべき天球面領域の面積を見積もった。前章 4.1 で求めた



有効面積内にある背景銀河を選定し、各銀河に与えられている形状測定の誤差を Leauthaud et al. (2012) から採用することで、COSMOS 領域と同じ面積だけ観測した場合における弱い重力レンズ効果の  $S/N$  値を、対象とするレンズ銀河の星質量や赤方偏移ごとに算出した。これから、将来観測で  $S/N = 2$  達成に要請される観測面積を予測した結果が図 3 に折れ線で記されている。左パネルが衛星観測に対する予測、右パネルが地上観測に対する予測である。 $\log(M_*) \simeq 11.0$  で最も良い  $S/N$  が得られるため、この程度の星質量の銀河をターゲットとする場合、衛星観測でも地上観測でも観測領域が最も少なくて済むとわかる。さらに、将来観測の Euclid や HSC の観測予定面積を実線で併記した。この結果から、HSC の観測により弱い重力レンズ効果で星質量を  $S/N = 2$  の精度で決定することが、今回扱った様々な星質量、広範な赤方偏移のレンズ銀河について可能であると示された。

## 5 Conclusions and Future Prospects

我々は銀河の新たな星質量算出方法として弱い重力レンズ効果を検討し、将来観測がもたらす統計精度向

上により、 $S/N = 2$  で星質量を決定できるか、またこの精度を達成するために必要な観測面積を算出した。その結果 Euclid や HSC といった将来観測で、星質量  $9.00 \leq \log M_* \leq 11.60$ 、赤方偏移  $0.30 \leq z \leq 1.00$  の範囲の銀河について  $S/N = 2$  を達成できるという展望を得た。SED fitting との組み合わせからこの幅広い星質量、広範な赤方偏移の銀河についてその IMF への制限をつけ、IMF が宇宙の年齢や銀河の質量に応じて変遷してきた歴史を捉えることが可能かもしれないという示唆を得た。

ただし本発表の段階では、弱い重力レンズ効果の  $S/N$  の検討に止まっており、 $\gamma$  の小スケールでのバイアスや、地上観測を行った場合の銀河の重なり合いなどを今後議論する必要がある。

## Reference

- Courteau, S., et al. 2014, *Reviews of Modern Physics*, 86, 47
- Conroy, S., et al. 2009, *ApJ*, 699, 486
- Gavazzi, R., et al. 2007, *ApJ*, 667, 176
- Leauthaud, A., et al. 2007, *ApJ*, 172, 219
- Leauthaud, A., et al. 2012, *ApJ*, 744, 159

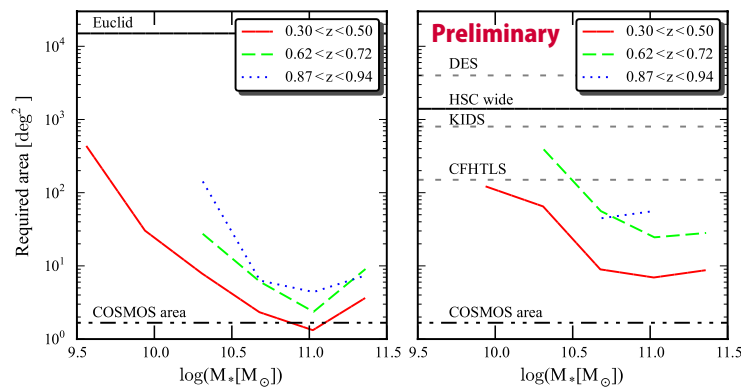


図 3: 星質量を  $S/N = 2$  の精度で測定するために観測することが要請される天球面の面積を折れ線で示した。縦軸がその領域の大きさ、横軸はレンズ銀河の想定星質量、異なる色の折れ線がレンズ銀河の異なる想定赤方偏移。左パネルは衛星観測を行う場合 (HST 程度の限界等級を想定)、右パネルは地上観測を行う場合 (HSC の限界等級を想定)。左パネルには、HSC 以外の観測装置が観測する予定の面積も破線で記してあるが、HSC とは限界等級が異なるため、これらの観測に対する折れ線はこの図の折れ線とは異なってくることに注意が必要である。

## 表面測光による $z \sim 1$ の楕円銀河の詳細な形状分析

満田 和真 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻 天文学教室 M2)

### Abstract

我々は Hubble Space Telescope (HST) Cluster Supernova Survey で得られた  $z \sim 1$  の銀河団の楕円銀河について等面輝度形状の詳細な分析を行っている。近傍の楕円銀河は等面輝度線 (コントア) の歪みから Boxy 型, Disky 型に分類され, その違いは楕円銀河の形成過程に起因すると考えられており, Boxy 型は質量が大きく速度分散が卓越するが, Disky 型は比較的軽く回転運動が卓越するなど質量や力学構造との関係があり, Boxy 型には X 線放射が付随する。このようなことから, Boxy 型はガスの少ない衝突合体 (dry merger) で速度分散が卓越した系となることで形成され, また Disky 型はガスの多い衝突合体 (wet merger) でガスの角運動量で回転が卓越した系となることで形成されるという説が有力である。ところが遠方において, 上記のような近傍の観測結果と比較できる詳細な分析結果がなく, 楕円銀河の形状や力学構造がいつ, どのようにして形成され, 進化してきたかはよくわかっていない。遠方銀河は視直径と面輝度が小さく, これまでは詳細に形状を分析できる質の高いデータを得るのが難しかったためであり, また, 遠方銀河詳細な形状を分析するのに最適化された手法がなかったためである。しかし, 我々のチームは HST の撮像データの中でも, 何枚もの画像を他の HST データよりも精度よく足し上げ, 詳細な形状の分析に耐えうる高品質のデータを作成した。そこで我々は, 赤方偏移 1 程度の楕円銀河について詳細な形状を分析するために, 遠方楕円銀河の形状分析に最適化された表面測光の手法を構築してきた。前述の HST データにおいて分光によって赤方偏移が決定している  $z \sim 1$  の早期型銀河のうちの 29 個について, 開発中の表面測光の手法でコントアの歪みを測定したところ, 最も暗いものを除く 28 個についてはコントアの歪みを測定でき Boxy 型, Disky 型に分類できた。今後, サンプルを増やし, 近傍の楕円銀河や理論モデルと比較することで Boxy 型, Disky 型の形成過程を探っていく。今回は, これらの楕円銀河のコントアの歪みを測定した結果を報告する。

## 1 Introduction

近傍の楕円銀河は等面輝度線 (コントア) の歪みにより, Boxy 型と Disky 型に分類される (図??). Boxy 型は質量が大きく, 速度分散が卓越し (図??), X 線や電波の放射を伴う傾向がある一方, Disky 型は質量が比較的軽く, 回転が卓越し (図??), X 線や電波の放射がない傾向がある。(Bender et al. 1988, Bender et al. 1989, Kormendy & Bender 1996, Faber et al. 1997).

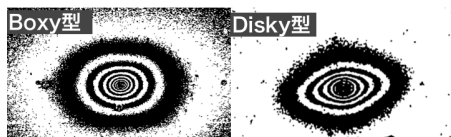


図 1: Boxy 型, Disky 型楕円銀河のコントア (Bender et al. 1988)

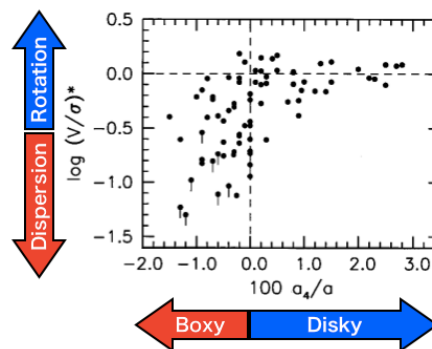


図 2: Boxy 型, Disky 型と力学構造の関係 (Kormendy & Bender 1996)

Boxy 型, Disky 型の違いは楕円銀河の形成過程によって生じると考えられており, Boxy 型はガスの少ない銀河同士の合体 (dry merger) によって星の速度分散が卓越した系となることで, また Disky 型はガス

の多い銀河の合体 (wet merger) によってガスの角運動量が残って円盤のような系になることで形成されるということが考えられている (Khochfar & Burkert 2005).

また近年の近傍楕円銀河の面分光による研究では楕円銀河の内部力学構造を調べることにより, 系の角運動量の小さい Slow Rotator (SR) と角運動量の大きい Fast Rotator (FR) に分類できることがわかってきた (Emsellem et al 2007). 楕円銀河の形状と力学構造は関係があり, SR は Boxy 型, FR は Disky 型に対応する. SR と FR を作り分ける理論計算から SR と FR の割合は赤方偏移  $z \sim 2$  から 0 にかけて変化することが予想され, 星質量の大きな ( $> 10^{11} M_{\odot}$ ) 銀河については SR と FR の比が逆転するとされている (Khochfar et al. 2011).

このように, 近傍楕円銀河の形状や内部力学構造が詳しく研究されており進化についても理論的に調べられている一方, 遠方の楕円銀河については近傍の結果と比較できる詳細な分析結果がなく, Boxy, Disky といった楕円銀河の形状や SR, FR といった力学構造がいつ, どのように形成され進化してきたのかはよくわかっていない. ひとつの理由としては, 遠方銀河は視直径と面輝度が小さいために, これまでは詳細に形状を分析できるような質の高いデータを得るのが難しかったためである.

しかし近年, ハッブル宇宙望遠鏡 (HST) による高解像度, 高深度の良質なデータが得られつつあり, 特に我々のチームは HST Cluster Supernova (SN) survey (Dawson et al. 2009) において HST の撮像データの中でも, 何枚もの画像を他の HST のデータよりも精度よく足しあげた高品質のデータを作製した (Mayers et al. 2012). そこで, 本研究ではこのデータを使って  $z \sim 1$  程度の遠方銀河について詳細な形状を分析する表面測光の手法を構築, 実行し楕円銀河の形状の進化を調べる.

今回は,  $z \sim 1.2$  の銀河団の楕円銀河について, 現在はまだ予備的な結果ではあるが, コントアの歪みを測定し, Boxy 型, Disky 型に分類した結果を紹介する.

## 2 Sample and Data

本研究には HST Cluster Supernova (SN) survey (Dawson et al. 2009) で得られたハッブル宇宙望遠鏡の撮像データを用いた. このデータは HST の Advanced Camera for Surveys (ACS) によって得られたものであり, F775W と F850LP の 2 つのフィルターで撮像された. 本研究ではより深く撮像された F850LP のデータを使用した. 今回の  $z \sim 1.2$  の銀河団 Y については 1-5 万秒程度の積分時間であり, 典型的な point spread function (PSF) は  $0.1''$  FWHM 程度である.

また今回解析の対象とする銀河は分光によって赤方偏移が測定されたものである (Demarco et al. 2007). このような銀河のうち Postman et al. 2005 による形態分類で T-type が 0 以下の早期型銀河について形状分析を行った. 最終的に対象とした銀河は 29 個となった.

## 3 Method

我々はこれまで近傍楕円銀河に用いられてきた表面測光の手法を応用し, 遠方楕円銀河に最適化された手法を開発した. 遠方銀河のコントアの歪みなどの詳細な形状の研究例がなく, これまでの手法は遠方銀河にマッチしたものではなかったためである.

楕円銀河の詳細な形状, 特にコントアの歪みを測定するために, 撮像データから得たコントアに楕円をあてはめる解析手法を応用した. この手法では, あてはめた楕円 ( $x = a \cos \theta, y = b \sin \theta$ ) からのコントアの歪みを  $\Delta r_{\theta} = \sum_n (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta)$  と展開し,  $a_4$  の値で評価する (図??).  $a_4$  は楕円の長短軸に対して対称なゆがみを表す最低次の係数であり, これが負であれば Boxy, 正であれば Disky 型に分類される (Bender & Möllenhoff 1987).

### 3.1 How to determine contours

面輝度が低く, 視直径の小さい銀河ではフォトンノイズの影響でコントアが精度よく決められない恐れがあるため, できるだけ多くのピクセルからコントアを決定してノイズの影響を抑えた.

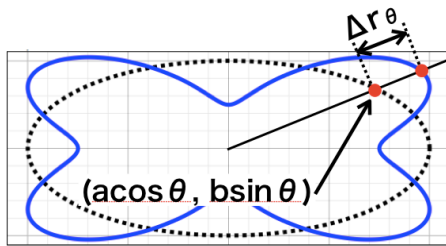


図 3: 面輝度の歪みの測定方法

コントアは、コントアを決めるための円環の決定、その円環からコントアを定義するという二段階を経て決定する。一つめの段階では銀河中心から外側までの一連の円環を太さが2ピクセル以上となるように決定する(図??)。次の円環を決定する際に各ピクセルの flux を使うことで、Signal-to-Noise Ratio(SNR)が低い外側ではノイズの影響で円環に入るピクセルの数すなわち独立な自由度が増え、SNR は自由度の平方根で上がるためランダムノイズの影響を抑えることができる。コントアの高さは各円環内のピクセルの flux の平均とする。

二つめの段階では、以下のように一連の円環からコントアを定義するサンプル点を決定する(図??)。(i) 楕円  $(x = a \cos \theta, y = b \sin \theta)$  の  $\theta$  が一定間隔  $\Delta\theta$  となるような放射線を引き、 $\Delta\theta$  の幅を持つ扇形のピンを定義する。円環内のピクセル数が30個未満のときはピンの数がピクセル数の3倍となるようにし、それ以外では90のピンとなるように  $\Delta\theta$  を定める。(ii) 円環の定義上、ひとつのピンに必ず2つ以上のピクセルが入り、それぞれのピクセルの銀河中心からの距離  $r_i$  と flux  $z_i$  の関係を直線で fit し、その直線から面輝度の高さ  $z$  を与える  $r$  を計算する。(iii) 最後にそのピンの polar angle を使って  $r$  を  $x, y$  に直してサンプル点とする。(ii) と (iii) の操作をすべてのピンについて行ってコントアを定義する。また、各ピクセルのフォトンノイズ ( $\sigma_{z,i}$ ) からサンプル点の座標の誤差 ( $\sigma_r$ ) への誤差伝播を計算する。

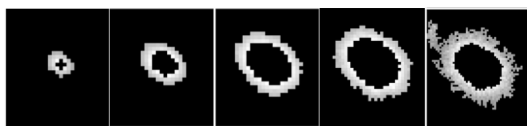


図 4: 一連の円環の例

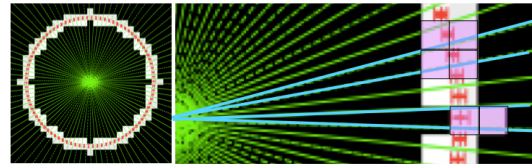


図 5: 左: 円環を扇形のピンに分け、各ピンの中でコントアを定義するサンプル点を決める。右: 各ピン(青い線で挟まれた部分)には必ず2ピクセル以上(ピンクのピクセル)が入る。

### 3.2 Deviated ellipse fit

決定されたコントアに、楕円と3次から6次までの歪み ( $a_3-a_6, b_3-b_6$ ) を同時に最小二乗フィットする。フィットするパラメータは楕円の中心  $(x_0, y_0)$ , PA, 半長軸径  $a, q$  の5つに加えて  $a_3-a_6, b_3-b_6$  の計13個である。0から2次の歪みは楕円の5つのパラメータと関係するためこのフィットには含めない。最小二乗の式は  $\chi^2 = \frac{(x_j - x_e)^2 + (y_j - y_e)^2}{\sigma_{r,j}^2}$  であり、 $x_j, y_j$  は各サンプル点の  $x, y$  座標  $x_e, y_e$  はフィットする楕円の座標、また  $\sigma_{r,j}$  は各サンプル点の座標の誤差である。

フィットの手順としてはまず楕円の5つのパラメータを掃いて  $\chi^2$  が最小となるものを調べ、それを初期値として、歪みまで含めた13個のパラメータについて Downhill Simplex 法で  $\chi^2$  が最小となるものを求めることを3回繰り返す。さらに  $a_0-a_6, b_0-b_6$  の13個のパラメータについても再度 Downhill Simplex 法で  $\chi^2$  が最小となるものを求め、これを3回繰り返す。このようにして最終的な楕円と歪みのパラメータを決定した。

### 3.3 Error estimation

楕円のパラメータと歪みのパラメータの誤差は Monte-Carlo シミュレーションで推定する。コントア上の各サンプル点に分散  $\sigma_{r,j}$  の Gaussian 統計に従うランダム誤差を与え、誤差を与えたコントアに deviated ellipse fit を行う。これを100回繰り返し、最終的に各パラメータの r.m.s. を誤差とした。

## 4 Results

HST Cluster SN Survey の銀河団 Y について、前述の表面測光の方法でコントアの歪みを測定したところ、測定対象の 29 個の早期型銀河について、K バンドでもっとも暗い銀河 (ID=248 in Demarco et al. 2007) 以外の 28 個についてコントアの歪み ( $a_4$ ) を測ることができた。図?? は 2 番目に暗い銀河 (ID=149 in Demarco et al. 2007) の  $a_4$  の radial profile である。

また、 $a_4$  の測定ができた 28 個の銀河について 0.5 半光度半径における  $a_4/a$  と ellipticity(1-q) をプロットしたものが図?? である。Kormendy & Bender 1996 などの近傍の結果と同様に V 字の特徴が見られ、これまでの近傍楕円銀河の観測と比べられる程度に  $a_4$  を測定できていると考えられる。

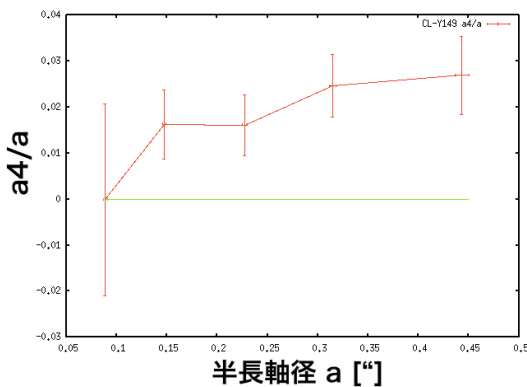


図 6: 2 番目に暗い銀河の  $a_4$  radial profile

## 5 Conclusion

本研究では楕円銀河の形成・進化の過程を探るため、表面測光の手法を使って近傍楕円銀河の研究と比較できるような、詳細な形状の分析を  $z \sim 1$  の楕円銀河について行い予備的な結果を得た。

遠方銀河の詳細な形状の分析に最適化した表面測光の手法を開発し HST Cluster SN survey で得られた高解像度、高深度の撮像データに適用した。

今回は HST Cluster SN survey の銀河団のうちの銀河団 Y の早期型銀河について解析を行った。29 個

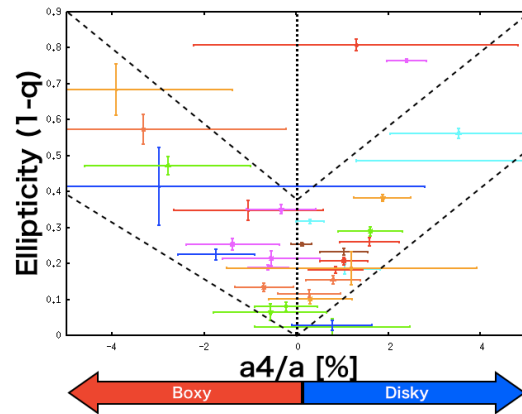


図 7: 横軸:  $a_4/a$  [%], 縦軸: ellipticity(1-q).

の早期型銀河のうち K バンドで最も暗い銀河以外は  $a_4$  を測定することができた。

今後は  $a_4$  と他のパラメーターとの関係を調べると同時に他の銀河団の早期型銀河についても測定を行って統計的な議論を行い、近傍の結果との比較や進化について調べていく予定である。

## Reference

- R.Bender & C.Möllenhoff, 1987. A&A.177.71
- R.Bender, S.Döbereiner & C.Möllenhoff, 1988. A&AS.74.385
- R.Bender, P.Surma, S.Döbereiner, C.Möllenhoff & R.Madejsky, 1989. A&A.217.35
- K.S.Dawson, G.Aldering, R.Amanullah et al., 2009. AJ.138.1271
- R.Demarco, P.Rosati, C.Lidman et al., 2007. ApJ.663.164
- E.Emsellem, M.Cappellari, D.Krajnovic, et al., 2007. MNRAS.379.401
- S.M.Faber, S.Tremaine, E. A.Ajhar et al., 1997. AJ.114.177
- S.Khochfar & A.Burkert, 2005. MNRAS.359.1379
- S.Khochfar, E.Emsellem, P.Serra et al., 2011. MNRAS.417.845
- J.Kormendy & R.Bender, 1996. ApJ.464.L119
- J.Kormandy, D.B.Fisher, M.E.Cornell & R.Bender, 2009. ApJS,182.216
- J.Meyers, G.Aldering, K.Barbary et al., 2012. ApJ.750.1
- M.Postman, M.Franx, N.J.G.Cross et al., 2005. ApJ.623.721

# Measuring galaxy environment at $z \sim 1.6$ with Subaru's FMOS

柏野 大地 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

本発表では、すばる望遠鏡に搭載されたファイバー多天体分光器 (FMOS) による近赤外分光観測 (FMOS-COSMOS サーベイ) の最新の成果を発表する。我々はこれまでに 2000 個を超える  $z \sim 1.6$  の星形成銀河を観測し、約 1000 個について  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $[NII]$ , 及び  $[OIII]$  輝線を検出し、赤方偏移や輝線フラックスを測定した。これに基づき、高赤方偏移星形成銀河のダスト減光の性質、星形成主系列と呼ばれる星質量-星形成関係、星質量-金属量関係などを定量的に求めた。また、FMOS で測定した赤方偏移を用いて、静止波長系では紫外線に相当する可視分光スペクトルをスタックすることで、紫外線領域の吸収線を高い  $S/N$  で検出した。これらの吸収線の多くは、本来の波長よりも短波長側にシフトしており、これは強いアウトフローの存在を示している。星質量、星形成率などで銀河をビン分けしてスタッキング解析を行い、アウトフロー速度がこれらの性質に依存することを示す結果を得た。また、FMOS サーベイで得られた高密度な 3 次元銀河地図を用いて銀河分布の統計的な性質を調べた。二点相関関数を用いたクラスタリング解析を行った結果、サブ Mpc スケールでのクラスタリングシグナルを高い  $S/N$  で検出した。

## 1 Introduction

宇宙論的時間スケールでの銀河の形成と進化に対する我々の理解は日に日に深まっている。こうした発展の背景には、観測技術の進歩や宇宙・地上両方からの多波長観測による膨大なデータが不可欠である。日々蓄積させる観測データによって、我々は  $z \sim 2$  (あるいはそれ以上) という非常に遠方の銀河分布を調べたり、膨大な数の銀河について星形成率 (SFR)、銀河年齢、あるいは重元素量といった銀河の内的な性質を高い精度で測定することができる。これにより、多くの銀河がはじめ星形成を活発に行い、その成長とともに passive なモードに進化し、宇宙全体での星形成活動は  $z \sim 1-3$  をピークに、現在まで徐々に下がってきていることがわかってきた。多くの星形成銀河は  $M_*$ -SFR 平面上に帯状に分布し、非常にタイトなシーケンスを示す。これは星形成主系列と呼ばれ銀河進化研究における重要な研究対象のひとつとなっている (e.g., Noeske et al. 2007, Elbaz et al. 2007, Daddi et al. 2007, Wuyts et al. 2011)。一方で、恐らく銀河衝突などによって引き起こされるスターバースト中の銀河などは主系列よりも高い SFR 側に離れたところに緩やかなグループを作り、passive モードに移行中と思われる銀河が主系列よりも低 SFR 側に

存在する (図 1)。多くの研究者により星形成主系列や星形成銀河の割合、あるいは質量関数が赤方偏移とともにどのように進化するかといったことが調べられている。さらに高赤方偏移でも多くの銀河サンプルが得られるようになったことで、環境効果、すなわち銀河の性質や進化が周囲の環境にどのように影響を受けるのかといったことについても多くの研究成果が発表されている (e.g., Peng et al. 2010, 2012, Koyama et al. 2014)。

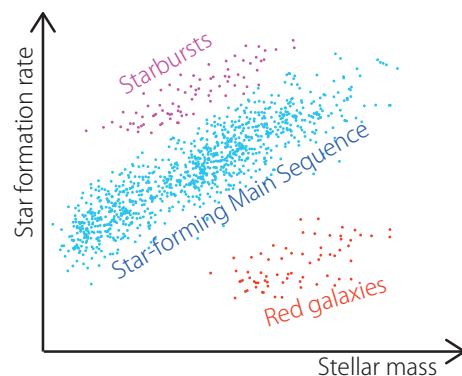


図 1: SFR- $M_*$  関係のイメージ。

銀河の進化の歴史は、銀河の星形成の歴史でもある。星形成活動のメカニズム・時間進化を理解する

ことは銀河進化を理解する上で非常に重要なことである。恒星内部の核融合反応によって作られる重元素の存在量（金属量）は星形成の歴史を反映する代表的な物理量である。同時に、星形成率はガス金属量に依存する。一方で、星形成活動のフィードバック現象と考えられるガスの流出入は銀河の化学進化に重要な影響を与える。近年、高赤方偏移でも精密測定が可能になりつつあり、ガスの流出入と化学進化の影響やダイナミクスに関する研究も活発に行われている (e.g., Harikane et al. 2014).

このように、昨今、銀河進化研究は非常に盛り上がり、我々もこれまですばる望遠鏡 FMOS 及び多波長の撮像データに基づき、星形成史のピーク期における星形成主系列やダスト減光の性質、金属量等の諸性質の理解において大きな貢献を果たしてきた (Kashino et al. 2013, Zahid et al. 2013, 2014, Rodighiero et al. 2014, Silverman et al. in prep). 本発表では、FMOS のデータと zCOSMOS プロジェクト (Lilly et al. 2007) のデータを合わせて行った、アウトフローの速度と銀河の性質の関係、及び銀河分布の統計的性質についての研究の初期成果を報告する。

## 2 Observations

COSMOS 領域の中心部分、約 1 平方度の領域をすばる望遠鏡ファイバー多天体分光器 (FMOS) の高分散モードで観測した。観測波長帯は  $H$ -long (1.6–1.8  $\mu\text{m}$ ) および  $J$ -long (1.11–1.35  $\mu\text{m}$ ) で、波長分解能はそれぞれ  $R \sim 2600$ ,  $R \sim 1900$  である。これは近接した  $H\alpha$  と  $[\text{NII}]\lambda 6583$  輝線を十分に分離できる分解能である。

2012 年 3 月から 2014 年 2 月まで、インテンシブ・プログラム (PI: J. Silverman) 及び UH 時間 (PI: D. Sanders) を用いて、 $H$ -long で 14 夜、 $H$ -short で 1 夜、 $J$ -long で 7 夜分の観測を行った。

## 3 Target Selection

ターゲットサンプルは COSMOS 測光カタログ (McCracken et al. 2010; Ilbert et al. 2013) から、

$M_* > 10^{9.8} M_\odot$ ,  $1.4 \lesssim z_{\text{phot}} \lesssim 1.7$  の星形成銀河を BzK カラーを用いた方法と SED フィッティングによりセレクトした。

## 4 Spectral Analysis

### 4.1 FMOS spectral analysis

全てのデータは FMOS 標準パイプラインである FIBRE-pac (Iwamuro et al. 2012) を用いてリダクションを行った。リダクション後に得られる 2 次元スペクトルに基づき、輝線 ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $[\text{NII}]$ , 及び  $[\text{OIII}]$ ) の有無を確認した。次に、その輝線の中心波長、強度を測定するために輝線フィッティングを行った。この際、 $H\alpha$  と  $[\text{NII}]$  及び  $H\beta$  と  $[\text{OIII}]$  の輝線幅は固定した。また OH 夜光の影響を受けたピクセルは除き、その他の部分についてはノイズ推定量で重みを付けを行った。スペクトル解析について、詳しくは Kashino et al. (2013) を参照されたい。

### 4.2 zCOSMOS stacking analysis

$z \sim 1.6$  の銀河では、紫外線領域が可視光帯に赤方偏移する。紫外線領域には、重元素による強い吸収線が多数存在し、銀河の化学組成やダイナミクスを知る上で非常に重要な手がかりとなる。COSMOS 領域では zCOSMOS-deep (Lilly et al. 2007) と呼ばれる可視分光サーベイが行われており、多数のスペクトルデータが存在する。しかし、個々の銀河は非常に暗いため吸収線が有意に検出されているものはほとんどない。そこで、FMOS 観測によって輝線が検出され赤方偏移を測定できたもののうち、zCOSMOS の可視光スペクトルデータがある約 170 個の銀河について、スタッキング解析を行った (図 2)。5 個の鉄吸収線 ( $\text{FeII}$ -2344, 2374, 2382, 2586, 2600; 図 3) についてガウス関数でフィットし、中心波長を測定した。

### 4.3 Clustering analysis

FMOS 及び zCOSMOS で赤方偏移が測定されている  $1.43 < z < 1.74$  の銀河分布の統計的な性質を調べるために、2 点相関関数を用いたクラスタリング解

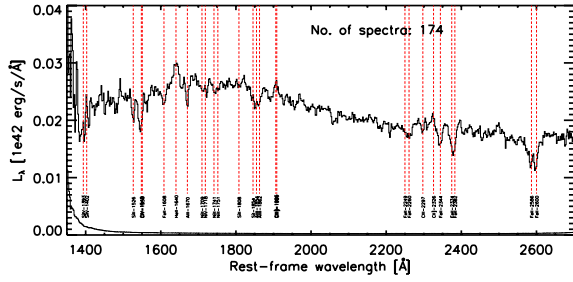


図 2: スタックした紫外線スペクトル. 多くの吸収線が高い S/N で検出されていることがわかる. 赤の破線は吸収線の静止波長を示している.

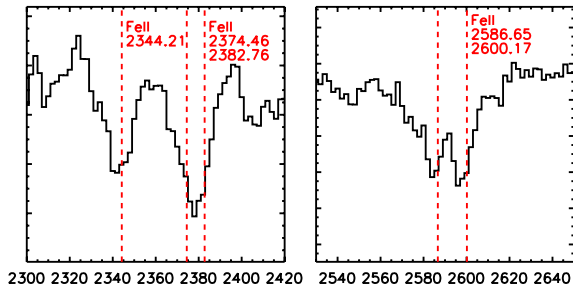


図 3: FeII 吸収線.

析を行った. 実際の観測状況や OH 夜光マスクによる赤方偏移分布に対する影響を考慮し, 銀河数 20 倍のランダムマップ (図 4) を作成し, Landy & Szalay (1993) の方法,

$$\xi(r) = \frac{DD - 2DR + RR}{RR} \quad (1)$$

を用いて, 2 点相関関数を計算した.

## 5 Results

### 5.1 Outflow properties

星質量, 星形成率, 比星形成率 (sSFR) 及び減光  $E(B-V)$  で 2 つのビンに分けて, スタッキング解析を行い, FeII 吸収線の速度シフトを測定した. 典型的なアウトフロー速度は  $v \sim 200\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$  であり, 図 5 が示すように, 特に星質量及び星形成率とアウトフロー速度の間に有意な相関があることがわかった. 一方で, sSFR とアウトフロー速度の間には有意な相関はない.

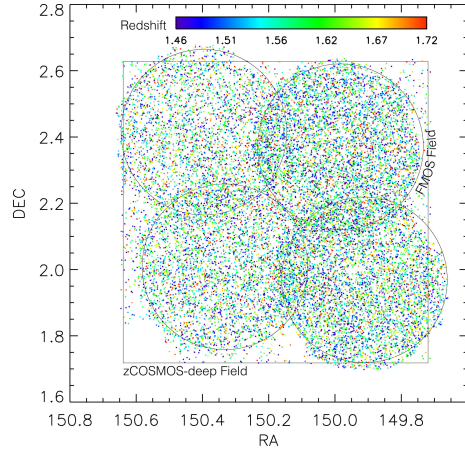


図 4: ランダムマップ.

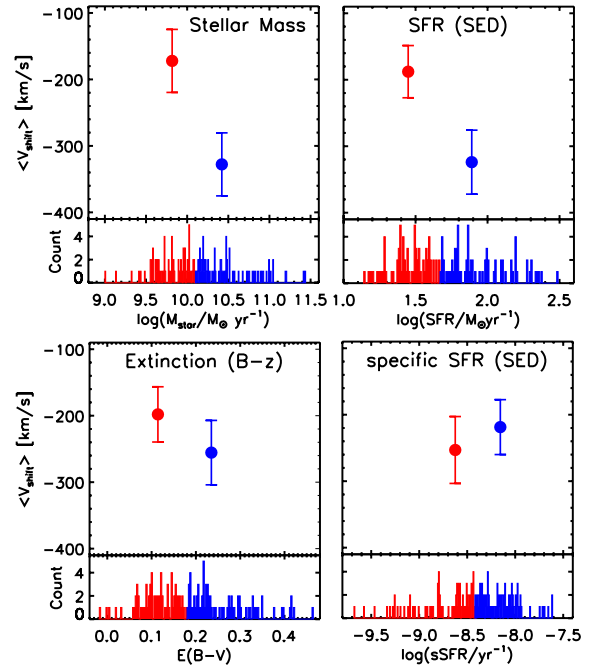


図 5: アウトフロー速度と銀河の内的物理量との関係. 色はビン分けを示す.

### 5.2 Galaxy distribution

図 6 は FMOS で赤方偏移を測定した銀河 724 個と zCOSMOS-deep サンプル 198 個の計 922 個の  $1.43 < z < 1.74$  の星形成銀河の 3 次元分布を示している. この内, 特に信頼度が高い 667 個 (FMOS 462 個 + zCOSMOS 243 個) を用いて, 式 (1) を用いて計算した 2 点相関関数を図 7 に示した.  $0.5 \lesssim r/\text{Mpc} \lesssim 30$



の範囲で、クスタリングシグナルを良い  $S/N$  で検出した。誤差の小さい左から 3-9 番目のデータ点に対して、ベキ関数  $\xi(r) = (r/r_0)^{-\gamma}$  でフィットすると、相関長  $r_0 = 3.6$  Mpc, ベキ  $\gamma = 1.54$  が得られた。また、数値計算により求めたマター相関関数と比較すると、銀河バイアス  $b_g \sim 1.8$  となり、サンプル銀河の典型的なハロー質量は  $M_{\text{halo}} \sim 10^{12} M_{\odot}$  となることがわかった。

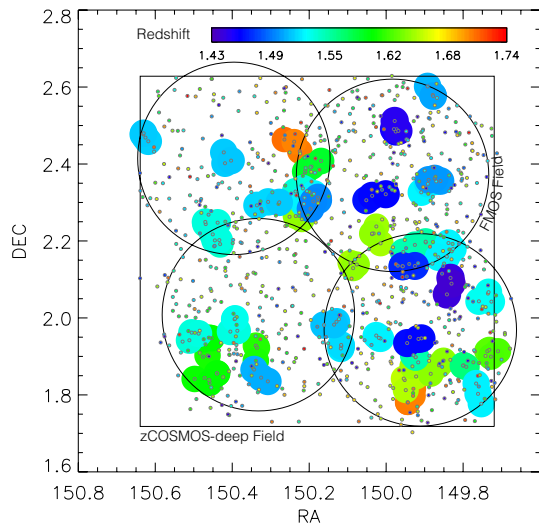


図 6: 銀河の 3 次元分布. マークした場所は  $N_{\text{gal}}/N_{\text{random}} > 5$  の密度超過領域を示す.

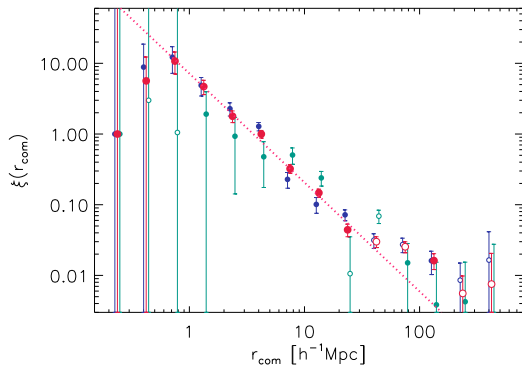


図 7: 銀河の 2 点相関関数. 横軸は共動距離, 青が FMOS 銀河 462 個, 緑が zCOSMOS 銀河 243 個, 赤が両方のサンプルを用いた場合の相関関数を示している. 点線は  $\xi = (r/3.59)^{-1.54}$  で表される関係を示している. 白丸は負数であることを示している.

## Acknowledgement

本研究は日本学術振興会より助成を受けています.

## Reference

- Daddi et al. 2007, ApJ, 670, 156
- Elbaz et al. 2007, A&A, 468, 33
- Harikane et al. 2014, ArXiv e-print
- Ilbert et al. 2013, A&A, 556, A55
- Iwamuro et al. 2012, PASJ, 64, 59
- Kashino et al. 2013, ApJ, 777, L8
- Koyama et al. 2014, ApJ, 789, 18
- Landy & Szalay 1993, ApJ, 412, 64
- Lilly et al. 2007, ApJS, 172, 70
- McCracken et al. 2010, ApJ, 708, 202
- Noeske et al. 2007, ApJ, 660, L43
- Peng et al. 2010, ApJ, 721, 193
- Rodighiero et al. 2014, MNRAS, 443, 19
- Silverman et al. 2014, in preparation
- Wuyts et al. 2011, ApJ, 742, 96
- Zahid et al. 2013, ArXiv e-print
- Zahid et al. 2014, ArXiv e-print

## 高感度 ALMA 観測で探る暗い SMG の統計的性質

藤本 征史 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻 M1)

### Abstract

本研究では ALMA アーカイブデータを用い、従来では捉えられていなかった「暗い」側も含めた Submillimeter Galaxies (SMGs) の統計的性質について報告する。本研究で使用したアーカイブデータは Band6(211-275GHz $\simeq$ 1.2mm) の高感度連続波観測、計 27 視野分である。そこから 1mJy 以下の暗い 26 の SMGs を検出、1mJy 以上の SMGs の Number Count と合わせ、より正確に 1mm 帯での個数密度を求めることに成功した。この結果を用いると、宇宙系外背景光に対して 0.1-10.0mJy の SMGs は  $\simeq$  50% ほどの寄与があり、100% までの寄与を考えると暗い SMGs の faint end は  $\simeq$  0.06mJy だと見積もられる。また PACS100 $\mu$ m の観測により得られている光度関数について、赤方偏移別に 1mm 帯の個数密度へ変換したものを比べると、1mm 帯の個数密度に含まれる銀河は、高い赤方偏移のものがより支配的である傾向が見られた。最後に、今回得られた暗い側も含めた SMGs (0.1-10.0mJy) による宇宙ダスト密度を見積ると、 $\simeq 5.5 \times 10^{-6}$  となった。

## 1 Introduction

Submillimeter Galaxies (SMGs) は 100-1000  $M_{\odot}/\text{yr}$  程度の高い星形成率を持つ大質量の遠方銀河として知られ、宇宙初期の星形成、Metal-enrichment、銀河形成を考える上で重要とされる (e.g., Baugh+2005)。一方、宇宙初期におけるそのような明るい SMGs の実際の宇宙星形成率密度への寄与は  $\simeq$  20% とされるなど (Swinbank+2013)、決して支配的ではなく、個数密度に関してより多く存在するとされる暗い SMGs の寄与も考えてやることが重要である。しかし現在に至るまで、観測の感度の問題もありこの暗い SMGs についてはあまり研究されていない。つまり星形成率が 100 $M_{\odot}/\text{yr}$  以下の暗い SMG についてはその個数密度や宇宙系外背景光への寄与など良くわかっていないのである。

この問題を解決するため、我々は高感度 ALMA 観測で得られたアーカイブデータを利用した。合計 27 視野分の 1mm 帯のデータから 1.0mJy 以下の暗い SMG を 26 個検出し、これらを元に個数密度を求めたところ 20 $M_{\odot}/\text{yr}$  程度の暗い SMG までの Number Count を得た。本研究ではこの暗い側までも含めた個数密度をもとに、これらがもたらす統計的な性質について紹介する。また宇宙ダスト密度の見積もりから暗い SMGs を含めた銀河形成の描像について見ていきたい。

## 2 Methods

### 2.1 Sample Selection

ALMA Band6 連続波観測のアーカイブデータから以下の基準を以て対象を選出した。

1. Integrated time  $\geq$  100 s
2. Primary beam  $\geq$  25% area
3. No QSO nor AGN in map
4. Source S/N  $\geq$  3.8  $\sigma$

(1) 「暗い」 SMGs をターゲットとするため深いデータが必要となる。(2) 電波望遠鏡は 1 つのアンテナサイズに基づいた Primary Beam と言われる、視野中心からの距離に応じて感度が落ちる性質を持っている。感度が落ちればその分、systematic なノイズが増える。図 1 の白線が感度として 0%、点線が 25% の等高線であり、点線の内側が今回対象とした感度  $\geq$  25% の領域となる。(3) 観測視野内に非常に明るい天体が入ると、電波観測におけるビームパターンに基づいた side lobe の影響で calibration 処理後も偽天体が多く残った撮像画像となることがあるためである。(4) S/N の関数としての実際使用した撮像データから False detection rate とモンテカルロ・シミュレーションに基づき Completeness(後述) を求め、False detection が 1.0 を下回る 3.8 $\sigma$  を、今回 faint SMGs 選択の基準とした (図 2)。

これらの基準により、最終的に 27 視野分のデータを用いて計 26 の暗い SMGs を検出した。用いた ALMA データの Project ID は以下である。2011.0.00243.S, 2011.0.00115.S, 2011.0.00648.S, 2011.0.00767.S, 2012.0.00602.S.

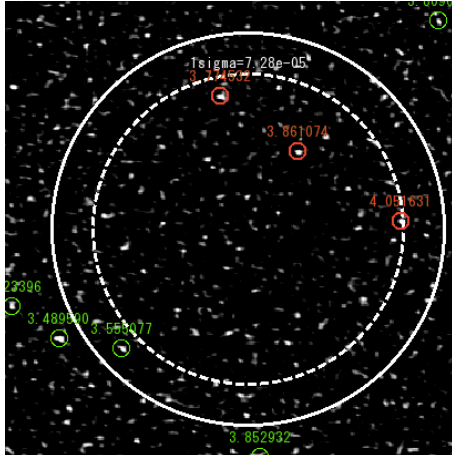


図 1: 実際の検出の様子。白線が Primary beam の感度が 0%、点線が 25% の等高線。緑丸が map 全域において  $3\sigma$  以上のもの、その中で上述した基準をクリアし最終的に faint SMGs として検出されたものが赤丸で記されている。各丸の上に記される値はそれぞれの S/N であり、 $1\sigma$  の単位は Jy である。

## 2.2 Number Density

図 1 のように最終的に faint SMG として検出された天体数から個数密度を導くとき、それぞれの S/N において、その天体が検出される確率 (Completeness) とその天体が偽天体である確率 (False detection rate) の効果を考えた有効個数から個数密度を導いてやらないといけない。有効個数と個数密度は以下で表される。

$$N_{eff}(S) = \frac{1 - f_c(S/N)}{C(S/N)}$$

$$D(S) = \frac{\sum N_{eff}(S)}{A_{eff}(S)}$$

S がソースフラックス、 $N_{eff}(S)$  が有効個数、 $f_c(S/N)$  が false detection rate、 $C(S/N)$  が Completeness、 $A_{eff}(S)$  がサーベイ領域を表す有効面積、D(S) が最終的な個数密度である。適当にビンングをしてやるので  $\Sigma$  がついていない。ここで false detection rate と Completeness は各 map 上での S/N の関数として表されるのに対して、有効面積や最終的な個数密度はソースフラックスの関数として表される。false

detection rate は図 2 左軸で表される Average false detection number が 1 以下となる部分を割合として対応させた。

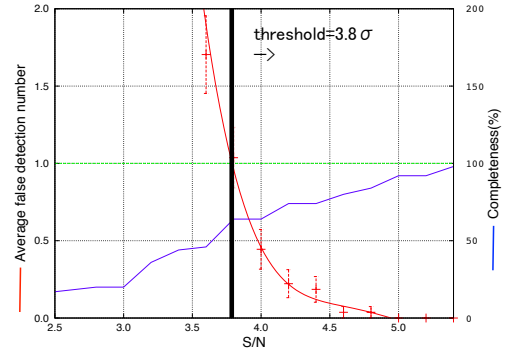


図 2: S/N vs Average false detection number(左軸、赤線)、Completeness(右軸、青線)。左軸: 使用した全 27 視野それぞれの撮像画像にマイナスをかけたノイズのみのマップで同じ条件で検出かけてやり各 S/N でビンングしてやると、S/N の関数としての偽天体の検出個数を求められる。それを使用した視野数 27 で割ると、各 S/N における 1 視野あたり平均的に存在する偽天体の個数となる。右軸: 各撮像画像上に人口天体をランダムな位置に埋め込んでやり、それが検出されるかどうかの試行を繰り返すことで各 S/N に応じた検出確率が求まる (モンテカルロ・シミュレーション)。

## 3 Results

こうして得られた 1.2mm における個数密度は以下である (図 3)。

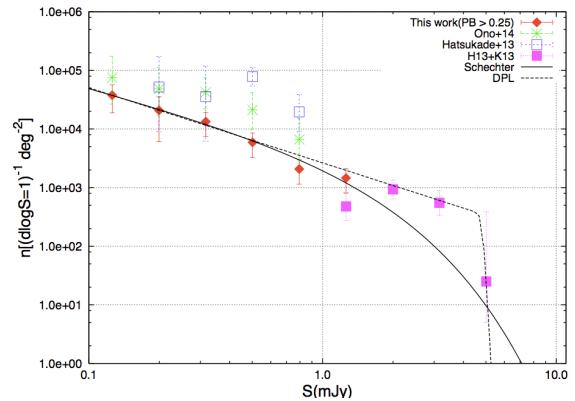


図 3: 1.2mm におけるソースフラックス vs 個数密度

赤点で記されるのが今回の結果であり、紫点で表される Hodge et al. 2013 (H13) や Karim et al. 2013 (K13) で示されている 1mJy 以上の Number Count と合わせて、Schechter 関数・Doble power law (DPL) 関数でフィッティングしてやったのがそれぞれ黒線と破線である。今回の結果は Hatsukade et al. 2013 や

Ono et al. 2014 での結果よりも多くの領域を用いたので誤差幅は小さくなっているが系統的に小さい値となってしまう。理由として Hatsukade+13 では 1 視野内で用いたサーベイ領域が Primary beam  $\geq 50\%$  と小さいことから Cosmic variance の影響や、Ono+14 では Sample Selection において (3) の項目がなく偽天体を多く含めてしまっているためなど考えられるが、まだ詳しい検証が必要である。ともあれ、今回求められた個数密度としてフィッティングした関数を用いながら、以下議論をしていく。

## 4 Discussion

### 4.1 Contribution to the EBL

個数密度の図からすぐに得られる物理量として、個数密度をあるソースフラックスの範囲で積分してやり、宇宙の背景放射の中でどこまでの寄与を持っているか考えてやることができる。そこで 1.2mm の個数密度において、あるフラックス以上 (Slimint) の銀河達の宇宙系外背景光観測 (Extragalactic Background Light - EBL; COBE の観測により全強度が求められている。) に対する寄与を図 4 に載せた。

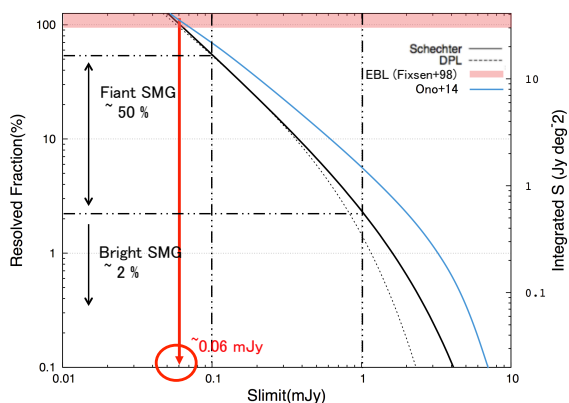


図 4: 積分時の暗い側の端 (Slimint) vs EBL への寄与 (左軸)・積分した値 (右軸)

1 mJy での垂直な破線が H13&K13 の研究で見えていた 1mJy までの SMGs の寄与であり、図よりそのような明るい SMGs の EBL への寄与は高々数%であることがわかる。一方、今回観測で見られた 0.01 mJy までの暗い SMGs も含めた寄与を見てみると左側の破線の対応するところから、 $\approx 50\%$  が暗い SMGs の寄与であることがわかる。やはり全体への寄与を考えたとき、暗い SMGs の占める割合は大きいので

ある。またそのまま Slimint を下げ続けると、EBL への寄与がやがて 100% に到達する。これは暗い SMGs の faint end を示唆しており、図より  $\approx 0.06$  mJy だと見積られる。この値は今後 ALMA のアンテナの台数が増え、より深い観測データが増えれば、そのような個数密度の減少を示す最も暗い SMG の発見もできるかもしれない。銀河形成を考える上でこのように暗い側を追う研究を続ける意義はでかい。もちろん、ここで出した 0.06 mJy という値は図 4 における積分値の傾きの多少の変化で大きく変わってくるので、だからこそ個数密度において暗い側の傾きを正しく捉えてやるのが大事なのである。

### 4.2 Redshift Distribution

ここでは暗い側も含めた SMGs の赤方偏移分布について考えてみる。実は 1mm 帯で受かる SMGs の赤方偏移分布については既に研究が進んでいるところでもある。例えば Yun et al. 2012 では AzTEC 1.1mm で受かった SMGs に対して多波長データを用いて対応天体について調べ、その  $z_{photo}$  から赤方偏移分布を出し、 $z \approx 1-5$ 、 $\langle z \rangle \approx 2.6$ 、という結果を得ている。しかしこれは Introduction でも述べたが、明るい SMGs についてのみであり、今回求めたような暗い SMGs に対して同じように適用できるかはわからない。

そこで今回、私達は PACS 100 $\mu$ m の観測から得られている光度関数 (Magnelli et al. 2013) に着目した。PACS 100 $\mu$ m は 1mm 帯と同じく銀河のダスト放射を捉えていながら波長が短いので、その分他の遠赤外線を受ける観測器よりも高分解能 ( $\approx 7''$ ) を実現している。よって、その観測により得られた個数密度、並びに光度関数は今回 ALMA の 1mm 帯で捉えた個数密度と同じものを捉えられているかもしれない。ダスト放射の Spectral Energy Distribution (SED) として graybody を仮定し、赤方偏移別にある光度関数でそれぞれ中心赤方偏移を一意に決めてやれば、次の式を用いてそれぞれの光度関数を 1.2mm での個数密度に焼き直すことができる。

$$S_{obs} = \frac{L_{IR}}{4\pi\Gamma(\beta+4)\zeta(\beta+4)D_L^2} \times \frac{1}{\chi^{-(\beta+4)}(e^\chi - 1)\nu_{obs}}$$

PACS 100 $\mu$ m の観測では K 補正の影響で高い赤方偏移 ( $z > 3$ ) の銀河は受かりにくい性質を持ってお

り、Magnelli+13 は検出された天体を多波長での対応天体同定、 $z_{photo}$  の見積りを経て  $z \simeq 0-2.3$  で赤方偏移別に 6 つの光度関数に分けた。今回は簡単な比較のため、その 6 つの中で低い赤方偏移である  $z \simeq 0.4-0.7$  と最も高い赤方偏移となる  $z \simeq 1.8-2.3$  の 2 つの光度関数を 1.2mm での個数密度に変換した。その結果が以下である (図 5)。

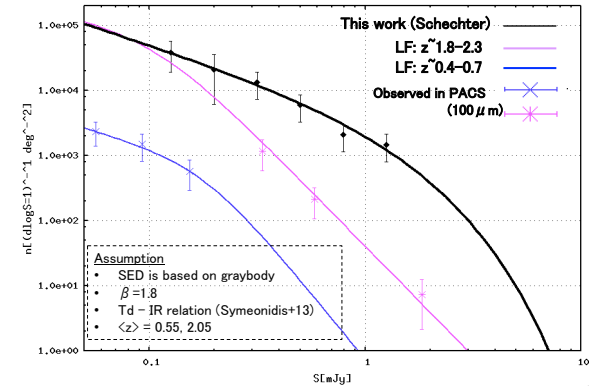


図 5:  $z \simeq 0.4-0.7$ (青線),  $1.8-2.3$ (紫線) の光度関数の 1.2mm における個数密度への寄与

図の左下に用いた仮定をまとめた。またダスト温度に関しては赤外光度とダスト温度に関する関係 (Symeonidis et al. 2013) を用いた。図から明らかのように 2 つの赤方偏移を比べたところ、高い赤方偏移を持った銀河の寄与の方が 1.2mm の個数密度において大きい傾向がわかる。今回は手始めとして 2 つの赤方偏移しか比べなかったが、今後は 6 つの赤方偏移分の光度関数を全て変換してやり、それぞれの寄与を足し合わせることで、 $z < 2.3$  までの銀河が 1.2mm の個数密度においてどこまで支配的かを調べ、赤方偏移分布に制限をつけていく予定である。

### 4.3 Cosmic Dust Abundance

最後に 4.1, 4.2 の議論の結果も踏まえながら、今回求められた暗い側も含めた SMGs の宇宙ダスト密度を見積る。仮定として、4.2 の結果より今回は Yun+12 の赤方偏移分布に従うものとして、赤方偏移は一意的に全て  $z = 2.6$ 、密度として共動体積を見る上では  $z = 1-5$  の幅で考えることにする。この下で 4.2 と同様の仮定で次の式を用いながら、1.2mm の個数密度をダスト質量関数に変換する。

$$S_{\nu_{obs}} = \kappa_{\nu} B_{\nu_{rest}}(T) M_{dust} D_L^{-2}$$

そして、今回観測できた 0.1 mJy から 10.0 mJy ま

で対応するダスト質量の幅で積分してやることで宇宙ダスト密度を  $\simeq 5.5 \times 10^{-6}$  と求めた (図 6)。

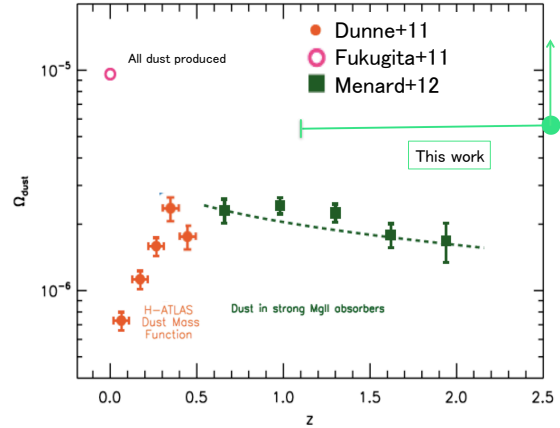


図 6: Cosmic dust abundant (Menard et al. 2012)

4.1 で見たように SMGs の faint end は 0.1 mJy よりも低いと考えられるので今回得られたのは 1mm 帯で受かる銀河の持つダスト密度に関して下限値である。Menard+12 はキューサー放射の Mg II の吸収線から銀河間ダストの密度を求めており、これと比べると今回求めた銀河にロックされているダスト量の方が宇宙全体において大きいことがわかる。今後、4.2 で述べたように赤方偏移分布に制限をつけることでより正確にこの値を求め、銀河のアウトフローや銀河間 Metallicity と合わせながら銀河進化について研究していきたい。

## Reference

- Baugh, C. M. et al. 2005, MNRAS.356.1191B
- Cooray, C. M. et al. 2014, arXiv1402.1456C
- Dunne, L. et al. 2011, 2011MNRAS.417.1510D
- Fixsen, D. J. et al. 1998, ApJ...508..123F
- Fukugita, M. 2011, arXiv1103.4191F
- Hatsukade, B. et al. 2013 ApJ, 769, L27
- Hodge, J. A., et al. 2013, ApJ, 768, 91
- Karim, A., et al. 2013, MNRAS, 432, 2
- Magnelli, B. et al. 2013, A&A...553A.132M
- Menard, B., & Fukugita, M. 2012, ApJ...754..116M
- Ono, Y. et al. 2014. arXiv:1403.4360
- Symeonidis, M. et al. 2013, MNRAS.431.2317S
- Swinbank, M. et al. 2013, arXiv1310.6362S
- Yun, M. S. et al. 2012, MNRAS.420..957Y

# 重力レンズで探る形成初期の銀河の性質と進化

川俣 良太 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

形成初期の銀河の性質や、現在の銀河までの銀河進化の過程を追うためには、銀河のサイズや形態の進化を知ることが重要となる。これまでの研究 (e.g. Ono et al. 2013) では、過去ほどサイズが小さい傾向が見られているが、 $z > 6$  の銀河に対しては、精度良くサイズを測ったサンプルの数は乏しく、サイズと等級の関係や星形成率面密度を議論するには十分ではない。この問題を解決するため、我々は Hubble Frontier Fields のデータを利用し、形成初期の銀河のサイズを測定した。重力レンズ効果には、暗い銀河を明るくする効果だけでなく、銀河の像を拡大する効果もあり、レンズ効果を受けた銀河はサイズの研究に適したものである。我々は、重力レンズ効果を受けた銀河の撮像データから、その銀河の真の等級とサイズを求めるコードを構築した。レンズされた銀河の画像に最もよく合う真の等級とサイズを、暗い銀河の測光において避けて通れない系統誤差も考慮して推定するものである。作成したコードを現時点で観測が完了している Abell 2744 に適用した結果、サイズが測定された銀河の数を先行研究から倍増させることに成功した。そのサンプルから、(1) サイズと明るさには相関があるが、先行研究が示唆するよりも弱いこと、(2) サイズが銀河の進化段階のよい指標となっていること、(3)  $z \sim 6-8$  の銀河の星形成の様子は、中心核付近で爆発的に星形成している現在の特殊な銀河の中心領域でのそれと似ていること、(4) 銀河のサイズとハローのサイズの比は、 $z \sim 4-8$  で約 3.5% で一定であることを明らかにした。

## 1 Introduction

銀河のサイズは、銀河の物理量の特徴づける重要な物理量である。サイズには、等級や色といった物理量とは異なり、銀河の星質量や角運動量といった、より力学的な情報が含まれている。したがって、サイズの赤方偏移進化を追うことで、等級や色からとは相補的な情報を得ることができる。この研究では、多くの先行研究と同じく、サイズは UV 領域の half-light radius, 等級は UV 等級を用いる。

Hubble Space Telescope (HST) とそれに搭載されたカメラによる高分解能の撮像観測により、高赤方偏移の銀河のサイズの測定が可能になってきた。これまでの  $z \sim 10$  までの銀河の観測により、high- $z$  の銀河ほどサイズが小さく、また星形成を活発に行っていたことがわかっている。しかしながら、銀河の等級とサイズに強い相関があると報告されている  $z \sim 7-8$  できえ、サイズが測定された銀河数は少なく、その関係の分散の大きさや、星形成率面密度の分散を議論するには十分ではない。

重力レンズ効果を用いることは high- $z$  の暗い銀河

を探索するために有効である。重力レンズの増光効果のおかげで、望遠鏡の観測限界を超えた真に暗い銀河を検出できる。

現在、Hubble Frontier Fields (HFF; PI: J. Lotz) と呼ばれる、HST を用いた非常に深く、かつ HUDF12 (PI: R. Ellis) よりも領域が広い観測が行われている。HFF は、重力レンズ効果の強い 6 つの銀河団を観測するもので、その銀河団の背景にあるレンズ効果を受けた高赤方偏移銀河の観測を主な目的としている。重力レンズ効果により、暗い銀河を検出できるだけでなく、像が拡大されるためサイズの測定に適したサンプルが得られる。この効果により、HUDF12 と同じか、より暗い銀河まで検出できる。

この研究では、HFF のデータを用いて  $z \sim 6-8$  の銀河の精密なサイズと等級の測定を行い、先行研究である Ono et al. (2013) から、測定された銀河数を  $z \sim 6-7$  で 9 個から 18 個に、 $z \sim 8$  で 6 個から 12 個に増やした。より統計的に有意なこのサンプルを用いて、サイズ-等級関係やその分散、銀河サイズの赤方偏移進化、星形成率面密度、さらに multiple

core をもつ銀河の割合などについて議論する。さらに、新たにサイズ-等級関係と銀河の色との関係や、abundance matching の結果 (Behroozi et al. 2013) を用いて、銀河サイズとハローサイズの関係も議論する。

## 2 Data and Samples

HFF の 1 番目の銀河団である Abell 2744 の撮像データを用いる。解析に使用したバンドは、HST の WFC3/IR の 4 バンド (F105W, F125W, F140W, F160W) と ACS の 3 バンド (F435W, F606W, F814W) である。これらのデータを用いて dropout selection を行い、 $z \sim 6-7$  で 10 天体、 $z \sim 8$  で 9 天体を検出した。さらに、サイズと等級を精度よく求めるため、これらの天体からフィッティングに適した十分明るい銀河を選択する。最終的に、 $z \sim 6-7$  で 9 天体、 $z \sim 8$  で 6 天体を抽出した。この中には、先行研究に比べて、絶対等級が約 2 等暗い天体も含まれている。

## 3 Mass Model

銀河団による重力レンズの計算には、レンズ天体となる銀河団の質量分布を知る必要がある。我々の研究では、重力レンズ計算には glafic (Oguri 2010) という公開されているソフトウェアを用いる。銀河団の質量分布は、銀河団の構成銀河と銀河団ハローの位置に質量プロファイルをおき、観測された multiple image の位置を再現するようフィッティングする。今回は、24 組 67 天体の像を用いてフィッティングを行い、質量分布を決定した。

## 4 Size of $z \sim 6-8$ galaxies

### 4.1 Measurements of Intrinsic Sizes and Luminosities

上で選択した銀河に対してサイズと等級を求めるために、重力レンズ効果を受けて歪ませた Sérsic profile ( $n = 1$ ) でそれぞれの銀河をフィッティングする。つ

まり、source plane 上に Sérsic profile をおき、重力レンズ効果を考慮して image plane 上でどのように観測されるかを計算し、その像と観測で得られた銀河の像とでフィッティングを行った。S/N を上げるため、フィッティングは 3 バンド合成の画像を用いて行った。 $z \sim 6-7$  の銀河に対しては F105W, F125W, F140W,  $z \sim 8$  の銀河に対しては F125W, F140W, F160W の画像を合成した。

また、 $z \sim 8$  の 6 つの天体のうち、3 天体は two-component の構造をもっていた。これらの天体に対しては、2 つの Sérsic profile でフィッティングを行い sky の値を求めたのち、sky の値を固定して 1 つの Sérsic profile でフィッティングを行った。これは、すべて 1 つの Sérsic profile でフィッティングを行っている先行研究と条件を揃えるためである。

### 4.2 Error Estimates

これらの表面輝度の低い天体に対するフィッティングでは、profile の周辺部が sky のノイズと紛れてしまうため、サイズは小さく、等級は暗めに見積もられてしまう。さらに、sky のノイズの影響で、サイズと等級には偶然誤差が含まれる。これらの誤差を見積もるため、シミュレーションを行った。このシミュレーションは、疑似天体を実際の画像に埋め込み、本物の天体同様に検出することで、あるサイズ、ある等級の銀河がどのように測定されるのかを見積もるものである。その結果から系統誤差と偶然誤差を求めた。

## 5 Results and Discussions

### 5.1 Size - luminosity relation

図 1 は、我々の結果と Ono et al. (2013) の結果を合わせたサンプルでのサイズ-等級関係である。明るく小さな銀河が見つかったことなどにより、この関係は Ono et al. (2013) で示唆されていたよりも弱く、分散が大きいことが分かる。また、 $z \sim 6-7$  と  $z \sim 8$  の間に赤方偏移進化が見られないことから、より統計精度をあげるため、今後はこの 2 つのサンプルを合わせて議論する。

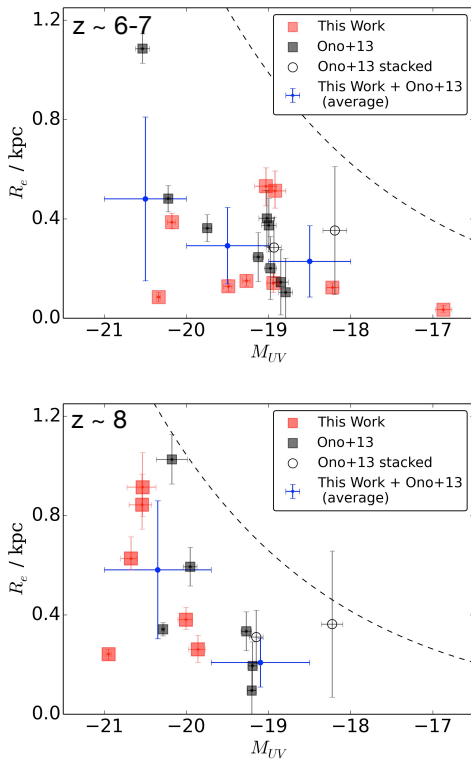


図 1:  $z \sim 6-7$  (上) と  $z \sim 8$  (下) におけるサイズ-等級関係. 赤い点は我々の結果, グレーの点は Ono et al. (2013) の結果を表す. 青の点と線は, それぞれの等級幅でのサイズの平均である. 点線は, 50% の completeness lines を示す.

このサンプルに対して, UV slope, つまり  $\beta$  を求めた (図 2). 大きな銀河 ( $> 0.8$  kpc) は必ず赤く, かつ必ず明るい傾向にあることが分かる. 銀河を赤くする要因には, 豊富なダスト, 年齢, そして金属量の多さが挙げられる. これらはすべて, 進化段階の進んだ銀河の特長である.

## 5.2 Redshift evolution of size

図 3 は,  $L_{z=3}^*$  の範囲にある明るい銀河の平均サイズの赤方偏移進化を表している. 先行研究でわかっている過去ほどサイズが小さいという傾向を確認し, よく行われる  $(1+z)^m$  でのフィッティングの指数  $m$  の値も先行研究と矛盾がないことを確認した. 質量一定のダークハローのサイズは  $m = -1.0$  で進化し,

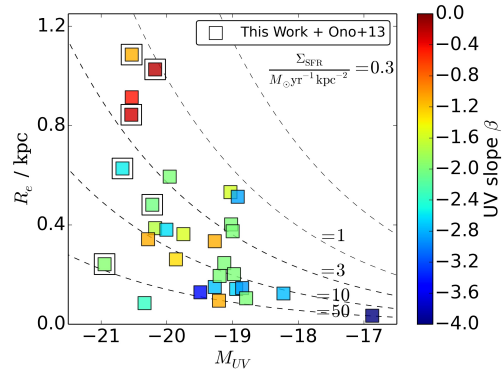


図 2:  $z \sim 6-7$  と  $z \sim 8$  のサンプルを合わせたサイズ-等級関係. 色は, それぞれの UV slope, つまり  $\beta$  を表す. 四角の枠で囲まれた点は, multiple-core をもつ銀河である.

回転速度一定のダークハローのサイズは  $m = -1.5$  で進化することが理論的にわかっている (Mo et al. 1998). いくつかの先行研究では, 銀河サイズのフィッティングの結果と, このダークハローの形成理論とを対応づけた議論が行われているが, 定性的な議論にとどまり, より踏み込んだ議論はなされていない. 我々は, 星質量とダークハロー質量とを結びつけた abundance matching (Behroozi et al. 2013) の結果を用い, 各赤方偏移でのダークハロー質量を求めた. 星質量の見積もりには, Reddy & Steidel (2009) と González et al. (2011) の関係を用いた. 銀河サイズとダークハローサイズの比の赤方偏移進化を調べた結果, その比は  $z \sim 2.5 - 9.5$  で約 3.5% で一定であり, 進化が見られないことがわかった. Mo et al. (1998) のハローの理論式 (1) から, この赤方偏移範囲では, 質量比  $m_d$ , 角運動量比  $j_d$ , ハローのスピンパラメータ  $\lambda$  の 3 つの物理量の乗除が一定であることが示唆される.

$$\frac{R_d}{r_{200}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{j_d \lambda}{m_d} \right) \quad (1)$$

興味深いことに, 比が 3.5% ということは,  $m_d, j_d, \lambda$  の典型的な値である  $j_d/m_d = 1, \lambda = 0.05$  とよい一致を示す.



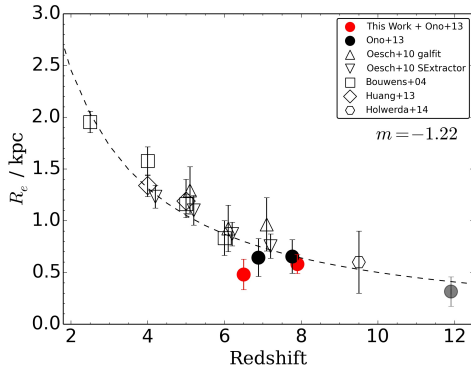


図 3: 平均サイズの赤方偏移進化.

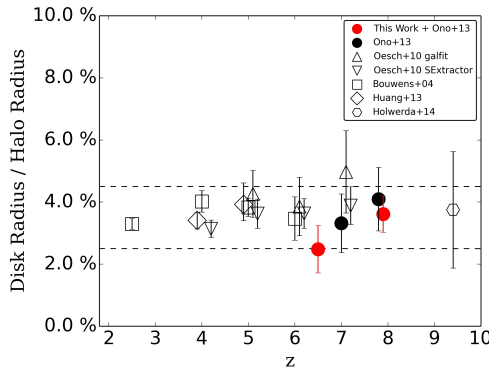


図 4: 銀河サイズとハローサイズの赤方偏移進化.

### 5.3 SFR Surface Density

銀河の星形成の様子は、星形成率 (SFR) と星形成率面密度 (SFRSD) でよく記述できる。これらは以下の式で見積もられる。

$$\frac{SFR}{M_{\odot} \text{yr}^{-1}} = 1.4 \times 10^{-28} \frac{L_{\nu}}{\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}}$$

$$\Sigma_{SFR} = \frac{SFR/2}{\pi r_e^2}.$$

図 2 の点線は、SFRSD 一定の線を表している。SFRSD の範囲は Ono et al. (2013) で示唆されているよりも広く、これはサイズ-等級関係に大きな分散が見られたことに起因する。

$z \sim 6-8$  の銀河の星形成の様子を、近傍銀河のそれと比較することは、 $z \sim 6-8$  の銀河の星形成を特徴づけるために有用である。図 5 は、SFRSD-SFR 平面上にこれらの銀河をプロットし、比較したもの

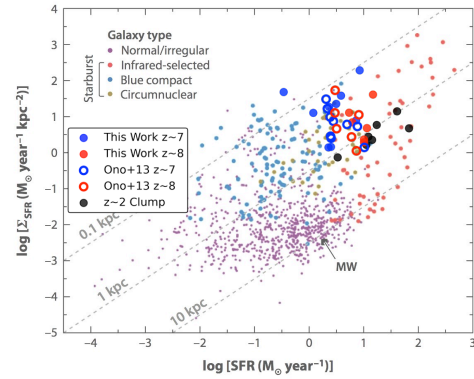


図 5: 近傍銀河と比較した  $6 \lesssim z \lesssim 8$  の銀河の星形成の様子。Kennicutt & Evans (2012) の Fig. 9 にプロット。

である。 $z \sim 6-8$  の銀河は、近傍星形成銀河の中心核周辺の活発に星形成を行っている領域と似た星形成を行っていることがわかる。また、 $z \sim 2$  の星形成銀河の中の個々の clump とも星形成が近い。

### 5.4 Multiplicity

銀河がどのように合体し集積したかを知るには、multiple core をもつ銀河の比率を調べるのが 1 つの手段となる。我々と Ono et al. (2013) のサンプルに対して、multiple core を持つ銀河の比率を求めると 20% であった。これは、Oesch et al. (2010) で求められた比率と一致する。

## Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- González, V. et al. 2011, ApJl, 735, L34
- Kennicutt, R. C., & Evans, N. J. 2012, ARA&A, 50, 531
- Mo et al. 1998, MNRAS, 295, 319
- Oesch, P. A. et al. 2010, ApJl, 709, L21
- Oguri, M. 2010, PASJ, 62, 1017
- Ono, Y. et al. 2013, ApJ, 777, 155
- Reddy, N. A., & Steidel, C. C. 2009, ApJ, 692, 778

# VIPERS を用いた、 $0.5 < z < 1.3$ の銀河の質量、速度分散分布の解析

吉田 博哉 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

現在様々な大規模サーベイ観測、シミュレーションにより宇宙の構造、また宇宙を構成している天体の分布が明らかになろうとしている。N 体シミュレーションからは宇宙の構造を形成しているダークマターハローの分布の統計的性質が得られている。また宇宙の構造を形成している重要な構成要素としてバリオンから成る銀河が存在し、サーベイ観測によりその性質が追求されている。この銀河とダークマターハローの間の分布の比較を行うとダークマター、バリオンの分布の関係が得られるため銀河の統計的性質を求めることは大変重要である。今回、私は銀河に着目してその質量分布、また銀河団、銀河群に存在する銀河の速度分散分布を推定した。

銀河の速度分散関数を測定する研究は過去に行われていないために、観測から銀河の速度分散を正しく求めることができるか検証する必要がある。そのため本研究では観測データを用いた解析を行う前に、mock catalog を用いて解析が行えるかチェックを行った。これとともに解析的に速度分散関数を求めた。この際銀河団はビリアル平衡に達しているという仮定をおき、ハローの mass function を用いて質量分布を速度分散分布に変換した。

本研究では The VIMOS Public Extragalactic Redshift survey(VIPERS) を観測データとして想定して得られた mock catalog を用いて解析を行い  $z = 0.1 \sim 1.3$  の質量分布関数、 $z = 0 \sim 1$  の速度分散関数を求めた。速度分散関数については解析解と比較を行いその結果高速度分散側はよく一致することが分かり、観測で得られる速度分散の情報を用いて速度分散関数を正しく得られることが分かった。将来的には今回想定した VIPERS のデータを用いて同様の解析を行い、結果の比較をする。

## 1 Introduction

宇宙には星や星間物質、ダークマターの集合体である銀河が数多く存在している。銀河を特徴づける物理量として質量や光度、星形成率が存在しており、そのそれぞれについて分布関数が求められている。分布関数を求めることにより銀河の性質が得られており、またこれの赤方偏移ごとの変化をみることで銀河進化の歴史を追うことが可能となる。この銀河の分布関数を求めるときに欠かせないものが大規模サーベイ観測である。サーベイ観測は広範囲の観測領域を持つと同時に多くの銀河を観測しているため、銀河の分布関数を測定するためには最も適した観測である。現在では SDSS のような可視光観測サーベイ、AKARI のような赤外線観測サーベイ、GALEX のような紫外線観測サーベイなど様々な波長域で観測が行われている。本研究では質量、また銀河団などの重力でまとまった天体中に存在する銀河の速度

分散に着目して分布関数を測定する。特に速度分散関数については先行研究がほぼ行われておらず、観測データから測定することが可能か検証を行う必要性がある。

## 2 Data

本研究では、観測データとして The VIMOS Public Extragalactic Redshift survey(VIPERS) を想定する。VIPERS はチリ、パラナル天文台にある Very large telescope(VLT) を用いたサーベイであり、 $i_{ab} < 22.5$  mag,  $0.5 < z < 1.3$  の銀河の分光観測サンプルを作成し大規模構造、銀河進化の問題に取り組むことを目的としている。このサーベイでは CFHTL-wide 領域の w1,w4 フィールドの  $\sim 24$  deg<sup>2</sup> をカバーしており、その広大な観測範囲、サンプリングレート ( $\sim 40\%$ ) により局所宇宙のサーベイに匹敵する観測

が分光及び近赤外線から可視光の5バンドの測光観測で行われている。またこれに合わせた mock catalog を使用する。mock catalog とは  $N$  体シミュレーションで得られたデータをもとに銀河分布をシミュレーションしたものであり、この際実際の観測データと同じ条件でセレクションを行ったものである。本研究では mock catalog を使用して分布関数を測定し、実際の観測データでも用いることができるかチェックを行っていく。

### 3 Methods

速度分散を求める際には、各銀河の速度情報が必要となるが実際の観測では直接速度情報は得られない。このため今回赤方偏移の情報を用いて銀河の固有速度を求める。測定される赤方偏移の情報には宇宙膨張によるものと銀河の視線方向成分の固有速度によるものが含まれている。このため、銀河団中の銀河の平均赤方偏移を  $z_{\text{ave}}$  とすると  $i$  番目の銀河の固有速度  $v_{\text{los}}$  は、

$$v_{\text{los},i} = (z_{\text{ave}} - z_i)c \quad (1)$$

以上のようにして表すことができる。固有速度を用いることで速度分散は、

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{v}_{\text{los}} - v_{\text{los},i})^2 \quad (2)$$

このように表すことができる。

ここで、上の方法では赤方偏移を用いて視線方向の固有速度を求めたが、この方法で速度分散を正しく求めることができるか検証する必要がある。mock catalog では赤方偏移情報の他に銀河の視線方向の速度、3方向それぞれの速度が得られている。そこでそれぞれのデータで各個に速度分散を求め、赤方偏移から求めた速度分散分布との比較を行う。また mock catalog では銀河団が属しているダークハローの速度分散のデータが存在する。このデータから分布を同様に求めることにより、銀河団とハローの速度分散分布の比較も行っていく。

また分布関数を求める際には、観測による selection effect の影響を補正する必要がある。本研究では質量

分布関数、速度分散関数を測定するがそのそれぞれで異なる方法を用いて selection effect を補正する。

まず、質量分布関数では  $1/V_{\text{max}}$  法を用いる。銀河の検出限界はフラックス密度 (VIPERS の場合、 $i_{ab} < 22.5$  mag) で決定している。そこである赤方銀河  $z$  の銀河を遠ざけて、検出限界の明るさになる場所を  $z_{\text{max}}$  とする。このようにして各銀河について  $z_{\text{max}}$  を求めた後、各銀河が寄与できる体積  $V_{\text{max}}$  を求める。 $V_{\text{max}}$  はサーベイ観測範囲  $\Omega(\text{deg}^2)$ 、光度距離  $d_L$  を用いて

$$V_{\text{max}} = \frac{\Omega}{3} d_L^3(z_{\text{max}}) \quad (3)$$

として求めることができ、これを用いて質量分布関数は、

$$\int_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}} \phi(M) dM = \sum_{i=1}^N \frac{1}{V_{\text{max}}} \quad (4)$$

として表される。この方法を用いると  $z_{\text{max}}$  が小さい暗い銀河ほど分布関数に対する寄与が大きくなり、selection effect を補正することができる。

速度分散関数を求める際には、selection function を用いる。これは光度関数  $\phi(L)$  を用いて以下のように表すことができる。

$$\Phi(z) = \frac{\int_{L_{\text{min}}}^{\infty} \phi(L) dL}{\int_0^{\infty} \phi(L) dL} \quad (5)$$

ここで、 $L_{\text{lim}}$  は各赤方偏移での観測可能な光度下限である。分母はある赤方偏移に存在するすべての銀河の数密度を表しており、分子は観測限界以上の光度を持つ銀河の数密度を表している。よって selection function は観測可能な銀河の割合を示している。これを用いることで速度分散関数は、観測で得られた分布関数を  $dn'(z)/d\sigma^2$  とすると

$$\frac{dn(z)}{d\sigma^2} = \frac{dn'(z)}{d\sigma^2} \frac{1}{\Phi(z)} \quad (6)$$

として表すことができる。本研究では光度関数に Fritz et al. (2014)(7) の VIPERS の観測データを用いた光度関数を用いた。

また、速度分散関数については解析的な解も求める。ここで2つの仮定を置く。まず1つ目に銀河団

はビリアル平衡に達しているとする。このとき銀河団の質量と速度分散の間には、

$$\sigma^2 = \frac{GM}{2R} \quad (7)$$

の関係がある。2つ目の仮定は銀河団の速度分散と、その銀河団が属するハローの速度分散が等しいとすることである。この2つの仮定のもとで銀河団の速度分散関数は、すでに広く知られているハローの質量分布関数を用いて、

$$\frac{dn}{d\sigma^2} = \frac{dn(M)dM}{dM d\sigma^2} \quad (8)$$

として表すことができる。ここで、ハローの mass function には、Tinker et al. (2008)(5) の形を用いる。

## 4 Results

まず、質量分布関数の結果を示す。mock catalog で得られたデータを用いて、 $z = 0.1 \sim 1.3$  の範囲で図1のように分布関数を求めた。どの質量レンジを見ても低赤方偏移の方が高赤方偏移の分布より高い値をとっていることが分かる。また観測限界から各赤方偏移において観測できる光度の限界値が決まっており、光度と質量の間には  $M_{\odot} \sim L_{\odot}$  の関係がある。そのため各赤方偏移にて光度下限に対応する質量  $M_{\text{lim}}$  以下では、分布関数が低下している。これは  $M_{\text{lim}}$  以下では多くの銀河が観測できないためである。よって質量分布関数は  $M_{\text{lim}}$  以上の値で有意な値を持っていると言える。

速度分散関数についても質量分布と同様に mock catalog を用いて測定を行った。まずはじめに赤方偏移を用いた測定方法で正しく速度分散関数を求めることができるかチェックを行った。図2がその結果であり、 $0 < z < 1$  の全データを用いて測定を行った。赤点が視線方向の速度、緑点が3次元の速度、ピンク点が赤方偏移を用いて速度分散分布を求めたものであり、青点が各銀河団が属しているハローの速度分散を用いて分布を求めたものである。各種方法をとっても分布関数は一致することが分かった。これにより3次元の速度から求めた速度分散が視線方向の速度分散と一致していること、赤方偏移を用いて

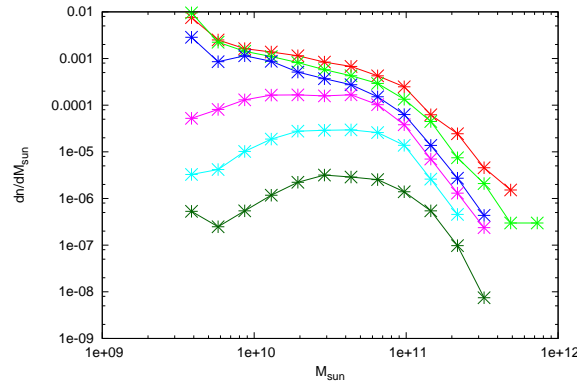


図 1:  $z = 0.1 \sim 1.3$  での質量分布関数 赤: $0.1 < z < 0.3, M_{\text{lim}} = 1.7 \times 10^9 [M_{\odot}/h]$ , 黄緑: $0.3 < z < 0.5, M_{\text{lim}} = 7.4 \times 10^9 [M_{\odot}/h]$ , 青: $0.5 < z < 0.7, M_{\text{lim}} = 1.7 \times 10^{10} [M_{\odot}/h]$ , ピンク: $0.7 < z < 0.9, M_{\text{lim}} = 3.0 \times 10^{10} [M_{\odot}/h]$ , 水色: $0.9 < z < 1.1, M_{\text{lim}} = 4.8 \times 10^{10} [M_{\odot}/h]$ , 緑: $1.1 < z < 1.3, M_{\text{lim}} = 6.9 \times 10^{10} [M_{\odot}/h]$ .

測定した固有速度から正しく速度分散分布を測定できることが分かった。これにより赤方偏移を用いた速度分散分布の測定は、実際の観測データを用いても使用できることが分かった。また銀河団の速度分散分布とハローの速度分散分布が一致していることも分かった。これにより銀河団の速度分散はハローをトレースしていること、ハローの速度分散分布と銀河団の速度分散分布はおおよそ等しいことが判明した。これにより解析解を求める際に置いた仮定の1つが正しいと分かった。

また、この結果を解析的な解と比較を行った。その結果  $\sigma^2 \sim 7 \times 10^4 [(\text{km/s})^2]$ , ビリアル平衡を仮定すると  $M \sim 5 \times 10^{13} [M_{\odot}/h]$  以上の高速度分散、高質量側でよく一致した。本研究では銀河が複数個ある銀河群以上のスケールの天体の速度分散を測定しているため、これ以下の質量スケールでは解析解と一致しないことは自然だと考えられる。高速度分散側の関数の一致により銀河団の速度分散関数とハローの速度分散関数が一致しており、銀河団がビリアル平衡に達しているという仮定が正しいことが再び確認できた。

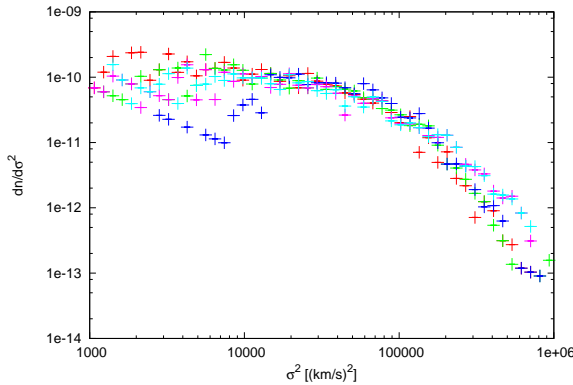


図 2: 各種方法で測定した速度分散分布 ( $0 < z < 1$ ) 赤: 視線方向速度, 緑: 3次元の速度, 青: ハローの速度分散, ピンク: 赤方偏移.

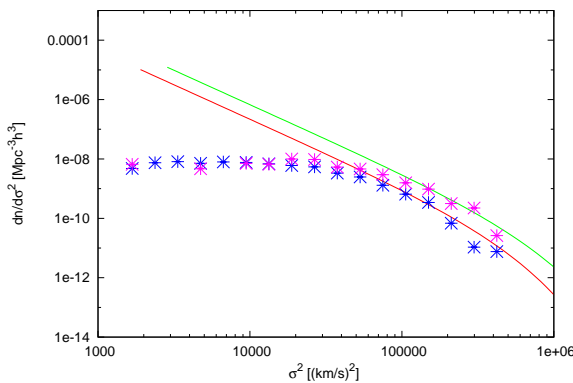


図 3: mock catalog から測定した速度分散関数と解析解の比較 赤, 青:  $0 < z < 0.5$  緑, 紫:  $0.5 < z < 1.0$ .

## 5 Conclusion and Future work

本研究では、VIPERS を想定した mock catalog を用いて銀河の質量分布関数、速度分散分布関数を求めた。この際速度分散が正しく測定できているか、またハローの速度分散が銀河団の速度分散とどう相関を持っているかチェックを行った。その結果各種方法で求めた速度分散関数は一致し、実際の観測データを用いても速度分散関数を測定することができると分かった。また銀河団の速度分散関数はハローの速度分散関数と一致していることが分かった。更にこれを銀河団がビリアル平衡に達しており、また銀河

団とハローの速度分散関数が等しいという仮定のもと求めた解析解と比較を行い、高速度分散側では一致することが分かった。

今後は、mock catalog で得られた結果をもとに実際の観測データを用いて解析を行っていきたい。また、本研究では速度分散関数の解析解を求める際にビリアル平衡という仮定をおいたが、実際には完全に一致していないという結果が得られている。そのためビリアル平衡からの変位を求め、解析解にその影響を組み込むことを行いたい。これと平行して速度分散関数の各赤方偏移での振る舞いについて考察していく。本研究の結果、速度分散関数は質量分布関数と異なり高赤方偏移の方が低赤方偏移より分布が大きいことが判明している。なぜ質量分布関数や光度関数と異なる振る舞いをするかは不明であるので、ビリアル平衡に関する問題とともに取り組んでいきたい。

## Reference

- [1] Davidzon, I. et al. 2013, AA, 558, A23
- [2] Garilli, B. et al. 2013, AA, 562, A23
- [3] Springel, V. et al. 2005, Nature, 435, 629
- [4] De Lucia, G. and Blaizot, J. 2007, MNRAS, 375, 2
- [5] Tinker, J. et al. 2008, ApJ, 688, 709
- [6] Press, W. H. and Schechter, P. 1974, ApJ, 187, 425
- [7] Fritz, A. et al. 2014, AA 563, A92
- [8] Montero-Dorta, A. D. and Prada, F. 2009, MNRAS, 339, 1106

## 銀河団外縁部のエントロピー異常の原因検証

栗山 翼 (東京理科大学大学院 理学研究科)

### Abstract

銀河団は小さな構造から衝突合体を繰り返して成長してきたと考えられ、現在も大規模構造から質量降着を受けている。銀河団のエントロピーは質量降着時の衝撃波加熱だけの影響を考えると半径の 1.1 乗に比例して上昇すると考えられていた。しかし「すざく」衛星を用いて銀河団外縁部をピリアル半径まで観測した結果、エントロピーは  $0.5 r_{200}$  までしか上昇せず、外側はほぼ一定の値となることが観測された (e.g., T. Sato et al. 2012)。この異常の原因として銀河団外縁部のガス塊による密度の過大評価が挙げられている (e.g., Simionescu et al. 2011)。そのため銀河団外縁部のガス塊を観測すればエントロピーが受ける影響を評価することが出来る。

我々は近傍の中規模銀河団である Abell 2199 銀河団の外縁部について「XMM-Newton」衛星と「すざく」衛星を用いて観測した。その結果「すざく」衛星で 146 個、「XMM-newton」衛星で 85 個の X 線源を検出した。これらの X 線源を用いて銀河団外縁部と明るい X 線天体のいない領域との X 線強度と個数密度の関係 ( $\log N - \log S$  関係) を比較したところ X 線源数の超過は確認されなかった。また「すざく」衛星で検出された X 線源について詳細なスペクトル解析を行いガス塊候補の X 線源を調査した結果、14 個がガス塊として有意なスペクトルを示し、そのうち 3 個では可視光との同定によって銀河団に所属している銀河が確認された。 $0.5-1 r_{200}$  の ICM の X 線光度 ( $0.5-2\text{keV}$ ) に対して、ガス塊候補の X 線光度の合計は 2 割ほどであった。この結果から、実際に銀河団の密度が受ける影響は 1 割程度以下であるといえる。

## 1 はじめに

銀河団は力学的に束縛された宇宙最大の天体であり、可視光では個々の銀河しか見えないが X 線を用いて観測することで銀河団内のバリオンの質量の大半を占める高温ガスを調べることが出来る。宇宙の形成モデルである冷たいダークマターモデルによれば、銀河団は小さな構造から衝突合体を繰り返すことで大きな構造へと成長していき、現在も周囲の大規模構造から質量降着を受けていると考えられている。この質量降着時に銀河団外縁部の高温ガスは衝撃波加熱を受ける。衝撃波加熱の大きさは降着してきたガス塊の重力エネルギーに比例するため、銀河団自身の質量が大きいくほど強くなる。そのため最近質量降着を受けた外側ほど受けた衝撃波加熱が強いことが予想される。衝撃波加熱の指標であるエントロピー  $K \equiv kTn_e^{-2/3}$  ( $k$ : ボルツマン定数、 $T$ : 温度、 $n_e$ : 電子密度) は重力エネルギーによる加熱のみを考えた数値シミュレーションによって  $K \propto r^{1.1}$  ( $r$ : 銀河団中

心からの半径) と予測されていた (Voit et al. 2005)。しかし、最近の「すざく」衛星による銀河団外縁部までの観測によって、エントロピーは  $0.5 r_{200}$  ( $r_{200}$ : ある半径内の銀河団の密度が宇宙密度の 200 倍になる半径  $\equiv$  銀河団の力学半径) 程度までしか上昇せず、以降はほぼ一定の値となることが確認された (T. Sato et al. 2012; Simionescu et al. 2011; Hoshino et al. 2010; Kawaharada et al. 2010; K. Sato et al. 2014 in Prep.; Bautz et al. 2009; Walker et al. 2012b; Akamatsu et al. 2011; Ichikawa et al. 2013)。このエントロピー異常の原因としては、

1. 銀河団外縁部のガス塊による密度の過大評価 (e.g., Simionescu et al. 2011)
2. 銀河団外縁部の高温ガスにおける静水圧平衡からの逸脱 (e.g., Kawaharada et al. 2010)
3. 観測される電子温度と実際に衝撃波加熱を受けるイオン温度との間のずれ (e.g., Hoshino et al. 2010)

などが挙げられている。本研究では 1 番目の仮説について検証する。

降着してきたガス塊が銀河団ガスと十分混ざっていない場合外縁部のガス密度にはむらが生じる。高温ガスからの X 線の光度は密度の 2 乗に比例するため、この密度むらのもつ高い密度の影響を受けて外縁部の平均密度は過大評価されると考えられる。そのためガス塊の存在を確認することが出来れば密度が受ける影響を評価し得る。ガス塊には周囲よりも明るい X 線源として検出出来るものも存在すると思われるため、銀河団外縁部の X 線源の探査を行った。銀河団外縁部にはガス塊以外にも銀河団内外に存在する活動銀河核などの多くの X 線源が存在するため、ガス塊とこれらの点源とを分けることが重要である。ガス塊とその他の X 線源を分類するために、X 線強度と個数密度の関係 ( $\log N - \log S$  関係) を比較することで点源数を評価し、また個々の X 線源に対する詳細なスペクトル解析を行うことで X 線源の種類を調査した。観測対象には近傍の典型的な中規模銀河団 Abell 2199 ( $z = 0.03$ ,  $kT = 4$  keV) を選んだ。この銀河団は「すざく」衛星 AO-6 の key project として 2011 年 8 月 10 月に銀河団外縁部の 16 領域が観測され、外縁部でエントロピーが一定となることが確認されている (K. Sato et al. 2014 in Prep.)。観測衛星としては「XMM-Newton」衛星と「すざく」衛星の 2 衛星を用いた。今回の研究ではハッブル定数  $H_0 = 70$  km/s/Mpc を用い、平坦な宇宙 ( $\Omega_{m,0} = 0.27$ ,  $\Omega_{\Delta,0} = 0.73$ ) を仮定した。指定しない限り誤差は全て信頼度 68% である。

## 2 観測、解析方法

### 2.1 「XMM-Newton」衛星による観測と解析

「XMM-Newton」衛星は比較的高い分解能を持つため、点源検出に有効な衛星である。この XMM-Newton 衛星で 2013 年 2 月に観測された 1 領域 (図 1、観測時間 40 ks) を解析した。XMM-Newton 衛星の解析には 3 つの X 線検出器 (MOS1、MOS2、pn) のデータを用いた。SAS "edetect\_chain" tool<sup>1</sup> を用

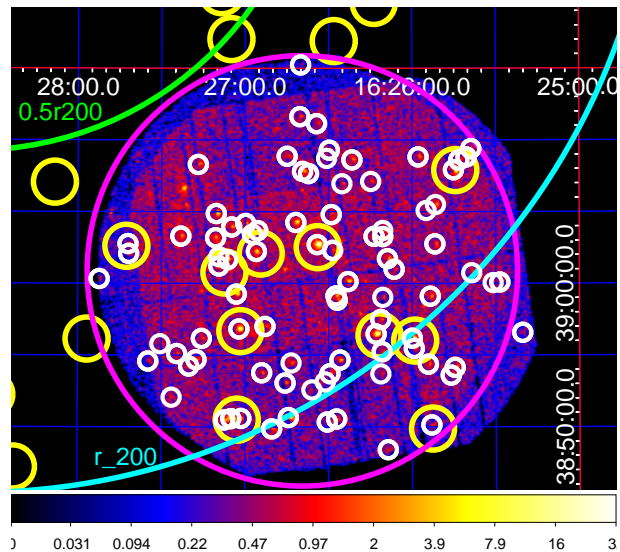


図 1: 「XMM-Newton」衛星の観測領域。エネルギー帯域は 0.3-10 keV である。緑と水色の円が中心からそれぞれ  $0.5, 1 r_{200}$  を示している。紫色の円が XMM-Newton 衛星の視野であり、黄色の円がすざくで検出された X 線源の位置、白の円が XMM-Newton で検出された X 線源の位置を示している。

いて点源を検出し、点源の周囲をバックグラウンド領域と考えて点源領域とバックグラウンド領域の差分に対してスペクトルフィットを行った。X 線源からの放射としては活動銀河核からの放射を仮定し、ベキ関数モデルを用いた。

### 2.2 「すざく」衛星による観測と解析

すざく衛星で観測された 24 領域 (2006 年 9 月に 5 領域、2010 年 9 月に 1 領域、2011 年 8 月 10 月に 16 領域、2014 年 1 月に 2 領域) による  $r_{200}$  までのマッピング観測のデータ (図 2、それぞれ 1 ks ずつ全 24 ks) を用いた。このうち、2006 年 9 月に観測された 5 領域は Abell 2199 銀河団の中心付近であるため、X 線源の検出は行っていない。すざく衛星の解析には 3 つの X 線検出器 (XIS0、1、3) のデータを用いた。X 線源の検出には CIAO の "wavdetect"<sup>2</sup> を用い、バックグラウンド領域として検出された X 線源が所属する観測領域を取った。バックグラウンド

<sup>1</sup>[http://xmm.esac.esa.int/sas/current/doc/edetect\\_chain.pdf](http://xmm.esac.esa.int/sas/current/doc/edetect_chain.pdf) <sup>2</sup><http://cxc.harvard.edu/ciao/ahelp/wavdetect.html>

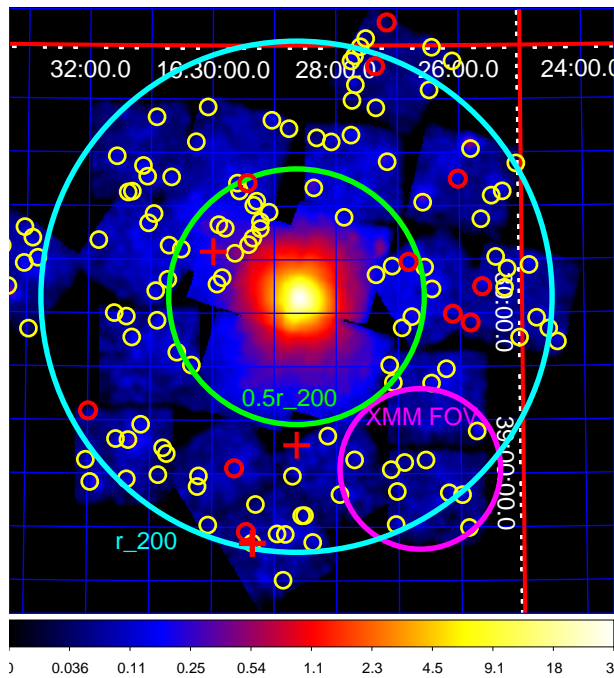


図 2: 「すざく」衛星の観測領域。エネルギー帯域は 0.5-2 keV である。緑と水色の円が中心からそれぞれ 0.5, 1  $r_{200}$  を示している。紫色の円が XMM-Newton 衛星の視野であり、黄色の円がすざくで検出された X 線源の位置を示している。赤の円は有意に熱的な放射を持つ X 線源、赤の十字は有意に熱的な放射を持ち、且つ可視光同定によって銀河団所属の銀河が確認された X 線源である。

領域では銀河団ガスからの放射 (ICM)、宇宙 X 線背景放射 (CXB)、天の川銀河からの放射 (MWH)、太陽系を覆う超新星残骸からの放射 (LHB) の 4 つを仮定し、X 線源領域では X 線源からの放射が加えて検出されるとしてスペクトルフィットを行った。X 線源からの放射としては活動銀河核からの放射と、ガス塊や銀河などの光学的に薄い高温ガスからの放射の 2 種類を仮定した。活動銀河核からの放射を仮定したモデルとしては「XMM-Newton」衛星とおなじべき関数モデルを用いた。ガス塊や銀河などの光学的に薄い高温ガスからの放射を仮定したモデルとしては APEC (Smith et al. 2001) を用いた。

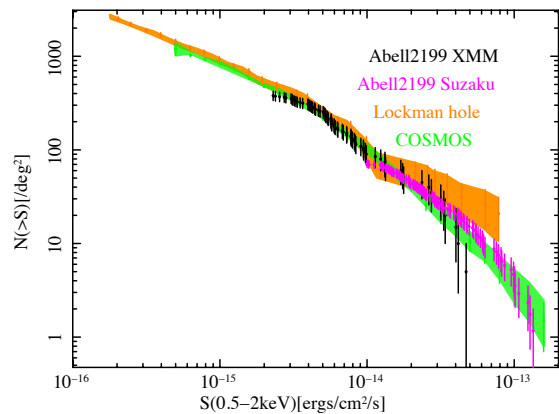


図 3: 0.5-2 keV のエネルギー帯での  $\log N$ - $\log S$  相関図。黒、マゼンダがそれぞれ XMM-Newton 衛星、すざく衛星で検出された Abell 2199 銀河団外縁部方向の X 線源。オレンジは Lockman hole 領域の点源 (Brunner et al. 2008)。緑は COSMOS 領域の点源 (Cappelluti et al. 2009)

### 3 結果、議論

図 1、図 2 でそれぞれ「XMM-newton」衛星、「すざく」衛星で検出した X 線源位置を示した。「XMM-Newton」衛星では 0.5-2 keV の範囲での X 線強度  $2 \times 10^{-15}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ 、あるいは 2-10 keV の範囲での X 線強度  $7 \times 10^{-15}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  をしきい値として X 線源を探索し、85 個の X 線源が検出された。「すざく」衛星では 0.5-2 keV の範囲での X 線強度  $1 \times 10^{-14}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ 、あるいは 2-10 keV の範囲での X 線強度  $4 \times 10^{-14}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  をしきい値として X 線源を探索し、146 個の X 線源が検出された。

#### 3.1 X 線源数の比較

X 線源は明るいものほど数が少なく暗いものほど検出しにくいいため、そのままでは X 線源数を比較することは出来ない。そのため、X 線強度と個数密度の関係 ( $\log N$ - $\log S$  関係) の相関を用いて銀河団外縁部の X 線源数を比較する。比較対象には X 線で明るい天体のいない領域を選ぶ必要がある。Lockman hole 領域の XMM-Newton 衛星による観測 (Brunner



et al. 2008) と、COSMOS 領域の XMM-Newton による観測 (Cappelluti et al. 2009) を選んだ。比較結果については図 3 に纏めた。横軸が各点源の X 線強度  $S$ 、縦軸がその点源よりも明るい点源数  $N$  を示している。この結果から、銀河団外縁部方向と X 線で明るい天体のない領域との間で X 線源数の超過は見られなかった。

### 3.2 X 線源のスペクトル調査

X 線源の大半を占める活動銀河核とは異なり、ガス塊は 3 keV 以下の高温ガスによる熱的な X 線放射を行う。そのため「すざく」衛星で検出された全 X 線源をベキ関数モデルと APEC それぞれでフィットしたときの  $\chi^2$  の値を F 検定を用いて比較し、有意に 3 keV 以下の温度の高温ガスからの熱的なスペクトルを持つ X 線源をガス塊候補の X 線源とした。また、ガス塊候補の X 線源全てについて可視光で同定し、X 線源領域内に Abell 2199 銀河団に所属している銀河が存在するかどうか確かめた。図 2 の赤い円または十字がガス塊候補の X 線源である。ガス塊候補の X 線源は全 14 個、そのうち Abell 2199 銀河団に所属している銀河が可視光で発見された X 線源は 3 個存在した。これらの X 線源による影響を調べるために 0.5-1  $r_{200}$  の範囲での ICM の X 線光度 (0.5-2 keV) とガス塊候補の X 線光度の総和を比較した。結果、ICM の X 線光度  $2 \times 10^{42}$  ergs/s に対して、ガス塊候補の X 線光度の総和は  $4.2 \times 10^{41}$  ergs/s となり、およそ 2 割ほどの値となった。X 線光度は密度の二乗であること、さらに銀河団外縁部の解析時に一定以上明るい X 線源は検出領域から取り除いていることを考えれば、実際に銀河団の密度が受ける影響は 1 割程度以下であるといえる。

## 4 まとめ

XMM-Newton 衛星で観測された 1 領域とすざく衛星で観測された 24 領域による  $r_{200}$  までのマッピング観測のデータについて、X 線源を探索した。log $N$ -log $S$  関係の比較から、Abell 2199 銀河団の外縁部方

向は X 線で明るい天体のない領域である COSMOS 領域、Lockman hole 領域と比較しても X 線源数の超過はないことが分かった。また、詳細なスペクトル解析を行った結果、有意に 3 keV 以下の温度の高温ガスからの熱的なスペクトルを持つ X 線源は全 14 個検出された。そのうち、3 個は可視光で所属銀河と同定された。銀河団外縁部領域 (0.5-1  $r_{200}$ ) の ICM の X 線光度に対して、ガス塊候補の X 線光度はおよそ 2 割程度となった。この結果から、実際に銀河団の密度が受ける影響は 1 割程度以下であるといえる。

## Reference

- Akamatsu, H., Hoshino, A., Ishisaki, Y., et al. 2011, PASJ, 63, 1019  
 Bautz, M. W., Miller, E. D., Sanders, J. S., et al. 2009, PASJ, 61, 1117  
 Brunner, H., Cappelluti, N., Hasinger, G., et al. 2008, A&A, 283, 300  
 Cappelluti, N., Brusa, M., Hasinger, G., et al. 2009, A&A, 635, 648  
 Hoshino, A., Henry, J. P., Sato, K., et al. 2010, PASJ, 59, 113  
 Ichikawa, K., Matsusita, K., Okabe, N., et al. 2013, ApJ, 766, 90  
 Kawaharada, M., Okabe, N., Umetsu, K., et al. 2010, ApJ, 714, 423  
 Sato, K., Matsushita, K., Tamura, T., et al. 2014, in Prep.  
 Sato, T., Sasaki, T., Matsushita, K., et al. 2012, PASJ, 64, 95  
 Simionescu, A., Allen, S. W., Mantz, A., et al. 2011, Science, 331, 1576  
 Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, ApJL, 556, L91  
 Urban, O., Simionescu, A., Werner, N. 2014, MNRAS, 437, 3939  
 Voit, G. M., Kay, S. T., & Bryan, G. L. 2005, MNRAS, 364, 909  
 Walker, S. A., Fabian, A. C., Sanders, J. S., & George, M. R. 2012b, MNRAS, 424, 1826

## 高赤方偏移原始銀河団候補のダークハロー質量

玉澤 裕子 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

形成中の銀河団である原始銀河団は、主に赤方偏移  $z > 2$  に存在し、やがて現在の銀河団に進化すると考えられている。そのため、原始銀河団は、銀河団の形成過程を解明するのに重要な天体である。銀河団の形成過程に関して、高赤方偏移の原始銀河団がどの程度のダークハロー質量を持ち、将来どの程度の質量を持つ銀河団に進化するか未解明であるという問題が存在する。高赤方偏移での銀河団の質量集積史を観測的に解明することを目指し、SXDS で  $z \sim 4-6$  の原始銀河団候補を同定した所、 $z \sim 5$  で原始銀河団候補が 1 つ見つかった。Millennium Simulation(Springel et al. 2005) と、この同定した原始銀河団候補を比較することで、そのダークハロー質量を推定した。

## 1 イントロダクション

宇宙の構造の形成過程を記述するモデルで、現在最も信頼されているものは、階層的構造形成モデルである。このモデルによると、初期の宇宙で Cold Dark Matter (CDM) は小規模な構造を経て、CDM と電離ガスからなるダークハローという、質量密度の大きな力学的平衡に達した系を構成する。このダークハロー同士が合体することで、初期の小さな構造から銀河、銀河団と徐々に大規模な構造を形成する(White, Rees, 1978)。しかし、階層的構造形成中にガスがどのように星に変換し、銀河団が形成、進化したか観測的な理解は進んでいないという問題点がある。よって、銀河団の形成過程を探るには形成中の銀河団の研究が鍵となる。形成過程にある銀河団は原始銀河団と言い、主に  $z \sim 2$  以上の過去に存在し、やがて現在の銀河団に進化すると考えられている。

原始銀河団中の質量の集積シナリオを探れば、この問題点の観測的な理解が深まる。このシナリオを解明するには、銀河団のダークハロー質量の進化が分かればよい。この進化に関しては、理論的には研究されている (Chiang et al. (2013) : 図 3) が、観測的には未解明である。

ダークハロー質量の推定には、原始銀河団候補数が十分多いデータが必要になる。そこで、世界最高レベルの広視野を誇る、すばる望遠鏡の広視野可視光カメラ Suprime-Cam (SC) による広視野データを

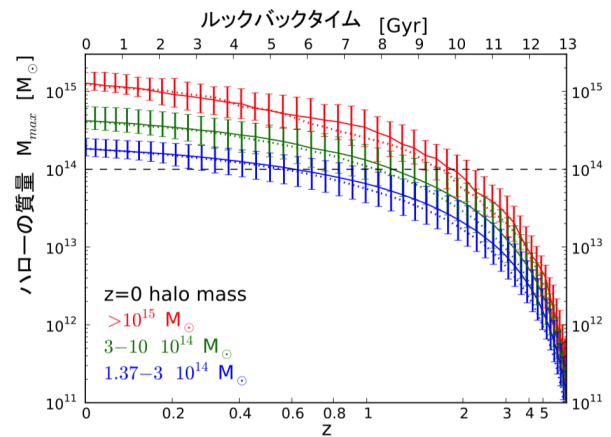


図 1: 銀河団のダークハロー質量進化のシミュレーション (Chiang et al. (2013) より一部改変)。この図から、銀河団の質量の進化が理論的に分かる。

用いる。本研究の目的は、SC の広視野データから原始銀河団のダークハロー質量を推定し、そこから銀河団の質量集積史を解明することである。

## 2 観測と研究方法

本研究は、SXDS という 1 平方度の天域のデータを用いた。観測はすばる SC を用いて行われた。

これらのデータを用いてダークハロー質量を推定するが、その前に、原始銀河団候補を発見する必要がある。原始銀河団の候補には、初期宇宙で銀河が密度

超過している領域が考えられる。本研究は SC のデータから、 $z \sim 4-6$  のライマンブレイク銀河 (Lyman Break Galaxies, LBGs) で構成される原始銀河団を探す。LBG は高赤方偏移では普遍的に存在する一般的な銀河である。LBG の空間分布を調べ、ある領域 (例えば半径 8 Mpc の円) 内に分布する LBG が、平均密度からどの程度密度超過しているか求める。密度超過  $\delta$  は、

$$\delta = \frac{n - \langle n \rangle}{\langle n \rangle} \quad (1)$$

で表される。ここで、 $n$  は銀河の数密度、 $\langle n \rangle$  は銀河の数密度の平均値である。本研究の原始銀河団候補内の銀河の  $z$  には不定性が大きいため、 $n$  と  $\langle n \rangle$  には各々銀河の表面数密度とその平均値を用いた。本研究では、密度超過  $\delta$  の値が  $\sim 4\sigma$  の領域を原始銀河団候補とした。

原始銀河団候補を見つけたら、次に観測結果と構造形成モデルを比較することで、ダークハロー質量を推定する。この方法には、原始銀河団候補の数が少ない場合でも質量を推定できる利点がある。本研究では Millennium Simulation (MS)(Springel et al. 2005) の light cone モデル (Henriques et al. 2012) と準解析的モデル (Guo et al. 2011) を使用する。モデル中のサンプル銀河から、観測データで同定した物と同様な密度超過領域を同定し、そのダークハロー質量をモデルの値を用いて推定する。

### 3 結果と議論

$z \sim 4-6$  の原始銀河団候補となる、銀河の密度超過領域を SXDS 領域で探査した所、 $z \sim 5$  で銀河が半径 8 Mpc の円内に 25 個集まり、密度超過  $\delta$  が  $\delta \sim 1.8$  の領域を 1 箇所見つけた (図 2)。このダークハロー質量を求めるために、MS に基づく準解析的モデルと観測結果を比較した。銀河の密度超過に基づき観測とモデルを比較した結果、この原始銀河団候補のダークハロー質量は  $\sim 2.4 \times 10^{12} M_{\odot}/h$  と推定された。

今回見つかった原始銀河団候補の数は 1 個と極端に少ないので、角度相関関数を用いて統計的にダークハロー質量を求めることは不可能である。だが構造形成モデルと比較するこの手法では、今回のよう

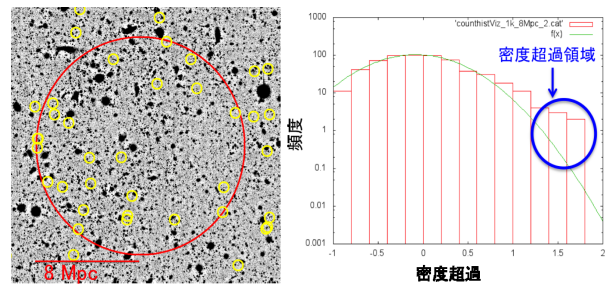


図 2: 銀河の密度超過領域 (左) と密度超過  $\delta$  の頻度分布 (右)(Tamazawa et al. in prep.). 左:赤円の領域内に入る銀河 (黄色の点) の数密度が、平均より超過している。右:フィッティング値を上回る  $\delta \geq 1.5$  の分布が原始銀河団候補である。

なサンプル数が少ない場合でもダークハロー質量を推定できるという利点がある。ところが、準解析的モデルに基いて同定した密度超過領域は、観測から同定したものと比べ、number counts が約 1.5 倍大きく、観測と矛盾するという問題点が見つかった。

装置の性能の限界上、本研究も含め、今までの原始銀河団研究で観測的に発見された原始銀河団候補の数は、数個程度と少ない。そのため、現状としてはこのモデルに頼らざるをえないという問題点がある。さらに、構造形成モデルが、ある準解析的モデルに依存しているので、今回用いた手法では系統エラーも残る。

### 4 今後の展望

上記の問題を解決するには、銀河団の角度相関関数を求め、統計的にダークハロー質量を推定すればよい。そのためには少なくとも現在の百倍程度の原始銀河団候補が必要になるが、それを得るにはより広視野で深いデータが必要になる。すばる望遠鏡では 2014 年から、Suprime-Cam の視野を 7 倍上回る次世代超広視野可視光カメラ Hyper Suprime-Cam(HSC) の本格運用も開始された。HSC で原始銀河団候補が数百個同定できれば、銀河団同士の角度相関関数を求めることができ、その値と構造形成の解析的モデルの結果 (Mo and White. 2002) を比較することで統計的にダークハロー質量を推定できる。

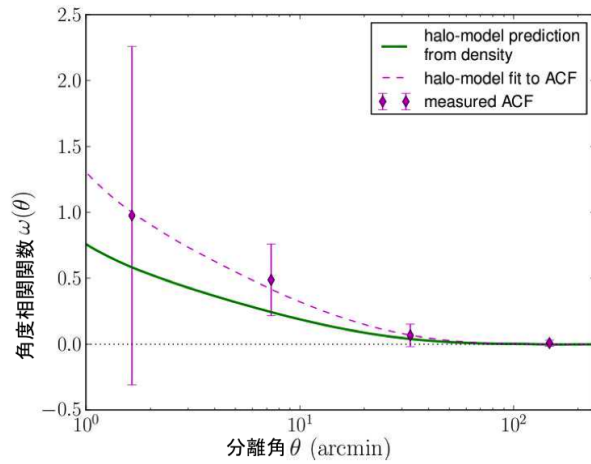


図 3: 観測的に得られた 2 つの角度相関関数 (Rettura et al. (2014) より一部改変)。この結果ではまだエラーバーが大きく、さらに  $1.3 < z < 2$  までしか求められていない。

## 5 まとめ

階層的構造形成中における銀河団の形成、進化のシナリオを観測的に解明するには、形成過程にある銀河団 (原始銀河団) の研究が重要な鍵を握る。本研究では、高赤方偏移銀河団の質量集積史を観測的に解明することを目標に、 $z \sim 4-6$  の SXDS 領域で原始銀河団候補を探し、そのダークハロー質量を推定した。質量を推定する際には観測結果と Millennium Simulation に基づく準解析的モデルを比較した。その結果、今回見つかった  $z \sim 5$  の原始銀河団候補のダークハロー質量は、 $\sim 2.4 \times 10^{12} M_{\odot}/h$  と推定された。しかし、観測とモデルの number counts を比べると、モデルの方が約 1.5 倍大きく、観測と矛盾することが分かった。今後は、すばる望遠鏡に新たに搭載された次世代超広視野可視光カメラ Hyper Suprime-Cam も用いて原始銀河団候補を数百個同定し、統計的であり正確な方法でダークハロー質量を推定し、そこから銀河団の質量集積史に迫る。

## Reference

- Springel V. et al. 2005. Nature, 435, 629  
 Chiang Y-K. et al. 2013. ApJ, 779, 127

- White S. D. M, Rees M. J. 1978. MNRAS, 183, 341  
 Henriques B. M. B. et al. 2012. MNRAS, 421, 2904  
 Guo Q. et al. 2011. MNRAS, 413, 101  
 Mo, H. J. and White, S. D. M. 2002. MNRAS, 336, 112  
 Rettura A. et al. 2014. arXiv:1404.0023

## $z = 2.4$ の 53W002 原始銀河団における大質量銀河探査

濱口 恵梨香 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

高密度環境における大質量銀河の形成過程を明らかにするために、5 Mpc にわたる Ly  $\alpha$  輝線銀河 (LAEs) の密度超過によって発見された  $z = 2.4$  の 53W002 原始銀河団を、すばる望遠鏡/MOIRCS を用いて 3 視野にわたる近赤外撮像観測を行った。 $JHKs$  のカラーから、 $z \sim 2.4$  の大質量銀河候補である  $JHKs$  選択銀河を  $Ks \sim 22$  まで 102 個選出した。この  $JHKs$  選択銀河の空間分布を調べ、一般領域との個数密度の比較を行ったところ、LAEs の構造に沿って大質量銀河の密度超過が見られた。また、赤い  $JHKs$  選択銀河ほどより LAEs の密度の高い領域をトレースするように分布しており、 $JHKs$  選択銀河の個数密度は一般領域に比べて 2~3 倍ほど高い。このことから、フィラメント状でまだ力学的に若い状態の  $z = 2.4$  の原始銀河団において既に多くの大質量銀河が形成されていることが示唆された。

## 1 Introduction

銀河の星形成史は環境に依存しており、現在の宇宙において、大質量の赤い早期型銀河は銀河団中に多く見られる。また、これまでの観測から、これらの早期型銀河は比較的古い星から構成されていることがわかっており、100 億年以上前 ( $z > 2$ ) に形成されたと考えられている。したがって、高密度領域での早期型銀河の形成過程を明らかにするためには、 $z > 2$  の原始銀河団を直接観測することが重要となる。高赤方偏移の原始銀河団を探す非常に強力な方法の一つは、狭帯域フィルターを用いた Ly $\alpha$  輝線銀河 (Lyman  $\alpha$  emitter; LAE) 探査である。しかし、LAE の星質量は典型的に  $10^9 M_{\odot}$  以下と小さく、現在の銀河団に多く存在する大質量の早期型銀河とは異なっている。そのため、LAE 探査から発見された原始銀河団中に大質量銀河が存在するか、また、それらがどのような性質を持つかについて調べることは、高密度環境における早期型銀河の形成について理解する上で重要である。そこで、本研究では、電波銀河 53W002 の周りで 5 Mpc にわたる LAE の密度超過として発見された (Mawatari et al. 2012)、 $z = 2.4$  の 53W002 原始銀河団領域で、すばる望遠鏡/MOIRCS による近赤外線撮像観測を用いて大質量銀河探査を行った。近赤外線観測は、 $z = 2.4$  の銀河に対して、星質量を良く反映する静止系可視光をサンプルすることができるので、大質量銀河探査に

適している。

## 2 Data and Reduction

53W002 領域の LAE の構造をカバーするように、すばる望遠鏡/MOIRCS (Multiple-Object Infrared Camera and Spectrograph) を用いて、3 視野にわたる近赤外線撮像観測 ( $J$ ,  $H$ ,  $Ks$  バンド) を行った。MOIRCS は 2 つの検出器 (それぞれ chip1, chip2 と呼ぶ) によって  $4 \times 7$  arcmin<sup>2</sup> の視野をカバーしており、ピクセルスケールは 0.117 arcsec/pixel である。今回撮像した視野を、それぞれ FOV1、FOV2、FOV3 と呼ぶ (図 2 参照)。観測日、シーイング、積分時間をそれぞれ表 1 に示した。

まず、観測したデータを MCSRED (MOIRCS 撮像データ解析のために IRAF をベースに開発されたパッケージ) を使用し、一次処理をした。この中の mcsall を使い、天体マスクの作成、フラットフィールドの作成、メジアンスカイ引き、スカイの引け残りを低次元関数 fitting で処理、象限間の溝の補正、歪み補正、及び、位置合わせを行った。次に、同じ天体が同じ明るさになるように、平均的な値にフラックス合わせし、全てのフレームを足し合わせた。カラー測定を行うためには、そのバンド間で PSF の FWHM を合わせる必要がある。全ての視野、chip の PSF を星の FWHM が大きく、裾が広がった FOV3 の

表 1: 観測データのまとめ。

Field	Date	Band	Seeing		Exposure time		5 $\sigma$ 限界等級(1.3" aperture)	
			(arcsec)		(s)		(Vega mag)	
			ch1	ch2	ch1	ch2	ch1	ch2
FOV1	Jul. 22-23 2006	J	0.37	0.36	4770	3690	24.33	24.37
	Apr. 27 2007	H	0.42	0.42	4320	3360	23.49	23.47
		Ks	0.44	0.44	1361	1361	22.03	22.11
FOV2	Apr. 24-25 2013	J	0.62	0.63	4040	4040	23.34	23.02
	Jun. 12, 21-22 2014	H	0.62	0.61	3868	3868	22.37	22.14
		Ks	0.51	0.52	4710	4710	22.08	21.83
FOV3	Apr.23-24 2013	J	0.58	0.58	4480	4480	23.28	23.04
	Jun. 12 2014	H	0.47	0.48	3492	3612	22.33	22.22
		Ks	0.50	0.48	2970	2880	21.75	21.70

chip1 に合わせた。実際に天体の測光に用いる 1.3" アパーチャーでスカイのノイズを測定し、5 $\sigma$  限界等級を求めた (表 1)。

### 3 Analysis

まず、SExtractor を用いて、天体検出と測光を行った。誤検出を避けるため、検出した天体の内、S/N > 5 のみをサンプルとした。また、天体検出の一樣性を確保するために、各バンドでの積分時間が半分以下になっている領域は解析から除いた。その結果、総面積は 74.9 平方分となった。その内、H バンドの等級が 2 $\sigma$  限界等級より明るい天体は、FOV1 で chip1, 2 においてそれぞれ 387, 434 天体、FOV2 でそれぞれ 580, 469 天体、FOV3 でそれぞれ 513, 428 天体選出された。

次に、 $z \sim 2.4$  の銀河候補を選び出すために、 $z = 2-3$  の銀河が Balmer / 4000 Å ブレイクによって特徴的な  $J - K_s$  vs.  $H - K_s$  のカラーを示すことを利用した色選択法 (Kajisawa et al. 2006) を用いた。3 視野において  $K_s$  バンドの限界等級はおよそ 22 等なので、それらの銀河は  $z \sim 2$  だとすると  $10^{10} M_{\odot}$  以上の星質量を持つ大質量銀河であると期待される。この手法により選択された銀河を、今後、 $JHK_s$  選

択銀河と呼ぶ。 $JHK_s$  選択銀河は、FOV1 の chip1, 2 でそれぞれ 4, 7 天体、FOV2 でそれぞれ 28, 25 天体、FOV3 でそれぞれ 25, 13 天体選出された。

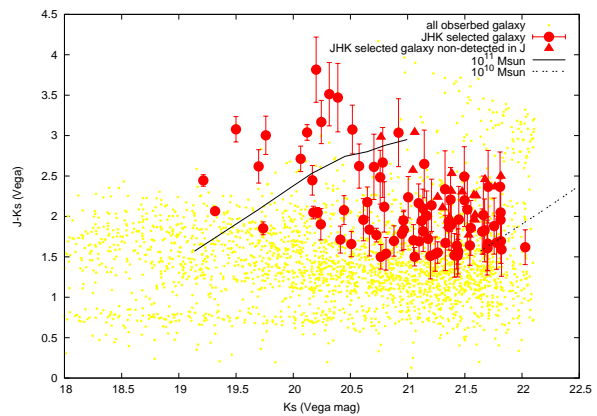


図 1:  $JHK_s$  選択銀河の色等級図。赤丸は  $JHK_s$  選択銀河、赤三角は  $JHK_s$  選択銀河の中で J バンドが 2 $\sigma$  限界等級より暗いもの、黄色の点は  $JHK_s$  選択銀河以外の天体である。また、黒の実線は種族合成モデルから計算した  $z = 2.4$  の  $10^{11} M_{\odot}$  の星質量を持つ銀河のトラックを示しており、点線は  $10^{10} M_{\odot}$  の星質量の銀河のモデルトラックを表わす。

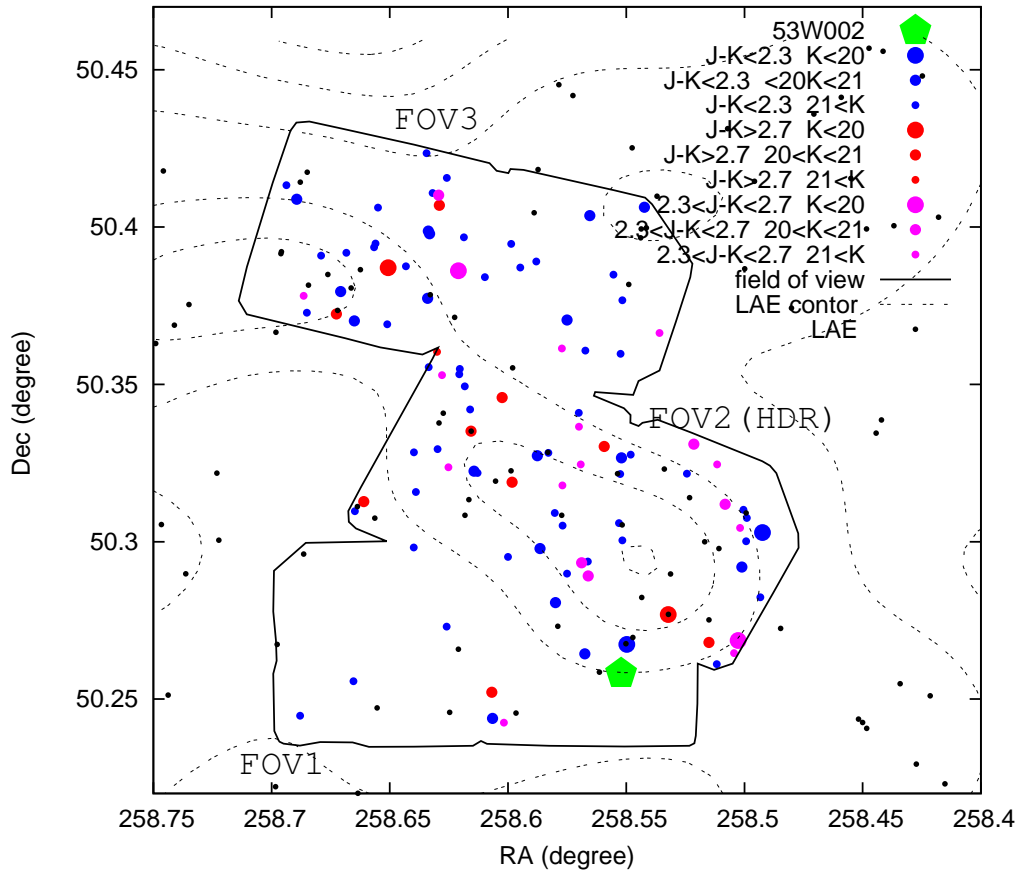


図 2:  $JHKs$  選択銀河と LAEs の空間分布。黒色の点は LAEs、黒色の破線は LAEs の密度のコントア (Mawatari et al. 2012) である。黄緑色の五角形は 53W002 電波銀河、赤丸は  $J - K_s > 2.7$  の赤い  $JHKs$  選択銀河、ピンク丸は  $2.3 < J - K/rms < 2.7$  の  $JHKs$  選択銀河、青丸は  $J - K_s < 2.3$  の  $JHKs$  選択銀河である。 $JHKs$  選択銀河の丸の大きさは  $K_s$  バンドでの明るさ示す。

## 4 Results and Discussion

### 4.1 $JHKs$ 選択銀河の色等級図

図 1 に、 $JHKs$  選択銀河の色等級図を示す。 $JHKs$  選択銀河の  $J - K_s$  のカラーは 1.5 から 3 を超えるような非常に赤いものまで幅広く存在する。その中でも、 $J - K_s$  が 2.7 より赤いものは  $K_s$  バンドの等級が 21 等より明るいところに分布しているのに対して、 $J - K_s$  が 2.3 よりも赤い天体は、 $K_s$  が 20.5 等あたりより暗い。 $JHKs$  選択銀河の数を色別にみると、 $J - K_s > 2.7$  で 12 個、 $2.7 < J - K_s < 2.3$  で 19 個、 $J - K_s < 2.3$  で 71 個である。

### 4.2 $JHKs$ 選択銀河の空間分布

次に、 $JHKs$  選択銀河の空間分布を調べたものを図 2 に示す。 $JHKs$  銀河は、北東から南西にかけて帯状に分布している。また、LAEs の数密度の等高線と比較すると、 $JHKs$  選択銀河は、まさに LAEs の密度が高い構造に沿って分布している様子が見られる。特に、赤い  $JHKs$  選択銀河は、一か所に集中するわけではなく LAEs の高密度構造をトレースするようにフィラメント状に分布しており、それに対して、青い  $JHKs$  選択銀河は LAEs の低密度構造までばらついているように見える。

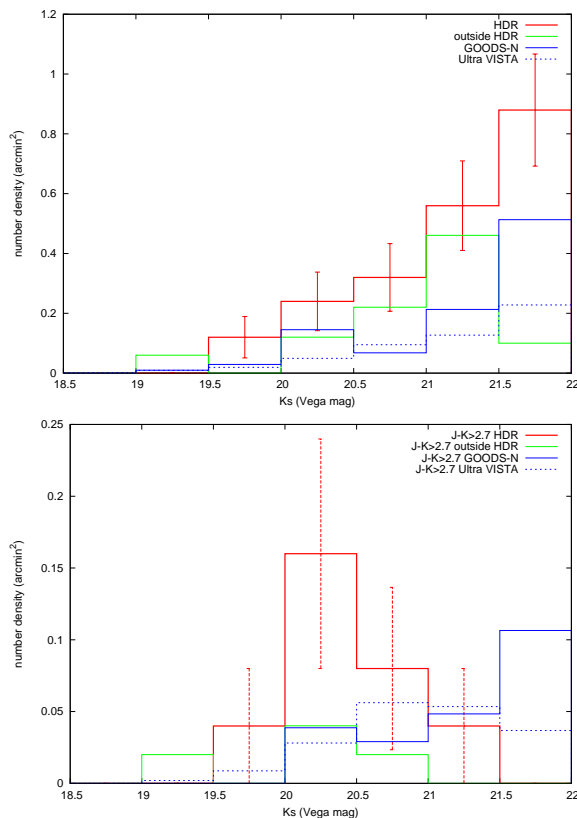


図 3:  $JHKs$  選択銀河の  $K_s$  バンドナンバーカウント。(上) $JHKs$  選択銀河の個数密度を、HDR を赤実線、FOV1 + FOV3 を緑破線、一般領域である GOODS-N を青実線、Ultra VISTA を青破線で示した。(下) $J-K_s > 2.7$  の非常に赤い  $JHKs$  選択銀河の個数密度の比較。線の色は(上)と同様である。

### 4.3 $JHKs$ 選択銀河の数密度の比較

次に、一般領域と 53W002 原始銀河団の  $JHKs$  選択銀河の数密度を比較した結果を図 3 (上) に示す。この図は、3 視野の中でも LAE が特に多い FOV2 (これを High Density Resion, 略して HDR と呼ぶ) と、それ以外の FOV1、FOV3 と、一般領域 GOODS-N、Ultra VISTA における  $JHKs$  選択銀河の数密度を比較したものである。 $K_s < 21$  において、一般領域に比べて HDR は約 3 倍、FOV1、FOV3 は約 1.5 倍の  $JHKs$  選択銀河の密度超過が見られる。HDR については  $21 < K_s < 22$  の  $JHKs$  選択銀河においても数密度は一般領域の約 2 倍である。また、

$J-K_s > 2.7$  の非常に赤い  $JHKs$  選択銀河において、数密度を比較したものを図 3 (下) に示す。このとき、一般領域に対して、FOV1 と FOV3 はほとんど違いが見られないが、HDR においては数密度超過が  $K_s < 20.5$  で顕著に見え、数密度は一般領域の約 3 倍である。

これらのことから、 $z = 2.4$  の LAE の高密度領域には、比較的多数の大質量銀河が付随していると期待される。特に、 $K_s < 21$  と明るく、かつ  $J-K_s \sim 3$  の非常に赤い銀河は、 $10^{11} M_{\odot}$  以上の非常に大きな星質量を持つと推測される (図 1)。これらの非常に赤い  $J-K_s$  カラーは、これらの銀河が既に静的進化段階に入っている可能性を示唆しており、少なくとも銀河団の大質量銀河の一部は、まだ力学的に若い原始銀河団内で既に形成されている可能性が示唆された。

## 5 Conclusion

高密度環境における大質量銀河の形成過程を明らかにするために、 $z = 2.4$  の 53W002 原始銀河団を近赤外撮像観測し、 $z \sim 2.4$  の大質量銀河候補である  $JHKs$  選択銀河を選出した。 $JHKs$  選択銀河について、色等級図や空間分布を調べ、一般領域との個数密度の比較を行ったところ、(1)  $JHKs$  選択銀河は LAEs の高密度領域に沿って分布しており、赤い  $JHKs$  選択銀河ほどより LAEs の数密度が高い領域に分布していること、(2)  $JHKs$  選択銀河の個数密度は一般領域に比べて 2~3 倍ほど高いことが分かった。これらの結果は、この  $z = 2.4$  の原始銀河団に多くの大質量銀河が付随していることを示唆している。また、非常に赤い  $JHKs$  選択銀河も存在することから、 $z = 2.4$  の原始銀河団で既に passive な大質量銀河が形成されている可能性があり興味深い。

## Reference

- Mawatari, K., et al. 2012, ApJ, 759, 133
- Kajisawa, M., et al. 2006, MNRAS, 371, 577



# ダスト減光と再放射を考慮した 銀河のスペクトルエネルギー分布モデルの構築

河北 敦子 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

銀河の構成要素である星は、その内部で核融合反応により重元素を形成している。それらの重元素が星間空間に放出されることにより、銀河自体もその化学組成を変化させていく。これを銀河の化学進化と呼ぶ。銀河の化学進化はその星形成史に密接に関係しており、銀河進化について理解する上で非常に重要である。星間空間に放出された重元素の大部分は、星間空間で固体微粒子(ダスト)として存在している。ダストは紫外線や可視光を吸収し、そのエネルギーを赤外線として再放射する性質がある。本研究では、星の放射に対するダストによる減光と、ダストからの再放射を考慮することにより、化学進化と統合的な銀河のスペクトルエネルギー分布(SED)モデルを構築した。今回構築したモデルを用いることで、銀河年齢の関数として銀河内の重元素量が求まり、ダストの減光や再放射も重元素と統合的に計算できる。さらに赤方偏移銀河の星形成率や金属量、ダスト量などの重要な物理量の推定に利用できる。

## 1 Introduction

星形成の歴史(星形成史)や化学進化は銀河進化を理解する上で、非常に重要である。星間空間に放出された重元素の大部分は、星間空間でダストとして存在している。ダストの短波長の光(紫外線、可視光)を吸収し、そのエネルギーを赤外線として放出するという性質により、寿命の短い(生まれて間もない)大質量星が放射する紫外線はダストの吸収の寄与を大きく受ける。つまり、星形成が活発な領域はダストに隠されていると言える。

そのため、星形成の様子を正しく理解するためには、ダストによる紫外線、可視光、赤外線への寄与を考慮し、理論的なスペクトルエネルギー分布(SED)モデルを構築することが重要であると言える。構築したSEDモデルを紫外線から可視光に渡る観測結果と比較し、SEDフィッティングを行うことで、銀河の詳細な物理量を得ることが可能となる。

多くの先行研究では、ダストによる減光及び、再放射と銀河の化学進化は別々に議論されており、それらを統一的には扱っていない。本研究ではそれらを統一的に扱うことによって、化学進化と統合的なSEDの理論モデルの構築を行った。

以下で、図はすべて末尾に貼付した。

## 2 Model

減光の度合いはある波長で天体の光が等級で何等級暗くなったかで表す。例えばVバンド(中心波長  $0.5505 \mu\text{m}$ 、波長幅  $0.0827 \mu\text{m}$ )での減光量は  $A_V$ 、波長  $\lambda$  における減光量は  $A_\lambda$  のように表記する。減光は以下のように定義する。

$$A_\lambda = -2.5 \log_{10} \left( \frac{f_{\text{obs}}}{f_0} \right) \quad (1)$$

ここで、 $f_0$  は減光前のスペクトル、 $f_{\text{obs}}$  は減光後のスペクトルを表している。次に減光前後の色の違いを表す色超過  $E(B-V)$  を定義する。VバンドとBバンド(中心波長  $0.448 \mu\text{m}$ 、波長幅  $0.1008 \mu\text{m}$ )での色超過と減光量は比例するので、その比例係数を  $R_V$  と置くと、

$$A_V = R_V E(B-V) \quad (2)$$

と書くことができる。この比例定数  $R_V$  はダストの密度や形状によって決まる量で、銀河系(MW)では  $R_V = 3.1$  程度であると言われている。これらを用いることで、以下の式を導くことができる。

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = \frac{1}{R_V} \left[ \frac{E(\lambda-V)}{E(B-V)} \right] + 1 \quad (3)$$

本研究ではダストの空間分布のモデルとして、Calzetti et al. (1994) [2] の uniform screen model を採用した。このモデルは光源の星と観測者の間で、一枚の厚みのないスクリーン状にダストが分布していると考えられる。このとき、星の放射に対する光学的厚み  $\tau_\lambda$  を用いて、減光後のスペクトルは、

$$\tau_\lambda = 0.921 A_\lambda \quad (4)$$

の関係が得られる。ここで Guiderdoni & Rocca-Volmerange (1987) [8] より、ガスの放射に対する光学的厚み  $\tau_{\lambda,g}$  は、

$$\tau_{\lambda,g} = 3.25 \left( \frac{A_\lambda}{A_V} \right) \left( \frac{Z_g(t)}{Z_\odot} \right) \left( \frac{M_{\text{gas}}(t)}{M_{\text{gal}}(t)} \right) \quad (5)$$

となる。ただし  $Z_\odot$  は太陽の重元素を表し、本研究では  $Z_\odot = 0.02$  (Anders & Grevesse 1989 [1]) を用いた。また、 $M_{\text{gas}}(t)$ 、 $M_{\text{gal}}(t)$  はそれぞれ時刻  $t$  における銀河内のガスの質量と、銀河全体の質量を表している。Calzetti et al. (2000) より、 $\tau_\lambda = 0.44\tau_{\lambda,g}$  であることを用いると、

$$f_{\text{obs}} = f_0 10^{-31.1 Z_{\text{gas}}(t) \left( \frac{A_\lambda}{A_V} \right) \left( \frac{M_{\text{gas}}(t)}{M_{\text{gal}}(t)} \right)} \quad (6)$$

となる。本研究ではこの式によって、ダストによる減光を評価した。

計算コード PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997 [7]) を用いて、星の寄与のみを考慮した銀河の放射スペクトルを得た。計算コード PEGASE は様々な進化のシナリオについて銀河のスペクトル進化を計算するものである。具体的には式 (7) によって、銀河のスペクトルの時間進化を得ている。

$$F_\lambda(t) = \int_0^t \int_{m_1}^{m_u} S(t-\theta) \phi(m) f_\lambda(m, \theta) dm d\theta \quad (7)$$

ゼロ年齢主系列からの時間  $\theta$ 、星形成率  $S(t-\theta)$ 、初期質量関数  $\phi(m)$ 、質量  $m$ 、波長  $\lambda$ 、 $\theta$  での星の単波長フラックス  $f_\lambda(m, \theta)$ 、年齢  $t$ 、波長  $\lambda$  での銀河の単波長フラックスを  $F_\lambda$  で表している。

波長に依存するダストの減光量を表す減光曲線は、Calzetti et al. (2000) [3]、Cardelli et al. (1989) [4] のモデル (Calzetti (図 2)、Cardelli (図 3)) を採用し

た。これらの減光曲線は波長と  $R_V$  のみに依存している。これらのモデルを用いて計算を行う際には、MW を再現する  $R_V$  を採用した。

ダストによる再放射のモデルは、Dale et al. (2001)[5]、Dale & Helou (2002)[6] の経験的なモデルを採用した。このモデルではダスト粒子を種類や大きさによって large grain, very small grain, 多環式芳香族炭化水素 (PAH) の 3 種類に分類し、それぞれを足し合わせるかたちで再放射の寄与を求めている。Large grain は体積が大きいため紫外線光子を吸収してもほぼ熱平衡状態となり、そのスペクトルは黒体放射と似たスペクトルである graybody spectrum を描く。Very small grain は体積が小さいため、熱平衡状態になれずに平衡温度が定まらないため、スペクトルは様々な波長にピークを持つ graybody spectrum の重ね合わせとなる。Very small grain は  $15 \mu\text{m} \sim 60 \mu\text{m}$  で特徴的な SED を示す。PAH はベンゼン環が連なった構造を持つ有機化合物のことで、数  $\text{\AA} \sim 10 \text{\AA}$  の大きさがある。放射のエネルギーを吸収し励起され、そのエネルギーを分子内の漁師状態に対応する  $3 \sim 15 \mu\text{m}$  の輝線で放射する。再放射のスペクトルを図 1 に示した。図 1 中の  $\alpha$  は放射場の寄与を表す値で、例えば  $\alpha$  が小さな領域ほど大質量星による紫外線の放射が大きいことを表す。

本研究では PEGASE で得た SED に対して、先に述べた 2 つの減光曲線を用いて、減光を考慮した SED を計算し、さらに対してもダストによる再放射の寄与を加えた。ダストによる再放射の寄与を考える際には、ダストによって減光したエネルギーを保存しながら放射するように計算を行った。

### 3 Results

計算の結果得られた SED を図 4 に示す。図 4 では、減光曲線は Cardelli [4] を用い、銀河年齢が 10 Myr, 100 Myr, 500 Myr, 1 Gyr, 5 Gyr, 10 Gyr のものをプロットした。Calzetti [3] の減光曲線を用いた計算でも、SED の時間に関する振る舞いは類似している。

## 4 Discussion

図 4 について、それぞれの振る舞いに解釈を加える。まず、銀河年齢が 10 Myr のとき、まだ年齢が若く銀河内の重元素量が少ない。つまりダストの量も同様に少なく、SED はダスト減光にあまり影響されない。このとき銀河内には寿命が短い大質量星が多く存在しており、紫外線で最も明るい銀河であると言える。銀河年齢が 100 Myr になると、銀河内でダストが徐々に形成されていく。このときの SED は 10 Myr の時よりもダストの影響を大きく受ける。そのため、赤外線側の寄与が徐々に大きくなる。銀河年齢が 500 Myr と 1 Gyr においては、ダストの減光と再放射の影響を最も強く受け、紫外線側の寄与よりも赤外線側の寄与が大きくなり、赤外線で明るい銀河であると言える。最後に 5 Gyr と 10 Gyr においては、紫外線を放射する大質量星の形成が少なくなる。また重元素が星に取り込まれ、星間空間にダストとして漂う重元素が少ないため、赤外線の寄与も小さくなる。これらの理由から、この銀河年齢においては銀河は赤外線で最も明るい銀河として観測されることがわかる。

## 5 Conclusion

本研究では、銀河のスペクトルを様々な減光のモデル ( Calzetti [3], Cardelli [4] ) とダストの再放射のモデル ( Dale et al. 2001 [5], Dale & Helou 2002 [6] ) を用いて、ダストによる減光と再放射の両方を考慮した銀河の SED モデルを作成した。本研究では以下の 3 つの結論を導いた。

1. スペクトルの形や時間に関する振る舞いは、銀河進化のシナリオによらず定性的に類似している。
2. 一般的な渦巻き銀河では、年齢が 500 Myr ~ 1 Gyr の時に、減光の割合が最大になる。
3. 現在可視光で観測できる銀河は、過去に赤外線で見える状態を経験している。

この SED モデルを、観測から得た SED とのフィッティングに使用することで、遠方銀河の星形成率や

金属量、ダスト量など重要な物理量の推定に用いることができる。

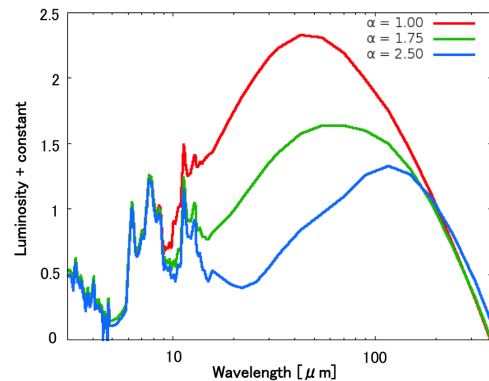


図 1: ダスト再放射のモデル ( Dale & Helou (2002) [6] ) 図中の  $\alpha$  は放射場の寄与を表す値である。

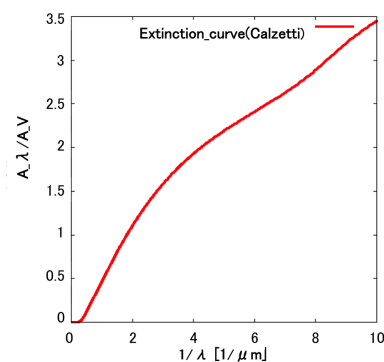


図 2: Calzetti の減光曲線 ( Calzetti et al. (2000)[3] )

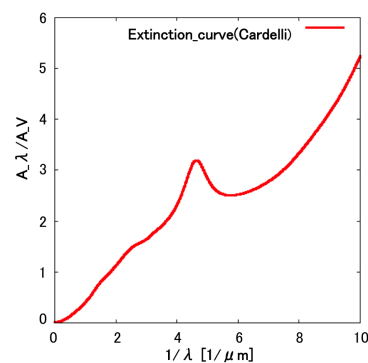


図 3: Cardelli の減光曲線 ( Cardelli et al. (1989)[4] )

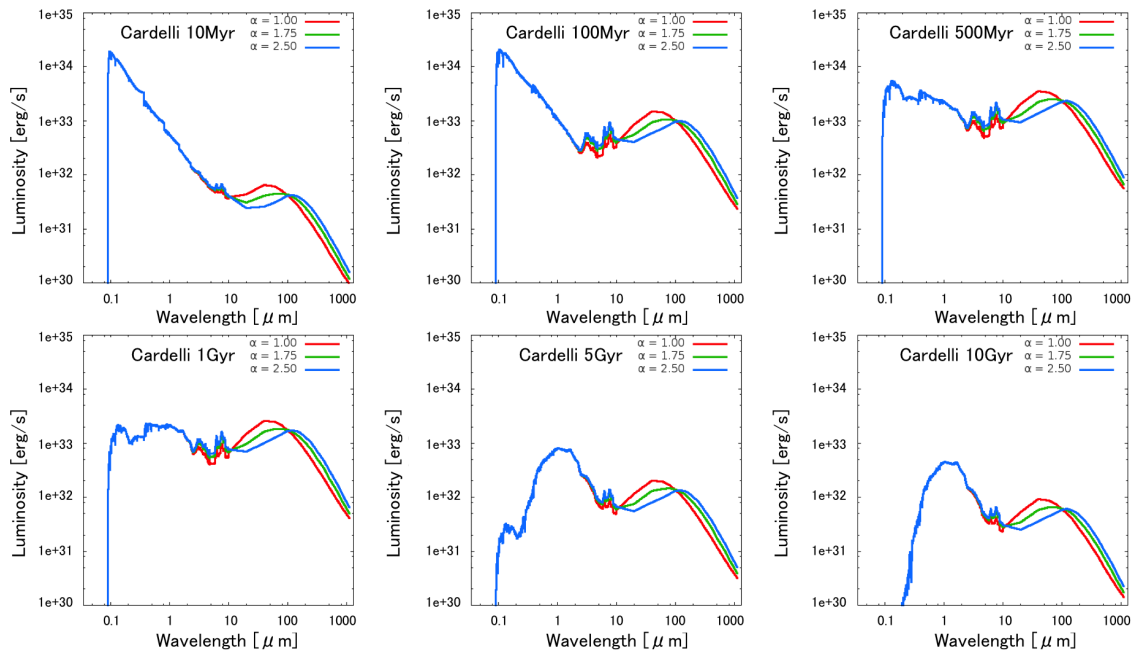


図 4: 構築したモデル計算による SED. 減光曲線は Cardelli[4] のモデルを用いた. それぞれの銀河年齢毎にプロットした.

## Reference

- [1] Anders, E., & Grevesse, N., 1989, GeCoA, 53, 197
- [2] Calzetti, D., et al., 1994, ApJ, 429, 582
- [3] Calzetti, D., et al., 2000, ApJ, 533, 682
- [4] Cardelli, J., A., et al., 1989, ApJ, 345, 245
- [5] Dale, D. A., et al., 2001, ApJ, 549, 215
- [6] Dale, D. A., & Helou, G., 2002, ApJ, 576, 159
- [7] Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B., 1997, A&A, 326, 950
- [8] Guiderdoni, B., & Rocca-Volmerange, B., 1987, A&A, 186, 1
- [9] Pei, Y. C., 1992, ApJ, 395, 130

# ALMA データアーカイブによる 近傍銀河 NGC253 の回転曲線および質量分布の導入

内間克豊 (明星大学大学院理工学研究科物理学専攻)

## Abstract

銀河の回転曲線は、渦巻銀河の運動学的特徴を表す重要な観測量の一つであるとともに、ダークマターの質量を求めるうえでも大切な観測量である。祖父江ら (2003) による先行研究では、野辺山ミリ波干渉計を使用して 12CO(J=1-0) 輝線の分子ガスの観測をおとめ座銀河団の銀河 (距離 $\sim 16$ Mpc) で行い、そこから回転曲線を描いて中心部の回転速度や質量分布を求めている。可視光や中性水素ガス (HI)21cm の輝線ではなく一酸化炭素 (CO)2.6mm 輝線で行うのは、一酸化炭素分子が銀河中心部に多量に存在し、かつ精度のよいドップラー速度の観測が可能だからである。

野辺山ミリ波干渉計の分解能は  $6''$  ( $\sim 500$ pc) 程度だったが、ALMA のデータを使用することでより精度が高く詳細な情報が得られる。とくに、NGC3079 やおとめ座銀河団において、銀河中心部に存在が確認されている大質量のダークマターコア ( $\sim 10^7 M_{\odot}$ ) に関連した詳細な情報を得ることが可能である。

本研究では、ALMA データアーカイブの中から Band3 の 12CO(J=1-0) 輝線に絞り込み、そこからちょうこくしつ座方向にある NGC253 をピックアップした。NGC253 は距離が 3.5Mpc と近いとため、より高い空間分解能で中心部の情報を得られる。このデータから回転曲線を求め、そこから中心部の質量分布を導出した。本講演ではこの結果について報告する。

## 1 Introduction

われわれの宇宙は、ビッグバンに始まり、その中に生まれたわずかな密度揺らぎの中のわずかに密度の濃い部分が重力収縮することで、銀河団が生まれ、その中にさらに銀河が生まれてきたと考えられている。そして、これらの構造形成の主役は暗黒物質 (ダークマター) と呼ばれる未知の物質であり、星や星間ガスと言った電磁波を発することで観測にかかる物質の 6 $\sim$ 7 倍もの質量があることがわかっている。

このような宇宙初期のわずかなゆらぎから銀河団サイズの構造が形成される過程については、大規模なシミュレーション計算が行われ、銀河団サイズの構造の中のダークマターの質量密度分布は、NFW 分布と呼ばれる構造の中心に向けて密度がどんどん増加して行く分布になる結果が得られている。そして観測的にも、この分布に大きく矛盾しない結果が得られつつある。

この銀河団サイズの構造が作られていく中で、その中の小さなスケールの密度の濃い部分が重力収縮

して、銀河サイズの構造が作られていくと考えられ、大規模シミュレーションによっても銀河サイズの構造ができることが確認されている。しかし、銀河サイズの構造の中のダークマターの質量密度分布については、理論的にも観測的にも必ずしも明らかになっていない。

そこで本研究では、その前段階として、高い空間分解能で中心部の情報を得られる ALMA のデータアーカイブの中から、ちょうこくしつ座方向にある NGC253 をピックアップし、回転曲線を作成することで中心部の質量分布を導出した。

## 2 NGC253

NGC253 とは、ちょうこくしつ座方向にある渦巻銀河であるが、3.329Mpc と比較的近く存在していて、スターバースト銀河として知られているため、あらゆる機関によって観測されている銀河である。スターバーストとは、大量の大質量星が短期間に生成され

る現象であり、NGC253 の他の近傍銀河では、M82 が有名である。



図 1 : NGC253 (2MASS Atlas Image Mosaic)

その他の詳細なことは図 2 に数値として紹介する。

Morphological type	SAB(s)c
RA [J2000.0]	00h47m33.1s
DEC [J2000.0]	-25d17m17s
Distance [Mpc]	3.329
Heliocentric Radial Velocity [km/s]	243
Inclination $i$ [deg]	78.5
Position Angle [deg]	51

図 2 : NGC253 の詳細なデータ

### 3 Methods

まず始めに、ALMA アーカイブデータについて説明する。ALMA のアーカイブデータを使う場所は 2 つある。1 つは直接 ALMA のサイトにアクセスし、データ処理のされていないモノをダウンロードする。もう 1 つが、「JVO Data Search」である。JVO Data

Search には 1 次リダクションされたデータが公開されているので使い勝手が良い。しかもダウンロードするのは簡単なので、皆さんも使ってほしいと思う。そのデータを使って、銀河の質量を得ることにする。そこで選んだのが一酸化炭素 (CO)2.6mm 輝線で観測された NGC 253 である。何故可視光や中性水素ガス (HI)21cm の輝線ではなく一酸化炭素 (CO)2.6mm 輝線で行うのかというと、一酸化炭素分子が銀河中心部に多量に存在し、かつ精度のよいドップラー速度の観測が可能だからである。

銀河の質量を得る為には、重力レンズ効果を使って求める方法と、位置-速度図 (PV 図) を描き、そこから回転曲線を描いてから質量を求める方法がある。本研究では後者を選んで解析を行う。そもそも回転曲線とは、銀河円盤の物質が同じ方向に、かつ、軸対象に回転していると仮定して、回転速度を銀河中心からの距離の関数として描いたものである。

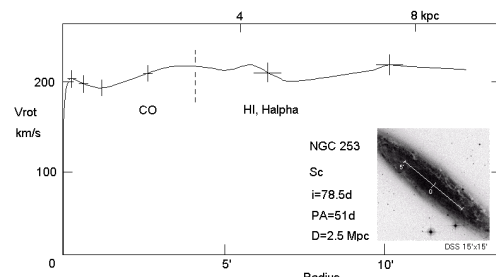


図 3 : NGC253 の回転曲線 (NRO45m : Sofue)

図 3 は、NGC253 を野辺山電波望遠鏡 45m(NRO45m) で観測し、回転曲線を描いたものである。だが、回転曲線は位置-速度図 (PV 図) を作成した後に計算を行うのが必須となっている。

位置-速度図 (PV 図) とは、天球上で広がりをもつ天体に対して、ある空間方向 1 次元の断面で観測した線スペクトルのデータ列を基に、横軸にその方向の位置をとり、縦軸に速度をとって線スペクトルの強度分布を表示した図のことで、その方向の線スペクトルの速度変化を読み取るのに適している。その解析には、電波天文学ではよく使われている「AIPS」を使用して PV 図を作成した。

PV 図を作成した後は、計算をして回転曲線を描く。まずは、PV 図の銀河中心 0 から半分に分け、外

側のピークの位置をプロットする。その後、速度差の絶対値をとって平均を出し、Excel や Mathematica などを使って回転曲線を描きながら計算していく。横軸はパーセク (pc) にしたいので、

$$\text{銀河中心距離 (pc)} = \frac{v}{H_0} \times \frac{\pi}{180 \times 3600} \times (\text{秒角})$$

から求めた。後は後退速度や position angle(P.A.)、inclinationなどを補正しながら回転曲線が描く。得られた回転曲線より、球対称の質量分布を仮定して、重力に寄与している質量（重力質量）の分布を計算する。

## 4 Results

結果は、図 4、5、6、7 に示している。

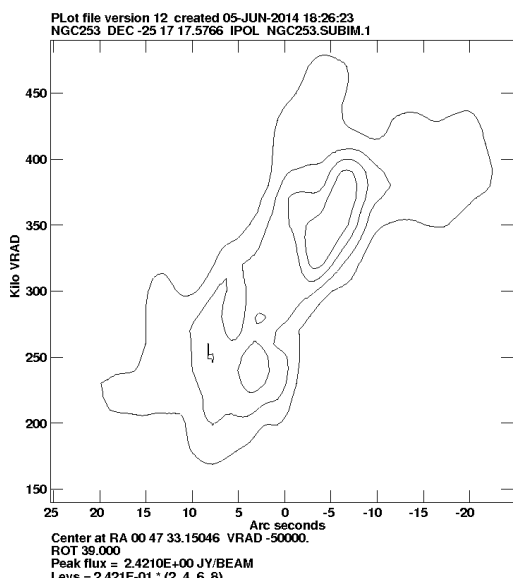


図 4：NGC253 の位置-速度図 (PV 図)

図 4 は、「AIPS」を使って得られた NGC253 の位置-速度図 (PV 図) である。ピークレベルは図下に書いていて、2、4、6、8 としている。

図 5 は、図 4 の PV 図から描いた NGC253 の回転曲線である。このグラフを見る限りだと、NGC253 の回転速度はおおよそ 100~120km/s と思われる。

図 6 は、銀河中心距離に対しての質量である。こ

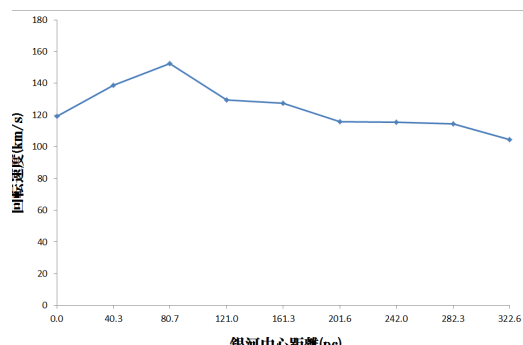


図 5：銀河中心距離と回転速度の関係

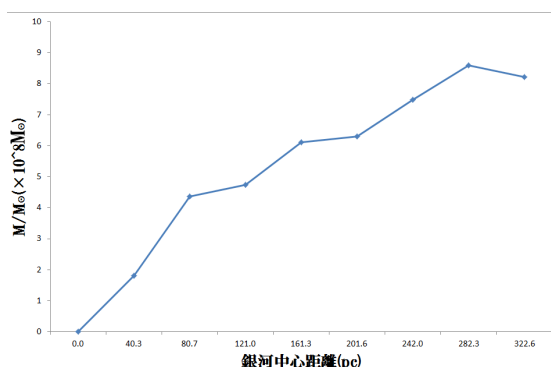


図 6：銀河中心距離と質量の関係

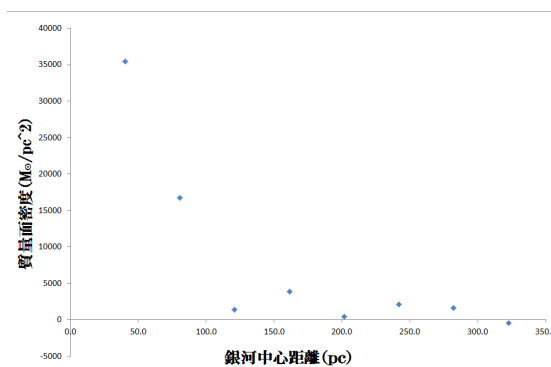


図 7：銀河中心距離と質量面密度の関係

のグラフを見ると、40.3pc の半径の中に  $1.8 \times 10^8$  (太陽質量) の質量が存在していることが判明した。

図 7 は、銀河中心の距離に対しての面密度である。これはある距離からある距離までの間にある質量がどの位存在しているのかを示したグラフである。このグラフを見ると面密度はゼロになりかけるがゼロ

にはならない値をとることがわかる。

## 5 Discussion

ALMA のデータを使うことで、今まで見えなかった NGC253 の銀河中心の詳細が明らかになった。本研究により、40.3pc の半径の中に  $1.8 \times 10^8$  (太陽質量) の質量が存在していることが判明し、さらには、質量密度の濃さが狭い範囲であることも突き止めた。

今後の研究によって更なる改良と、それに伴うサンプルデータの収集を考えている。

## 6 参考文献

- 1) 岡村定矩. シリーズ現代の天文学別巻「天文学辞典」. 日本評論社, 2012
- 2) 谷口義明、岡村定矩、祖父江義明. シリーズ現代の天文学 4 巻「銀河」. 日本評論社, 2007
- 3) 祖父江義明、有本信雄、家正則. シリーズ現代の天文学 5 巻「銀河」. 日本評論社, 2007

## Reference

- 1) The Mass Distribution and Rotation Curve in the Galaxy. Yoshiaki SOFUE
- 2) Sofue, Rubin (2000) 2001ARA & A..39,,137S



## Herschel Protocluster Survey at $z = 2 - 3$

加藤 裕太 (東京大学大学院理学系研究科 天文学専攻 M2)

### Abstract

銀河の衝突合体は爆発的星形成の引き金となるとともに、楕円銀河の形成に大きな役割を果たしてきたと考えられている。我々は楕円銀河の形成環境として初期宇宙の原始銀河団に注目し、ハーシェル宇宙望遠鏡を用いた観測を行った。その結果、赤方偏移  $z \sim 2 - 3$  の原始銀河団では明るい爆発的星形成銀河が顕著な密度超過を示すことを明らかにした。これは、将来銀河団になる領域において、ガスを大量に含んだ銀河の衝突合体により楕円銀河の祖先が一気に形成されている現場を捉えていると考えられる。

## 1 Introduction

近傍宇宙で見つかる様々な形態を示す銀河は過去、どのような過程を経て形成されてきたのだろうか。銀河の形成を理解する上での重要な観点に、銀河のより大きなスケールでの環境に注目するという方法がある。例えば近傍宇宙で見つかる楕円銀河は、銀河団などの銀河高密度領域に多くそのほとんどが既に星形成活動を終えている一方、円盤銀河や不規則銀河は銀河低密度領域に多くまだ星形成が盛んであることが知られている (形態-密度関係、星形成-密度関係、Dressler 1980)。赤方偏移  $z = 2$  以上の時代に多く見つかる爆発的星形成銀河は楕円銀河の祖先であり、その一生の中で最も激しい星形成期を迎えていると考えられている (図 1)。その起源は銀河の衝突合体であるとされており、従って赤方偏移 2 以上の銀河高密度領域である原始銀河団は爆発的星形成銀河とその後出現するであろう楕円銀河と銀河団の形成環境として有力視されている。実際に数値シミュレーションを用いた研究から原始銀河団では銀河の衝突合体が近傍宇宙の平均に比べて 100 倍以上多く起こることが示されている (Gottlöber et al. 2001)。一方で観測からは、原始銀河団が本当に銀河の衝突合体を要因とした楕円銀河の形成環境としてふさわしいかどうか明らかにされておらず、さらには爆発的星形成銀河が原始銀河団にどれくらい出現するものなのかもわかっていない。

これまでの初期宇宙および原始銀河団の観測は、静止系紫外・可視光で見つかる、爆発的星形成銀河よりも 10-100 倍星形成率の低い銀河に基づくものが

ほとんどであった。一方、爆発的星形成が起きると、 $\sim$  数  $\mu\text{m}$  のダストと呼ばれる固体微粒子が銀河全体に渡って大量にまき散らされるため、銀河中の星からの紫外・可視光は遮られてしまう。従ってこれまでの紫外・可視光に基づく原始銀河団の研究では、爆発的星形成銀河を捉え、原始銀河団との関係を議論することは難しかった (Bouché et al. 2005)。爆発的星形成銀河で生まれた大質量星の紫外光は一旦ダストに吸収された後、赤外線で再放射されるため、遠赤外線からサブミリ波での観測を行えば、宇宙初期の爆発的星形成銀河の”ダストに隠された星形成”を捉えることができる。

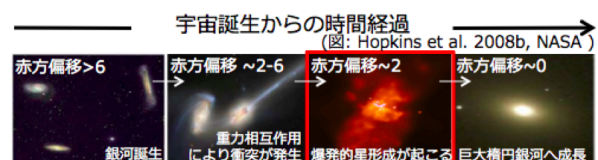


図 1: 衝突を要因とした爆発的星形成銀河の銀河進化

## 2 Observations

まずは原始銀河団において爆発的星形成銀河がどれくらい出現するのかを調べるため、SSA22, HS1700, 2QZ Cluster という 3 つの原始銀河団をハーシェル宇宙望遠鏡 (HSO; Pilbratt et al. 2010) を用いて観測した。ハーシェル宇宙望遠鏡には遠赤外線 3 バンド (250, 350, 500  $\mu\text{m}$ ) の同時測光観測が可能なカメラ (SPIRE; Griffin et al. 2010) が搭載されており、

一度の観測で赤方偏移  $z \sim 2 - 3$  の爆発的星形成銀河のダストの再放射のピークを捉えることができる。観測は Second Open Time *Herschel* programs (PI: Y. Matsuda; OT2\_ymatsuda.1) として 2011 年 5 月に行なわれた。合計積分時間と観測範囲はそれぞれ SSA22, HS1700+64, 2QZ Cluster に対して 3.7, 1.5, 1.8 時間、 $30' \times 30'$ ,  $15' \times 15'$ ,  $20' \times 20'$  である。この条件下ではノイズレベルはコンフュージョンリミットまで到達し、(250, 350, 500  $\mu\text{m}$ ) でおおよそ ( $\sigma_{\text{conf}}=7, 8, 10 \text{ mJy}$ ) である。以下に観測した原始銀河団について述べる。

SSA22;  $z = 3.09$  にあり、LBGs や LAEs の平均的な数密度から  $\sim 4 - 6$  倍の密度超過を示す原始銀河団であり、Steidel et al. 1998, 2000 によって報告されたものである。Ly $\alpha$  輝線の狭帯域サーベイによって 283 個の LAEs の大規模構造が少なくとも  $\sim 60 \text{ Mpc}$  は広がっていることが報告されている (Hayashino et al. 2004, Matsuda et al. 2005)。チャンドラによる X 線の観測からは平均的な数密度と比べて AGN の割合が 3 倍高いことが報告されている (Lehmer et al. 2009a,b)。すばる望遠鏡による MOIRCS 近赤外観測からは、quiescent な銀河と dusty starburst 銀河の両方が見つかっている Kubo et al. (2013)。サブミリ波の観測からは ASTE/AzTEC により見つかった SMGs のうち 10 個が、 $z = 3.09$  に付随している可能性の高いことが報告された (Umehata et al. 2014)。そのうち 7 個の SMGs については中心の  $12 \times 12 \text{ Mpc}$  の領域に位置しており、SMGs が LAEs の高密度環境下においてよく形成される可能性を示唆している。

HS1700+64 (hereafter: HS1700);  $z = 2.30$  にあり、静止系紫外光の色を用いて選択した星形成銀河 (BX/MD 銀河) の平均的な数密度から 7 倍の密度超過を示す原始銀河団であり、Steidel et al. 2005 によって報告されたものである。 $\sim 25 \text{ co-moving Mpc}$  の大規模構造を示す。チャンドラによる X 線の観測からは平均的な数密度と比べて AGN の割合が tentative に高いことを報告している (Digby-North et al. 2010)。また原始銀河団の赤方偏移  $z = 2.300 \pm 0.015$  に付随する銀河について星質量、星の年齢が  $z = 2.300 \pm 0.015$  ではない銀河と比べて約 2 倍高いことが示されている

(Steidel et al. 2005)。銀河進化の指標となる金属量についても、原始銀河団の赤方偏移  $z = 2.300 \pm 0.015$  に付随する銀河について、スタックした星質量の低い銀河について enhancement が報告されている (Kulas et al. 2013)。

2QZ Cluster 1004+00 (hereafter: 2QZ Cluster);  $z = 2.23$  にあり、5 つの QSOs と HAEs の密度超過で特徴づけられる原始銀河団である (Matsuda et al. 2011)。特に、4 つの QSOs は  $30 \times 30 \text{ co-moving Mpc}$  に強く集中しており、その周囲には 22 個の HAEs が分布している。チャンドラによる X 線の観測からは、平均的な数密度と比べて AGN の割合が  $\sim 3.5$  倍高いことが報告されている (Lehmer et al. 2013)。

### 3 Analysis

爆発的星形成銀河の遠赤外-サブミリ波までの SEDs は、修正黒体輻射で良く近似できることが知られている。図 2 に  $T_d=40\text{K}$ ,  $L_{\text{FIR}}=10^{12} L_{\text{sun}}$  の修正黒体輻射を持つ天体を様々な  $z$  に置いたときの Flux Density を示した。

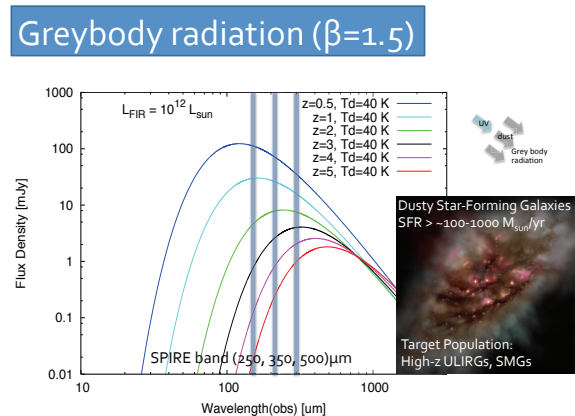


図 2:  $T_d=40\text{K}$ ,  $L_{\text{FIR}}=10^{12} L_{\text{sun}}$  の修正黒体輻射を持つ天体を様々な  $z$  に置いたときの Flux Density

観測データから原始銀河団の赤方偏移に付随する可能性のある爆発的星形成銀河の候補を選び出すために、我々は SPIRE の 3 色を使った天体選択を行なった。具体的な方法を以下に示す。まず SPIRE の

いずれかのバンドで 12 mJy 以上の天体をカタログする。次にカタログした天体に対してそれぞれの ( $S_{250}/S_{350}, S_{350}/S_{500}$ ) の色を調べ、原始銀河団の赤方偏移を仮定した上で、 $T_d=30-40\text{K}$  の範囲でその天体のもつ色に最も近いダストの温度を与える。この時 3 バンドの測光エラー  $\pm 30\%$  を許容して天体を選び出す。全赤外線光度  $L_{\text{FIR}}$  は、こうして決めた修正黒体輻射の SED と (250, 350, 500  $\mu\text{m}$ ) の 3 点をフィットさせることで求める。図 3 は ( $S_{250}/S_{350}, S_{350}/S_{500}$ ) 図であり、赤い点 ( $L_{\text{FIR}} > 5 \times 10^{12} L_{\text{sun}}$ ) と大きな灰色の点 ( $L_{\text{FIR}} < 5 \times 10^{12} L_{\text{sun}}$ ) で選択した天体を示した。

## 4 Results & Discussion

選択した原始銀河団に付随する可能性のある爆発的星形成銀河の候補について、個数、空間分布、赤外線光度を、一般的な探査領域である COSMOS フィールドと比較した。COSMOS フィールドでは  $60' \times 60'$  の範囲について、Section 3 で述べた方法と同一の手法 (それぞれの原始銀河団の赤方偏移と、天体の色に最も近いダストの温度を仮定) をとることで爆発的星形成銀河を選び出した。その結果、SSA22、HS1700、2QZ Cluster において静止系紫外・可視光で見ついている原始銀河団銀河の密度ピークの近傍で、明るい ( $L_{\text{FIR}} > 5 \times 10^{12} L_{\text{sun}}$ ) 爆発的星形成銀河の高密度領域を発見した。それぞれの高密度領域は図 4 の橙色で示した円 (半径  $\sim 4$  co-Mpc) で示した。これらの爆発的星形成銀河の高密度領域はいずれも高い有意性を示した (図 4)。

これらの結果は、これまで静止系紫外・可視光で見つかってきた原始銀河団およびその周辺で、ダストに隠された星形成 (あるいは AGN) 活動が一般天域と比べて活発な領域が見つかる、という示唆を与えている。たとえば原始銀河団においてガスを大量に含んだ銀河同士の衝突合体が多く行なわれた結果、ダストを多量に含んだ、赤外光度の明るい銀河が多く見つかったということが考えられる。過去に、赤外光度が高い銀河ほど銀河の衝突合体の痕跡があるという形態的な研究 (Kartaltepe et al. 2012) や、赤外光度  $5 \times 10^{12} L_{\text{sun}}$  以上の SMGs が衝突合体の痕跡を

示したという研究 (Engel et al. 2010) もある。しかし、爆発的星形成銀河の多くは赤方偏移の決定が難しく、我々の今回捉えた爆発的星形成銀河も SPIRE バンド (250/350/500  $\mu\text{m}$ ) の色が  $z \sim 2-3$  と合うように選択されたものであり、そのすべてが原始銀河団に付随しているかを精確に確かめるまで分らない。今後はこれらの爆発的星形成銀河の対応天体を多波長測光データに基づき探し出しながら測光赤方偏移を測りつつ、分光観測を提案していくことで赤方偏移を決定していく。

## Reference

- Bouché N., Lowenthal J. D., 2005, ApJ, 623, L75  
 Digby-North J. A., et al., 2010, MNRAS, 407, 846  
 Dressler A., 1980, ApJ, 236, 351  
 Engel H., et al., 2010, ApJ, 724, 233  
 Gottlöber S., Klypin A., Kravtsov A. V., 2001, ApJ, 546, 223  
 Griffin M. J., et al., 2010, A&A, 518, L3  
 Hayashino T., et al., 2004, AJ, 128, 2073  
 Kartaltepe J. S., et al., 2012, ApJ, 757, 23  
 Kubo M., et al., 2013, ApJ, 778, 170  
 Kulas K. R., et al., 2013, ApJ, 774, 130  
 Lehmer B. D., et al., 2009, ApJ, 691, 687  
 Lehmer B. D., et al., 2009, MNRAS, 400, 299  
 Lehmer B. D., et al., 2013, ApJ, 765, 87  
 Matsuda Y., et al., 2005, ApJ, 634, L125  
 Matsuda Y., et al., 2011, MNRAS, 416, 2041  
 Pilbratt G. L., et al., 2010, A&A, 518, L1  
 Steidel C. C., Adelberger K. L., Dickinson M., Giavalisco M., Pettini M., Kellogg M., 1998, ApJ, 492, 428  
 Steidel C. C., Adelberger K. L., Shapley A. E., Pettini M., Dickinson M., Giavalisco M., 2000, ApJ, 532, 170  
 Steidel C. C., Adelberger K. L., Shapley A. E., Erb D. K., Reddy N. A., Pettini M., 2005, ApJ, 626, 44  
 Umehata H., et al., 2014, arXiv, arXiv:1403.2725

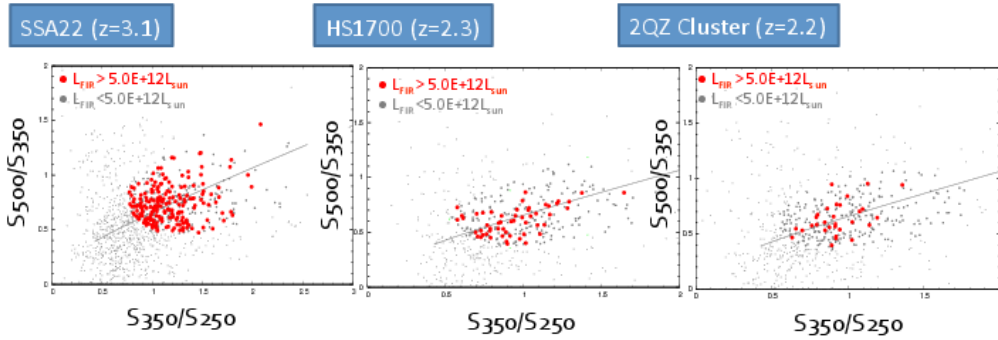


図 3:  $S_{250}/S_{350}$ ,  $S_{350}/S_{500}$  2 色図。赤い点 ( $L_{\text{FIR}} > 5 \times 10^{12} L_{\text{sun}}$ ) と大きな灰色の点 ( $L_{\text{FIR}} < 5 \times 10^{12} L_{\text{sun}}$ ) で選択した天体を示しており、灰色の線は修正黒体輻射を仮定した場合の経路。

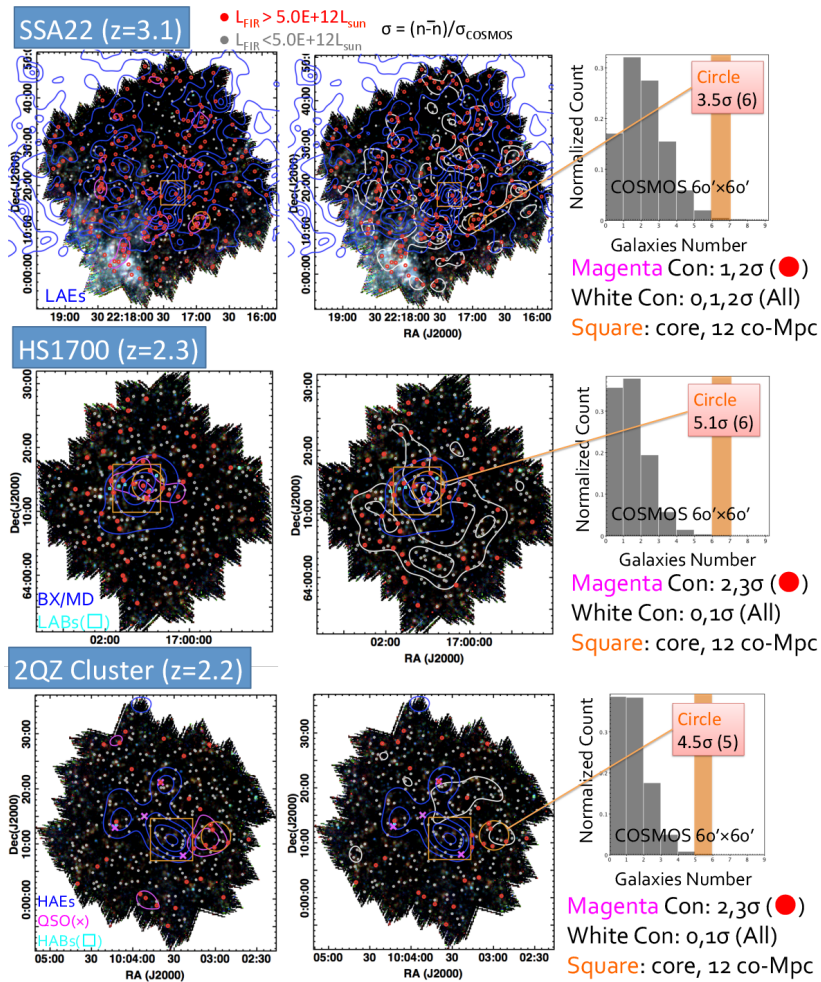


図 4: 背景: 青=250 $\mu\text{m}$ , 緑=350 $\mu\text{m}$ , 赤=500 $\mu\text{m}$  3 色合成図。赤い円は明るい爆発的星形成銀河の候補 ( $L_{\text{FIR}} > 5 \times 10^{12} L_{\text{sun}}$ )、灰色の円は暗い ( $L_{\text{FIR}} < 5 \times 10^{12} L_{\text{sun}}$ ) 爆発的星形成銀河の候補。橙色の円は明るい爆発的星形成銀河の候補天体の高密度領域を示しており、右列のヒストグラムは COSMOS(60'×60') の個数分布と比較したものである。左列の桃色コンタは明るい候補天体について、中央の白色コンタは全候補天体について示している。ここで  $1\sigma$  は COSMOS から求めている。青色コンタはそれぞれの原始銀河団銀河の密度コンタを示しており、橙色の正方形でその中心領域 12 × 12 Mpc を示している。

# 銀河中心の YOUNG STELLAR DISK の二体緩和による進化

伊藤 勇太 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

我々の銀河中心には約 200 もの若い星が存在し、それらは巨大質量ブラックホール (SMBH) 周りを回転し、ディスク様構造を形成していることがわかっている。ディスク上の星の密度プロファイルは、 $\Sigma \propto R^\beta$  ( $\beta = -2$ ) のべき法則に従うと考えられていたが、最近になって Broken power-law の方がディスクの密度プロファイルを上手く説明できることがわかってきた。本講演では、この Broken power-law の密度プロファイルが二体緩和によるディスクの進化の帰結として説明出来ることを示した最新の論文のレビューを行う。SMBH 周りのディスクはコヒーレントに回転しており、星同士の相対速度が小さくなる。それ故、二体緩和のタイムスケールは短くなり、その効果はディスクの進化に十分に効いてくる。ディスクの密度プロファイルの進化を N 体計算により調べた結果、内側、つまりディスクの最も高密度な場所では、プロファイルは平ら ( $\beta \approx -1$ ) となり、一方、外側では初期の状態を維持した。また、観測的に予測されるディスクの密度プロファイルと数値モデルを比較することにより、観測データは初期の密度プロファイルが  $-2 \lesssim \beta \lesssim -1.5$  のべきで記述出来る場合の二体緩和によるディスクの進化の結果として説明できることを示した。更に、二体緩和により若い星の SMBH 方向への移動が引き起こされることから、二体緩和が SMBH 近傍 ( $\lesssim 0.04pc$ ) の星、つまり S-star の形成について重要な役割を担っている可能性を提示した。

## 1 Introduction

我々の銀河中心には、SMBH 周りをケプラー様軌道を描いて運動する多数の若い星が存在することがわかっている。これらの若い星の内、SMBH の極近傍 ( $\lesssim 0.04pc$ ) の星、所謂 S-star は、主に 20Myr 程度の B 型主系列星と識別されており、ランダムな方向に運動している。一方で、0.04pc よりも外側のもものは、6Myr 程度の OB もしくは WR 星と識別されており、これらの大質量星の集団は、コヒーレントなディスク構造を形成していることがわかっている。このような SMBH 周りの YOUNG STELLAR DISK の存在は、多くの天文学者を刺激し、今日まで、その起源・進化について活発に議論されてきた。

今までのディスクの進化の研究は、離心率、傾斜角の進化に集中し、もう一つの重要な軌道要素である長半径の進化については、以下の 2 つの理由によりあまり関心が払われてこなかった。(1) 軌道エネルギーの変化に対応する二体緩和のタイムスケールは、ディスクの若い星の年齢よりも遥かに大きい。(2) 観測から、ディスクの密度プロファイルは  $\Sigma \propto R^\beta$  ( $\beta = -2$ ) のべき法則に従うという結果が得られており、これ

は理論的予測と矛盾しない。その為、研究対象として何も興味深いところがなかったのである。

しかしながら、最近になって、Broken power-law の密度プロファイルの方が、観測データとよりよく合致することが報告されはじめた。Buchholz et al.(2009) は、銀河中心から 0.4pc の地点を基点として、 $\beta = -1.08, -3.46$  と値が異なる事を発見した。Do et al.(2013) は、密度プロファイルが、0.16pc より向こうで密度が急勾配で落ちていく様なプラトーな構造になることを発見した。Broken power-law の方が SMBH 周りのディスクの密度プロファイルを上手く説明出来る力学的な理由は何か。本講演では、二体緩和という観点からこの問題に取り組む。

## 2 Theoretical Considerations

星々の質量  $M_*$ 、数密度  $n$ 、速度分散  $\sigma$  の自己重力系について、二体緩和時間の表式は以下の様に与えられる。

$$t_R \approx 0.34 \frac{\sigma^3}{G^2 M_*^2 n \ln \Lambda}. \quad (1)$$

ここで、 $G$  は重力定数、 $\ln \Lambda$  はクーロン・ログリズムを表す。式 (1) は、銀河中心について、

$$t_R(R) \approx \frac{0.2}{\ln \Lambda} \left( \frac{N(R)}{10^5} \right)^{-1} \left( \frac{M_\bullet}{4 \times 10^6 M_\odot} \right)^{-1/2} \times \left( \frac{M_\bullet/M_*}{10^6} \right)^2 \left( \frac{R}{0.04 pc} \right)^{3/2} Gyr, \quad (2)$$

程度の値となる。ここで、 $N(R) \approx nR^3$  は、半径  $R$  以内の星の数を表し、 $\sigma$  には、SMBH 周りのケプラー速度  $\sigma \approx v_K \equiv \sqrt{GM_\bullet/R}$  を代入した。この様に銀河中心全体の二体緩和のタイムスケールは、ディスクを構成する若い星の年齢 ( $\approx 6 Myr$ ) と比べて、 $10^3$  のオーダーも大きいことがわかる。しかしながら、銀河中心のディスクについて考えると状況は変わってくる。ディスクはコヒーレントに回転しており、星同士の相対速度が小さくなるからである。従って、ディスクに関して、二体緩和はより効果的に働くことになり、タイムスケールは短くなる。

ディスクの緩和の理論は、原始惑星系円盤の観点からよく確立されている。離心率の平均値の変化率は、銀河中心について以下のように書ける。

$$\frac{d\langle e^2 \rangle}{dt} = \frac{\langle e^2 \rangle}{T_{char}} \quad (3)$$

$$\text{with } T_{char} = \frac{0.06}{\alpha} \frac{\langle e^2 \rangle^2}{\Omega \Sigma R^2} \left( \frac{M_\bullet}{M_*} \right)^2.$$

ここで、 $\Sigma$  はディスクの表面数密度、 $\Omega \equiv \sqrt{GM_\bullet/R^3}$  はケプラー角速度、 $T_{char}$  は離心率が進化する典型的な時間を表す。 $\alpha$  は、 $N$  体計算によって決定される数値で、 $\alpha = 2$  が最適であると報告されている (Stewart & Ida, 2000)。ここでは、 $\alpha = 2$  を適用する。

離心率の平均値が 0 から  $\langle e^2 \rangle$  まで変化する時間は、式 (3) を積分することにより得られる。

$$t(\langle e^2 \rangle) = \int_0^{\langle e^2 \rangle} \frac{dt}{d\langle e^2 \rangle} d\langle e^2 \rangle = 0.015 \frac{\langle e^2 \rangle^2}{\Omega \Sigma R^2} \left( \frac{M_\bullet}{M_*} \right)^2. \quad (4)$$

$M_d$  をディスクの合計質量とし、 $R_{in}$  から  $R_{out}$  までの範囲で密度プロファイルが  $\Sigma \propto R^{-2}$  に従うとする

と、式 (4) は

$$t(\langle e^2 \rangle) \approx 1.2 \ln \left( \frac{R_{out}}{R_{in}} \right) \left( \frac{R}{0.04 pc} \right)^{3/2} \left( \frac{M_\bullet/M_*}{10^6} \right) \times \left( \frac{M_\bullet/M_d}{1000} \right) \left( \frac{M_\bullet}{4 \times 10^6 M_\odot} \right)^{-1/2} \left( \frac{\langle e^2 \rangle}{0.01} \right)^2 Myr, \quad (5)$$

を与える。少なくともディスクの内側では、軌道要素の緩和時間は若い星の年齢と同程度になることがわかる。

離心率進化の式は、速度の  $\langle v^2 \rangle$  の拡散係数を評価し、それを  $\langle e^2 \rangle$  に変換することにより、導かれた (Stewart & Ida, 2000)。軌道エネルギーも速度の二乗の形で表されることから、ディスクにおける二体緩和のタイムスケールも同程度になるはずである。つまり、銀河中心のディスクの密度プロファイルは、若い星の年齢と比較して、十分に進化しえると予測される。

また、タイムスケールの強い半径依存性から、密度プロファイルはディスクの内側では平衡状態となり、外側では初期状態を維持すると考えられる。尚、ここでいう平衡状態とは、二体緩和が十分に効いた後の状態を指す。この初期状態と二体緩和が起こった後の平衡状態の違いにより、ディスクの密度プロファイルは Broken-power law を示すことになる。

### 3 Numerical Model

ディスクの密度プロファイルの進化を調べる為に、 $N$  体計算コード NBODY6 (Aarseth 2003) に、 $4 \times 10^6 M_\odot$  の中心 SMBH により作られるケプラーポテンシャルの情報に加えたコードを用いた。YOUNG STELLAR DISK は、範囲  $\langle 1M_\odot, 150M_\odot \rangle$  での質量関数  $N_{M_*} \propto M_*^{-1.5}$  により記述される 1200 の粒子によって表現した。ディスクの合計質量は、 $M_d = 14700 M_\odot$  とした。星々は、初期は円軌道で一様に配置し、オープニングアングルは  $2^\circ$  とした。 $\beta \in \langle -3, -1 \rangle$  の異なる値での初期の表面密度プロファイル  $\Sigma(R) \propto R^\beta$  について、ディスクの進化を調べた。半径の範囲は  $\langle 0.04 pc, 0.4 pc \rangle$  に設定した。

## 4 Results

ディスクの進化は、 $t > 10 \text{ Myr}$  まで計算した。

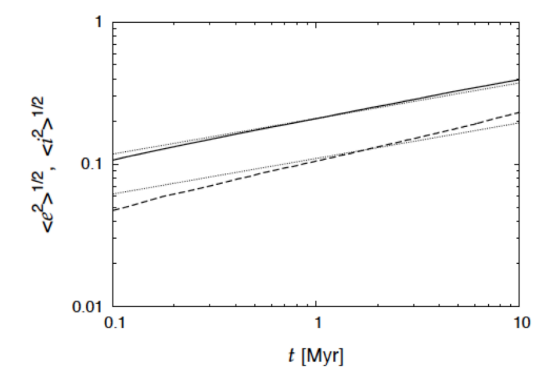


図 1: 初期状態  $\beta = -2$  における離心率 (実線) 及び、傾斜角 (破線) の二乗平均根の進化。点線は理論値  $\langle e^2 \rangle^{1/2} \propto t^{1/4}$  を表す。

図 1 は、初期の密度プロファイルが  $\beta = -2$  に従う時の離心率及び、傾斜角の二乗平均根の進化を示している。離心率、軌道傾斜角のいずれも時間と共に成長し、結果的に、ディスクでの速度分散はより等方になり、ディスクはより厚くなる。結果を見ると、傾斜角がなぜか離心率よりも速く進化しており、理論的に予測される関係  $\langle i^2 \rangle^{1/2} \approx 0.5 \langle e^2 \rangle^{1/2}$  は近似的にしか成り立たない。この明らかな不一致は、理論的予測がディスクの表面密度の進化を考慮に入れていない為である。Stewart&Ida (2000) は、一定の表面密度に再規格化した後で、離心率と軌道傾斜角の進化が理論的予測とよりよく一致することを報告している。

図 2 には、初期状態  $\beta = -2$  の時の  $t = 6 \text{ Myr}$  における長半径の分布関数をプロットしてある。分布関数は明らかに power-law ではフィットすることが出来ない。 $a \in \langle 0.1 \text{ pc}, 0.4 \text{ pc} \rangle$  において、初期状態に近い形をしており、一方、 $\langle 0.04 \text{ pc}, 0.1 \text{ pc} \rangle$  については、分布関数は殆ど一定になる。

図 1 より、 $t = 6 \text{ Myr}$  の時、 $\sqrt{\langle e^2 \rangle} \approx 0.3$  である。この値と数値モデルのパラメーターについて、式 (5) を計算すると、ディスクの最も内側において、 $t(\langle e^2 \rangle) \approx 20 \text{ Myr}$  となる。但し、 $M_*$  を  $\langle M_* \rangle \approx 12 M_\odot$  に置き換えた。しかし、数値計算の結果を見ると、 $t = 6 \text{ Myr}$  の時点で、 $R \approx 0.1 \text{ pc}$  までディスクは進化している

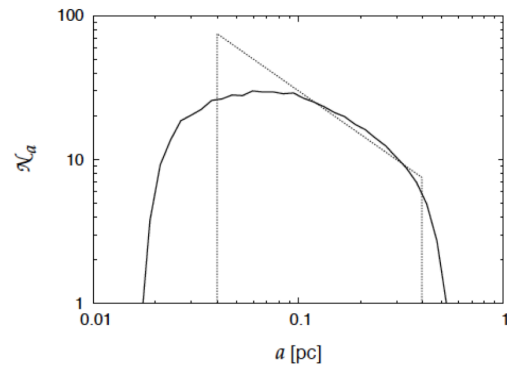


図 2:  $t = 6 \text{ Myr}$  の時のディスクの長半径分布 (初期状態  $N_a \propto a^{-1}$  つまり、 $\Sigma \propto R^{-2}$ )。点線は初期値を示す。

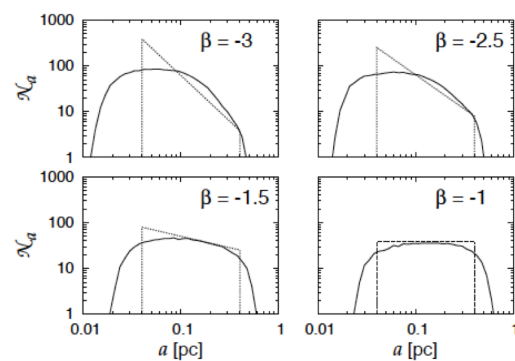


図 3:  $t = 6 \text{ Myr}$  における異なる  $\beta$  でのディスクの長半径分布。点線は初期値を示す。

ことがわかる。これは、広い質量スペクトルによって、二体緩和の加速が引き起こされた結果である。

図 3 から、全ての  $\beta$  について、ディスクの内側では長半径の分布関数が平らになることがわかる。これは、二体緩和が起こった後の平衡状態を示している。緩和時間の半径依存性から、長半径の平らな分布は内側から外側へと徐々に進行していく。ディスクの外側では、緩和時間はより長いので、分布は殆ど影響を受けない。

更に、図 3 から次の 2 つの特徴を見いだす事が出来る。(1) 初期の密度プロファイルがより急になる。これは内側から外側への星の migration が起こった結果である。(2) より険しい初期の密度プロファイルでは、より活発な内側への migration が起こる。

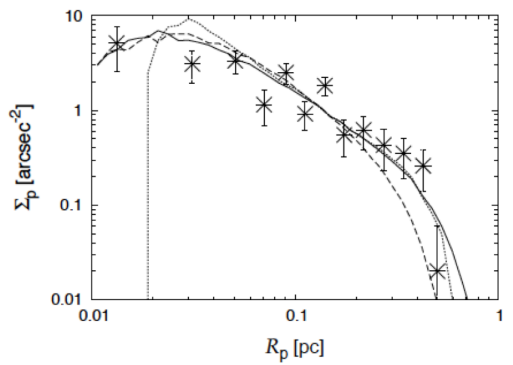


図 4: 射影されたディスクの密度プロファイル。実線:  $a \in (0.03pc, 0.6pc)$  において、初期値  $\beta = -1.5$  の時。破線:  $a \in (0.04pc, 0.4pc)$  において、初期値  $\beta = -2$  の時。点線: 初期値 ( $\beta = -1.5$ )。これらに加えて、Do et al(2013) によって与えられた観測データをプロットした。

図 4 に、数値モデルにおけるディスクの射影表面密度をプロットした。この為に、視線とディスクの対象軸との角を  $127^\circ$  に選んだ。これは、空の面に対する YOUNG STELLAR DISK の傾斜に相当している。数値モデルから決定された結果と共に、Do et al(2013) の観測によって与えられたディスクの射影表面密度を示した。観測データは、初期状態  $\Sigma \propto R^{-2}$  の場合、あまりよく合わないが、 $\Sigma \propto R^{-1.5}$  の時、よりよい一致を示した。また、この二つのモデルを比較すると、 $\approx 0.1pc$  以下では、密度プロファイルへのパラメーターによる影響が小さい事がわかる。

## 5 Conclusions

本研究により、二体緩和が SMBH 周りのディスクの密度プロファイルの進化について、重要な役割を持つことがわかった。これは、ディスクの星同士の相対速度が小さい為、ディスクの二体緩和のタイムスケールが若い星と同程度に短縮される為である。

また、ディスクの二体緩和による進化を考慮した事により、最新の観測データを説明することに成功した。ディスク進化のタイムスケールは、中心からの距離に応じて長くなる故、二体緩和は内側から進行し、内側は平ら、外側は初期状態を維持するよう

な密度プロファイルとなる。その為、初期状態を決定する際には、ディスクの外側 ( $\gtrsim 0.1pc$ ) を用いるのがよい。

更に、二体緩和により、若い星のディスクの内側への活発な migration が引き起こされることを示した。 $\beta = -2, -3$  において、 $t=6Myr$  での長半径の最小値は、それぞれ  $\langle a_{min} \rangle \approx 0.019, 0.01pc$  であった。それ故、二体緩和は SMBH 周りを  $0.005pc \lesssim a \lesssim 0.04pc$  の範囲で回転する S-star の形成について、重要な役割を担っている可能性がある。

銀河中心の観測は不確定性が大きく、YOUNG STELLAR DISK の力学的進化を深く理解する為には中型 JASMINE などの次世代位置天文衛星の観測が期待される。

## Reference

LADISLAV.S and JAROSLAV.S.2014.ApJ.786.121



## 高精度宇宙流体シミュレーションに向けて

結城 文香 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

### Abstract

本研究では銀河風のメカニズムを解明することを目的として、数値流束を Riemann 初期値問題の解析解を使って構成する Godunov スキーム (Godunov 1959) を作成し、空間 2 次精度に高精度化した。本発表では Godunov スキームの概念とテスト計算の結果を発表する。

## 1 イントロダクション

宇宙では銀河から星間ガスが高速で流出する銀河風という現象が観測されている。銀河風は銀河の進化・形成に大きな影響を及ぼす現象なので、様々な観点から研究が行われている。これまで銀河風は近傍の銀河などで観測されてきたが、近年高赤方偏移の銀河でも銀河風の痕跡が確認されている。星間物質を構成する分子の平均自由行程は対象とする現象の典型的尺度より十分小さな場合が多く、さらに超音速流である場合も多いので、圧縮性流体近似がよい近似である場合が多い。そのため銀河風の研究では流体シミュレーションを用いた研究が盛んに行われている。また、宇宙では衝撃波を伴う現象が起るため、衝撃波を高精度で計算することができるスキームは重要である。本研究では 1 次元の Godunov スキームを作成し、MUSCL 法で空間 2 次精度にした。本発表では作成したスキームのテスト計算について報告する。

## 2 流体の基礎方程式

1 次元の Euler 方程式は行列  $q, E$  を使って以下の式 (1) のようにまとめて書くことができる。

$$\frac{dq}{dt} + \frac{dE}{dx} = 0, \quad (1)$$

$$q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho v \\ p + \rho v^2 \\ (e + p)v \end{bmatrix},$$

ここで、 $\rho$ :密度,  $v$ :速度,  $p$ :圧力,  $e$ :単位体積当たりの全エネルギーである。また  $q$  を状態量ベクトル、 $E$  を流束ベクトルと名付ける。この方程式を差分形に書き換える。

## 3 シミュレーションスキーム

### 3.1 有限体積法

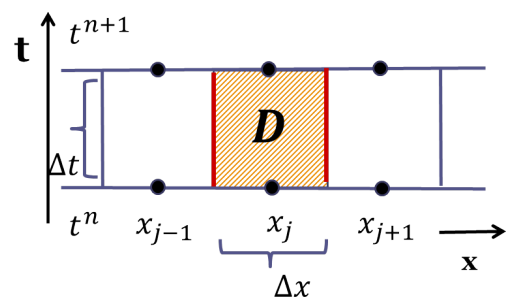


図 1: 有限体積法

(1) 式を図 1 の領域  $D$  で面積分し、時刻  $t^n$  から  $t^{n+1}$  の間の状態量の変化がその間にメッシュ境界から出入りする流束の差に等しいことを使って変形すると、有限体積法に基づいた差分スキームとして以下の式が得られる。

$$q_j^{n+1} = q_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ \bar{E}_{j+\frac{1}{2}}^n - \bar{E}_{j-\frac{1}{2}}^n \right\}, \quad (2)$$

ここで  $\bar{E}_{j+\frac{1}{2}}^n$ ,  $\bar{E}_{j-\frac{1}{2}}^n$  を数値流束と名付ける。

### 3.2 Godunov 法

Godunov スキームでは数値流束を Riemann 初期値問題の解析解によって与えられたメッシュ境界上の状態量で構成する。Riemann 初期値問題とは初期値に存在した不連続の時間発展を記述する問題である。

### 3.3 数値流束のパターン

例として図 2 のように境界の左側に膨張波、右側に接触不連続面と衝撃波が来るような Riemann 初期値問題の解析解のパターンを考えると、境界上での状態量は接触不連続面と膨張波に挟まれた領域の状態量として与えられることがわかる。

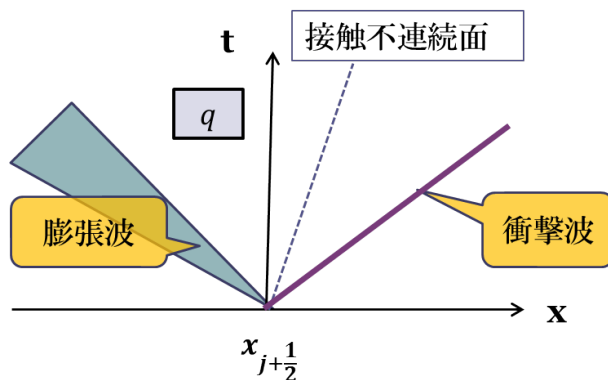


図 2: Riemann 初期値問題の解析解の一例

解析解の形が決まればメッシュ境界上での状態量の値は Riemann 不変量などを用いて初期値から求めることができる。そのためメッシュ境界上での状態量の値は Riemann 初期値問題の解の形により異なる。つまり数値流束は解析解のパターンにより異なる値を持つ。境界上での状態量の取りうる値の種類を考えると、数値流束は全部で 10 種類の値をとることがわかる。

### 3.4 2 次精度化 (MUSCL 法)

Godunov スキームは空間 1 次精度であるため、MUSCL 法を使って空間 2 次精度にする。MUSCL 法では境界上での物理量  $U$  を 2 点での値を使って内

挿する。実際に使う際には内挿によって不連続面などで極大が生じないように制限関数  $\phi$  を用いて以下の式のように与える。

$$U_{j+\frac{1}{2}}^R = U_{j+1} - 0.5 * \phi(U_{j+2} - U_{j+1}, U_{j+1} - U_j), \quad (3)$$

$$U_{j+\frac{1}{2}}^L = U_j + 0.5 * \phi(U_j - U_{j-1}, U_{j+1} - U_j), \quad (4)$$

今研究では制限関数として minmod 関数を用いた。制限関数には、不連続面で 1 次精度に落とすという役割がある。

## 4 シミュレーション

テスト問題として 5 つの Riemann 初期値問題を計算した。初期状態として境界の左側の物理量を  $\rho_l, v_l, p_l$  で与え、右側の物理量を  $\rho_r, v_r, p_r$  で与えとする。メッシュ数を 100 とし、 $0.0 \leq x < 1.0$  で計算した。また、 $\epsilon$ : 単位質量あたりの全エネルギーである。以下の結果の図では赤の点が 2 次精度でのシミュレーション結果、緑の点が 1 次精度でのシミュレーション結果、青の直線が解析解を表している。

### 4.1 テスト計算結果

テスト計算の結果を順に見ていく。テスト問題 1 (図 3) では  $x$  軸の左から順に膨張波、接触不連続面、衝撃波が生じている。空間 1 次精度での計算より空間 2 次精度での計算のほうが衝撃波を鋭く捉えていることがわかる。テスト問題 2 (図 4) では  $x$  軸の左から順に膨張波、接触不連続面、膨張波が生じている。 $\epsilon$  のグラフの中心付近ではシミュレーションの結果と解析解のずれが大きい。これは中心付近での密度と圧力が非常に小さいため、密度と圧力の解析解からのずれが  $\epsilon$  に大きく表れているからである。テスト問題 3 (図 5) では  $x$  軸の左から順に膨張波、接触不連続面、衝撃波が生じている。このテスト問題では強い衝撃波が生じているが、計算が破綻することなく計算できた。テスト問題 4 (図 6) では  $x$  軸の左から順に膨張波、接触不連続面、衝撃波が生じている。このテスト問題はテスト問題 3 の初期値に流れが追加された場合になっている。テスト問題 3 に比べ接触不連続面を鋭く捉えていることがわかる。テスト

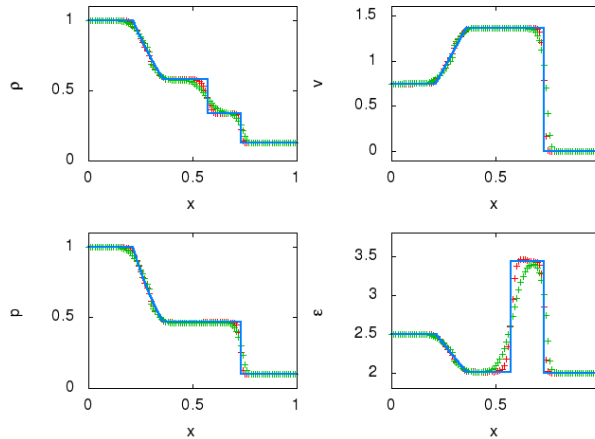


図 3: テスト 1  $\rho_l = 1.0, v_l = 0.75, p_l = 1.0, \rho_r = 0.125, v_r = 0.0, p_r = 0.1$ , 境界の位置:  $x = 0.3$

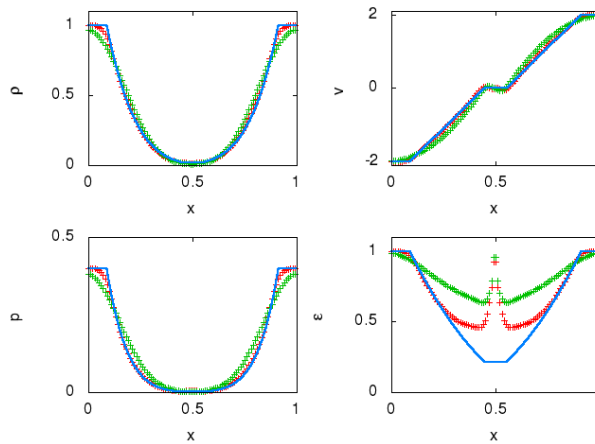


図 4: テスト 2  $\rho_l = 1.0, v_l = -2.0, p_l = 0.4, \rho_r = 1.0, v_r = 2.0, p_r = 0.4$ , 境界の位置:  $x = 0.5$

問題 5(図 7) では  $x$  軸の左から順に衝撃波、接触不連続面、衝撃波が生じている。 $p$  と  $\epsilon$  の図で少し振動が生じている部分があるが、衝撃波を鋭く捉えることができています。

## 5 まとめと今後の研究

本研究では Godunov スキームを MUSCL 法により空間 2 次精度にしたコードを作成した。さらにいくつかのテスト計算を行うことによってコードの性能を評価した。今後の研究としては、現在の作成中のコードを 1 次元球対称に書き換え、そのコードを使って銀河風の解析解の安定性解析などを行いたいと考えている。

## Reference

Godunov, S.K, *MathmaticheskiiSbornik* , 47,271-306 (1959).

藤井孝藏: 「流体力学の数値計算法」, 東京大学出版会 (1994)

坂下志郎・池内了: 「宇宙流体力学」, 培風館 (1996)

Toro,E.F:Riemann solvers and Numerical Methods for FluidDynamics,A Practical Introduction,Third Edition, Springer. (2009).

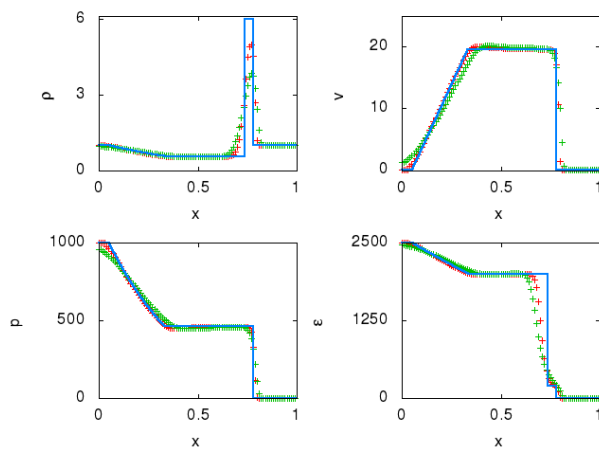


図 5: テスト 3 :  $\rho_l = 1.0, v_l = 0.0, p_l = 1000.0, \rho_r = 1.0, v_r = 0.0, p_r = 0.01$ , 境界の位置:  $x = 0.5$

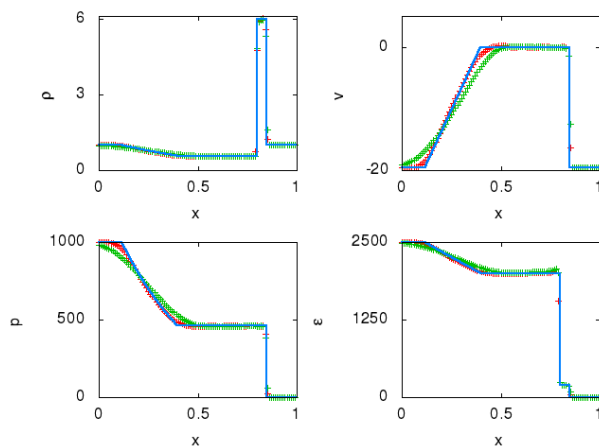


図 6: テスト 4 :  $\rho_l = 1.0, v_l = -19.59745, p_l = 1000.0, \rho_r = 1.0, v_r = -19.59745, p_r = 0.01$ , 境界の位置:  $x = 0.8$

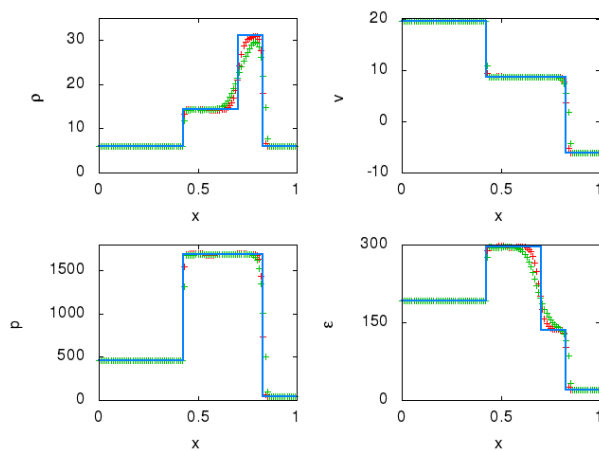


図 7: テスト 5:  $\rho_l = 5.99924, v_l = 19.5975, p_l = 460.894, \rho_r = 5.99242, v_r = -6.19633, p_r = 46.0950$ , 境界の位置:  $x = 0.4$

## 衝突銀河団 CIZA J1358.9-4750 の観測

加藤佑一<sup>1</sup>、中澤知洋<sup>1</sup>、Liyi Gu<sup>1</sup>、赤堀卓也<sup>2</sup>、滝沢元和<sup>3</sup>、藤田裕<sup>4</sup>、牧島一夫<sup>1</sup>  
1: 東大理 2: シドニー大 (SIFA) 3: 山形大理 4: 大阪大理

### Abstract

CIZA J1358.9-4750 は銀河面近く位置し、赤方偏移  $z=0.074$  と近傍にある衝突初期の銀河団の候補である。この天体は 14 arcmin ( $\sim 1.3$  Mpc) 離れた 2 つの広がった X 線源から成り、その間を明るい X 線放射が繋いでいる。2 つの X 線源は、それぞれ銀河団に対応しており、それらの衝突が、両者の間の領域からの強い X 線放射を引き起こしていると考えられる。「すざく」の観測により、この中間領域のプラズマ温度は最大  $9.2_{-1.5}^{+1.7}$  keV 以上に達し、2 つの銀河団のプラズマ温度 ( $5.6 \pm 0.2$  keV と  $4.6 \pm 0.2$  keV) より 1.6 倍以上も高くなっていることが明らかとなった。この温度分布は衝突銀河団の数値シミュレーションによる衝突初期と酷似しており、それぞれの cD 銀河と X 線の輝度ピークの位置の一致も、衝突が始まったばかりであることを支持する。この高温のプラズマが衝撃波により生じたのか、断熱圧縮によるものなのかを調べるために、角分解能に優れる *XMM-Newton* の短時間 (4.8 ks) の X 線イメージを確認した。「すざく」で温度が急激に上昇するところに明らかな輝度のジャンプが発見された。これは圧力のジャンプを意味し、衝撃波が存在することも明らかとなり、そのマッハ数は  $\geq 1.4$  と推定された。

## 1 Introduction

銀河団は数百～数千からの銀河からなる宇宙最大の天体である。その質量は  $10^{64} M_{\odot}$  ほどであり、その比は銀河が数%、高温プラズマが 20%、残りは暗黒物質である。暗黒物質に捉えられた高温プラズマは、断熱圧縮により温度が 1 億度以上に達し、X 線で明るく輝く。宇宙の大規模構造の進化に伴い、銀河団はお互いに重力で引き合い衝突し、より大型の構造へと進化していく。衝突の際に解放されるエネルギーは  $10^{64}$  erg に達し、その一部は高温プラズマを加熱する。衝突はさらに衝撃波を発生させ、それが乱流を励起させる。衝撃波と乱流は粒子を相対論的エネルギーにまで加速させるとともに、磁場の増幅を引き起こす。しかし、このような「非熱的エネルギー」がどのチャンネルにどれだけのエネルギーがつかまれるかはよく分かっていない。

これを知るには衝突速度や元の銀河団の質量、視線方向からの衝突角度 (viewing angle)、衝突係数<sup>1</sup>などの衝突パラメータを精度よく求める必要がある。衝突が進みお互いのコアが通り過ぎた後だと温度分布

<sup>1</sup> impact parameter: 2 粒子が接近するときに粒子間に力が働かないとしたときの最近接距離。

や X 線分布が煩雑になり、それらを定めることは難しい。衝突が始まったばかりであれば、そのジオメトリは簡単であり、精度よく求めることができる。ところが衝突初期の例は少なく、衝撃波が発生しているものは近傍宇宙には見つかっていなかった。

本研究では「すざく」と *XMM-Newton* の CIZA J1358.9-4750 の観測について報告する。ハッブル定数は  $67 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  とし、誤差は 90% の統計誤差で表示している。

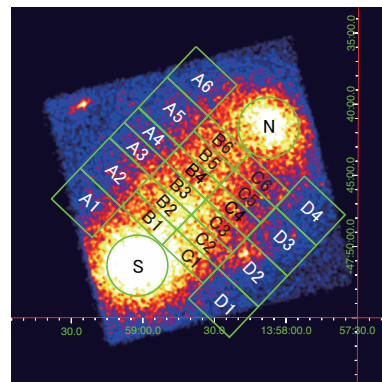


図 1: 0.6–10 keV 帯域の「すざく」による CIZA J1358.9-4750 の X 線画像。緑色で囲まれたそれぞれの領域からスペクトルを抽出した。

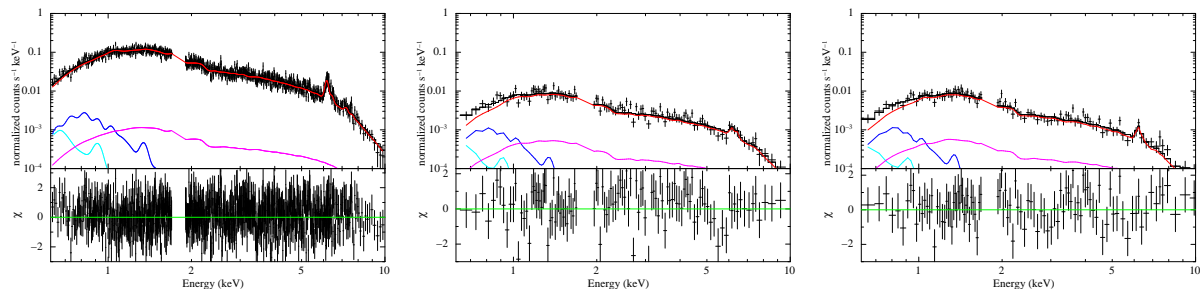


図 2: 図 1 で S, A3, A4 とラベルされた領域から抽出された CIZA J1358.9-4750 のスペクトル。赤は銀河団からの放射、青は天の川銀河からの放射、シアンは太陽系やその周辺からの放射、マゼンタは宇宙 X 線背景放射を表す。

## 2 CIZA J1358.9-4750

CIZA J1358.9-4750 は CIZA catalog (Ebeling et al. 2002, Kocevski et al. 2007) に集録されている。これは、可視光による観測が難しい銀河面付近 (the Zone of Avoidance; 銀緯  $|b| < 20$  deg) に位置する銀河団を集めたカタログで、X 線観測の発展により作成された。この天体は赤方偏移 0.074、距離にして 320 Mpc と近傍に位置する。南東と北西に銀河団に相当する 2 つの広がった X 線源をもち、それらは 14 arcmin (1.3 Mpc) ほど離れている。その間は X 線で明るく輝き、2 つの銀河団が強く相互作用していることを示唆する。南東と北西の銀河団のほぼ中心にはそれぞれ cD 銀河と考えられる明るい楕円銀河があり、その赤方偏移は 0.0709 と 0.0745 である。

## 3 Observations

### 3.1 Suzaku

我々は、2013 年 1 月 21 日から 23 日にかけて AO7 サイクル期に「すざく」により CIZA J1358.9-4750 を 61.7 ks 観測した (PI 西田)。得られた X 線画像が図 1 で、その緑色で囲まれた 24 の領域から 0.6–10 keV 帯域のスペクトルを抽出した。それぞれのスペクトルに対し、Non-X-ray Background を引いた後に、天の川銀河からの放射 (MWH: 温度  $\sim 0.3$  keV)、太陽系やその周辺からの放射 (LHB: 温度  $\sim 0.1$  keV)、そして AGN が主な成分と考えられる宇宙 X 線背景放射という 3 種類のバックグラウンドを考慮してスペクトルフィットを行った。CIZA J1358.9-4750 自身からの X 線放射は、光学的に薄いプラズマからの放射を

表す apec モデルで表現し、その温度、輝度、および重元素アバダンスは (比は太陽組成と仮定) 自由パラメータとした。その結果、全てのスペクトルに対して  $\chi^2 \sim 1$  となり、温度や表面輝度が精度よく求まった。図 2 にその代表的なスペクトルを載せた。

観測データより求めた温度分布を図 3 を示す。南東と北西の銀河団のプラズマ温度はそれぞれ  $5.6 \pm 0.2$  keV、 $4.6 \pm 0.2$  keV であった。その違いはたかだか 20% 程度であり、2 つの銀河団の質量はおおむね同じあると考えられる。“ブリッジ”領域の温度は最大で  $9.2^{+1.7}_{-1.5}$  keV に達し、2 つの銀河団の温度と比べて 1.6 倍ほど高くなっていった。高温成分は 2 つの銀河団を結んだ方向と垂直に伸びていた。

### 3.2 XMM-Newton

銀河団同士の衝突が音速を超えると衝撃波が発生する。「すざく」の観測だけでは衝撃波の存在を確認できなかったために、4.8 ks と短時間ではあるが角分解能に優れた XMM-Newton 観測の輝度分布を調べた (観測日時: 2004 年 2 月 21 日)。得られた輝度分布を図 3 の左図に載せた。ちょうど「すざく」で温度が最も大きく変化する 6–7 arcmin のところに、明らかな輝度ジャンプが見つかった。

## 4 Discussion

### 4.1 Merger phase

CIZA J1358.9-4750 は 2 つの銀河団に相当する 2 つの広がった X 線源を持ち、その間を結ぶ中間領域は明るく、かつ高温となっている。この X 線画像と

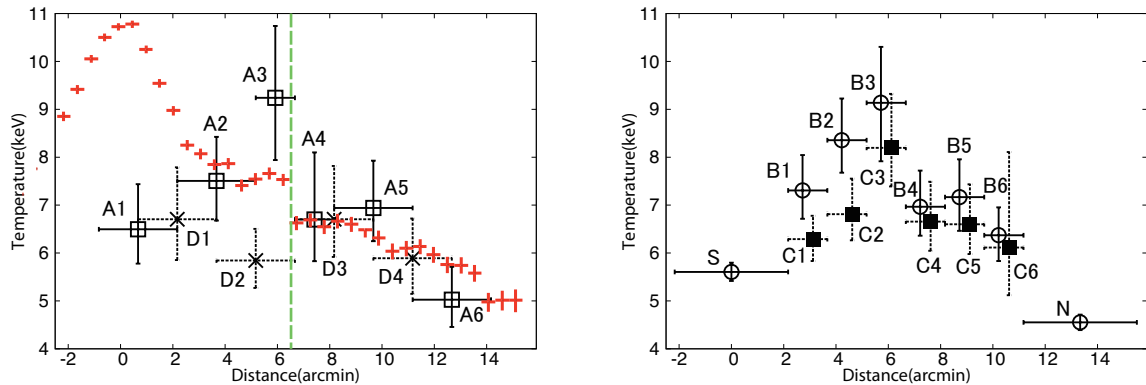


図 3: CIZA J1358.9-4750 の温度 (黒) と輝度 (赤) 分布。左図は A1–A6 と D1–D6 の領域、右図は B1–B-6 と C1–C6 の領域。縦軸は温度で、横軸は南東の銀河団の中心からの距離 (単位: arcmin)。左図の赤点は XMM-Newton による 0.5–4.5 keV 輝度分布であり、緑の縦線の位置で輝度に不連続が見られる。

温度分布は数値シミュレーションでよく見られる衝突初期の典型的な例と酷似している。cD 銀河と X 線ピークの位置も一致するので、2 つ銀河団はまさに衝突の初期にあると結論できる。

#### 4.2 Identification of merger shocks

図 3 で温度が急激に上昇している A4-B4-C4 から A3- B3-C3 領域で、表面輝度が明らかに不連続になっている。温度の上昇と輝度の不連続な上昇の一致はその領域での圧力の不連続性を意味する。つまり、その領域で衝撃波が存在していることが確かめられた。

衝撃波が発見されたので、Rankine-Hugoniot 関係式をその不連続面に対して適用できる。温度が最も急激に上昇する領域として A4 の 6.6 keV から A3 の 9.2 keV を採用すると、マッハ数は 1.4 となる。銀河団プラズマ中の音速は 6.6 keV で  $1340 \text{ km s}^{-1}$  であるので、衝突速度はおおよそ  $1850 \text{ km s}^{-1}$  である。

本研究では、銀河団ガスを 1 温度のみとしてフィットを行ったが、実際には衝撃波の前後での高温と低温の成分が視線方向からの衝突角度に応じて射影され、混ざっているはずである。つまり、求めた温度は下限値であり、マッハ数と衝突速度は実際はより大きいと考えられる。

#### 4.3 Implication of merger geometry

衝撃波面が見えていることから、衝突方向はほぼ視線方向に対して垂直方向で起こっていると考えら

れる。これを確かめるために、NED のデータベースを用いて可視光による 2 つの銀河団の赤方偏移を調べた。南東と北西の銀河団の中心から半径 500 kpc の間で、可視光により既に観測されている銀河はそれぞれ 8 および 11 個あった。それらの赤方偏移の平均は 0.0721 と 0.0737 であり、その視線方向の速度差は  $480 \text{ km s}^{-1}$  となる。これは衝突速度に比べて十分小さいため、衝突はほぼ天球面上で生じていることが強く示唆される。

### 5 Conclusion

CIZA J1358.9-4750 は 2 つの銀河団が衝突初期の状態にあり、マッハ数  $\geq 1.4$  でプラズマ中に明瞭な衝撃波が発生しているという、貴重な例であることが分かった。その衝突はほぼ天球面上で起きていると推測される。

### References

Akahori, T. & Yoshikawa, K., PASJ 62, 335 (2010)  
 Ebeling, H., et al. ApJ 580, 774 (2002)  
 Feretti, L., A&A Review 20, 54 (2012)  
 Fujita, Y., et al. PASJ 60, S343 (2008)  
 D. Kocevski, et al., ApJ 662, 224 (2007)  
 K. Smith, et al., ApJ 556, L91 (2001)  
 Kushino, A., et al., PASJ 54, 327 (2002)  
 Maxim, M. & Alexey, V., Phys.Rep. 443, 1 (2007)  
 Nakazawa, K., et al., PASJ 61, 339 (2009)  
 Sakelliou, I. & Ponman, T., MNRAS 351, 1439 (2004)  
 Takizawa, M., ApJ 520, 514, (1999)  
 Takizawa, M., ApJ 687, 951, (2008)

# 近赤外分光観測に基く AGN 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) からは様々な元素から多様な輝線が放射されており、銀河スケールにおける電離ガスの状態や化学進化を深宇宙から現在の宇宙まで系統的に探るために非常に有用な道具として利用されてきた。この 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、電波ジェットによる衝撃波が電離に影響を及ぼしている可能性も指摘されている。

NLR の電離メカニズムの研究は、輝線強度比による診断によって行われてきたが、一般には光電離と衝撃波による電離を切り分けることが困難であった。その中で、Oliva et al. (2001) が NLR の電離メカニズムを調べる有用な手段として、近赤外線に見られる輝線 [Fe II] $\lambda$ 1.257  $\mu\text{m}$  と [P II] $\lambda$ 1.188  $\mu\text{m}$  の強度比を用いる方法を提案している。衝撃波によって電離されたガスでは、輝線強度比 [Fe II] $\lambda$ 1.257  $\mu\text{m}$ /[P II] $\lambda$ 1.188  $\mu\text{m}$  が大きく ( $> 20$ )、光電離されたガスでは小さい ( $< 2$ ) 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、 $2 < [\text{Fe II}]\lambda 1.257 \mu\text{m}/[\text{P II}]\lambda 1.188 \mu\text{m} < 20$  の範囲に分布すると考えられる。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。

本研究では、岡山天体物理観測所の近赤外分光装置 ISLE を用いて近傍宇宙の AGN (計 27 天体) の中心核領域を分光観測したデータの解析を行った。その内、解析が終っている 3 天体について、[Fe II]/[P II] 輝線強度比を求めた。その結果、必ずしも全ての AGN の NLR が光電離によって電離されているとは限らない、ということが分かった。

## 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、超巨大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 からはさまざま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、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しばしば利用されてきている (e.g., Nagao et al. 2006)。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 (e.g., Matsuoka et al. 2009)、電波ジェットに起因する衝撃波による衝突励起が寄与している可能性も指摘されている (e.g., Fu & Stockton 2007)。

NLR の電離メカニズムの研究は、輝線強度比によ

る診断によって行われてきたが、一般には光電離と衝撃波による電離を切り分けることは困難であり、このことが NLR の電離メカニズムの究明を長い間阻んできた。その中で、Oliva et al. (2001) が NLR の電離メカニズムを調べる有効な手段を提案している。それは、近赤外線に見られる輝線 [Fe II] 1.257  $\mu\text{m}$  と [P II] 1.188  $\mu\text{m}$  の強度比を用いる方法である。

$$\frac{n(\text{Fe})}{n(\text{P})} \lesssim 2 \frac{I([\text{Fe II}] 1.257 \mu\text{m})}{I([\text{P II}] 1.188 \mu\text{m})} \quad (1)$$

ここで、 $n$  と  $I$  はそれぞれの存在量、輝線の強度を表わしている。

[Fe II] と [P II] を用いるのは、波長が近いことと、励起温度、臨界密度、電離ポテンシャル、放射再結合係数がよく似ていることが挙げられる。このことから、これらの輝線は似た物理状態の領域から放射されていると考えられる。

ところで、Fe は難溶性物質として知られており、



その多くはダストの中に閉じ込められており、一方、易溶性物質である P は、その多くがガス中にばら撒かれていると考えられる。中心核からの電離光子のみでは、ダストは破壊されにくい、衝撃波が寄与している場合は、ダストは容易に破壊され、Fe がガス中にばら撒かれることになる。そのため、衝撃波によって電離された場合は、輝線強度比  $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  が大きく ( $> 20$ )、光電離の場合は小さい ( $< 2$ ) 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、 $2 < [\text{Fe II}]/[\text{P II}] < 20$  の範囲に分布すると考えられる (Hashimoto et al. 2011)。このことから衝撃波がどれだけ電離に寄与しているかが議論できる。

しかし、AGN におけるこの輝線強度比はこれまであまり観測されておらず、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、近傍の AGN 27 天体の中心核領域を近赤外分光観測したデータを用いて、 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線強度比を求めることで、NLR の電離メカニズムへ制限を加えることを目指した。

## 2 Observations

今回使用したデータは、2010 年 12 月、2011 年 1 月と 4 月に行われた、岡山天体物理観測所の 188 cm 望遠鏡の近赤外分光装置 ISLE (Yanagisawa et al. 2006, 2008) での、近傍の AGN 27 天体の中心核領域のロングスリット分光観測によって得られたデータである。観測は、J-band ( $1.11\text{--}1.32 \mu\text{m}$ )、スリット幅  $2.0''$ 、波長分解能  $\sim 1000$ 、典型的なシーイング  $\sim 2.0''$  という条件で行われた。本発表では、観測された 27 天体の中で、表 1 にまとめた解析の終了している 2 型セイファート銀河として知られる 3 天体 (Mrk 1073, Mrk 3, Mrk 6) について議論を進めていくことにする。

表 1: 今回の発表で議論する 3 天体のデータ

天体名	redshift	観測日時	観測時間 [s]	$2.0''$ に相当する physical scale [pc]
Mrk 1073	0.0233	2010/8/12, 14-18	17820	$\sim 590$
Mrk 3	0.0135	2011/1/12	3360	$\sim 800$
Mrk 6	0.0188	2011/1/13	3840	$\sim 1000$

## 3 Data Reduction

データの解析には、IRAF を使用した。データ解析の流れは、flat fielding、Sky の除去 ( $A - B$ )、画像の足し合わせ、スペクトルの 1 次元化、波長較正、flux 較正の順に行った。スペクトルの 1 次元化の際の aperture は、 $2.0''$  とした。これは、観測が行われたときのシーイングサイズに相当する。波長較正には、comparison として観測されていた Ar 輝線を使用した。Ar 輝線の波長データは、ISLE のホームページに用意されているデータを用いた。flux 較正には、2 つの標準星を使用した (表 2)。その際、星のスペクトルは表面温度に対応する黒体輻射であると仮定した。輝線強度比は、輝線をガウシアンでフィットして、flux を求め、それらを割ることで求めた。

表 2: flux 較正に使用した標準星のデータ

天体名	スペクトル型		
	光度階級	表面温度 [K]	$J_{\text{Vega}}$
HIP 15648	A3 V	8594	4.796
HIP 29997	A0 V	9480	4.973

## 4 Results

解析によって得られた 3 天体の J-band のスペクトルを図 1 から 図 3 に示す。図の縦軸は、波長  $1.235 \mu\text{m}$  付近で連続光の flux が 1 になるように規格化している。

観測された  $[\text{Fe II}]$ 、 $[\text{P II}]$  輝線の強度比の結果を表 3 にまとめた。

表 3: 3 天体の  $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線強度比

天体名	$[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$
Mrk 3	3.72
Mrk 6	11.89
Mrk 1073	4.64

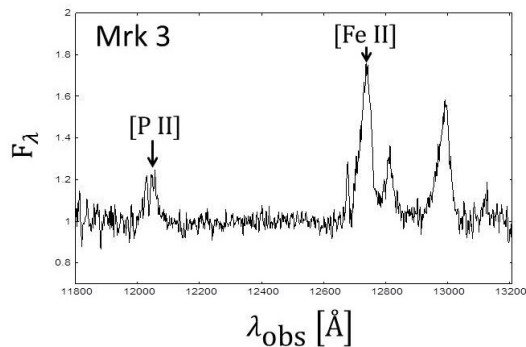


図 1: 解析により得られた Mrk 3 の J-band スペクトル。縦軸は波長  $1.235 \mu\text{m}$  付近で連続光の flux が 1 となるよう規格化した flux、横軸は観測波長となっている。図の中で矢印を用いて [P II], [Fe II] 輝線を示している。この 2 つの輝線の他にも輝線が観測されているが、本研究の目的ではないのでここでは無視する。

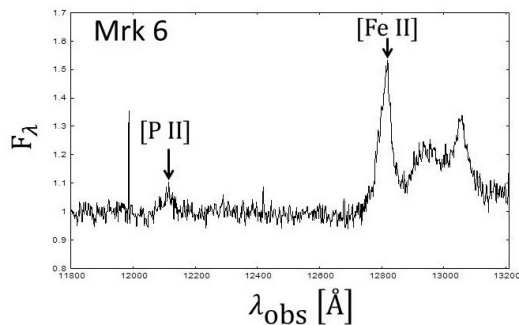


図 2: 解析により得られた Mrk 6 の J-band スペクトル。その他は、図 1 と同様。

## 5 Discussion

今回の観測から得られた結果について、先行研究との比較を行う。Oliva et al. (2001) において、輝線強度比  $[\text{Fe II}]/[\text{P II}] < 2$  の場合は光電離、 $[\text{Fe II}]/[\text{P II}] > 20$  の場合は衝撃波による衝突電離で決まっているとされている。今回の結果は、これらの二つの間の値となった。これは、実際の NLR の電離がどちらか一方のメカニズムだけで決まっているのではなく、両方が寄与していることを示している (Hashimoto et al. 2011)。さらに、先行研究において、計 24 天体で、すでに測定されている  $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝

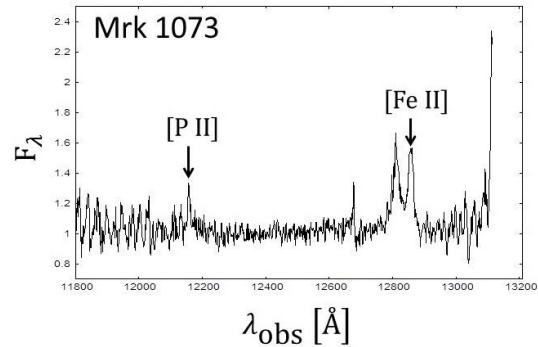


図 3: 解析により得られた Mrk 1073 の J-band スペクトル。その他は、図 1 と同様。

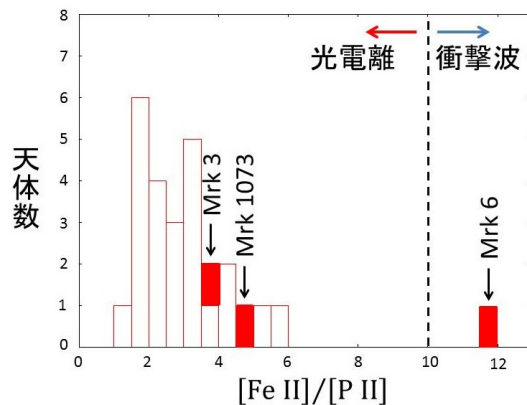


図 4:  $[\text{Fe II}]/[\text{P II}]$  輝線強度比のヒストグラム。先行研究の結果を白で、我々が調査した 3 天体を赤で示す。横軸は輝線強度比、縦軸はビン幅を 0.5 としてその範囲に入ってくる天体数となっている。横軸が 10 のところにある縦の破線は、光電離が支配的、衝撃波が支配的だと考えられる領域を分ける目安。

線強度比のヒストグラムを作成し (Oliva et al. 2001; Ramos Almeida et al. 2006; Riffel et al. 2006; Jackson & Beswick. 2007; Krajnović et al. 2007; Ramos Almeida et al. 2009; Hashimoto et al. 2011; Riffel & Storchi-Bergmann 2011; Riffel et al. 2013)、その中で今回の 3 天体がどこにくるかを赤で塗り潰して示したものを図 4 とした。

先行研究での、輝線強度比の平均は 2.82、分散が 1.19 である。以上より、Mrk 3、Mrk 1073 については光電離によって電離されていると考えられるが、Mrk 6 については、光電離だけでは説明できないよ

うな高い輝線強度比が得られたため、Mrk 6 の NLR の電離には衝撃波も寄与している可能性があると考えられる。このことから、全ての AGN の NLR の電離は、光電離のみで決まっているわけではないということが考えられる。

## 6 Conclusion

本研究では、近傍の AGN の中心核領域について、J-band ロングスリット分光観測により得られたデータの内、3 天体について解析を行った。解析した 3 天体からは、[Fe II]、[P II] 輝線がそれぞれ検出できた。[Fe II] $\lambda$ 1.257  $\mu$ m と [P II] $\lambda$ 1.188  $\mu$ m の輝線強度比から、AGN の NLR の電離メカニズムが光電離によるものか、衝撃波によるものかを切り分けることができると考えられているので (Oliva et al. 2001)、検出できた輝線の強度比を求めると、Mrk 3、Mrk 1073 では光電離されていると考えられるが、Mrk 6 では、衝撃波の寄与がなければ説明がつかないような高い輝線強度比が得られた。このことから、全ての AGN の NLR の電離が光電離によって決まっているとは考えられない。

今後は、解析が終っていない残り 24 天体のデータ解析を進めることと、新たに観測を行うことにより、より大規模なサンプルを構築し、統計的な議論へ繋げていくことで、NLR の電離メカニズムの解明に取り組んでいきたい。

## Reference

- Fu, H., & Stockton, A. 2007, *ApJ*, 666, 794  
Hashimoto, T., et al. 2011, *PASJ*, 63, L7  
Jackson, N., & Beswick, R. J., 2007, *MNRAS*, 376, 719  
Krajinović, D., et al. 2007, *MNRAS*, 374, 385  
Matsuoka, T., et al. 2009, *A&A*, 503, 721  
Nagao, T., Maiolino, R., & Marconi, A. 2006, *A&A*, 447, 863  
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., et al. 2006, *A&A*, 457, 61  
Riffel, R., & Storchi-Bergmann, T. 2011, *MNRAS*, 417, 2752  
Riffel, R., et al. 2013, *MNRAS*, 430, 2249  
Storchi-Bergmann, T., et al. 2009, *MNRAS*, 394, 1148  
Yanagisawa, K., et al. 2006, *Proc. SPIE*, 6269, 62693Q  
Yanagisawa, K., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7014, 701437

## 広がったように見える鉄輝線構造を持つセイファート銀河の X 線スペクトルと時間変動

山崎 廣樹 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻 M1)

### Abstract

X 線天文衛星「あすか」は、セイファート銀河 MCG-6-30-15 の X 線スペクトルから、降着円盤内縁付近から予想される一般相対論的な効果を受けて広がった鉄輝線のような構造 (“ディスクライン”) を検出した。その後、同様の鉄輝線構造を持つセイファート銀河が多数見つかった。しかし、広がった鉄輝線スペクトルの形状は連続成分のモデルに大きく依存するので、ディスクライン解釈は確実ではない。また、視線上の光電離した吸収成分も、鉄輝線付近のスペクトル形状に影響を与える。実際、広がった X 線源を視線上の吸収物質が部分的に覆い隠す「部分吸収モデル」でも、観測されたディスクライン構造を説明することができる。これら 2 つのモデルのどちらでも観測された同じスペクトルを説明できるので、現在においてもどちらかのモデルを棄却するには至っていない。本講演ではまず、スペクトル形状や時間変動が 2 つのモデルによってどのように解釈されるかについて述べ、次に我々が部分吸収モデルを用いて狭輝線 1 型セイファート銀河 IRAS 13224-3809 の解析を行った結果を報告する。

### 1 ディスクラインモデル

X 線天文衛星「あすか」はセイファート銀河 MCG-6-30-15 から広がったように見える鉄輝線構造を観測した (図 1; Tanaka et al. 1995)。このような広がったように見える鉄輝線構造は、以前にも EXOSAT 衛星によって銀河系内ブラックホール天体 Cyg X-1 から観測されており (Barr et al. 1985)、英の Fabian らはこの構造を説明するモデルとして、それが、一般相対論的な効果を受けて広がった、降着円盤内縁付近から放出された鉄輝線であるとする「ディスクライン」モデルを提案した (Fabian et al. 1989)。田中、Fabian らは、MCG-6-30-15 から観測された広がった鉄輝線もディスクラインモデルで解釈できると主張した (Tanaka et al. 1995)。狭輝線 1 型セイファート銀河 IRAS 13224-3809 についてもディスクラインモデルが適用されており (図 2)、そのディスクラインが極端に低エネルギー側に裾を引いていることから、中心天体は極限に近いスピンパラメーター (0.988) を持つカーブラックホールと推定されている (Fabian et al. 2013)。

ところで、MCG-6-30-15 や IRAS13224-3809 は激しい時間変動を示す。ディスクラインを提唱する研

究者たちは、光の経路がブラックホール周辺の強い重力場によって曲げられる「light bending モデル」 (Miniutti & Fabian 2004 を参照) によって時間変動の説明を試みているが、まだ完全には成功していない。

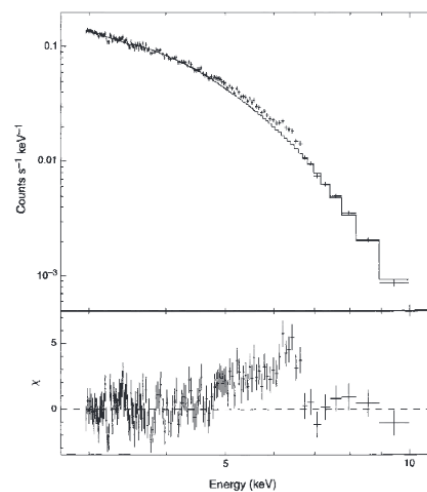


図 1: セイファート銀河 MCG-6-30-15 の X 線スペクトルと広がった鉄輝線構造 (Tanaka et al. 1995)。

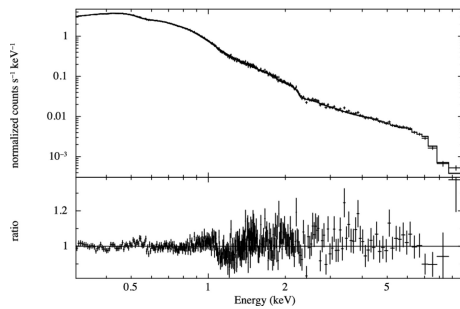


図 2: ディスクラインモデルを適用した IRAS13224-3809 の X 線スペクトル (Fabian et al. 2013)。

## 2 部分吸収モデル

一方、広がった鉄輝線スペクトルの形状は、連続成分のモデルに大きく依存する。また、視線上の光電離した吸収成分も、広がった鉄輝線構造に影響を与える。そこで、宮川らは MCG-6-30-15 の鉄輝線構造を、空間的に広がりを持った X 線源を、視線上の電離吸収体が部分的に覆い隠すことで説明できないかと考えた (Miyakawa et al. 2012)。その結果、低電離した厚いコア ( $N_H \sim 1.6 \times 10^{24} \text{ cm}^2$ ,  $\log \xi \sim 1.6$ ) と、より電離の進んだ薄いエンベロップ ( $N_H \sim 1.3 \times 10^{22} \text{ cm}^2$ ,  $\log \xi \sim 1.9$ ) の二層からなる電離吸収体を導入することによって、広がったように見える鉄輝線構造を説明することに成功した (Miyakawa et al. 2012; 3)。図 4 に、宮川らが提唱する BH 周辺のモデルを示す。

さらに、宮川らは X 線強度別にスライスしたスペクトルを作成し、スペクトル変動解析を行った (図 5)。その結果、X 線源の光度自体はほとんど変化せず、図 4 で示した視線上の電離吸収体が X 線源を部分的に覆い隠す割合 (カバリングファクター) が変化するというモデルで、スペクトル変動を説明することに成功した。以上より、部分吸収モデルはセイファート銀河の X 線スペクトル形状、スペクトル変動の両方を説明する有力なモデルであると言える。

今回、IRAS 13224-3809 に、MCG-6-30-15 のように二層の部分吸収体からなる部分吸収モデルを適用した (図 6)。その結果、MCG-6-30-15 と同様、低電離で厚いコア ( $N_H \sim 1.4 \times 10^{24} \text{ cm}^2$ ,  $\log \xi \sim 0.36$ ) と、より電離の進んだ薄いエンベロップ ( $N_H \sim 5.8 \times$

$10^{23} \text{ cm}^2$ ,  $\log \xi \sim 3.1$ ) を導入することで、全体のスペクトル形状を説明することに成功した。スペクトル変動についても、部分吸収体のカバリングファクターの変化だけで、強度でスライスしたスペクトルを説明することができた (図 6)。また、より短い時間スケール (\*\*秒) においても、0.5–1.0 keV、1.0–3.0 keV、3.0–10.0 keV のライトカーブをカバリングファクターの変化だけでほぼ説明できることがわかった (図 7)。

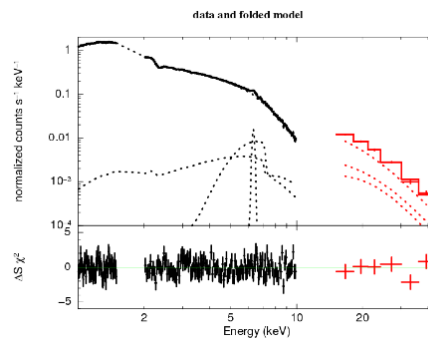


図 3: 部分吸収モデルを適用したセイファート銀河 MCG-6-30-15 の全時間平均スペクトル (Miyakawa et al. 2012)。

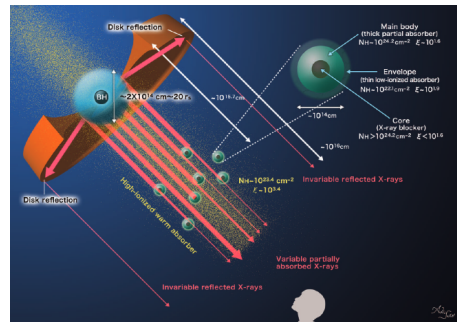


図 4: ブラックホールとそのまわりの降着円盤および吸収体の構造 (Miyakawa et al. 2012)。

## 3 まとめ

これまでセイファート銀河の X 線スペクトルを説明するために提唱されてきたディスクラインモデルと部分吸収モデルのモデルのどちらが正しいか、時

間平均スペクトルのみからは分らなかった。二つのモデルを判別するには、スペクトル変動を利用することが必要である。ディスクラインモデルでは定量的にスペクトル変動を説明するまで至っていない。一方、部分吸収モデルはカバリングファクターというひとつのパラメータの変化のみで自然にスペクトル変動が説明できるので、ディスクラインモデルよりも有望であると考えられる。

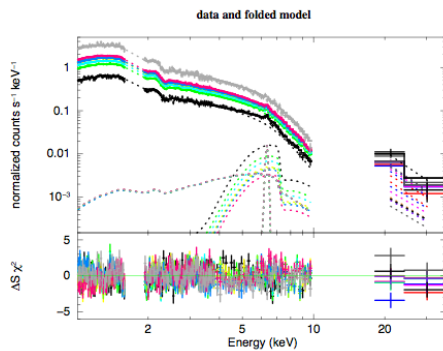


図 5: 部分吸収モデルを適用したセイファート銀河 MCG-6-30-15 の強度別スライススペクトル (Miyakawa et al. 2012)。

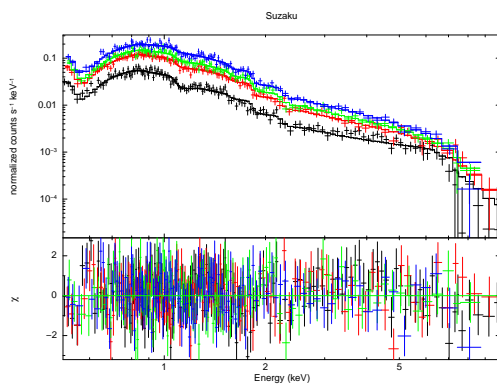


図 6: 部分吸収モデルを適用した狭輝線 1 型セイファート銀河 IRAS13224-3809 の強度別スライススペクトル。

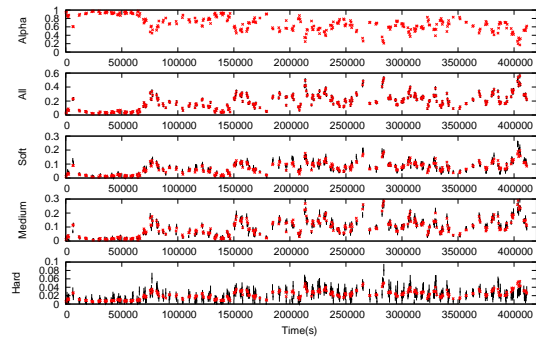


図 7: 観測された時間変動 (黒) と部分吸収モデルからシミュレートした時間変動 (赤)。カバリングファクター (alpha) のみを変化させている。All、Soft、Medium、Hard はそれぞれ 0.5–10.0 keV、0.5–1.0 keV、1.0–3.0 keV、3.0–10.0 keV のカウントレートを示す。

## Reference

- Barr, P., White, N. E., & Page, C. G., 1985, MNRAS, 216, 65
- Fabian, A. C., Rees, M. J., Stella, L., & White, N. E. 1989, MNRAS, 238, 729
- Fabian, A. C., Kara, E., Walton, D. J., Wilkins. et al. 2013, MNRAS, 429, 2917
- Miyakawa, T., Ebisawa, K., & Inoue, H. 2012, PASJ, 64, 140
- Miniutti, G., & Fabian, A. C. 2004, MNRAS, 349, 1435
- Tanaka, Y., et al. 1995, Nature, 375, 659

## 銀河へのガス降着モードについて

小谷 和也 (大阪大学大学院 理学研究科)

### Abstract

本研究は [Dusan Keres et al. , 2005 RAS, MNRAS 363, 2-28] のレビューである。従来はガスが銀河に降着する際に一度ビリアル温度程度 ( $T \sim 10^6 K$ ) にショックヒーティングされてから冷却・凝縮されて星を形成すると考えられていたが、SPH を用いた非粘性粒子の流体シミュレーションから、より低い温度 (典型的には  $T \sim 10^5 K$ ) でその重力エネルギーを放出しショックヒーティングされることなく降着するモード (cold mode) もあることが発見された。前者 (hot mode) の降着流が準球状であるのに対し “cold mode” の降着流はフィラメントを形成することで遠い距離から効率的に降着することができると考えられている。またこのシミュレーションから赤方偏移が大きいと “cold mode “での降着がより効きやすいこともわかる。しかし、フィラメント形成や “mode” の赤方偏移依存性への物理的解釈はまだ完全には得られていない。また、現在の銀河分布においてこのシミュレーションがもたらす結果と観測結果が一致しない問題も抱えている。

## 1 導入

90 年代までは、ガスが銀河に降着する上でガスは重力ポテンシャルを解放してビリアル温度程度になり、その後冷却されながら銀河に準球状に降着するモデルが考えられていた。そこで、ガスの冷却や過熱を考慮した時、ガスがどのように銀河に降着するかを研究することを目的とする。

$$n_{He+} = \gamma n_H / \left( 1 + \frac{\alpha_{He+} + \alpha_d}{\Gamma_{eHe0} + \Gamma_{\gamma He0}/n_e} + \frac{\Gamma_{eHe+} + \Gamma_{eHe+}/n_e}{\alpha_{He++}} \right) \quad (4)$$

$$n_{He++} = \frac{n_{He+} (\Gamma_{eHe+} + \Gamma_{\gamma He+}/n_e)}{\alpha_{He++}} \quad (5)$$

$$n_e = n_{H+} + n_{He+} + 2n_{He++} \quad (6)$$

## 2 Radiative Cooling and Photonization Heating

ガスは図 1 (Black, 1981) の 5 つのプロセスで放射を行い冷却される。図 1 は各プロセスでの冷却率を図 2 は再結合率と電離率を表した表で、温度と数密度で決まることがわかっている。また、光電離は次の式で書け、

$$\Gamma_{\gamma i} \equiv \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J(\nu)}{h\nu} \sigma_i(\nu) d\nu \quad s^{-1} \quad (1)$$

電離平衡と水素数, ヘリウム数, 電子数の保存則から以下の数密度を求めるための方程式が導きだされる。

$$n_{H0} = n_H \alpha_{H+} / (\alpha_{H+} + \Gamma_{eH0} + \Gamma_{\gamma H0}/n_e) \quad (2)$$

$$n_{H+} = n_H - n_{H0} \quad (3)$$

COOLING RATES		
Process	Species	Rate* (ergs s <sup>-1</sup> cm <sup>-3</sup> )
Collisional excitation .....	H <sup>0</sup>	$7.50 \times 10^{-19} e^{-118348.0/T} (1 + T_3^{1/2})^{-1} n_e n_{H0}$
	He <sup>+</sup>	$5.54 \times 10^{-17} T^{-0.297} e^{-473638.0/T} (1 + T_3^{1/2})^{-1} n_e n_{He+}$
Collisional ionization .....	H <sup>0</sup>	$1.27 \times 10^{-21} T^{3/2} e^{-157809.1/T} (1 + T_3^{1/2})^{-1} n_e n_{H0}$
	He <sup>0</sup>	$9.38 \times 10^{-22} T^{3/2} e^{-285335.4/T} (1 + T_3^{1/2})^{-1} n_e n_{He0}$
	He <sup>+</sup>	$4.95 \times 10^{-22} T^{3/2} e^{-631515.0/T} (1 + T_3^{1/2})^{-1} n_e n_{He+}$
Recombination .....	H <sup>+</sup>	$8.70 \times 10^{-27} T^{-3/2} T_3^{-0.2} (1 + T_6^{0.7})^{-1} n_e n_{H+}$
	He <sup>+</sup>	$1.55 \times 10^{-26} T^{-0.3647} n_e n_{He+}$
	He <sup>++</sup>	$3.48 \times 10^{-26} T^{1/2} T_3^{-0.2} (1 + T_6^{0.7})^{-1} n_e n_{He++}$
Dielectric recombination .....	He <sup>+</sup>	$1.24 \times 10^{-13} T^{-1.5} e^{470502.0/T} (1 + 0.3 e^{-94050.0/T}) n_e n_{He+}$
Free-free .....	All ions	$1.42 \times 10^{-27} g_{ff} T^{1/2} (n_{H+} + n_{He+} + 4n_{He++}) n_e$

\*  $T_6 = T/10^6 K$ .

図 1: Cooling Rate

また、光電離による加熱は次のように書ける。

$$[Heat] = n_{H0} \epsilon_{H0} + n_{He0} \epsilon_{He0} + n_{He+} \epsilon_{He+} \quad erg \ s^{-1} \ cm^{-3} \quad (7)$$

$$\left( \epsilon_i = \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J(\nu)}{h\nu} \sigma_i(\nu) (h\nu - h\nu_i) d\nu \quad erg \ s^{-1} \ cm^{-3} \right) \quad (8)$$

さらに宇宙背景放射による冷却  $\lambda_c$  も考慮して、以上の加熱冷却を加味した基礎方程式を SPH 法に沿って解く。

$$\lambda_c = 5.41 \times 10^{-36} n_e (1+z)^4 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (9)$$

(Ikeuchi & Ostriker, 1986)

RECOMBINATION AND COLLISIONAL IONIZATION RATES	
Parameter	Value
$\alpha_{\text{HI}}$	$8.4 \times 10^{-15} T^{-1/2} T_3^{-0.2} (1 + T_3^2)^{-1}$
$\alpha_{\text{He}}$	$1.5 \times 10^{-10} T^{-0.6353}$
$\alpha_{\text{H}}$	$1.9 \times 10^{-3} T^{-1.5} e^{-47000.0/T} (1 + 0.3e^{-94000.0/T})$
$\alpha_{\text{He}}$	$3.36 \times 10^{-10} T^{-1/2} T_3^{-0.2} (1 + T_3^2)^{-1}$
$\Gamma_{\text{eff}}$	$5.85 \times 10^{-11} T^{1/2} e^{-157809.1/T} (1 + T_3^2)^{-1}$
$\Gamma_{\text{eff}}$	$2.38 \times 10^{-11} T^{1/2} e^{-285335.4/T} (1 + T_3^2)^{-1}$
$\Gamma_{\text{eff}}$	$5.68 \times 10^{-12} T^{1/2} e^{-631515.0/T} (1 + T_3^2)^{-1}$

図 2: Recombination and Collisional Ionization Rate

### 3 結果・考察

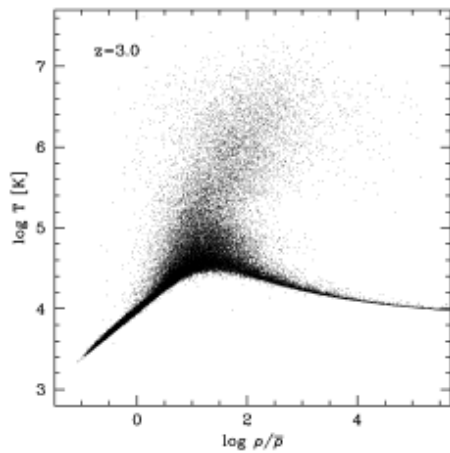


図 3: T-ρ グラフ (z=3)

図 3 より、低音低密度、高温、低音高密度の 3 つの要素に分かれていることが見て取れる。図 4 より、高温を経てから高密度領域に入る (降着する) 粒子 (hot mode) と低音のまま降着する粒子 (cold mode) が存在することが分かる。図 5 を見ると、宇宙初期では cold mode が降着の大部分を占め、現在の宇宙に近づくにつれて hot mode の割合が大きくなっていく。cold mode の降着が効率が良いのはフィラメン

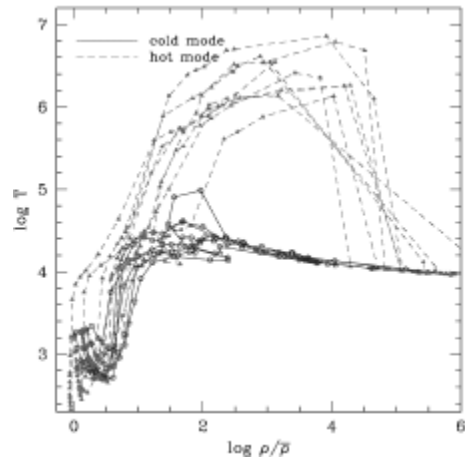


図 4: T-ρ グラフ。15 個の粒子をランダムに選択し、 $z=14.9$  から  $z=3$  まで追跡したグラフ。

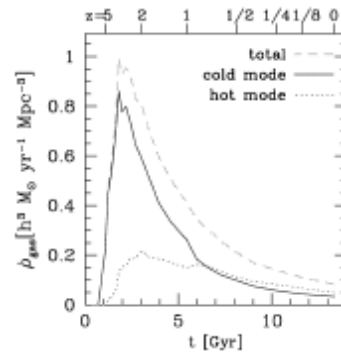


図 5:  $\dot{\rho}_{\text{gas}}-t$  グラフ。hot mode と cold mode は  $T_{\text{max}}/T_{\text{vir}} = 1$  で分けている。  $T_{\text{max}}$  は粒子の最高温度で、  $T_{\text{vir}}$  はビリアル温度。

トを形成して降着すると考えられている。図 6 は同様の手法でのスナップショットである。(Keres et al., 2009)

図 6 から、確かに hot mode が準球状に降着している一方で cold mode はフィラメントを形成して降着していることがわかる。この cold mode でのフィラメント形成を物理的に理解することが今後の課題である。その物理事象が理解できれば mode の赤方偏移依存性 (図 5) に関しても物理的に解釈できるであろう。最後に、このシミュレーションにおける今後の課題として現在の高質量の銀河と低質量の銀河を観測結果 (Bell et al., 2003) よりも多く生成してしまうという問題がある。この問題を解消す



るために AGN や超新星爆発などによるフィードバックをシミュレーションに組み込む試みが成されているがまだそれらの扱いは完全とは言えない。(Keres et al. , 2009)

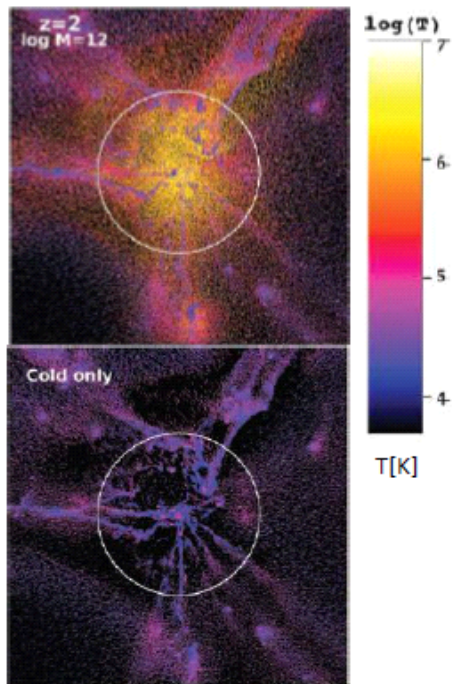


図 6: 上図:  $z=2$ ,  $\log M = 12$  での降着の様子。下図:  $T < 10^5$  K のみを描写。

## Reference

Dusan Keres, Neal Katz, David H. Weinberg and Romeel Dave. 2005. RAS, MNRAS 363, 2-28

Dusan Keres et al. 2009. RAS, MNRAS 395, 160-179

Neak Katz et al. 1996. ApJS, 105, 19-35

# Scientific Prospects of the SWIMS-18 survey on Subaru and TAO

山元 萌黄 (総合研究大学院大学 物理科学研究科 天文科学専攻)

## Abstract

我々のグループでは現在 SWIMS-18 サーベイというプロジェクトを計画し推進している。これはチリに建設する TAO 望遠鏡に載せる SWIMS という近赤外線撮像分光装置を 2015 後半-2017 年の間すばる望遠鏡に搭載し、 $1.5 < z < 5$  という銀河形成の最盛期を時間と環境軸で網羅し、合計 18 枚のフィルターを駆使して超多色の大規模銀河サーベイを行おうというものである。今回は主に現在マゼラン望遠鏡で行われている同種の ZFOURGE プロジェクトについての論文である ADAM R. Tomczak et al.2014(APJ..783..85T) のレビューと、SWIMS-18 プロジェクトのユニークな特長やそれによって拓けるサイエンスの展望を述べる。以下に論文の概要を示す。

ZFOURGE による観測結果から、 $0.2 < z < 3$  において最も精度の高い銀河の星質量関数 (SMF) が得られた。ZFOURGE では、 $1-2\mu\text{m}$  の波長帯で medium-band filter を用いることで、 $1 < z < 3.5$  の約 30000 個もの銀河の photo-z を 1-2% の精度で求めることが可能になった。さらに CANDELS の HST imaging を合わせ、星形成を終えた銀河 (赤) と星形成中の銀河 (青) のどちらにおいても、 $z=2.5$  までかつ星質量が  $10^{9.5}$  太陽質量ほどの低質量銀河まで有用な SMR を得ることができ、今回初めて低質量の星形成活動を終えた銀河の急速な増加 (成長) の様子を確認できた。その結果、宇宙における銀河の星質量密度の  $z=2.5$  から現在までの進化は、星形成銀河については約 2.2 倍の増加となっているが、星形成を終えた銀河については約 12 倍もの大きな増加を示すことが分かった。

## 1 Introduction

銀河の形成やその進化は、ダークハローの形成とそれ中のバリオンの進化に依存している。宇宙初期のかすかな密度揺らぎが自己重力で次第にコントラストを上げ、小さなダークマターハローができる。そしてそれらが集合・合体し、大きい構造になる。ダークマターハローが出来た時には最初ダークマターとバリオンが電離した電離ガスが存在し、やがて電離ガスは電磁波放射で運動エネルギーを失い冷えていく。そしてハロー中心に冷たいガス雲ができ、星形成が起きる。これらの過程は銀河の星質量の成長と関係が見られるため、星質量の分布関数である Stellar Mass Function(SMF) を調べることは、このような feedback を決める上で主となる方法である。SMF の研究は最近何年かで盛んに行われており、また近赤外帯の深いサーベイの発展もあり、より遠方の、より星質量の軽い暗い銀河まで観測が可能になってきてい

る (Moustakas et al.2013, Muzzin et al.2013)。そして、SMF は星質量  $10^{10} M_{sun}$  以下における傾きにより、1 成分のシェヒター関数で表せないことがわかっている。しかしこれまでは  $z \sim 1$  を超える遠方の銀河の低質量側の SMF を正確に決められるほど十分に深く広いサーベイは行われなかった。そしてこの論文では、ZFOURGE(Fourstar Galaxy Evolution survey) のデータを用いることで、 $0.2 < z < 3$  の範囲で研究されていた SMF を、さらに 1/10 小さい星質量の銀河まで拡張して調べ、低質量側の SMF まで決定している。さらに、SMF を星形成銀河と星形成を終えた銀河それぞれにおいて決定した。

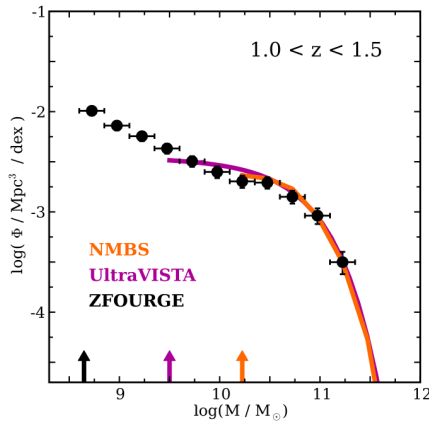


図 1: ZFOURGE, UltraVISTA, NMBS のデータによる  $1 < z < 1.5$  の SMF

## 2 ZFOURGE and Observations

今回 ZFOURGE の深い近赤外撮像データを使用した。ZFOURGE は Magellan Baade 6.5m 望遠鏡で行われているサーベイであり、Fourstar 近赤外カメラと 1-1.8 $\mu$ m 帯で 5 つの medium-band filter(J1,J2,J3,Hshort,Hlong) を使用することで、broad-band 単体よりも  $1 \leq z \leq 4$  の銀河のバルマーブレークを細かく捉えられ、天体の正確な photometric redshift(photo-z) を求める事が可能となる。CDFs, COSMOS, UDS の 3 つの legacy field を対象とし、各 field で 11'  $\times$  11' pointing で観測を行っている。この独立した 3 つの pointing のおかげで、cosmic variance により error が 1 pointing のものより小さくなっている。ZFOURGE の field は他にも CANDELS の HST 撮像を利用しており、地上望遠鏡で medium-band を利用した場合よりもかなり深い ( $\sim 26.5$  等)  $H_{160}$  band と  $J_{125}$  band の撮像データを用いている。高い S/N 比により精度の高い photo-z を得る事ができる。また、 $H_{160}$  のデータは detection image としても利用している。しかし、 $H_{160}$  のデータで最も暗いものは地上望遠鏡では検出できず、SED を決めるのも難しいため、この研究では  $SNR_{160} > 10$  ( $H_{160} \sim 25.9$  等) を満たす天体のみを対象としている。

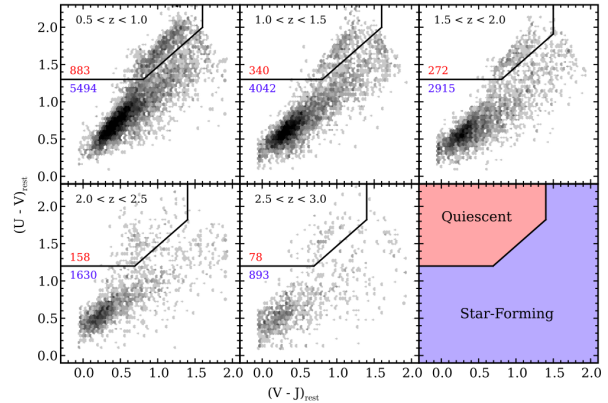


図 2: 静止系の UVJ color diagram による銀河の分類

## 3 Sample selection and color-color diagram

data の mass-completeness limit を理解する事は非常に重要である (Marchecini et al. 2009)。今回は SNR の limit を  $H_{160} \sim 25.9$  とし、星質量で銀河を狭いビンに分け、ビンの中で limit を超えている銀河の割合を計算した。この割合が 80% であるところを mass-completeness limit とし、これ以上の割合を持つビンの銀河をサンプルとした。図 1 にそれぞれ ZFOURGE, UltraVISTA (Muzzin et al. 2013), NMBS (Brammer et al. 2013) のデータによる  $1 \leq z \leq 1.5$  の SMF を示した。下の矢印はそれぞれの mass-completeness limit を表しており、エラーバーは  $1\sigma$  である。今回のデータでより低質量側の SMF の傾きを確認する事ができた。この論文では銀河のサンプルを星形成銀河 (star-forming) と星形成を終えた銀河 (quiescent) に分けている。手段として静止系の U-V vs. V-J color-color diagram を利用しており、 $z \sim 3$  付近の銀河では色の二峰性が見られる事が分かっている。星形成を終えた銀河では SED に強いバルマーブレークが見られるため、静止系の U-V が大きく (赤く) なる。逆に星形成銀河は U-V が小さく (青く) なるが、dust の濃い銀河の場合、dust 減光により静止系の V-J の波長帯における SED の減少がゆるやかになることで V-J が大きくなる。図 2 は ZFOURGE によるサンプルの color-color diagram であり、図中の線によりサンプルを分類している。こ

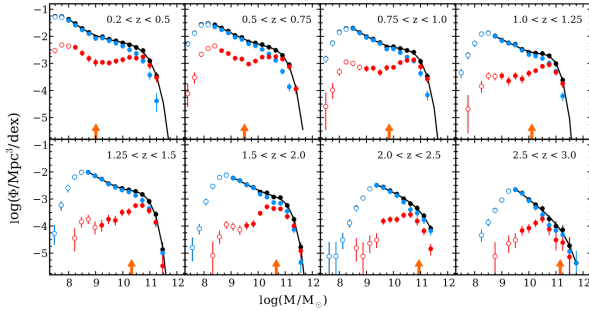


図 3: 各銀河、各 redshift における SMF

の方法の強みは、dust 減光がある場合、おおむね境界の傾きに沿って移動するので dust 減光が銀河の分類にほぼ影響しないということである。これにより dust の多い星形成銀河と典型的な星形成を辞めた銀河の混同を防ぐ事が出来る。

## 4 Results and discussion

SMF( $\Phi$ ) は

$$\Phi(M) = \frac{1}{\Delta M} \sum_{i=1}^N \frac{1}{V_c} \quad (1)$$

で計算した。 $M = \text{Log}(M/M_{sun})$ ,  $\Delta M$  は星質量のピン幅、 $N$  はピン中の銀河の個数、 $V_c$  は comoving volume を示す。図 3 はサンプルすべての銀河 (黒)、星形成銀河 (青)、星形成を終えた銀河 (赤) それぞれの SMF である。オレンジの矢印は mass-completeness limit を示している。すべての銀河の SMF はシェヒター関数によりフィッティングされている。 $z \geq 2$  においては  $\text{Log}(M/M_{sun}) < 10$  において SMF に急な slope が見られる。また、星形成を終えた銀河は、星形成銀河に比べて  $z \sim 2$  から現在まで SMF に大きな進化が見られ、星質量が  $10^{10} M_{sun}$  以上では 6 倍、 $10^{10} M_{sun}$  以下では 15-30 倍にも進化している様子が見られる。この急速な進化により、低質量の星形成を終えた銀河の割合は  $z \sim 2$  から現在までで 7% から 34% に増加した。

図 4 は各 SMF と 1 成分、2 成分のシェヒター関数とのフィッティングの残差を表している。1 成分のシェヒター関数では  $z < 2$  の低質量側の slope をフィット

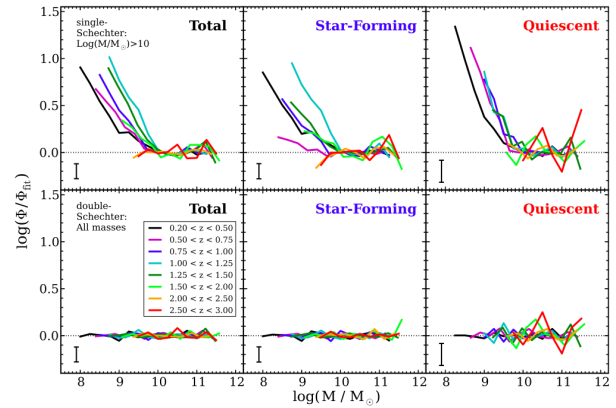


図 4: 各銀河、各 redshift における SMF を 1 成分、2 成分のシェヒター関数でフィッティングした時の残差

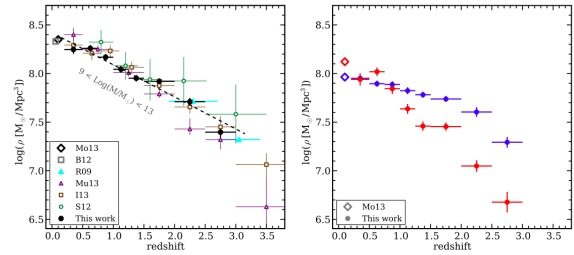


図 5: redshift に対する cosmic stellar mass density  
左:すべての銀河 右:星形成銀河 (青) と星形成を終えた銀河 (赤)

できず、2 成分ならフィット出来る事がわかる。また、 $z < 3$  の SMF を  $10 < \text{Log}(M/M_{sun}) < 13$  で積分し、cosmic stellar mass density  $\rho$  を計算した。図 5 の左はすべての銀河の結果であり、点線はフィットしたシェヒター関数である。ベストフィットは  $\text{Log}(\rho) = -0.33(1+z) + 8.75$  となった。この結果を ZFOURGE より広いが浅いサーベイである UltraVISTA の結果 (Ilbert et al. 2013; Muzzin et al. 2013)、また同等の深さであるが領域が 1/10 程度のサーベイの結果 (Santini et al. 2012) と比較したところ、ほぼ結果は一致した。右は星形成中の銀河と星形成を終えた銀河の結果であるが、cosmic stellar mass density においても星形成を終えた銀河が急速な成長を見せている事がわかる。

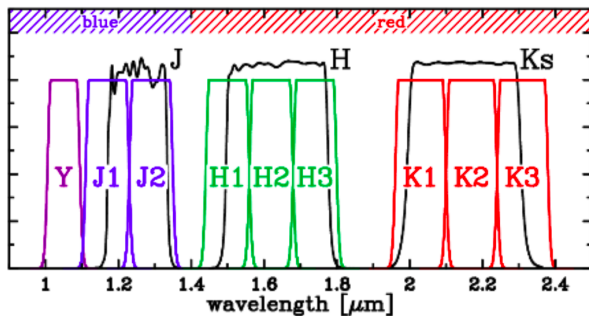


図 6: SWIMS-18 の medium-band filter

## 5 Science prospects of the SWIMS-18 survey

我々のグループではこれまで  $0.4 < z < 2.5$  の銀河形成最盛期において、銀河団とフィールドの両方を狙い、星形成やブラックホールの成長、フィードバック、形態獲得がどのように起きてきたのか突き詰めてきた。しかしフィールド銀河では約 200 平方分領域の  $z \sim 2$  の 150 個の  $H\alpha$  エミッターサンプルに限られ、また銀河団領域は電波銀河周りの特に立派な原子銀河団に限られており、サンプルに偏りが見られる。そこで、1 平方度規模の無バイアスなサーベイが必要になってくる。そこで現在 SWIMS-18 サーベイというプロジェクトを計画し推進している。これはチリに建設する TAO 望遠鏡に載せる SWIMS という近赤外線撮像分光装置を 2015 後半-2017 年の間すばる望遠鏡に搭載し、大規模な銀河サーベイを行うというものである。ZFOURGE の medium-band filter が 5 枚だったのに対し、こちらはさらに H-band を三分割に、Ks-band まで 3 分割した 9 枚の filter を用いる事で、特に  $z > 3$  での精度の高い photo- $z$  探査 ( $\Delta z / (1+z) < 0.02$ )、また  $z \sim 5$  までの銀河のバルマーブレイクを捉える事が可能になる (図 6)。今回のレビュー論文と同様低星質量の銀河のサンプルを集め、その進化の研究をすることに適している。他には 6 枚の narrow-band filter も搭載し、こちらはペアで一組になっており、 $z=0.9, 1.5, 2.5, 3.3$  の銀河の星形成領域の電離ガスの輝線である  $H\alpha$  輝線と [OIII] 輝線を捉え、各 redshift において極力無バイアスに星形成銀河のサンプルを集める事が可能にな

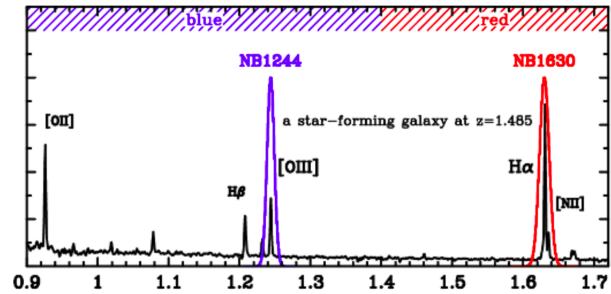


図 7: SWIMS-18 の narrow-band filter

る (図 7)。輝線の強度比を見る事で、星形成領域の電離状態を得る事も出来る。また、波長が  $1.4\mu$  以上と以下の 2 バンドを同時に観測する事が可能であり、サーベイ効率が倍になる。そのため限られた時間でも広い領域のサーベイが可能になる。このプロジェクトにより、更なる銀河の形成・進化の解明が期待出来る。

## Reference

ADAM R. Tomczak et al.2014(APJ..783..85T)

# VERA を用いた銀河系中心領域 300 pc 領域に付随する水メーザー源の固有運動測定

酒井 大裕 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

銀河系中心領域は円盤部とは異なり、卓越した非円運動を示している事が知られている。この非円運動を説明するシナリオとして、銀河系のパーポテンシャルによる共鳴軌道や中心ブラックホールの過去の活動による膨張運動などが提案されている。これらのシナリオは銀河系中心部の分子雲の視線速度情報に則ったものであり、そのような 1 次元的な速度情報からだけでは 2 つのシナリオを分離する事は出来ず、その実態の解明には至っていない。これら 2 つの可能性を切り分けるために、我々は国内の VLBI 観測網 VERA を用いて、銀河系中心から約 300 pc の距離に存在する Central Molecular Zone に付随する 22 GHz 帯の水メーザー源を長期間観測し、その固有運動を測定した。これにより、今までにない 3 次元的な速度情報を得る事が出来るため、運動の解明というここでの目的に対して非常に適している。本講演では、この研究の一例目として行った銀河系中心方向の明るい電波連続波源、Sgr D 領域に付随する水メーザー源の固有運動測定結果について発表する。また、今後の観測計画や、2 つのシナリオの切り分けについても議論する。

## 1 Introduction

銀河系は我々が住む銀河であり、太陽系から最も近い銀河である。それにも関わらず、太陽系自身が銀河系に含まれるために、その全貌を明らかにすることは難しい。中心から約 3 kpc 以上離れた銀河系円盤部に関しては比較的円運動に近い運動をしている渦状腕 (スパイラルアーム) によって構成されていることがわかっているが、中心から約 3 kpc 以内の中心領域に対しては構造が非常に複雑で卓越した非円運動を示しているために理解が進んでいない。銀河系中心領域は非常に複雑な構造を有しており、力学的中心には超巨大ブラックホール Sgr A\*、Sgr A\* から  $\pm 0.6^\circ$  離れた場所には、活発な星形成領域 Sgr B2 や Sgr C などがある。銀河面から離れた方向には、電波アークと呼ばれるフィラメント状の電波構造やフェルミバブルと呼ばれる巨大な  $\gamma$  線源が存在することが知られている。これら構造の原因としては”銀河系の棒構造”、”超巨大ブラックホールの過去の活動”、”銀河系磁場”などが考えられている。特に顕著な構造は、銀河系中心領域から約 300 pc の距離に存在する、星形成を促す多くの巨大分子雲を含む Central Molecular Zone (CMZ) である。この CMZ

中の分子雲は銀河系の中心に存在すると思われる超巨大ブラックホールへの質量供給源であると考えられており、この領域の運動・構造を解明することは銀河の中心の超巨大ブラックホールへの質量降着メカニズムを明らかにする上で非常に重要である (Oka et al. 2012)。

この CMZ の運動を説明するシナリオは大きく 2 つに分けられる。一つ目は、銀河系の棒構造のポテンシャルの影響を受けた Inner Lindblad Resonance 軌道上の運動である。これは Binney et al. (1991) によって提案されたものであり、銀河系の棒構造とほぼ平行に伸びた比較的外側に位置する  $x_1$  軌道群と、それに垂直な方向に伸びた比較的内側に位置する  $x_2$  軌道群によって構成される。この 2 つの軌道群が交差する領域では、それぞれの軌道群に乗って運動している分子雲同士の衝突現象が起こる事が期待され、実際に、正の銀河経度では Sgr B2 で (Hasegawa et al. 1994)、負の銀河経度では Sgr C 近傍 (Matsumura et al. 2012) で衝突によるものと思われる現象が報告されている。また、このシナリオでは衝突によって角運動量が失われることで分子雲がより中心領域に落ち込んでいくため、超巨大ブラックホールへのガス供給メカニズムとしても期待されている。二つ目の

シナリオは、Kaifu et al. (1972) によって提唱された、中心の超巨大ブラックホール Sgr A\* の過去の活動により膨張しながら回転するガスリングのシナリオである。Sgr A\* が過去に活動的であったことは、分子雲による X 線の反射の観測によって指摘されている (Koyama et al. 1996, Ryu et al. 2013)。これらの研究結果は、Sgr A\* が約 100 年以上前まで、今の明るさの 10,000 倍以上の明るさを有していた事を示している。

上に示したどちらのシナリオもこれまでに得られている分子輝線の特徴的な速度構造を説明する事ができるため、2つのシナリオのどちらが正しいかの切り分けには至っていない。この切り分けには、CMZ を構成する分子雲の位置関係やそれぞれの運動を把握する事が不可欠である。Sawada et al. (2004) は、OH 分子の 1667 MHz 帯吸収強度と CO  $J=1-0$  輝線強度の比を用いて CMZ 中の分子雲の奥行き方向の位置関係を明らかにしたが、依然として2つのシナリオの切り分けには不十分であった。我々は電波帯での VLBI 観測によって分子雲内の星形成領域に付随する水メーザー源をモニター観測することで天球面上での固有運動を測定し 3 次元的速度を得ることができる。

本集録では、Section 2 で固有運動によるシナリオの切り分けの方法と VLBI 観測を述べ、Section 3 では既に得られた結果、Section 4 では観測結果をもとに議論をし、Section 5 でまとめと将来的な展望について述べる。

## 2 Methods and Observations

### 2.1 Diagnosis for the dynamics in the Galactic Center

Section 1 で述べた 2 つのシナリオを切り分けるために、我々は CMZ 中の分子雲に付随する水メーザー源の天球面上での固有運動を測定した。それに先立ち、それぞれのシナリオにおいて固有運動でどの程度違いが現れるか、また CMZ 中のどの領域を観測すれば切り分けが可能になるかを明らかにするために、シンプルなモデルを用いて比較を行った。図 1 に示されているように、従来の視線速度情報のみで

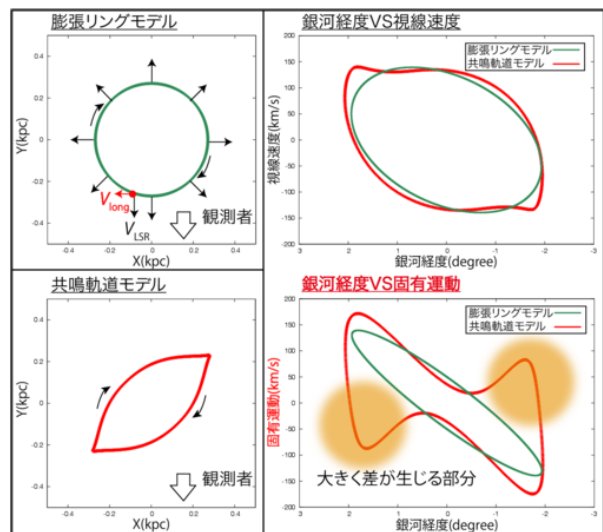


図 1: (赤) 共鳴軌道モデル (緑) 膨張リングモデル。左上) 膨張リングモデルの幾何学的モデル, 左下) 共鳴軌道モデルの幾何学的モデル, 右上) 銀河経度 vs 視線速度上の軌道, 右下) 銀河経度 vs 固有運動上の軌道

は共鳴軌道モデルと膨張リングモデルの 2 つのシナリオの間に大きな差は現れない。一方、我々の研究で測定することが出来る天球面上での固有運動では特に銀河経度が  $-2^\circ < l < -1^\circ$  と  $+1^\circ < l < +2^\circ$  の領域では非常に大きな差が現れていることがわかる。この事はつまり、この差が現れている領域に付随している水メーザー源の固有運動を測定する事で 2 つのシナリオを切り分ける事が可能であることを示している。

### 2.2 Observations of Sgr D HII region with VERA

Section 2.1 で示した方法に沿った最初の観測として、我々は銀河経度  $l = 1^\circ.14$  に位置する明るい電波源 Sgr D 領域に付随する 22 GHz 帯の水メーザー源を長期に渡って観測した。観測は 2008 年から 2011 年にかけて 11 epoch 観測された。各観測 epoch に対して、Sgr D 領域は約 4.5 時間観測された。VERA ではメーザー源の絶対位置を測定するために、メーザー源と同時に位置がよくわかっている銀河系の QSO を位置参照天体として観測する。本観測では、

この位置参照天体として J1745-2820 を用いた。メーザーは 16 MHz の帯域幅で 512 ch の分光点数で観測された。これは 22 GHz 帯において  $0.42 \text{ km s}^{-1}$  の速度分解能に相当する。

### 3 Results

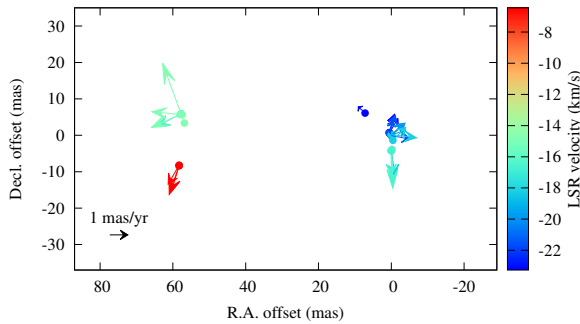


図 2: 検出されたメーザースポットの分布とそれぞれのスポットの運動。カラースケールはスポットの視線速度を表しており、矢印の大きさは運動の大きさを示している。

図 2 は Sgr D 領域に付随する水メーザー源の分布と観測期間中の内部固有運動を表している。メーザーは東西に分かれて分布しており、東側にレッドシフト成分、西側にブルーシフト成分が分布している。メーザー源の広がり約 60 milli arcsec(mas) で、これは銀河系中心までの距離 8 kpc では 500 AU に相当する。メーザー源同士の相対的な運動はおよそ  $1 \text{ mas/yr}$  であり、8 kpc の距離では  $38 \text{ km s}^{-1}$  に相当する。

次に、図 3 は位置参照天体 J1745-2820 を用いて絶対位置を測定された絶対固有運動を示している。この結果は、このメーザー源が太陽系に対して東西方法に対して  $\mu_{\text{east}} = -2.29 \pm 0.12 \text{ mas yr}^{-1}$ 、南北方法に対して  $\mu_{\text{north}} = -4.16 \pm 0.26 \text{ mas yr}^{-1}$  の速度で運動していることを示している。

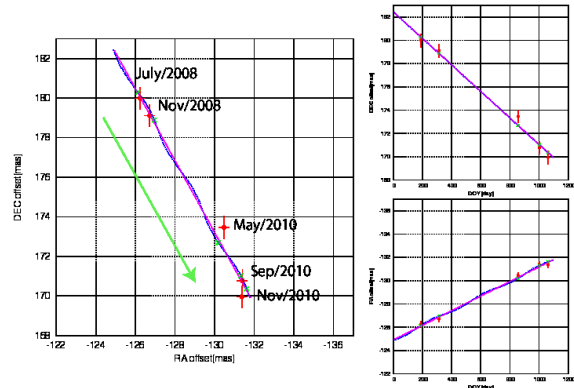


図 3: 左) 天球面上での絶対固有運動, 右上) 時間 vs 東西方向の固有運動, 右下) 時間 vs 南北方向の固有運動

### 4 Discussion

ここでは、Section 3 で得られた絶対固有運動をもとにこの天体の運動や距離について議論する。まず、Section 3 で得られた絶対固有運動は銀河規模の運動に加えて天体内部の運動を含んでいるため、これを差し引く必要がある。そのために、内部固有運動の結果を用いる。この効果を差し引いた絶対固有運動は  $(\mu_{\text{east}}, \mu_{\text{north}}) = (-1.95 \pm 0.15 \text{ mas yr}^{-1}, -4.44 \pm 0.28 \text{ mas yr}^{-1})$  となる。また、ここで得られた絶対固有運動は太陽に対する水メーザー源の運動であるため、銀河系中心に対しての運動を議論するためには、太陽系に対する銀河系中心の運動  $(\mu_{\text{east}}, \mu_{\text{north}}) = (-3.151 \pm 0.018 \text{ mas yr}^{-1}, -5.547 \pm 0.026 \text{ mas yr}^{-1})$  を差し引く必要がある (Reid & Brunthaler 2004))。この結果から、銀河座標系での運動は  $(\mu_l, \mu_b) = (+1.57 \pm 0.32 \text{ mas yr}^{-1}, -0.42 \pm 0.27 \text{ mas yr}^{-1})$  であることがわかった。この正の銀河経度方向への運動は、このメーザー源が銀河系中心に対して手前側に位置する事を示している。この運動は、8 kpc の距離で  $59.7 \pm \text{ km s}^{-1}$  の速度に相当する。また、メーザー輝線の視線速度は  $-18 \text{ km s}^{-1}$  であることから、このメーザー源は明らかに非円運動の影響を受けている。このことから、Sgr D 領域が存在する場所の候補は手前側の 3 kpc arm が CMZ に絞られた。今後、定量的な解析を行う事により、距離の決定を行う必要がある。



## 5 Summary

- 銀河系の中心領域は円盤部とは異なり非常に卓越した円運動を示している。銀河系中心領域の運動を明らかにする事は中心ブラックホールへの質量供給メカニズムを解明する上で非常に重要である。
- 視線速度のみの情報では現在提唱されている共鳴軌道シナリオと膨張円盤シナリオを分離する事は出来ないが、天球面上での固有運動を測定する事により2つのシナリオを分離する事が可能である。
- 第一例目の観測として Sgr D HII 領域に付随する水メーザー源を VERA により観測。結果として、この天体が銀河系中心に対して正の銀河経度の方向に運動しており、中心に対して手前側に位置していることが明らかになった。また、非円運動の大きさから手前側の 3 kpc arm が CMZ に位置する事が示唆された。
- さらに観測天体数を増やす事で銀河系中心領域の運動を解明する事が可能になることが期待される。

## Reference

- J. Binney, O. E. Gerhard, A. A. Stark, J. Bally, and K. I. Uchida, 1991, MNRAS
- T. Hasegawa, F. Sato, J. B. Whiteoak, and R. Miyawaki, 1994, ApJ
- N. Kaifu, T. Kato, T. Iguchi, 1972, Nature Physical Science
- K. Koyama, Y. Maeda, T. Sonobe, T. Takeshima, Y. Tanaka, and S. Yamauchi, 1996, PASJ
- S. Matsumura, T. Oka, K. Tanaka, M. Nagai, K. Kamegai, and T. Hasegawa, 2012, ApJ
- T. Oka, Y. Onodera, M. Nagai, K. Tanaka, S. Matsumura, and K. Kamegai, 2012, ApJS
- M. J. Reid, and A. Brunthaler, 2004, ApJ
- S. G. Ryu, M. Nobukawa, S. Nakashima, T. G. Tsuru, K. Koyama, and H. Uchiyama, 2013, PASJ
- T. Sawada, T. Hasegawa, T. Handa, R. J. Cohen, 2004, MNRAS

## 矮小銀河の化学進化

岡安 優佑 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

Sculptor dwarf spheroidal(dSph) に化学進化モデルを適用し、金属量分布関数 (MDF) を再現した。モデル計算をする中で平均金属量や星質量に影響するパラメータを探ったところ、星形成効率が平均金属量に影響し、星質量に関しては銀河風による質量流出よりも降着質量の影響が大きいことがわかった。今後の研究課題としては、星形成史 (SFH) をより再現できるような SFR をモデルに組み込めるようにする。さらに low mass な ultra-faint dwarf(UFD) や dIrr(dwarf irregular) に対して化学進化モデルを使って観測的事実を再現し、その上で MW の矮小銀河で成立していると言われている質量金属量関係 (MZR) を有意に決めているパラメータがあるならばそれは何かを探っていくことである。また、最近の研究により、M31 の衛星銀河においても同じ光度の MW の矮小銀河と比較すると MDF の広がりには違いがあるにも関わらず MW とほぼ同一の (光度金属量関係)LZR に乗っていることがわかった。M31 の衛星銀河の SFH もわかってきているため、今後は M31 の衛星銀河についても化学進化モデルを適用し、どのような化学進化過程を経てきているのかを考えていくと共に MW の矮小銀河との比較を行って母銀河や周りの環境による進化の違いなどを議論していく必要が生じてくると考えている。

## 1 Introduction

矮小銀河は B バンドで-18 等より暗い銀河という定義の銀河であり、その性質上、明るい dSph は星から、dIrr はより暗いためガスの金属量を測定していたが、近年 dIrr においても星の金属量を観測できるようになり両者の金属量を直接比較できるようになってきた。そこで金属量分布関数 (MDF) を比較すると dSph は形がシャープであり、metal-rich 側で cut-off が見られ、潮汐効果や ram pressure によるガスの剥ぎ取りにより星形成がとまったことによると考えられる。dIrr は gas-rich な系であり現在もなお星形成を行っていることから察しがつくように比較的 metal-rich である。このように dSph と dIrr の MDF の形は異なっているため両者の化学進化過程も異なると考えられる。一方で星質量金属量関係 (MZR) はほぼ同じ関係であることが分かってきた。そこで、この関係性を理解することを目標として矮小銀河の化学進化モデルを用いて Sculptor の進化過程を解いた。

## 2 Methods

ここでは、今回用いた化学進化モデルについて紹介する。化学進化は、星が形成されて寿命を迎えて超新星爆発をする際に星内部で作られた重元素を星間空間に放出され、星間空間中の重元素量が時間と共に増加することで起こっている。また、矮小銀河においては質量降着に加え、ポテンシャルが浅いことに起因する銀河風による質量欠損があるのでこれらも考慮する必要がある。以上を踏まえ、今回以下の式を用いた。

$$\frac{dM_i}{dt} = X_i(t)\psi(t) + (1-F)R_i(t) + \frac{dM_i^{in}(t)}{dt} - \frac{dM_i^{out}(t)}{dt}$$

$M_i$  は cold gas 中にある元素  $i$  の質量、 $\psi(t)$  は星形成率、 $X_i$  は cold gas 中の元素  $i$  の質量比 ( $X_i = \frac{M_i(t)}{M_{cold}(t)}$ )、 $F$  は星から放出された質量が直接 hot gas phase にいく割合であり、今回は cold gas と hot gas の区別をしないため  $F=0$  とする。 $R_i$  は星が死んだ時に作られる元素  $i$  の生成率 ( $R_i(t) = R_i^{LIMS} + R_i^{SNII} + R_i^{SNIa}$ ) である。

よって、右辺第一項は星に取り込まれていく元素  $i$  の質量、第二項は星から放出される元素  $i$  の質量、第三項は、降着質量、第四項は質量流出の項である。

また、今回のパラメータとして、初期質量関数 (IMF) はサルピーター IMF ( $\phi(m)dm \propto m^{-2.35}dm$ ) として、星形成率は、

$$\psi = \nu M_{cold}^k(t)$$

とする。 $\nu$  は星形成効率であり、今回は  $\nu = 0.02, k = 1$  とした。

流入質量は、

$$\frac{dM_i^{in}(t)}{dt} = X_i^{in}(t) A e^{t/\tau}$$

とし、流入するガスは primordial として  $X_i^{in}(t) = X_i^0$  であり、A は以下を満たす規格化定数

$$\int_0^{t_{now}} A e^{t/\tau} dt = M_{acc}$$

$M_{acc}$  は系に降着する総質量で  $1.7 \times 10^8 M_\odot$  とした。 $\tau$  は infall-time で、 $5 \times 10^7 yr$  とした。

質量流出は、

$$\frac{dM_i^{out}(t)}{dt} = X_i^{out}(t) \omega_i M_{cold}$$

と表され、 $\omega$  は outflow の効率を示しており、 $H, He = 0.5 Gyr^{-1}, metal = 1 Gyr^{-1}$  とした。

### 3 Results

計算結果を図 1-5 に示す。星形成率については、de Bore et al. 2012 における Sculptor の星形成史を参考にして、8.8Gyr 以降は 0 とした。現在 (13.8Gyr) の値として、ガス質量は  $\sim 0.3 \times 10^6 M_\odot$ 、星質量は  $\sim 7.7 \times 10^6 M_\odot$  と求まり、平均金属量 ( $\langle [Fe/H] \rangle$ ) は -1.93 と求まった。

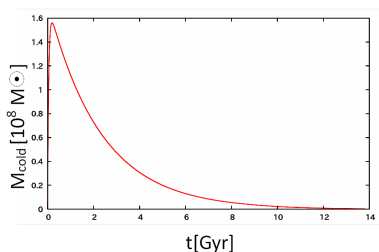


図 1: ガスの降着

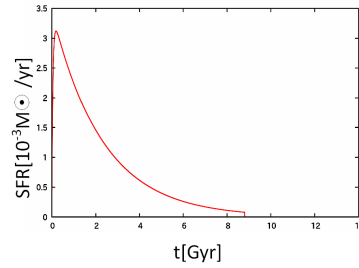


図 2: 星形成率

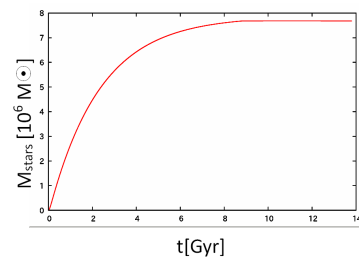


図 3: 星質量

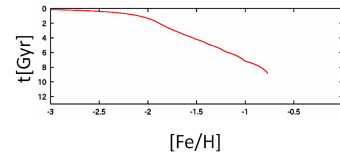


図 4: 金属量の時間変化

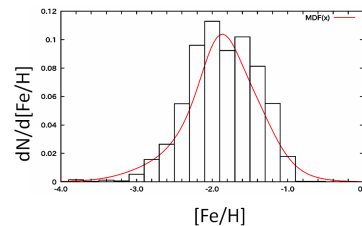


図 5: 金属量分布関数

また、今回用いたモデルについてパラメーターの変数の値を変えた時の変動を見てみた。

すると、平均金属量は星形成効率 ( $\nu$ ) の影響を大きく受け、星質量は降着質量の影響を大きく受けていると考えられる。しかしながら、これらのパラメータを変える事によって UFD のような低質量銀河を再現できる。と結論するには金属量の広がりという観点での球状星団との差異を十分に説明できていないことから注意が必要である。

## 4 Conclusion & Future work

今回は、恒星の時間発展やガスの金属量汚染を考慮したモデルで、Sculptor dSph の再現を行った。すると、降着質量は  $1.7 \times 10^8 M_{\odot}$ 、ガスの infall-time は  $5 \times 10^7 \text{yr}$ 、銀河風による outflow の効率は  $H, He = 0.5 \text{ Gyr}^{-1}$ 、 $metal = 1 \text{ Gyr}^{-1}$  とし、また、de Boer+2012 での SFH より、8.8Gyr で星形成を止めたモデルであれば、Sculptor dSph の MDF の傾向は表現できた。また、モデルの特徴を調べるためにパラメータの値を変化させてその変動をしらべたところ、平均金属量は星形成効率、星質量は降着質量の影響を受ける事がわかった。パラメータを変えることにより、UFD など低質量銀河についても表現できそうではあったが、形成過程や進化過程に関する考察までできないため、注意が必要である。今後は、dIrr を再現できるようなモデルを考察すると共に、UFD など低質量銀河に適用出来るように発展させて行きたい。

また、近年の研究により M31 の衛星銀河についても金属量分布や  $[\alpha/Fe]$  の傾向がわかってきており、金属量分布については MW の矮小銀河とは異なる傾向であることが示唆された。一方で、LZR が MW の矮小銀河と同様の関係にのっていることがわかった。(Ho et al.2014) M31 の衛星銀河に関してはデータ数が少ないため結論が出せない面はあるが、M31 には MW と比べて、重く明るい矮小銀河が多く存在することから環境的な違いによる影響を考慮した上で各矮小銀河の進化をどう説明していくかが課題である。今後は M31 と MW の衛星銀河を比較することで形成・進化過程を議論しながら LZR を理解してい

きたい。さらに、one-zone のモデルだけでなく、どのような形成史の下で現在の矮小銀河が形成されてきたのかをより解析的に明らかにしていきたい。

## Reference

- de Boer, T.J.L., et al. 2012a. A&A,539,103
- de Boer, T.J.L., et al. 2012b. A&A,544,73
- Kirby E.N., et al., 2013 ApJ,779,102
- Kirby E.N., et al., 2011 ApJ,727,79
- Romano.D,Starkenbug.E, 2013 MNRs,434,471
- Ho,N., et al., 2014 arXiv:1405.4424
- Matteucci F.,Recchi S., 2001 Apj,558,351

## 数値シミュレーションで探る宇宙背景ガンマ線放射

早津 夏己 (東京大学宇宙理論研究室)

### Abstract

extragalactic gamma-ray background (EGB) は Fermi 衛星観測の解析により確認されている (Abdo et al. 2010)。しかし最近まで、考えられるガンマ線源の寄与を観測的・理論的に見積もっても、Fermi 衛星の結果を再現することが出来なかった (Ackermann et al. 2012)。例えば、ガンマ線源のうち星形成活動が盛んな銀河の寄与が大きいとされるが、Ackermann et al. (2012) による赤外線観測の結果を用いた見積りは Fermi 衛星の結果より一桁程度小さい。

ところが、Tamborra et al. (2014) による最新の赤外線観測の結果 (Gruppioni et al. 2013) を用いた見積りは Fermi 衛星の結果を再現した。合うようになった理由には、Ackermann et al. (2012) では考慮できなかった遠方宇宙 ( $2.5 < z < 5.0$ ) の銀河の寄与が入ることや、新たに複数の銀河種族の寄与を考慮したことなどが挙げられる。

本研究では、まず Ackermann et al. (2012) の見積り法を参考に、Shimizu et al. (2012) による大規模数値シミュレーションの結果から EGB を計算し、Fermi 衛星の結果と比較し考察する。シミュレーションから得た遠赤外線光度分布は、未だ観測されない暗い銀河の寄与まで計算されている。それらの EGB への寄与によって、本研究の計算結果は  $E > 10$  GeV の EGB の観測結果を再現した。そのうち、 $0.6 < z < 1.0$  の銀河の寄与は 60 ~ 70 % 程度であった。

## 1 ダスト光度の計算

本研究では Shimizu et al. (2012) による GADGET3 を用いた宇宙論的銀河形成シミュレーションの結果から、銀河のガンマ線スペクトルを見積もる。計算領域は  $100 \text{ Mpc}/h$ 、粒子数は  $N = 2 \times 640^3$  で、ダークマター粒子の質量は  $2.41 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$  である。なお宇宙論モデルは  $\Lambda$ -CDM model、初期質量関数は Salpeter IMF を採用し、シミュレーションの計算結果は  $z < 0.6$  のデータを用いる。

まず星生成モデルの概説する (Okamoto et al. 2010)。各ガス粒子はその金属量に依存する冷却率をもち、一定密度まで収縮したガス粒子の一部が星になると仮定する。星生成率 ( $SFR$ ) は timestep 毎に生まれた星の質量から求められる。その際、超新星爆発によるガス流出の効果や熱不安定 (一定密度に達すると暖かいガスと冷たいガスに分かれ、冷たいガスのみが星になる) を考慮する。次に、星粒子のスペクトルエネルギー分布を計算コード PEGASE2 を用いて星の金属量・年齢・星質量から得る。これを各銀河ごとに足し合わせれば、ダストや星間ガス

による減光を考慮しない (intrinsic な) 銀河のスペクトルエネルギー分布が得られる。さらに、銀河の減光前の UV 光度のダスト吸収による減光分を各赤方偏移で観測された UV 光度関数から見積もり、この減光分をダストによる赤外線放射として計算しする。つまり、

$$L_{\text{dust}} = \int (L_{\text{int}}(\lambda) - L_{\text{real}}(\lambda)) d\lambda. \quad (1)$$

とする。これにより得られた  $SFR$  と  $L_{\text{dust}}$  の相関は図 1, 図 2 のようになる。 $SFR < 1$  の銀河を見ると、68 % の範囲内も 1.5 桁程度の広がりをもち、極端な場合は Kennicutt law と 3 桁も暗い、あるいは 1.5 桁明るい天体が存在する。

つぎに、dust luminosity の光度関数 (dust LF) を Gruppioni et al. (2013) の観測結果と比較する。ダスト光度は full simulation data からの場合と、 $SFR$  に Kennicutt et al. (1998) の経験則を代入して dust luminosity を変換した場合を用い、観測データは Gruppioni et al. (2013) の fitting function と比較する。ただし、観測の faint end はそれぞれ、 $z = 0.6$  付近で  $3 \times 10^{10} L_{\odot}$  程度、 $z = 3.6$  付近で  $5 \times 10^{11} L_{\odot}$  程度であ

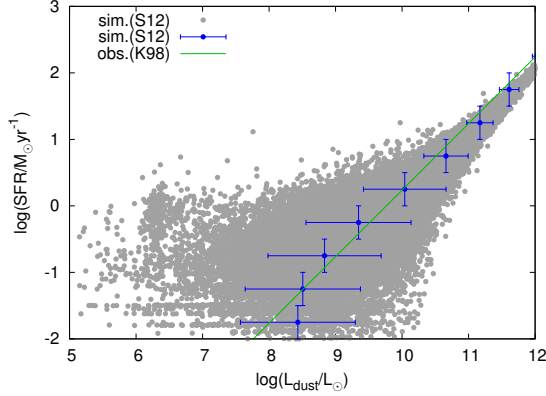


図 1:  $z = 0.6$  の  $SFR$  と  $L_{dust}$  の相関.

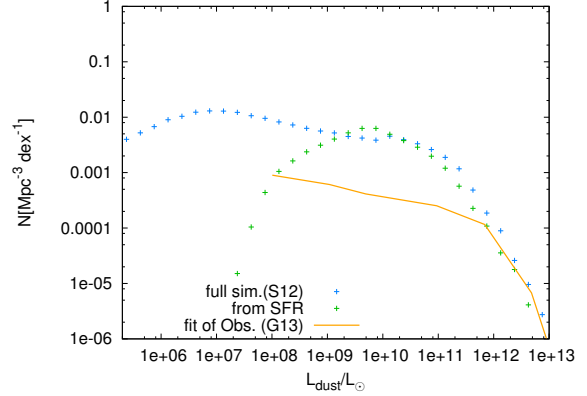


図 3:  $z = 0.6$  の遠赤外線高度関数.

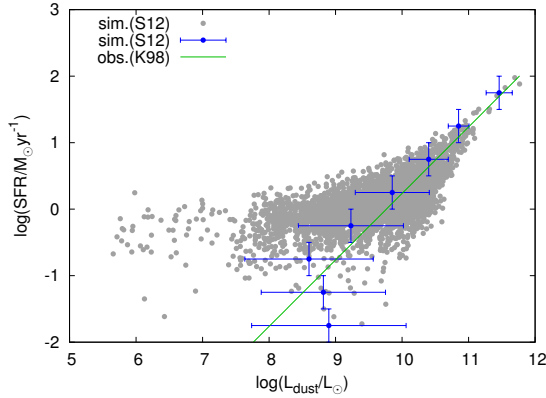


図 2:  $z = 9.0$  の  $SFR$  と  $L_{dust}$  の相関.

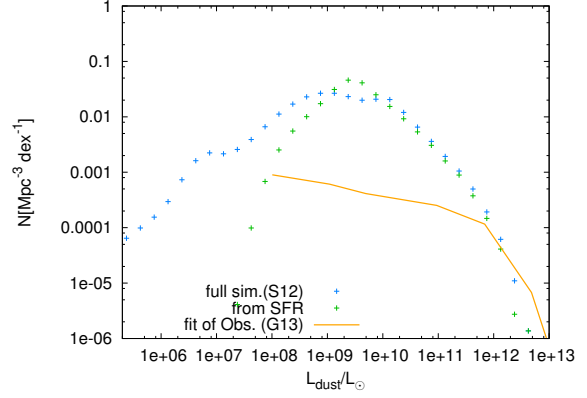


図 4:  $z = 3.6$  の遠赤外線高度関数.

る。図 3, 図 4 を見ると、観測されている bright end では観測とシミュレーションの結果は大体同じだが、観測されていない暗い光度で、シミュレーションから計算した銀河密度が factor 3 から 1 桁以上、fitting function より大きい。

## 2 Ackermann et al. (2012) の手法を用いた EGB の計算

ここからは、光子エネルギー  $E_0$  で観測される EGB の寄与を Shimizu et al. (2012) のシミュレ-

ーション結果から見積もる。

$$I(E_0) = \int_0^{z_{max}} \int_{L_{\gamma, min}}^{L_{\gamma, max}} \Phi(L_{\gamma}, z) \times \frac{dN}{dE}(L_{\gamma}, E_0(1+z)) \frac{d^2V}{dzd\Omega} dL_{\gamma} dz. \quad (2)$$

$I(E_0)$  の単位は  $[\text{ph/s/cm}^2/\text{str/GeV}]$ ,  $\Phi(L_{\gamma}, z)$  はガンマ線光度関数  $[\text{Mpc}^{-3}\text{GeV}^{-1}\text{s}]$ ,  $dN/dE(L_{\gamma}E_0(1+z))$  は differential photon flux  $[\text{ph/cm}^2/\text{s/GeV}]$ ,  $d^2V/(dzd\Omega)$  は comoving volume  $[\text{Mpc}^3/\text{str}/\Delta z]$ ,  $E_0$  は観測周波数でのエネルギー  $h\nu_0$ 、 $E$  は静止周波数でのエネルギー  $h\nu_0(1+z)$  である。

これは単純に分解されていない 1 つ 1 つの銀河の寄与について足し上げたものと一緒なので、

$$I(E_0) = \sum_{i=0}^{N_{tot}} \frac{dN_i(L_{\gamma}, E_0(1+z), F_{\gamma_0} < F_{lim})}{dE} \frac{1}{\Delta V} \frac{d^2V}{d\Omega dz} \quad (3)$$

を計算する。ここで、Shirasaki et al. (2014) を参考に  $F_{\gamma_0} > F_{lim} = 2 \times 10^{-9}$  ph/cm<sup>2</sup>/s の銀河は空間分解されているとして計算には入れない。

ダスト光度のガンマ線光度の換算には Ackermann et al. (2012) より、近傍宇宙の観測から得られた相関

$$\begin{aligned} & \log(L_{0.1-100\text{GeV}}/L_{8-1000\mu\text{m}}) \\ &= -4.3 \pm 0.1_{(\text{stastical})} \pm 0.2_{(\text{dispersion})}. \quad (4) \end{aligned}$$

を用いる。

赤方変位  $z$ 、光度  $L_\gamma$  の銀河の differential photon flux  $dN/dE(L_\gamma, E_0(1+z))$  は、Ackermann et al. (2012) では local group の 60 個の星形成銀河の SED (0.1 - 100 GeV) を power law

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\Gamma}, \quad \Gamma = 2.2, \quad (5)$$

と fit して得ている。注意することは、これは non-detection の bin も 1 つのデータとして数えた fit (mumimum-likelihood fit) となっていて、さらに各周波数での flux を見積もる際に light curve を時間積分する際も maximum likelihood fit をしていることである。また、differential photon flux と flux density  $dS_\gamma/dE$  の関係は

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dS_\gamma/(h\nu)}{dE}, \quad (6)$$

$$\frac{dS_\gamma}{dE} \propto E^{-1.2}, \quad (7)$$

$$\frac{dS_{\gamma_0}}{dE_0} \propto E_0^{-1.2}(1+z)^{-0.2}. \quad (8)$$

で、flux density と luminosity density の関係は

$$\frac{dL_\gamma}{dE} = \frac{4\pi d_L^2}{(1+z)} \frac{dS_{\gamma_0}}{dE_0} (\propto 4\pi d_L^2 E^{-1.2}). \quad (9)$$

さらに定数 A を用いて

$$\frac{dL_\gamma}{dE} = AE^{-1.2}. \quad (10)$$

とすると、 $L_\gamma = L_{0.1-100\text{GeV}}$  GeV/s なので

$$A = L_\gamma / \int_{0.1\text{GeV}}^{100\text{GeV}} E^{-1.2} dE. \quad (11)$$

計算すると、

$$\frac{dL_\gamma}{dE} = \frac{L_\gamma}{5.93} E^{-1.2}. \quad (12)$$

シミュレーション中の銀河は  $L_\gamma$  と光度距離  $d_L$  をもっているため、以上の行程をさかのぼることで differential photon flux を得ることが出来る。

$$\frac{dN}{dE}(L_\gamma, E_0(1+z)) = \frac{dS_{\gamma_0}}{dE_0} \frac{1}{(1+z)}, \quad (13)$$

$$= \frac{(1+z) dL_\gamma}{4\pi d_L^2 dE} \frac{1}{(1+z)}. \quad (14)$$

$$= \frac{1}{4\pi d_L^2} \frac{L_\gamma}{5.93} (E_0(1+z))^{-1.2} \quad (15)$$

となる。以上でシミュレーションの結果から得た  $L_{\text{dust}}$  から EGB を見積もる準備が整った。

### 3 Results

計算した結果は図 5, 図 6 のようになる。

図 5 のエラーバーは経験則の分散でつけている。Kennicutt law の方がエラーが大きくなっているのは、 $\text{SFR} \rightarrow L_{\text{dust}} (\pm 30\%) \rightarrow L_\gamma (\pm 0.3\text{dex})$  と、変換が 2 つはいつているためである。図 5 は、本研究の計算結果が  $E > 10$  GeV の EGB の観測結果を再現した事を示している。しかし、discussion で述べるように、今までの計算過程は、星生成銀河のガンマ線の寄与しか計算されておらず、AGN やブレーザーなどの寄与は計算されていない。つまり overestimate している可能性がある。また、二つの  $L_{\text{dust}}$  の計算結果に対する違いは大差なかった。これは LF のピークまではほぼ同じ高度分布であり、それより暗い銀河の寄与の違いは効いてこないためである。

図 6 は各 redshift range での EGB の寄与を示している。そのうち、 $0.6 < z < 1.0$  の銀河が全体の 6~7 割である。 $1.0 < z < 2.5$  の寄与は 2-3 割程度、 $2.5 < z$  の寄与は 1.2% 程度である。今回のシミュレーションでは、 $z < 2.5$  までの寄与まで考えれば EGB はほぼ説明できる事が分かった。

また、Shirasaki et al. (2014) を参考に  $F_{\gamma_0} > 2 \times 10^{-9}$  ph/cm<sup>2</sup>/s の銀河は空間分解されているとして寄与を考えないようにしたが、そもそもそんなに明るい銀河はいなかった。今最大に明るいのは  $z = 0.57$  の  $F_{\gamma_0} = 5.2 \times 10^{-13}$  ph/cm<sup>2</sup>/s で、もしこの銀河が  $z = 0.0$  にいればその寄与は考慮しないことになる。

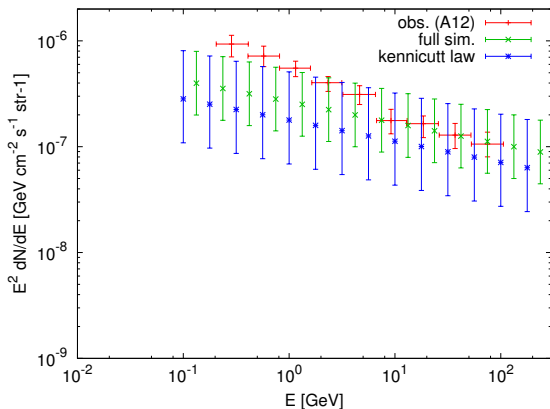


図 5: シミュレーションを使った EGB の見積もり.

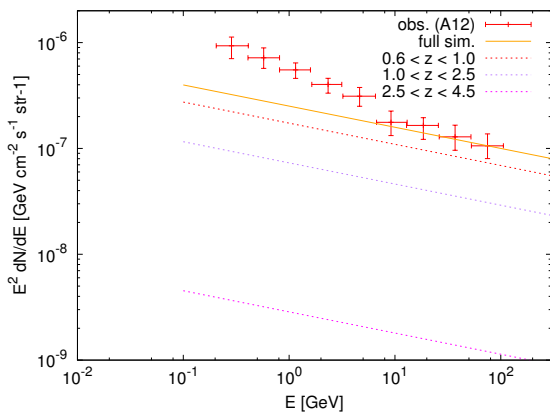


図 6: 各 redshift range の寄与 (full sim. の場合).

## 4 Discussion

まず、今回は使用した計算結果の都合上、 $z < 0.6$  のシミュレーションデータがなかったが、今後その寄与も含めて計算する必要がある。近傍に行くほど空間分解できる銀河も増え、その寄与を考えずにすむが、より暗い銀河の EGB への寄与も大きくなる。

もし図 5, 図 6 の見積もりを信じると、Ackermann et al. (2012) が EGB を説明できず Tamborra et al. (2014) が説明できた理由は、high- $z$  の観測データを入れたというのも 2 倍程度の効果としてあるが、種族を足したことの方がおおきな寄与だったと言えそうである。その意味で 10 GeV 以下の傾きの違いは興味深い。近傍の銀河の寄与が大きい分 redshift の

寄与がないと思えば、傾きの違いは種族の寄与の違いに当てはめられそうである。

また、本研究の見積もりと Ackermann et al. (2012) との大きな違いは、光度関数である。本研究では暗い銀河が多く、これが効いているが、光度関数の暗い側の妥当性を裏付けるような観測結果はまだ成されていない。

## 5 Conclusion

本研究の計算結果は  $E > 10$  GeV の EGB の観測結果を再現した。そのうち、 $0.6 < z < 1.0$  の銀河の寄与は 60 ~ 70 % 程度であった。近傍の銀河の寄与が大きい事から、10 GeV での傾きの切り替わりは銀河種族の寄与の違いである可能性がある。また、計算の過程で寄与が大きいのは LF の違いであるが、暗い側の光度分布の妥当性を証拠づける観測はまだ出ておらず、今後の観測で正当性が明らかになる。

今後は光学的厚みの寄与や、銀河種族、近傍銀河の寄与を入れて計算をすすめ、考察を深めていく。

## 6 Acknowledgement

今回はメインの研究でなく、研究室の人々と世間話的に思いついたテーマをやってみました。ここに書いた内容を指導教員に見せにいったら割と否定的な反応でしたが、それもいい経験だと思って非常に感謝します。未熟な段階でも新たな研究に挑戦できる機会を得られるのも、若手夏の学校の良い一面だと思います。成長する機会を与えて下さった若手夏の学校に感謝します。

## Reference

- Abdo et al. 2012. PhysRevLett, 104.101101
- M. Ackermann et al. 2012. ApJ, 755:164
- I. Tamborra et al. 2014. arXiv, 1401.1189
- C. Gruppioni et al. 2013. MNRAS, 432:23
- I. Shimizu, N. Yoshida, and T. Okamoto. 2012. MNRAS, 427:2866
- R. C. Kennicutt, Jr. 1998. ARA&A, 36.1.189
- T. Okamoto et al. 2010. MNRAS, 406:208
- M. Shirasaki et al. 2014. arXiv, 1404.5503



## 大質量楕円銀河の形成段階を探る

木村 勇貴 (東北大学大学院 天文学専攻 M1)

### Abstract

大質量楕円銀河の中の星は、 $z > 2$  のときにはその銀河の中で形成されたものと銀河の外で形成されたものの 2 つの系列があり、銀河の外で形成されたものが後に内側へ降着することで、近傍で見られるような楕円銀河が形成されたということがシミュレーションで示唆されている。そのような系は観測事実としても実際に発見されており、例えば Uchimoto et al. (2012) によると、全体で 180kpc の中に photo-z で選ばれた天体が 5-6 個付随している。その中には  $z > 2$  で星形成をしてできたこととされる DRG 天体が何個か確認されており、これらの系を見つけるには DRG が密集しているような領域を探ることが非常に有力な手がかりになると考えられる。そこで私はまずその DRG に着目し、それらが密集している系を最も一般的な領域である GOOD-N 領域で調べることにした。方法としては、まずその領域内に任意の座標点を設定してやり、その点を中心としてある半径とある  $z$  の幅を設定してやり、その中に DRG 天体が何個密集しているか、その個数の統計を調べた。それらが実際にポアソン分布と仮定した場合にどれだけ確率が低いかを調べ、その中から特に確率的に低いものを抜き出してやり、実際に DRG 以外の天体で他にどのような天体があるかという環境も調べた。今回はこれらの中で確率が特に低かった系を紹介する。

## 1 Introduction

宇宙の構造物である「銀河」の形成を知ることは、宇宙を研究する者にとって非常に大切なことである。ただ、わずかながらの観測事実やシミュレーションをもって考えられた理論モデルは、未だに不確定な要素が多く、多くの天文学者を混乱させるばかりであった。しかし、近年めぐるましく発達した観測装置のおかげもあり、近傍にある銀河は星を分解できるように、また遠方の銀河に対しては非常に暗いものまで観測できるようになり、統計データとして非常に充実した時代になってきている。このようなデータをもとに、さらに銀河の形成過程を理解することは今後非常に重要な課題であり、より多くの天文学者が取り組むべき問題となっている。

ここで近年のシミュレーションの結果を紹介する。Oser et al. (2010) によると、近傍で見られるような大質量楕円銀河を構成する星は、 $z > 2$  で形成されたものが多く、またそれらは銀河の典型的な大きさ (およそ 20kpc) の内側でできたものと外側でできたものの 2 つの系列があることがわかった。(図 1) 外側でできた星は内側のものと後に merging すること

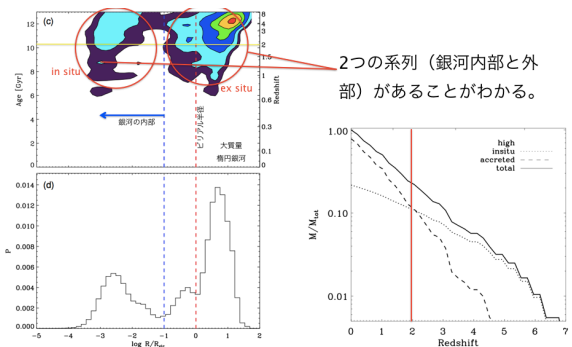


図 1: 左上は、大質量楕円銀河の星がいつの時代に銀河中心からどの距離にできたかを表した図である。左下はその分布図になっている。右の図はその銀河の質量進化を表したものとなっている。(Oser et al. 2010)

によって現在近傍で見られるような大質量楕円銀河が形成されたのではないかとということがシミュレーションで示唆されている。

ではこのような系は実際に観測事実として存在するのかという問題があるが、それについていくつか紹介する。

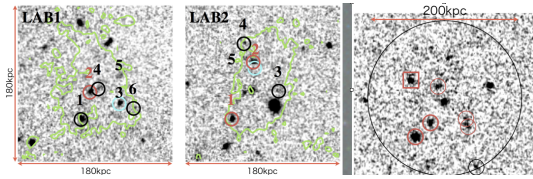


図 2: SSA22 領域で見つかった系。左 2 つは 180kpc 内に Ly $\alpha$  Blob に付随して存在する天体 (数字で書かれた○の部分) がいくつも存在している。右はサブミリ波源で見つかった系である。どの図も赤丸で囲まれた天体は DRG 天体である。(Uchimoto et al. 2012)

図 2 は、SSA22 領域 ( $z \sim 3.1$  の原始銀河団) で見つかった系である。左 2 つは全体で 180kpc 内に天体が 5 つ以上 LAB に付随して存在する系となっている。右は 200kpc 内に photo-z で選ばれた天体が 7 個密集した、サブミリ波源の領域である。このように遠方の系に対してシミュレーションと一致するような系が見つかった。

図の中の赤で囲まれた天体は DRG (Distant Red Galaxy; Franx et al. 2003, van Dokkum et al. 2003) と呼ばれる天体である。つまり遠方にある赤い銀河のことで、 $z > 2$  で  $J - K_s > 2.3$  (Vega 等級) を満たすものを言う。これは  $2 < z < 4$  において 4000Å や Balmer jump が  $J$  と  $K_s$  のフィルターの間に来ることによって赤くなる天体のことで、passive な天体もしくは dusty な天体であることが知られている。

上の例は遠方銀河の例であるが、次に比較的近傍のものも紹介する。

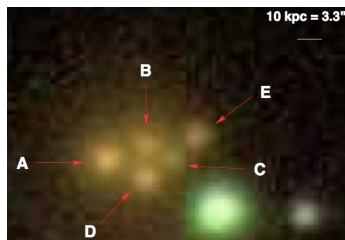


図 3: こちらは比較的近傍のもので  $z \sim 0.18$  の系である。40kpc 内に天体が 5 つ存在する。(Filho et al. 2014)

Filho et al. (2014) によると図 3 は、 $z \sim 0.18$  で 40kpc 内に天体が 5 つ存在する系である。どれも分光によって赤方偏移が確実に求められており、どれも同じ赤方偏移にある密集した系である。また、どれもスペクトル的に似たような形を示しており、赤い星種族に支配されていて、ダストがあまりない passive な天体が集まっている。これらが後に dry merging によって大質量楕円銀河になるのではないかと考えられている。

このように、観測事実として Oser et al. (2010) のシミュレーションと一致するような系というのは近傍でも遠方でも発見されている。しかし、このような系というのは偶然に見つかったものが多く、数としてはあまり多くないのが現状である。楕円銀河進化過程を深く理解するためには、シミュレーション精度を上げる必要があり、そのためには観測事実をもっと多く知る必要がある。そこで私はこのような系を探すことにした。

上でも見たように、既存の観測事実から遠方の系に対して DRG 天体が密集しているような系というのが今回の鍵となると考えた。そこでまずは DRG 天体が密集しているような系だけを見つけ出し、そこから環境を調べるという方法で行うことにした。詳しくは次章以降で説明する。

これらの方法を行う上で宇宙論パラメータは、 $\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  を用いた。また Vega 等級と AB 等級の変換式として、 $J_{AB} = J_{\text{Vega}} + 0.95, H_{AB} = H_{\text{Vega}} + 1.39, K_{AB} = K_{\text{Vega}} + 1.85$  を用いることにする。

## 2 Data

今回は銀河団のような構造を特に持たない GOODS-N 領域を用いて調べることにした。(図 4) それぞれの field での限界等級は図 5 のようになっている。それぞれ深さが異なるので、ここでは  $K_s$  で 24.815 等級 (AB 等級で  $3\sigma$  limit) 以下のものをサンプルとして選んだ。また DRG 天体については、 $z \geq 2$

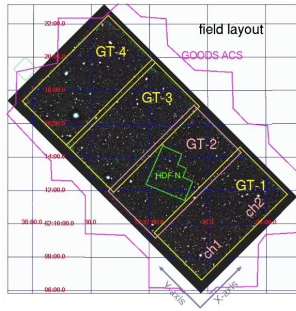


図 4: GOOD-N 領域 (Kajisawa et al. 2011)

field	center position		band	exposure time	FWHM (ch1, ch2)		5 $\sigma$ limit (ch1, ch2)*	
	RA	Dec		(hour)	(arcsec)	(arcsec)	(Vega mag)	(Vega mag)
GT-1	12:36:24.9 +62:10:43		J	8.0	0.59	0.59	24.3	24.2
			H	2.5	0.58	0.59	23.3	23.1
			K <sub>s</sub>	8.3	0.58	0.53	23.1	23.2
GT-2	12:36:47.8 +62:13:11		J	28.2	0.48	0.49	25.2	25.2
			H	5.7	0.46	0.46	23.8	23.7
			K <sub>s</sub>	28.0	0.45	0.46	24.1	24.1
GT-3	12:37:09.7 +62:15:58		J	6.3	0.57	0.58	24.4	24.3
			H	3.2	0.55	0.55	23.1	23.1
			K <sub>s</sub>	10.7	0.59	0.60	23.2	23.2
GT-4	12:37:31.8 +62:18:29		J	9.1	0.58	0.59	24.3	24.3
			H	4.3	0.58	0.59	23.3	23.2
			K <sub>s</sub>	9.8	0.59	0.60	23.1	23.1

図 5: 各領域ごとの情報 (Kajisawa et al. 2011)

で、かつ、 $J - K_s \geq 1.3$  (AB 等級) を満たすものとして抜き出した。DRG like な天体の数を増やすため、ここではこの色の criteria は誤差を含めて緩く設定している。天体のカタログについては、MODScat-log\_mosaicKwide\_18nov10 (Kajisawa et al. 2011) のものを用いている。それでは次に方法について紹介する。

### 3 Methods

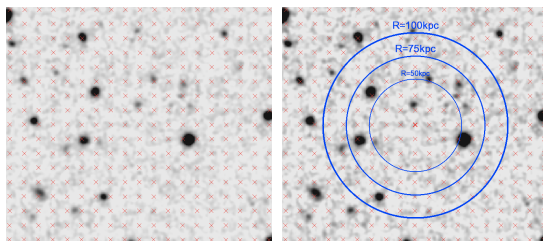


図 6: 方法の模式図。詳しくは本文参照。

まず最初に図 6 の左の図のように等間隔に座標点を打ってやる。その間隔は銀河の典型的な大きさよりも小さく取っている。そして図 6 の右図のように、

各座標点に対してある半径を設定してやる。ここでは半径 50, 60, 70, 80, 90, 100kpc に対して検証し、また  $z$  の bin 幅は 0.2, 0.5 それぞれで行った。それぞれの結果に対し、確率が低いものから順に DRG 天体以外の天体が周囲にどれだけあるかを直接確認してやった。今回はその中でもっともらしい系について以下の章で紹介する。

## 4 Results

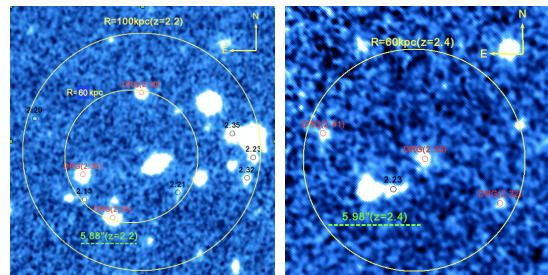


図 7: 今回見つかった中で特に確率が低く、もっともらしい系。中の数字は photo-z を表しており、赤丸は DRG 天体である。

図 7 が今回発見された領域である。図 7 の左は  $2.1 \leq z \leq 2.3$  の  $z$  の幅、半径を 60kpc とした場合に確率が低かった系である。環境を調べた所、半径 100kpc 内で天体が 9 天体存在し、その中で DRG 天体は 3 つとなっている。一方、図 7 の右は、 $2.3 \leq z \leq 2.5$  の  $z$  の幅、半径を 60kpc とした場合に確率が低かった系で、環境的にはその半径内に天体が 4 つだけだが、DRG はその中の 3 つを占めている。これらはランダムでばら撒いた時の確率よりも低く、かなり珍しい系であることがわかった。

## 5 Discussion/Conclusion

今回得られた領域に対して既存の測光データから SED fitting による各天体の種族について、現在調査中である。ただ、今回得られた系は 2 つとも DRG 天体、つまり楕円銀河の核となるような天体が 3 つも空間的に密集しており、Oser et al. 2010 で示唆されているような系と一致しているようなものを、この

ような単純な方法によって見つける事ができたように思われる。同じ方法をもって他の領域も調べることで、このような系をもっと多く見つけることができ、そこから得られる物理データから楕円銀河の形成に関するシミュレーション精度を上げることができるのではないかと考えられる。

しかし、今回選出された天体のほとんどが photo-z で選ばれた天体であり、その不定性によって実際には同じ系に属していない天体が多くあるかもしれない。またこの系が同じ系であったとしても、実際に重力的に束縛された系であるかどうかはわからない。なので今後の課題としては、このような系を分光することによって、赤方偏移を完全に決めてやる必要があり、またそれらの天体が脱出速度よりも遅いかどうかを判断する必要がある。しかし分光観測するにせよ、暗い天体だと赤方偏移を調べるには観測的に厳しい問題があり、数としてもそこまで多くはできない。なので TMT のような 30 m 級の望遠鏡が完成すれば、このような系に対しはつきりとした描像が明らかとなる時代が来るのではないかと期待される。

## Reference

- Filho, M. E., Brochado, P., Brinchmann, J., et al. 2014, MNRAS, 443, 288
- Franx, M., Labbé, I., Rudnick, G., et al. 2003, ApJ, 587, L79
- Kajisawa, M., Ichikawa, T., Tanaka, I., et al. 2011, PASJ, 63, 379
- Oser, L., Ostriker, J. P., Naab, T., Johansson, P. H., & Burkert, A. 2010, ApJ, 725, 2312
- Uchimoto, Y. K., Yamada, T., Kajisawa, M., et al. 2012, ApJ, 750, 116
- van Dokkum, P. G., Förster Schreiber, N. M., Franx, M., et al. 2003, ApJ, 587, L83

# アンドロメダストリームを用いたダークマターハローの外縁構造の探査

桐原 崇亘 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

## Abstract

階層的な構造形成理論に基づいた宇宙論的な構造形成の数値シミュレーションによると、銀河や銀河団に付随するダークマターハローは特徴的な密度構造をもつと予言されている。その密度分布は、一般に中心からの距離のべき乗で表現される。分布の内側のべき構造については活発に議論がなされているが、外縁部については中心からの距離の  $-3$  乗で密度が変化することでほぼ一致している。一方で、観測的にハロー外縁部の密度構造を探ることはその密度の低さから困難であり、その検証はほとんどなされていない。

近年、近傍のアンドロメダ銀河 (M31) のハロー領域に複数の矮小銀河衝突の痕跡が発見された。特に、M31 中心から 100 kpc を超えて帯状に分布する巨大な恒星ストリーム (アンドロメダストリーム) は、その空間構造や速度構造が観測されてきた。また、理論面からも  $N$  体計算によって、衝突した矮小銀河の質量や軌道が調べられてきた。本研究では、M31 のダークマターハローの外縁部密度のべきを変更して銀河衝突の数値シミュレーションを行った。そして、アンドロメダストリームと東西に広がる貝殻状の星分布を再現するという条件から M31 のダークマターハローの外縁部密度構造に対して、理論予言の検証を行った。得られた結果は、標準理論で示唆されるよりも、遠方で急に密度が小さくなることを示している。

## 1 Introduction

現在の宇宙に存在する銀河や銀河団のような大きな構造は、より小さな構造が衝突・合体を繰り返してきた、という階層的な構造形成シナリオが広く受け入れられている。そのような考えに基づいた標準的な  $\Lambda$ CDM モデルのもとで行われた、宇宙論的な構造形成のシミュレーションによると、ハロー状に分布する DM がユニバーサルな密度プロファイルを持つことが示唆され、Navarro-Frenk-White (NFW) プロファイルや Moore プロファイルといった質量密度プロファイルが提唱された (Navarro et al. 1996; Fukushige & Makino 1997; Moore et al. 1998)。これらのプロファイルをはじめとして、ハローの内側の密度プロファイルについては理論と観測の両面から議論が絶えないが、外縁部については中心からの  $-3$  乗に比例して密度が減少するということがほとんど一致している。つまり、銀河の外縁部における DM ハローの質量密度分布を調べることは CDM モデルの予言を検証するという重要な意味をもつ。しかしながら、観測的に銀河の外縁部の質量密度を観測することは、その密度の低さから現在の観測機器をもってしても困難であり、検証がほとんどできてい

いのが現状である。

近年の高精度な観測により、近傍の巨大銀河であるアンドロメダ銀河 (M31) のハロー領域には複数の矮小銀河衝突の痕跡が発見された (Ibata et al. 2001; McConnachie et al. 2009)。特に、アンドロメダストリーム (GSS) と呼ばれる M31 中心から帯状に伸びる星の構造は、100 kpc を超えるような巨大な構造であり、その空間構造、速度構造が観測されている。また、GSS とともに M31 の東西に広がる貝殻状の星の構造は、過去に起こった矮小銀河の衝突の痕跡であることが  $N$  体計算による研究で調べられてきた (Fardal et al. 2007; Mori & Rich 2008)。本研究では、矮小銀河の衝突の痕跡を再現するようなシミュレーションを行うことで、実際の銀河に付随する DM ハローの外縁部密度プロファイルのべき構造について調べた。

## 2 Methods

本研究では、M31 を原点に固定したポテンシャルとして取り扱う。ポテンシャルの成分としては、Fardal et al. (2007) に基づいて、バルジ、円盤、DM ハロー成分を設定した。Mori & Rich (2008) は、バルジ、円

盤, DM ハロー成分をすべて  $N$  体粒子で表現し, 自己重力系として扱い, その中での矮小銀河の衝突をシミュレーションした。その結果,  $5 \times 10^9 M_\odot$  よりも質量が小さい衛星銀河の衝突では, M31 に与える重力ポテンシャルの影響はほとんど無視できることが示された。つまり, この結果は, M31 をポテンシャルとして取り扱っても問題がないことを示している。本研究では, バルジモデルとして Hernquist モデル (Hernquist 1990), 円盤モデルとして Exponential モデルを採用した。ただし, バルジの全質量は  $M_b = 3.24 \times 10^{10} M_\odot$ , スケール長は  $r_b = 0.61$  kpc を, 円盤の中心表面密度は  $\Sigma_0 = 2.0 \times 10^8 M_\odot \text{ kpc}^{-2}$ , スケール長は  $R_d = 5.40$  kpc, スケール高は  $z_d = 0.60$  kpc を採用する (Geehan et al. 2006; Fardal et al. 2007)。

DM ハローのモデルとしては, 宇宙の標準的な構造形成論において, 広く受け入れられている, NFW モデルを拡張したものを用いた。NFW プロファイルは, 宇宙論的な  $N$  体計算の結果から得られた DM ハローをフィットした密度プロファイルで, 次のように表される。

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \rho_s (r/r_s)^{-1} (1 + r/r_s)^{-2} \quad (1)$$

ただし,  $r_s$  と  $\rho_s$  はそれぞれハローのスケール長とスケール密度である。Fardal et al. (2007) では,  $r_s = 7.63$  kpc,  $\rho_s = 6.17 \times 10^7 M_\odot \text{ kpc}^{-3}$  という値を採用した。NFW モデルでは, DM ハローの外縁部の密度プロファイルは中心からの距離  $r$  に対して  $\rho_{\text{DMHalo}}(r) \propto r^{-3}$  である。

CDM ハローの外側の密度プロファイルが標準理論で予言されているプロファイルとなっているのか, M31 で検証するために, 式 (1) を拡張する。具体的な表式として, 外側のべきのパラメータ  $\alpha (< -2)$  として,

$$\rho_{\text{DMH}}(r) = \rho_{s, \alpha} (r/r_{s, \alpha})^{-1} (1 + r/r_{s, \alpha})^{\alpha+1} \quad (2)$$

ただし,  $r_{s, \alpha}$  と  $\rho_{s, \alpha}$  はそれぞれ各パラメータ  $\alpha$  におけるスケール長とスケール密度である。この式で表される DM ハローの外縁部の密度プロファイルは中心からの距離  $r$  に対して  $\rho_{\text{DMHalo}}(r) \propto r^\alpha$  となる。半径  $r$  以内の質量は, 密度の式 (2) を空間積分するこ

とで次のようになる。

$$M(r) = \begin{cases} 4\pi\rho_{s, \alpha} r_{s, \alpha}^3 \left( \ln(1 + r/r_{s, \alpha}) - \frac{r/r_{s, \alpha}}{1+r/r_{s, \alpha}} \right) & \text{if } \alpha = -3, \\ \frac{4\pi\rho_{s, \alpha} r_{s, \alpha}^3}{\alpha+3} \left( \frac{1}{\alpha+2} - \frac{1/(\alpha+2) - r/r_{s, \alpha}}{(1+r/r_{s, \alpha})^{-\alpha-2}} \right) & \text{if } \alpha \neq -3. \end{cases} \quad (3)$$

Fardal et al. (2007) で採用されているハローモデルは  $\alpha = -3$  に対応する。各モデルで, 半径  $r_{s, -3}$  以内の質量を  $M(r_{s, -3}) = 6.66 \times 10^{10} M_\odot$  で固定した。これは, 観測されている M31 の円盤の回転速度を再現するためである。また,  $R = 125$  kpc 以内の質量  $M(R) = 6.59 \times 10^{11} M_\odot$  も全モデルで固定する。この距離は, GSS が M31 中心から伸びている距離とほぼ対応する。パラメータ  $\alpha$  を 2.3 から 5.9 まで 0.1 ずつ変更した M31 の重力ポテンシャルモデルを作成した。

銀河の回転曲線は, 銀河に付随する DM ハローの外側の構造を決める有力な手掛かりとして知られている。しかしながら, 観測可能な回転速度は DM ハローのサイズに比べてずっと内側の情報に過ぎない。作成した M31 ポテンシャルモデルを用いて描いた, M31 の回転曲線を図 1 に示した。本モデルで用いた,  $\alpha = -2.5$  や  $\alpha = -5.5$  のように極端に  $\alpha$  を変更した場合でも, 観測される回転速度と誤差の範囲で一致する。

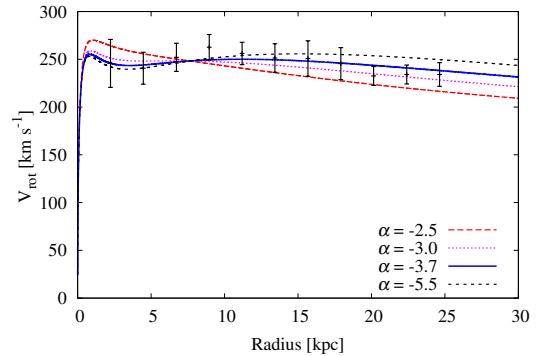


図 1: M31 ポテンシャルモデルの回転曲線。各線はそれぞれ  $\alpha = -2.5, -3.0, -3.7, -5.5$  の場合の回転速度である。観測データを黒棒で描いている (Kent 1989; Braun 1991)。

$N$  体系として取り扱う, M31 に衝突する矮小銀河の

モデルとして Plummer モデルを仮定した。Plummer モデルは、力学平衡モデルであり、球状星団の観測とよく合うモデルとして知られている。矮小銀河モデルの総質量とスケール長は、Fardal et al. (2007) と揃えており、総質量は  $2.2 \times 10^9 M_\odot$ 、スケール長は 1.03 kpc と設定した。矮小銀河の質量分布を、245, 760 個の粒子で表現した。N 体計算は、並列ツリーコードを用いて行なった。計算機は、T2K-Tsukuba を用いた。

### 3 Results

まず、矮小銀河の軌道運動について説明する。採用した矮小銀河の軌道モデルでは、初めの近点通過が 0.7Gyr ほど前に起こり、ほとんど head-on で M31 に衝突する。衝突後、矮小銀河を構成する成分は壊され、GSS が M31 の南東方向に伸びていく。それと同時に、一部の成分は M31 に再突入し、M31 の北東方向に貝殻状の構造を作る。この構造をイーストシェルと呼ぶ。また、北東方向に移動した成分の一部は、再び M31 に再突入し、M31 の西側にも貝殻状の構造を作る。この構造をウェストシェルと呼ぶ。この 2 つのシェルは時間が進むにつれて広がっていくので、観測されるシェルのサイズはシミュレーションにおける時間の指標になりうる。

図 2 に示したのは、それぞれの  $\alpha$  におけるベストフィット時間での壊された矮小銀河の表面密度分布である。パラメータ  $\alpha$  が小さくなるにつれて、GSS の表面密度は下がっていく。この主な要因としては、GSS が伸びる距離以内の DM ハロー質量が変わるところにある。ハロー質量が大きくなると、系の力学進化時間が短くなる。観測される構造の成り立ちと対応付けると、 $\alpha$  が小さいモデルでは系の進化が早く、GSS を構成する粒子がより早くシェルに移動していく。

観測とシミュレーション結果との間で定量的な比較を行うため、東西のシェルの位置、GSS と東西のシェルとの間の表面密度比に対して、そのずれを  $\chi^2_\nu$  解析を用いて評価した。図 3 は各時間での  $\chi^2_\nu$  解析の結果を表している。図 3a は、シェルの位置と形状についての解析の結果で、 $\alpha \lesssim -2.4$  では、シミュレーション

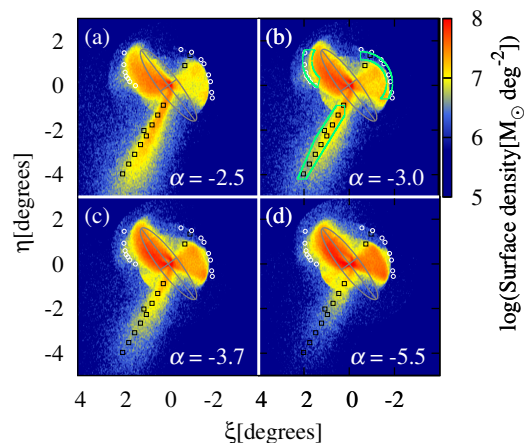


図 2: 壊された矮小銀河の表面密度分布。各パネルは (a)  $\alpha = -2.5$ , (b)  $\alpha = -3.0$ , (c)  $\alpha = -3.7$ , (d)  $\alpha = -5.5$  の場合に対応する。 $\xi$  と  $\eta$  はそれぞれ、M31 を中心として天球面上での東と北を指し、 $1^\circ$  は、13.6 kpc に相当する。各パネルの灰色の楕円は M31 の円盤の形状を表し、黒四角と白丸はそれぞれ GSS の観測フィールド (Font et al. 2006) とシェルのエッジ (Fardal et al. 2007) に対応する。パネル (b) 内の緑線で囲まれた領域は表面密度比の解析に用いた領域である。

開始から 0.6–0.7Gyr の間であれば  $1\sigma$  レベルに入ることが見て取れる。また、面密度比を評価した図 3b、図 3c では、 $-4.3 < \alpha < -3.0$  で観測される面密度比を再現できることが見て取れる。なお、GSS の視線速度構造も観測と比較しているが、いずれのパラメータにおいても、観測データの誤差の範囲内で一致する。これらの結果を組み合わせると、観測される構造をうまく再現するようなべき指数は  $-4.3 < \alpha < -3.0$  で、ベストフィットは  $\alpha = -3.7$  である。これは、CDM により予言されている  $\alpha = -3.0$  よりも急勾配である。

### 4 Summary & Discussion

矮小銀河と M31 の衝突シミュレーションを行うことで、M31 の DM ハローの密度プロファイル調べた。その結果、GSS と東西の貝殻状構造を再現できるような、M31 の DM ハローの外縁部密度プロファイルのべき  $\alpha(\rho(r) \propto r^\alpha)$  を、 $-4.3 < \alpha < -3.0$  と制限

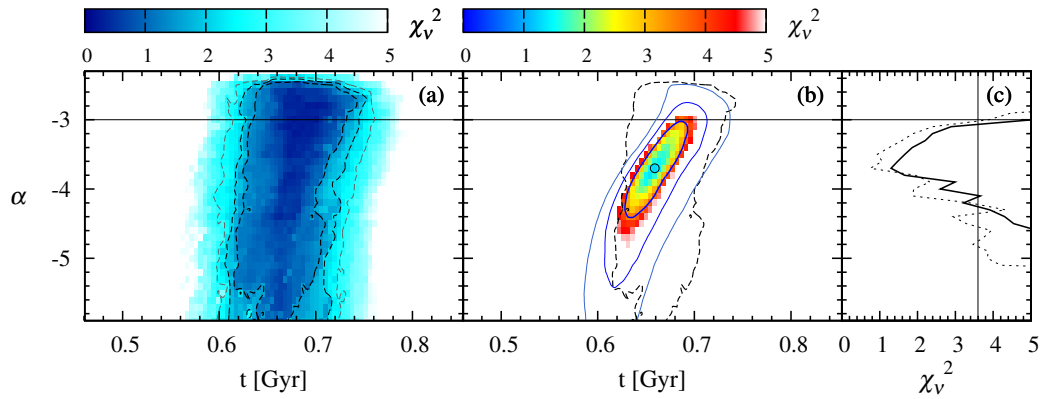


図 3: シミュレーション結果と観測データとを比較した  $\chi^2_v$  map。(a) 東西のシェルの形状についての結果, (b)GSS と東西のシェルの面密度比についての結果, (c) 面密度比の最小  $\chi^2_v$  値。(a), (b) 内のコントアはそれぞれ  $\Delta\chi^2_v$  で  $1\sigma$ (thick),  $2\sigma$ (middle),  $3\sigma$ (thin) confidence level を示している。(b) 内の点線は, (a) の  $1\sigma$  level を示している。(b) 内の黒丸はこのサーベイにおけるベストフィットを指し示している。(c) の実線(点線)は高(低:粒子数 5 分の 1) 解像度のサーベイの結果であり, 縦の実線は  $1\sigma$  level を表している。

することができた。この結果は, M31 の DM ハローの外縁部での質量密度分布が, 標準理論によって予言される ( $\alpha = -3$ ) よりもスティープになっており, 早く密度が小さくなることを示唆している。

この理論予言と本検証とのずれの原因として, 本研究のモデルに取り込まれていない情報が影響した可能性がある。例えば, DM ハローの非等方性, 近傍の銀河の潮汐効果, 衝突した矮小銀河の形態といった情報である。一方で, CDM 理論に基づいた構造形成では Mpc スケール以上では観測をよく再現するが, Mpc 以下の小スケールにおいてはいくつか未解決問題が存在する。例えば, シミュレーションと比較して観測される衛星銀河が圧倒的に足りないという missing satellite problem (Navarro et al. 1996; Moore et al. 1999) や, DM ハローの中心部のべき構造に関する Core-Cusp problem (Moore 1994; Burkert 1995; Ogiya et al. 2014) といった問題がある。考慮すべき問題はまだまだ残されているが, 本研究で得られた銀河に付随する DM ハローの外縁部の密度構造についても, 解決すべき問題の 1 つとなるかもしれない。

## Reference

Braun, R. 1991, ApJ, 372, 54

Burkert, A. 1995, ApJ, 447, L25

Fardal, M. A., Guhathakurta, P., Babul, A., & McConnachie, A. W. 2007, MNRAS, 380, 15

Font, A. S., Johnston, K. V., Guhathakurta, P., Majewski, S. R., & Rich, R. M. 2006, AJ, 131, 1436

Fukushige, T., & Makino, J. 1997, ApJ, 477, L9

Geehan, J. J., Fardal, M. A., Babul, A., & Guhathakurta, P. 2006, MNRAS, 366, 996

Hernquist, L. 1990, ApJ, 356, 359

Ibata, R., Irwin, M., Lewis, G., Ferguson, A. M. N., & Tanvir, N. 2001, Nature, 412, 49

Kent, S. M. 1989, PASP, 101, 489

McConnachie, A. W., Irwin, M. J., Ibata, R. A., et al. 2009, Nature, 461, 66

Moore, B. 1994, Nature, 370, 629

Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, ApJ, 524, L19

Moore, B., Governato, F., Quinn, T., Stadel, J., & Lake, G. 1998, ApJ, 499, L5

Mori, M., & Rich, R. M. 2008, ApJ, 674, L77

Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, ApJ, 462, 563

Ogiya, G., Mori, M., Ishiyama, T., & Burkert, A. 2014, MNRAS, 440, L71



# 初期宇宙における超大質量ブラックホールの種形成

鄭 昇明 (東京大学大学院 宇宙理論研究室)

## Abstract

近年遠方の宇宙が次第に観測されるようになり、非常に初期の宇宙 ( $\sim 8000$  万年) においてすでに非常に大質量 ( $\sim 10^9 M_\odot$ ) の超大質量ブラックホール (SMBH) が存在する事が分かった。このブラックホールの形成シナリオの1つとして「Direct Collapse シナリオ」が提唱されている。「Direct Collapse シナリオ」とは初期宇宙における  $10^5 M_\odot$  の質量の大質量星形成を経て、SMBH の種が形成されるというシナリオである。本研究では宇宙論的 N 体シミュレーションと流体シミュレーションを組み合わせる事で、このような Direct Collapse が起こりうるかどうかを調べる。

## 1 Introduction

近年遠方の宇宙が次第に観測されるようになり、非常に初期の宇宙 ( $\sim 8000$  万年) においてすでに非常に大質量 ( $\sim 10^9 M_\odot$ ) の SMBH が存在する事が分かった(?)。このような短い時間の間に大質量の天体を形成する物理過程は観測的にも理論的にも知られていない。

一方、近年になって初期宇宙において超大質量星 ( $10^4 M_\odot \sim 10^6 M_\odot$ ) を生成する物理過程が存在する事が明らかになった(?)。このような重たい星が寿命を終えてどのような物理過程を経るかはまだ分かっていないが、直接ブラックホールに崩壊する事が期待されている。これが事実であれば、 $10^4 M_\odot \sim 10^6 M_\odot$  の質量を持ったブラックホールがいきなり形成される事になり、SMBH 形成に至るのに必要な条件がいくらか緩和される事となる。つまりより重たいブラックホールの種から出発する事が出来るので、通常の Pop III star の残骸から出発したときよりも時間的に余裕を持って観測されたような SMBH を作る事が出来る。このように、初期宇宙における始原的ガス雲が超大質量星を経て  $10^4 M_\odot \sim 10^6 M_\odot$  のブラックホールを形成する過程の事を Direct Collapse(DC) と呼ぶ。

Direct Collapse が起きるような状況はいくつか考えられる。その中でも紫外線輻射場による Direct Collapse は最もよく研究されている。?は水素分子冷却が非効率になるのに必要な臨界的な輻射場の強さを計算した。?らはこのような強い輻射場の下では大

質量星が形成される事を示した。このような Direct Collapse に至るようなガス雲は宇宙でどの程度実現されているのであろうか??らはモンテカルロ計算により、DC を起こすのは始原的ガス雲のうち  $10^{-8}$  程度と非常に稀にしか存在しないと結論した。その後、?らのシミュレーションにより、Direct Collapse のための条件は幾分か緩和され  $10^{-4}$  程度の割合の始原的ガス雲が DC を起こしうるという事が分かった。しかし構造形成の進んでいない初期宇宙においてはハローの数自体が少ないため、DC を起こすガス雲は  $\sim (5\text{Mpc})^3$  あたりに1つ程度しか存在しないと考えられる。

本研究においては、Gadget3 と呼ばれる宇宙論的流体シミュレーションコードを用いて (1) 宇宙論的なスケールで DC を起こすと考えられるハローを特定し、(2) 実際にそのハローにおけるガス雲が DC で予想されるような温度・密度進化を辿るのかを調べる。これにより、宇宙論的な状況下で本当に Direct Collapse は起こるのか、また DC を起こした場合そのハローの持つ統計的な性質を調べ、最終的には超大質量星を形成してブラックホールに崩壊する過程まで追う事を目標とする。

本研究を通して、宇宙論パラメータは PLANCK に基づいて、 $\Omega_m = 0.3086$ 、 $\Omega_\Lambda = 0.6914$ 、 $\Omega_b = 0.048$ 、 $\sigma_8 = 0.8288$ 、無次元化されたハッブル定数  $h = 0.6777$  の値を用いる。

## 2 Simulation

本研究では Tree-PM 法を用いた宇宙論的 N 体計算コード Gadget2 と始原的化学反应ネットワークを実装した宇宙論的 N 体計算+流体計算コードの Gadget3 を用いる。本研究では一貫して、 $20h^{-1}\text{Mpc}$  のシミュレーションボックスを用いる。

### 2.1 N-body simulation

本研究ではまず、 $256^3$  の解像度を持った計算を行う。初期条件は  $z=99$  において、MUSIC を用いて生成する。 $z=10$  までシミュレーションを走らせ、FOF アルゴリズムを用いてハローを特定する。次に最も重いハロー周辺の領域  $(1.2h^{-1}\text{Mpc})^3$  (以下、ZoomIn 領域と呼ぶ) を実質的に  $8192^3$  の解像度を持つような初期条件を生成し、部分的な高解像度の ZoomIn 計算を行う。この計算では、ZoomIn 領域内の粒子質量は  $1.2 \times 10^3 M_\odot$  であり、PopIII 形成の起こると考えられている  $10^5 M_\odot$  のミニハローを 100 粒子で分解することができる。この ZoomIn 計算を再び  $z=10$  まで行う。

#### 2.1.1 Construction of merger tree

ZoomIn 計算に際して、10Myr 間隔でスナップショットを書き出し各スナップショットにおけるハロー分布を特定する。ここで unbound な構造をハローと見做さないために、SUBFIND を用いて各ハローにおける束縛された構造体である sub ハローを特定する。この sub ハローは 100 粒子以上で構成されている。以下では、この sub ハローの事をハローと呼ぶ事にする。スナップショット間のハローに含まれる粒子の分布を追跡する事で、ハローの merger tree を構築する。詳細は、Springel et al. (2005) に従った。Fig.(1) は構築した merger tree から得られた  $10^8 \sim 10^9 M_\odot$  のハローのプロジェニターの質量分布関数である。

#### 2.1.2 formation of PopIII star and metal enrichment

PopIII star 形成時の主な冷却剤は  $\text{H}_2$  分子である。この  $\text{H}_2$  分子による冷却はガス雲の温度が 2000K を

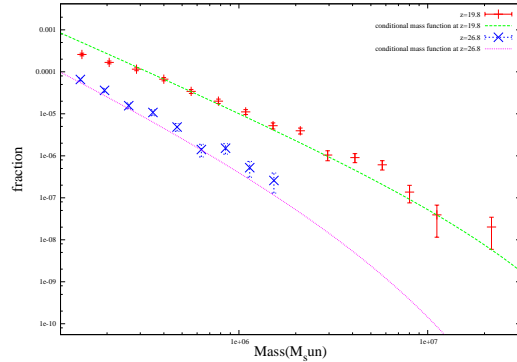


図 1: 構築した merger tree から得られたプロジェニターの質量分布関数と extended Press-Schechter から得られる質量分布関数を比較した図。

超えると有効になる。よって、ハローのピリアル温度が 2000K を超えるとそのハローでは  $\text{H}_2$  冷却によってガス雲の収縮が引き起こされ、PopIII star 形成に至ると考えられる。この星が寿命を迎えた後、超新星爆発によりそのハロー全体は重元素で汚染される。ここでは、未だ過去に PopIII star を形成しておらず、従って重元素汚染を免れているハローを「始原的」ハローと呼ぶ。形成される PopIII star の質量は典型的な値である  $100 M_\odot$  を用いる。

#### 2.1.3 formation and evolution of PopII galaxy

PopIII star 形成を経て重元素汚染されたハローにおいては、Salpeter IMF に従った星形成が起こると考えられる。一方で、ハローの質量が十分に重くないとできた星の爆発等によるエネルギーにより、ハロー内部のガスはハロー外部へ掃き出されてしまう。ハローが  $M_{\text{SF}} = 10^8 M_\odot$  程度まで成長すると、ガスをとどめられる程ポテンシャルが深くなり、断続的な星形成が可能になる。以下では、ハローの質量が  $M_{\text{SF}}$  を超えた時点でハローにおける PopII star 形成が始まると考える。

ハローの merger tree を用いて、星形成を準解析的にモデル化する。ここではハローにおけるバリオンガスが、ハローのピリアル温度程度の”hot gas”、星形成を行う”cold gas”の 2 成分からなるモデルを用いる。

1. accretion of the hot gas ハローが  $\Delta M$  の質量を得た時、 $f_b \Delta M$  の hot gas がハローに流入すると考える。ここで  $f_b = \Omega_b / \Omega_0 \sim 0.16$  である。
2. cooling process  
”hot gas”はハローの dynamical time( $t_{dyn}$ ) 程度のタイムスケールで”cold gas”に落ち着く。
3. star formation process  
以下のような Kennicutt-type star formation law を仮定する。

$$\dot{M}_{\text{star}} = \frac{f_{\text{SFE}}}{0.1 t_{\text{dyn}}} M_{\text{cold}} \quad (1)$$

$f_{\text{SFE}}$  は星形成効率であり、ハロー全体のバリオンに対する星形成に寄与するバリオンの割合である。

4. SN feedback process

形成された星の一部は超新星爆発を起こしてハロー内部の cold gas をハローの外に吹き飛ばすと考えられる。このとき、 $\dot{M}_{\text{out}} = \epsilon \omega_{\text{SN}} \dot{M}_{\text{star}} / V_c^2$  と評価できる。ここで、 $\epsilon$  は爆発エネルギーが cold gas を暖めるのに使ったエネルギーの割合で、 $\omega_{\text{SN}}$  は単位星生成質量あたりの爆発エネルギーで Salpeter IMF のもとでは  $\omega_{\text{SN}} \sim 10^{49} \text{erg}/M_{\odot}$  である。よって、

$$\dot{M}_{\text{out}} = 1.6 \left( \frac{\epsilon}{0.03} \right) \left( \frac{V_c}{110 \text{km/s}} \right)^{-2} \dot{M}_{\text{star}} = \gamma \dot{M}_{\text{star}} \quad (2)$$

と表せる。

以上を合わせると、

$$\dot{M}_{\text{hot}} = f_b \dot{M}_{\text{acc}} - \frac{M_{\text{hot}}}{t_{\text{dyn}}} \quad (3)$$

$$\dot{M}_{\text{cold}} = \frac{M_{\text{hot}}}{t_{\text{dyn}}} - (1 + \gamma) \frac{f_{\text{SFE}}}{0.1 t_{\text{dyn}}} M_{\text{cold}} \quad (4)$$

$$\dot{M}_{\text{star}} = \frac{f_{\text{SFE}}}{0.1 t_{\text{dyn}}} M_{\text{cold}} \quad (5)$$

となる。この連立微分方程式を  $\Delta t = 0.1 \text{Myr}$  刻みで陽的オイラー法を用いて解く。最も重たいハロー周辺の  $(5.5 h^{-1} \text{Mpc})^3$  の領域における星形成率密度をプロットしたのが figure.2 である。

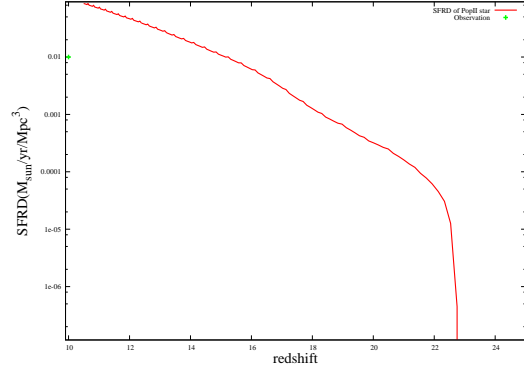


図 2: merger tree から準解析的に星形成をモデル化した時の、各赤方偏移における星形成率密度。

#### 2.1.4 Lyman-Werner radiation field

形成された星から放出される、 $11.02 \sim 13.6 \text{eV}$  のエネルギーを持つ光子は  $\text{H}_2$  を解離する。このような光子を、Lyman-Werner(LW) 光子と呼ぶ。シミュレーションボックス内における LW 輻射場の強さを次のようにして求める。

$$J_{\text{LW}} = \sum_i \frac{f_{\text{esc}}}{\pi \Delta \nu_{\text{LW}}} \frac{\dot{E}_i}{4\pi r^2} \quad (6)$$

$i$  は全ての star forming galaxy を走る。ここで、

$$\dot{E} = \int \frac{dm_{\text{star}}}{dt}(t') \dot{E}_{\text{st99}}(t-t') dt' \quad (7)$$

と表せる。 $\dot{E}_{\text{st99}}(t-t')$  は瞬間的に単位質量の星が生成したときの、LW 輻射場の時間変化を表している。

(2) (STARBURST99 を用いて計算)

#### 2.1.5 Direct Collapse black hole

Direct Collapse は以下の 3 つの条件で起こると考えられている。

- 始原的で、
- 非常に強い輻射を受けている ( $J_{\text{LW}} > J_{21,\text{crit}}$ )、
- atomic cooling halo ( $T_{\text{vir}} > 8000 \text{K}$ )

merger tree を用いて、金属汚染の進行、輻射強度の分布をモデル化し上記の 3 つの条件を満たすようなハローを探索する。このようなハローを、Direct Collapse 候補ハロー (DC 候補ハロー) と呼ぶ。

### 3 Results

以上の設定のもと、シミュレーションボックス内において DC 候補ハローを探索する。Fig.3 は  $z=12$  における始原的ハローでの輻射場の強度分布をプロットしたものである。図より、非常に強い輻射場を受けている始原的ハローが存在する事が分かる。このようなハローでは水素分子の解離により、PopIII star の形成が抑制される。よって、このような強い輻射場にさらされたハロー同士が激しく合体を繰り返して成長すると、DC 候補ハローになると考えられる。

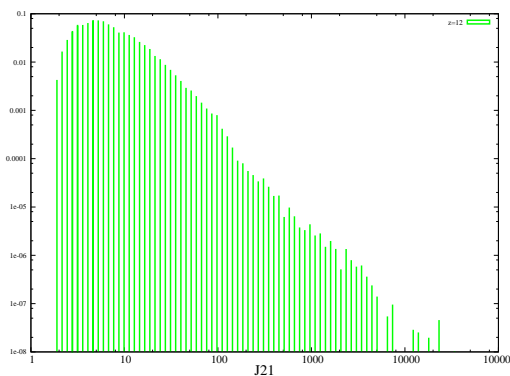


図 3:  $z=12$  における始原的ハローにおける、輻射場の強度分布

#### 3.1 DC 候補ハロー

計算の結果、シミュレーションボックス内に 3 つの DC 候補ハローが見つかった。現在これらのハローで実際に超大質量星が形成されるかどうかを流体計算を行って検証中である。

### 4 Discussion

以上で  $20h^{-1}\text{Mpc}$  の計算領域に 3 つの DC 候補ハローが見つかった。一方現在までに観測されている、 $z > 6$  における SMBH の数密度は  $1 \sim 10\text{Gpc}^{-3}$  である。よって DC 候補ハローの数は観測されている SMBH の数より遥かに多く存在している。事実、DC 候補ハローにおいて必ずしも大質量星形成は起こらないと考えられる。これには以下のような原因が考えられる。

#### 4.1 the star formation time scale

前章の準解析的なモデル計算では、DC 候補ハローの条件が満たされると一瞬にして超大質量星が形成されると考えた。しかし、実際には星形成のタイムスケールを考える必要がある。Fig.4 は輻射場の存在下でのガス雲のコア領域の密度の時間発展をプロットした図である。ガス雲の崩壊が進行するためには、10Myr 程度の時間が必要である。この間に重元素汚染されたハローと合体してしまうと、DC 候補ハローであるための条件を満たせなくなってしまう。

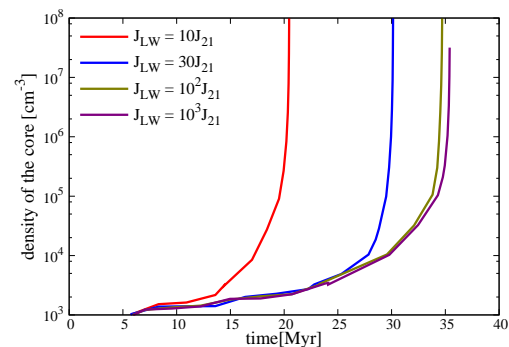


図 4: 異なる輻射強度のもとでの、ガス雲の密度進化をプロットしたもの。輻射強度が強くなるにつれて、ガス雲の崩壊が遅れている事が分かる。

### 5 Conclusion

本研究では宇宙論的 N 体シミュレーションと流体シミュレーションを組み合わせる事で、このような Direct Collapse が起こりうるかどうかを調べた。結果として、宇宙論的 N 体シミュレーションから 3 つの DC 候補ハローが見つかった。目下このハローが実際に DC を起こすか調べているところである。

# Physical properties of $z > 3$ [OIII] emitters in SXDF-CANDELS field

鈴木 智子 (総合研究大学院大学 天文科学専攻)

## Abstract

宇宙の大局的な星形成活動がピークを迎えた赤方偏移 2 から 3 にかけての時代は銀河形成・進化の最盛期にあたり、現在までに数多くの研究がなされている。そしてその最盛期の前夜とも言える  $z \sim 3 - 3.6$  の時代は、そもそも何故  $z \sim 2 - 3$  で銀河形成が最盛期を迎えたのかということを理解する上で鍵を握る、非常に重要な時代であると言える。すばる望遠鏡の近赤外線撮像装置 MOIRCS と多数の挟帯域フィルターを用いて行われた遠方の星形成銀河探査プロジェクト (Mahalo-Subaru; Kodama et al. 2013) では、 $z \sim 2.5$  までの様々な環境下に存在する  $H\alpha$  輝線銀河の大規模な探査が行われた。これらの一連の観測では、ターゲットとなる  $H\alpha$  輝線銀河だけではなく、異なる赤方偏移に存在するその他の輝線銀河も同時に観測されており、SXDF-CANDELS フィールドにおいては  $z \sim 3.2$  および  $z \sim 3.6$  にある [OIII] 輝線銀河が 40 天体ほど観測されている (Tadaki et al. 2013)。本研究では、 $z > 3$  の時代の星形成銀河がどのような物理的特性を持っているのかを明らかにするために、これらの [OIII] 輝線銀河に着目し、それらの星質量や星形成率といった基本的な物理量を調べた。また、HST による観測から得られた画像から個々の銀河の形態を調べ、それらのサイズの見積もりを行った。その結果、[OIII] 輝線銀河が示す星質量 - 星形成率関係は  $z \sim 2$  の  $H\alpha$  輝線銀河よりも高い比星形成率を示す傾向にあること、形態に関しては比較的コンパクトなものが多く、クランピーな構造を持つものはあまり見られないことなどが分かった。

## 1 Introduction

今からおよそ 100 - 110 億年前にあたる赤方偏移 2-3 の時代は宇宙の大局的な星形成活動とクエーサーの光度関数がピークを迎えた時代であり、銀河形成・進化の最盛期と言われている。そのため  $z \sim 2 - 3$  の時代の銀河については活発に研究が行われてきており、銀河進化最盛期において銀河がどのような物理的特性を持っていたのか、そしてそれが近傍銀河と比較してどう違うのかということが明らかになってきている。

その中で Mahalo-Subaru というプロジェクトでは、すばる望遠鏡に搭載された可視光および近赤外線撮像装置と多数の挟帯域フィルターを用いて、 $z \sim 1 - 2.5$  の時代において星形成活動の良い指標である  $H\alpha$  輝線を捉えることで、銀河団や原始銀河団のような高密度領域からそのような構造が見られないフィールドと呼ばれる領域まで、様々な環境下に存在している星形成銀河の探査を行ってきた (Kodama et al. 2013)。

このプロジェクトにより  $z \sim 2 - 2.5$  の様々な環境下におかれた  $H\alpha$  輝線銀河が観測され、それらの星質量や星形成率といった物理量とそれらの環境依存性が調べられている。

本研究では、時代をさらに遡った、最盛期を迎える前夜とも言える  $z \sim 3 - 3.6$  の時代に注目をしている。赤方偏移 3 を超える時代を調べ  $z \sim 2 - 3$  の時代の銀河と比較をすることは、そもそも何故  $z \sim 2 - 3$  で銀河形成が最盛期を迎えたのか、銀河形成が促進されていった背景にはどのような物理過程が関わっているのかということを理解する上で非常に重要であるといえる。 $z > 3$  の銀河形成を探るために、我々は  $H\alpha$  輝線ではなく  $3 < z < 3.7$  まで近赤外域の K バンドで観測可能な [OIII] 輝線銀河に着目をした。[OIII] 輝線は星形成活動が活発で重元素量が低い遠方の若い銀河で特に強くなっていることがこれまでの研究から明らかになっており、赤方偏移 3 を超える時代を調べるには非常に良い星形成銀河の指標であると言える。

Tadaki et al. (2013) では、Mahalo-Subaru プロジェクトの一環としてすばる望遠鏡 MOIRCS の挟帯域フィルターを用いて Subaru/XMM-Newton Deep survey Field(SXDF) の撮像観測を行った。本研究では、この観測から得られた輝線銀河のサンプルの中から色によって選ばれた  $z > 3$  の  $[\text{OIII}]$  輝線銀河約 40 天体について、解析を行った。このフィールドは、紫外線から中間赤外線にまでわたる多くのフィルターで測光観測が行われている領域であるとともに、今回 MOIRCS で観測した領域はハッブル望遠鏡 (HST) の CANDELS で観測された領域となっており、HST による高解像度の撮像データも併せて用いることが可能となっている。

## 2 Samples

Tadaki et al. (2013) では、MOIRCS の 2 つの挟帯域フィルター NB209(中心波長:2.09 $\mu\text{m}$ , FWHM:0.025 $\mu\text{m}$ ) と NB2315(中心波長:2.315 $\mu\text{m}$ , FWHM:0.027 $\mu\text{m}$ ) を用いて SXDF の観測を行った。この 2 つの挟帯域フィルターを用いることにより、それぞれ  $z = 3.17$  と  $z = 3.62$  の  $[\text{OIII}]$  輝線を捉えることができるが、この観測では NB209 で 30 天体、NB2315 で 9 天体の  $[\text{OIII}]$  輝線銀河の候補天体が観測された。CANDELS のカタログで確認したところ、分光同定されている天体は無かった。また XMM-Newton による X 線観測で受かっている天体も無く、明らかに AGN と考えられる天体は無いと言える。Spitzer の MIPS/24 $\mu\text{m}$  により観測されている天体は NB209 に 3 天体存在しており、それらは dusty なスターバースト銀河であるか、AGN であると考えることが出来る。

本研究では、この  $[\text{OIII}]$  輝線銀河のサンプルについて、星質量、星形成率、サイズといった基本的な物理量を見積もり、各物理量がお互いにどのような関係にあるのかを調べた。以下では、その主な結果とそこから示唆されることについて簡単に議論を行う。

## 3 Results and Discussion

サンプルの星質量は Ks バンド (VLT/HAWK-I) の明るさと Ks バンドと J バンド (UKIRT/WFCAM) の等級差から求めた。また、星形成率に関しては先行研究である Maschietto et al. (2008) と同様にして、紫外線域の連続光および  $[\text{OIII}]$  輝線をそれぞれ指標として見積もりを行った。図 1 では、その 2 つの指標から求めた星形成率をプロットしている (ダスト減光は補正している)。両者の良い一致が見られる天体がある一方で、 $[\text{OIII}]$  輝線から見積もった星形成率が明らかに大きな値を示す天体も見られる。UV 放射は主に大質量星からの寄与であると考えられる一方で、AGN では  $[\text{OIII}]$  輝線が強いことも知られている。そのため、 $[\text{OIII}]$  輝線から見積もった星形成率が卓越しているような天体は、星形成とは別に AGN からの寄与が大きいという可能性が考えられる。

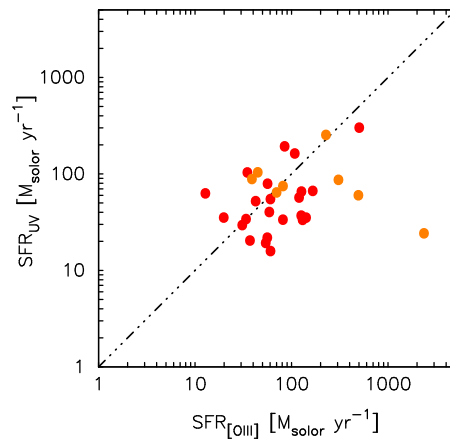


図 1: UV 連続光と  $[\text{OIII}]$  輝線を指標として求められた星形成率の比較。赤色で  $z \sim 3.17$ 、オレンジで  $z \sim 3.62$  の  $[\text{OIII}]$  輝線銀河をそれぞれ表している。

### 3.1 Mass-SFR relation

図 2 は、サンプルの星質量と UV 連続光から見積もった星形成率との関係を示したものである。比較対象として CANDELS のカタログ中の  $3 < z < 3.5$  の銀河について同様の方法で星質量と星形成率を求め、同じ図上にプロットした。CANDELS のサン

ルの分布と比較をすると、星質量が  $10^9 M_{\odot}$  以下の低質量側、および  $10^{11} M_{\odot}$  以上の大質量側の銀河は、この挟帯域フィルターを用いた観測では受かっていないということが分かる。これは、低質量の銀河は星形成率が低く輝線も弱いため、また大質量の銀河はよりダストによる減光を受けて輝線が弱くなっているためだと考えられる。

$z > 3$  の  $[O_{III}]$  輝線銀河サンプルについてフィッティングを行うと、そのベストフィットの直線は Whitaker et al. (2012) で得られた  $2.0 < z < 2.5$  の星形成銀河の示す星形成主系列と良く一致した。このことから、 $z \sim 3 - 3.6$  の時代の星質量と星形成率の関係は、 $z \sim 2 - 2.5$  の時代と大きな違いは見られず、この時代においても星形成を非常に活発に行っていたということが示唆される。

また、同程度の質量を持つ  $z \sim 2$  の  $H\alpha$  輝線銀河と比較すると、 $[O_{III}]$  輝線銀河は高い比星形成率を示す傾向が見られたが、これは detection limit が大きく影響している可能性が高く、解釈には注意が必要である。

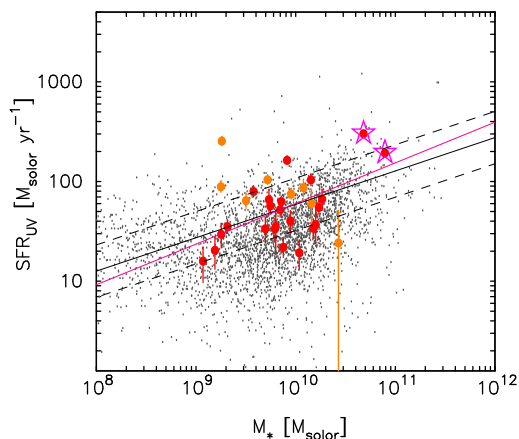


図 2:  $[O_{III}]$  輝線銀河の星質量と UV 連続光から見積もった星形成率との関係。星印のつけられた天体は MIPS/ $24\mu\text{m}$  で観測されている天体を表している。灰色の点は  $3 < z < 3.5$  の CANDELS のサンプルを表している。黒色の直線は  $[O_{III}]$  輝線銀河について星形成主系列をフィッティングしたものの、点線はその  $1\sigma$ 、マゼンタの直線は Whitaker et al. (2012) による  $2.0 < z < 2.5$  の星形成銀河について得られた星形成主系列をそれぞれ表している。

### 3.2 Mass-Size relation

図 3 は、サンプルの星質量とサイズの関係を示している。銀河のサイズは、van der Wel et al. (2012) によって CANDELS のサンプルについて GALFIT を用いて求められたパラメータから見積もっており、最も星の分布を良く反映していると考えられる HST の近赤外線カメラ WFC3 の H バンド (中心波長  $1.6\mu\text{m}$ ) の結果を用いた。なお、銀河が暗い場合 GALFIT によるフィッティングの不定性が大きくなるため (van der Wel et al. 2012)、25 等よりも暗いサンプルは除くこととした。また、図中には同様に  $z \sim 2.2, 2.5$  の  $H\alpha$  輝線銀河の星質量 - サイズ関係も示しているが、これらのサイズは静止系の波長が同じになるように HST/WFC3 の J バンド (中心波長  $1.25\mu\text{m}$ ) のフィッティング結果を用いてサイズを見積もった。図中の直線および点線は、3D-HST のカタログの、色によって早期型・晩期型に分けられた各時代の銀河サンプルについて求められた星質量 - サイズ関係を示している (直線:  $z = 2.75$ 、点線:  $z = 2.25$ , van der Wel et al. (2014))。図 3 より、 $[O_{III}]$  輝線銀河の多くはサイズが  $1 - 3\text{kpc}$  程度と全体としてコンパクトであること、 $z \sim 2$  の  $H\alpha$  輝線銀河の分布、もしくは 3D-HST のサンプルから求められた  $z = 2.75$  の晩期型銀河の示す関係と同じような分布を示すということが分かった。このことから、星形成銀河の星質量 - サイズ関係は、 $z \sim 3.2 - 3.6$  という  $z > 3$  の時代から  $z \sim 2$  へとかけて大きく進化はしていないと考えることができる。また、MIPS で観測されている天体で、早期型銀河と同程度の非常にコンパクトな輝線銀河がいることが分かるが、この天体は中心部で非常にコンパクトで dusty なスターバーストを起こしている銀河であるか、もしくは AGN であると考えられる。

## 4 Conclusion

本研究では、SXDF-CANDELS フィールドにおけるすばる望遠鏡 MOIRCS による挟帯域フィルターを用いた輝線銀河探索によって見つかった  $z \sim 3.17, 3.62$  の  $[O_{III}]$  輝線銀河について、公開されている多色測光データおよび挟帯域フィルターの測光データを用

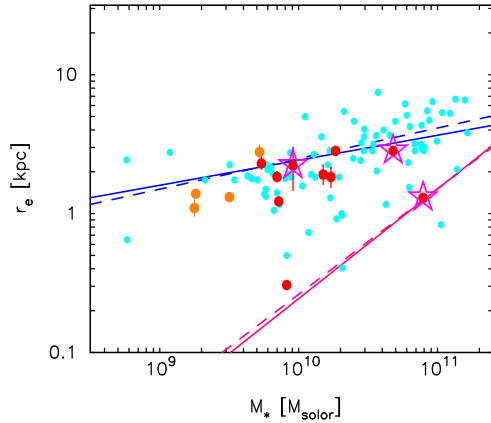


図 3:  $[O_{III}]$  輝線銀河の星質量とサイズの関係。水色の点は Tadaki et al. (2013) の  $z \sim 2.2, 2.5$  の  $H\alpha$  輝線銀河を表している。図中に引かれた直線および点線はそれぞれ van der Wel et al. (2014) により求められた  $z = 2.75$ ,  $z = 2.25$  における晩期型銀河 (青) と早期型銀河 (マゼンタ) の 2 つのサンプルが示す星質量 - サイズ関係を表している。

いて、それらの銀河サンプルの星質量、星形成率、サイズなどを求め、それらの物理量がどのような関係になっているのかを調べた。現時点で得られている星質量 - 星形成率関係および星質量 - サイズ関係についてはともに  $z \sim 2 - 3$  の時代の銀河が示す関係と同じような傾向を示すという結果が得られた。今後は、さらなる撮像観測を行うことで  $z > 3$  の  $[O_{III}]$  輝線銀河のより大きなサンプルを構築し、諸物理量の関係について統計的な議論を行うことでより正確な理解を目指すとともに、分光追観測により銀河の電離状態や金属量といった量を調べることで銀河の物理状態を明らかにしていくことを目指している。

## Acknowledgement

This work has made use of the Rainbow Cosmological Surveys Database, which is operated by the Universidad Complutense de Madrid (UCM), partnered with the University of California Observatories at Santa Cruz (UCO/Lick, UCSC).

## Reference

- Daddi, E., et al. 2007, ApJ, 670, 156  
 Galametz, A., et al. 2013, ApJS, 206, 10  
 Kodama, T., et al. 2013, IAUS, 295, 74  
 Maschietto, F., et al. 2008, MNRAS, 389, 1223  
 Skelton, R. E., et al. 2014, arXiv1403.3689  
 Tadaki, K., et al. 2013, ApJ, 778, 114  
 Tadaki, K., et al. 2014, ApJ, 780, 77  
 van der Wel, A., et al. 2012, ApJS, 203, 24  
 van der Wel, A., et al. 2014, ApJ, 78, 28  
 Whitaker, K., et al. 2012, ApJL, 754, L29



# 宇宙大規模構造における高温水素ライマンアルファ吸収体の物理的性質

渡邊 歩 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

## Abstract

宇宙論的なスケールでの観測によると、近傍宇宙でのバリオンは高赤方偏移 ( $z>3$ ) の約 50% しか見つかっていない。この同定されていないバリオン成分はダークバリオンと呼ばれている。その候補としてシミュレーションから示唆されているのが、中高温銀河間ガス (WHIM) である。このガスは、大規模構造のフィラメント構造に付随して分布しており、ほぼ完全電離した非常に希薄なガスであると考えられている。本研究では、まず、WHIM に焦点を当てて宇宙論的な構造形成シミュレーションを行う。次に、シミュレーションデータを用いて中性水素のライマン  $\alpha$  線による擬似観測を行う。この結果の解析を行い、ライマン  $\alpha$  吸収体とガスの物理状態の対応関係について調べることを目指す。

## 1 Introduction

### 1.1 Missing Baryon Problem

CMB の観測から、バリオンのエネルギー密度  $\Omega_{b0}$  はおよそ 4% であるという結果が得られている。それとは独立に  $z>3$  の LAF (Lyman  $\alpha$  forest) の観測から IGM は  $T = 10^4$ - $10^5$  K の光電離されたガスとして存在し、 $\Omega_{b0}$  の 95% 以上を占めることが分かっている (Rauch et al. 1997)。すなわち、高赤方偏移ではバリオンの大部分は IGM として存在する。その一方で、 $z\sim 0$  の観測によると、LAF の吸収体から見積もったバリオン密度は  $\Omega_{b0}$  の 20% 程度しかなく (Lehner et al. 2007)、恒星・分子雲・銀河団に付随する高温ガスなどの観測結果を足し合わせても、 $\Omega_{b0}$  の約 50% 程度にしかならず (Fukugita et al. 1998, Fukugita & Peebles 2004)、残りの約 50% は観測的に同定されていないという問題が存在する (ミッシング・バリオン問題)。この未観測のバリオン成分をダークバリオンと呼ぶ。

### 1.2 WHIM

ミッシング・バリオン問題の原因と考えられているのが、IGM の衝撃波加熱による進化である (Valageas et al. 2002)。標準的な宇宙論的構造形成シミュレーションによると、重力崩壊による大規模構造の形成に伴い、一部の IGM は衝撃波加熱を受けて高温ガスに進化する。こうして生じた高温の IGM は WHIM (Warm-Hot Intergalactic Medium) と呼ばれ、ほとんど完全電離した ( $f_{\text{HI}} \leq 10^6$ )、温度  $10^5 \text{K} \leq T \leq 10^7 \text{K}$  で非常に希薄 ( $1 \leq \delta \leq 1000$ ) なガスであり、 $z\sim 0$  では WHIM はバリオンの 30-50% の質量比占めるというシミュレーション結果が得られている (Cen & Ostriker 1999, Dave et al. 2001 など)。すなわち、 $z\sim 0$  では一部の IGM が WHIM へと

進化したために、観測では捉えることが難しくなってしまうと考えられている。WHIM はダークバリオンの大部分を説明できると考えられており、宇宙論的スケールでのバリオンの進化を考える上で非常に重要である。シミュレーションによると、WHIM は銀河団の周りだけでなく、現在の観測で調べられていないような大規模構造のフィラメント領域にも付随する形で分布することが分かっている (Cen & Ostriker 1999)。そのため、WHIM の空間分布や時間進化を知ることは、ダークマターによる大規模構造の進化についての情報が得られるという意味でも大変重要である。

### 1.3 WHIM の観測法：吸収線と輝線

WHIM を観測によって捉えようという試みは、いくつか異なるアプローチからなされている。WHIM には超新星爆発や銀河風などで放出された金属元素が微量に含まれていると考えられ、 $\text{OVI}$  や  $\text{NeVIII}$  などの金属イオンの吸収線を QSO の UV スペクトルから同定する方法が最初の WHIM の観測法として用いられた (Tripp et al. 2000, Danforth & Shull 2005, Savage et al. 2005 など)。これらの吸収線がトレースしているのは  $10^5 \text{K} < T < 10^7 \text{K}$  のガスであり、この観測からこの温度域の WHIM は  $\Omega_{b0}(\text{OVI}) \lesssim 0.0022/h_{70}$  が得られ、 $\Omega_{b0}$  の少なくとも 5% を占めているという結果が得られた (Sembach et al. 2004, Danforth & Shull 2005, Trip et al. 2006)。 $10^6 \text{K} < T < 10^7 \text{K}$  のガスは QSO の soft-X 線に含まれる  $\text{OVII}$ ,  $\text{OVIII}$  などの吸収線を用いて同じように同定される。ただし、得られた  $\Omega_{b0}(\text{WHIM})$  はガスに含まれる元素の質量比に対してモデルを仮定する必要がある、その不定性が含まれていることに注意する必要がある。また、金属元素の輝線を用いた観測法も考えられるが、輝

線を放射するガスまでの距離が遠いほど観測される放射強度が低下してしまう上に、手前にある天の川銀河からの強い UV, soft X 線放射に埋もれてしまい、吸収線の同定に必要な観測精度を得るのが現状では困難なため、この観測はあまりなされていない。ただし、金属の吸収線と輝線の観測を組み合わせることによって同定の精度を高めることができたという観測がある (Takei et al. 2007)。

#### 1.4 WHIM の観測法：BLA

一方で、ガスに含まれる金属元素の代わりに水素原子の Lyman  $\alpha$  線を用いる観測法も考えられる。本研究ではこの観測法に着目する。この方法の利点は、WHIM に含まれる金属量に依らずにガスを同定できる点である。そのため、ガス全体の質量を見積もる際の金属量不定性がない上、金属量が極わずかで金属吸収線が見えないようなガスを観測することもできる。そのため、ガスの重元素汚染の空間的非一様性の影響を受けずに WHIM の観測ができるという点で優れている。ただし、LAF で観測されるような IGM ( $T < 10^5\text{K}$ ) と比較すると WHIM は温度が高い ( $T > 10^5\text{K}$ )。このため WHIM に含まれる水素の中性度  $f_{\text{HI}}$  は数桁も低くなっており、観測によってトレースできるのは  $T < 10^6\text{K}$  程度の低温の WHIM に限られる。また、WHIM の Ly $\alpha$  吸収線スペクトルの形には次のような特徴が表れる：(1) 中性水素の密度が比較的小さいために、Lyman  $\alpha$  吸収が起こっても吸収される光の量が少なく、その吸収線スペクトルは浅くなる傾向がある。(2) 吸収線の広がり程度を表す Doppler パラメータ  $b$  は一般に、ガスが高温になるほど大きくなる。そのため、吸収線スペクトルの幅は広がる傾向がある。このため、WHIM のつくる Lyman  $\alpha$  吸収線は LAF よりも浅く広がったスペクトルとなる。このような広がった Lyman  $\alpha$  線をつくる吸収体を BLA (Broad Lyman  $\alpha$  Absorber) と呼ぶ。ただし、BLA のすべてが WHIM によるものとは限らないことに注意が必要である。複数の Lyman  $\alpha$  線がスペクトル上で近い位置に存在すると、吸収線が混ざり (line blending)、擬似的に BLA とよく似た浅くて広い特徴を示す場合があるためである。BLA のスペクトルは浅く、同定するには S/N 比が高い観測が必要となるので、低赤方偏移における BLA の観測は困難であり、金属吸収線の観測に比べて主流ではないのが現状である。しかし、近年ハッブル宇宙望遠鏡 (HST: Hubble Space Telescope) に搭載された高解像度の UV 分光観測機器 STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) を用いた観測によって BLA が同定された。これに

よると、BLA の大部分は低温 ( $T_i 10^6\text{K}$ ) の WHIM をトレースしていることが観測的に明らかになった (Richter et al. 2004, Sembach et al. 2004, Richter et al. 2006a, Williger et al. 2006, Lehner et al. 2007, Danforth et al. 2010)。また、BLA がトレースするバリオンの密度は  $\Omega_{b0}(\text{BLA}) \lesssim 0.0027/h_{70}$  であり、 $\Omega_{b0}(\text{OVI}) \lesssim 0.0022/h_{70}$  の値とそれほど矛盾しない結果が得られている (Richter et al. 2006a)。

#### 1.5 BLA のシミュレーション：先行研究

一方、理論からのアプローチとして Richter et al. 2006b では、AMR (Adaptive Mesh Refinement) 法に基づく宇宙論的構造形成シミュレーションにより、BLA が  $10^5$ - $10^6\text{K}$  の WHIM の大部分をトレースしており、それ以外のは衝撃波加熱されていない IGM がつくる吸収線が blending することによって生成された擬似的な broad line であることを明らかにした。しかし、この計算にはガス進化にとって重要な物理過程であるガスの放射冷却・輻射加熱が含まれていない。そこで彼らは、衝撃波加熱されていないガスの温度を高く見積もってしまうことを防ぐために、現象論モデルを適用して温度を下げるといった処方を行った。加熱/冷却過程は WHIM の進化そのものに対しては大きく影響を与えることはない (Dave et al. 2001) もの、BLA がトレースしている衝撃波加熱されていない IGM の進化には影響を与える可能性がある。またこの計算にはフィードバック過程も含まれておらず、WHIM 進化に与える影響は調べられなかった。上記の問題点を受けて、Tepper-Garcia et al. 2012 ではガスの輻射加熱の効果も考慮した。さらに、星形成・重元素冷却・超新星爆発・銀河風などのフィードバック効果が WHIM の進化に与える影響を調べたところ、約 60% の質量の WHIM が AGN フィードバック (Booth & Schaye 2009) によって加熱されて生じることが分かった。また、この AGN フィードバックも考慮した構造形成データを基に、BLA の物理的性質を調べたところ、観測と矛盾しない結果を得た。以上の先行研究から、WHIM および BLA の進化には、AGN フィードバックを始めとするフィードバック効果が大変重要であることが分かった。

#### 1.6 非平衡電離過程

加熱/冷却過程を考慮したスタンダードな宇宙論的構造形成シミュレーションでは、イオンの電離状態については、紫外線背景放射 (UVB) によるイオンの光電離および電子-イオン衝突による電離・再結合の平衡状態 (衝突電離平衡) を仮定して行われることが多く、BLA の先行研究でもこの仮定による取扱いで

あった。しかし、WHIMのように希薄なガスでは、電離のタイムスケールに比べて再結合のタイムスケールが大きく宇宙年齢がそれ以上となるために、電離平衡近似は成り立たない。そのため、WHIMは $z \sim 0$ では電離平衡状態からずれた状態になっており、ガスは電離平衡状態に比べて過剰に電離している。そのため、WHIMをトレースするBLAをより適切に評価するためには、中性水素の電離・再結合の時間進化の方程式を解くことが望ましい。このような、電離平衡にないようなガスにおける電離度の時間進化を非平衡電離過程という。

### 1.7 本研究の目的

これらの点を踏まえて、本研究では、金属量に依存したガスの加熱/冷却過程と、星や銀河からの重元素およびエネルギーのフィードバックの現象論的なモデル (Okamoto et al. 2014) に加えて、先行研究で考慮されていなかった非平衡電離過程を取り入れた構造形成シミュレーションを行う。次に、この計算結果を用いて、(1) 非平衡電離過程がWHIMの進化に与える影響の考察 (2) フィードバック効果がWHIMの進化に与える影響の考察 (3) BLAがトレースするガスの物理状態、およびWHIMとの対応の考察 (4) BLAの空間分布と時間進化の考察 (5) 先行研究の擬似観測の解析結果との比較 (6) 実際のBLAの観測結果との比較を行うことを目的とする。

## 2 構造形成シミュレーション

### 2.1 シミュレーションコード

計算コードには宇宙膨張を考慮した無衝突重力多体系のN体計算とSPH法を用いたガス流体計算シミュレーションのオープンソースコードであるGADGET (Galaxies with Dark matter and Gas in EracT) コード (Springel et al. 2001, Springel et al. 2002, Springel 2005) を発展させた closed コード GADGET-3 コードをベースに、ガスの加熱冷却・星形成・フィードバックの現象論的モデル (Okamoto et al. 2008, Okamoto et al. 2010, Okamoto et al. 2014) を適用した GADGET-3 + TO コードに、すでに自作した非平衡電離過程の計算コードを付け加えたものを用いる。

### 2.2 非平衡電離過程の数値計算

非平衡電離過程の反応ネットワークに用いるイオンとしては、IGMとして重要な元素である水素、ヘリウムのみ ( $H^0, H^+, He^0, He^+, He^{++}, e^-$ ) を考慮した。IGMは高温であるので水素分子等の分子は考えていない。シミュレーション手法としては、それぞれの

SPH粒子にイオンの電離度の情報を持たせて、SPH計算で1タイムステップ進める際のサブサイクルとして、各イオンの電離度の時間進化の連立方程式を数値的に解くということを行った。連立方程式の数値解法としては、硬い微分方程式系が安定に解けるスキームBDF(Backward Difference Formula) 公式 (Annonis et al. 1997) を用いた。

## 3 BLAの解析

構造形成シミュレーションによって得られたガスのデータを用いてBLAについての統計的な情報を得ることは、まず(1) ガスのデータからスペクトルを作る擬似観測の計算を行い、次に(2) 得られたスペクトルデータから吸収線を同定する必要がある。

### 3.1 擬似観測

自作した擬似観測の計算コードにおける手順は次の通りである。まず、シミュレーション領域内に仮想の光源および仮想の観測者を配置することで、仮想的な視線を設定する。次に、その視線を微小区間 $\Delta l$ に分割し、それぞれの領域におけるLyman  $\alpha$  線に対する光学的厚み $\tau_i(E)$ を、視線近傍のガス粒子のデータから求める。視線に沿った領域全体にわたって光学的厚みが薄いと仮定すれば、規格化された背景天体の放射強度の値は、微小区間の光学的厚みを視線に沿って足し上げた値 $\tau(E) = \sum \tau_i(E) \Delta l$ を用いて、 $I(E)/I_0 = \exp\{-\tau(E)\}$ と求まる。これによって視線に沿ったLyman  $\alpha$  吸収線のみからなるスペクトルデータが得られる。

### 3.2 吸収線スペクトルの同定

次に、そのスペクトルデータを観測データにするのと同じように、フリーパラメータをいくつか持たせたスペクトルの関数形を仮定した上で、パラメータフィッティングを行う。フィッティングツールにはAUTOVPコード (Dave et al. 1997) を用いる。この手法を用いて各Lyman  $\alpha$  線に対し3つのパラメータ、吸収体の中性水素柱密度 $N_{HI}$ 、吸収線の広がり程度を表すDopplerパラメータ $b$ 、吸収線の中心のエネルギー値 $E_{center}$ を求める。これらのBLAのパラメータを擬似観測の基本量として用い、その統計解析や対応するガスの物理状態を調べる。

## 4 現時点での結果

現在の研究の進捗状況としては、非平衡電離過程を追加した構造形成シミュレーションコードおよび、擬似観測コードはすでに完成している。本計算やその解析はこれから行うが、結果の定性的な予想としては、非平衡電離過程を入れた場合は再結合に長い時間を要するため、近傍での中性水素密度は、電離平衡の計算よりも少なくなっていると考えられる。そのため、擬似観測の際にスペクトルの S/N 比を同じにして解析を行えば、非平衡電離過程を入れた計算の方が同定できる吸収線数が減少する傾向が生じると考えられる。その効果が、吸収線の統計量や WHIM との対応にどのような影響を与えるのかも含めて今後、解析し考察したい。

# Resolved Star Formation Surface Density and Stellar Mass Density of Galaxies in the Local Universe

Abdurrouf

Astronomical Institute of Tohoku University

## Abstract

In order to understand how the stellar mass are distributed within the galaxies in the local Universe, where the stars are being made in high star formation rate in them, and relation between their morphology and their activities in making stars, we are going to investigate the surface density of star formation rates (SFRs) and stellar mass surface density by analyzing the resolved stellar population properties of 445 massive galaxies at  $0.01 < z < 0.02$ . The galaxy images will be taken from SDSS DR10. Only galaxies with stellar mass more than  $10^{10.5} M_{\odot}$  will be selected. The sample will be differentiated according to their morphology (elliptical, spiral, and irregular) and each galaxy's surface will be divided into inner (center) and outer region. Resolved stellar population properties, that is star formation rate, age, stellar mass, and extinction, will be derived by modelling the spectral energy distribution (SED) for each spatial bin of galaxy image. Then calculation and analysis will be focused on stellar mass density, density of star formation rate, age, and extinction as a function of galactocentric radius.

## 1 Introduction

It has been known currently that morphology of galaxies (elliptical, spiral, or irregular) is related to their star formation history (SFH). How galaxies were forming their stars in the past seems to affect their future appearance. Elliptical galaxies likely formed all their stars from sudden burst in the past when they was still assembled, so that they are now dominated by red old stars and lack or almost contain no young blue stars. Elliptical galaxies are very luminous and massive system with high mass to light ratio which infer that this galaxies contain many dark matter halo in their outer part. Cold gas is almost not found in the elliptical galaxies, but some of them have very small fraction of cold gas in their central region which might still be the fuel for star formation. Different to elliptical galaxies, spiral galaxies and irregular galaxies are still forming their stars now as they contain many young blue stars. Spiral galaxy which prominent with their spiral pattern and rotational motion of their disk stars, have more young blue stars lying in the spiral arms and disk compare to the central bulge which contains old red stars and has high metallicity. Star forming activities inside galaxy determine by many factors, such as existence of cold gas, and dynamical fluctuation which can triggers gas shrinking due to gravitational contraction. Supernova explosion of dead stars spreads their metals contain and shed

surrounding gas which can compress gas in other places and trigger next star birth. Merger or close encounter between two galaxies also can trigger star birth inside each galaxy by the dynamical instability produced by the merger or close encounter process. Frictional motions of orbiting gas make loss of their energy and eventually fall inward sum up the concentration of gas in the central part of galaxy. This might cause the high star formation activities in the central part of galaxy. In order to understand this star formation activity flow inside galaxy, we need to know the distribution of stellar mass density and star formation rate (SFR) surface density of galaxies in local Universe as well as in distant Universe. In order to calculate the distribution of stellar mass density and star formation rate density inside galaxy as well as other stellar population properties, one method that we can used is by fitting the resolved spectral energy distribution (SED) instead of integrated SED of galaxy. Resolved SED fitting have been widely used to study the stellar mass density as well as star formation rate (SFR) and star formation history (SFH) (Conti, A. et al. 2003; Welikala, N. et al. 2008; Welikala, N. et al. 2009; Zibetti, S. et al. 2009; Wuyts, S. et al. 2012; Wuyts, S. et al. 2013). In the resolved SED fitting, multi-wavelength band photometry are calculated for each spatial bin, then stellar population synthesis model is built in such way to fit this photom-

etry SED. Total stellar mass obtained by integrating resolved stellar mass is can be different compare with those obtained by unresolved photometry (Zibetti, S. et al. 2009) which might be caused by effect of dust extinction. Total star formation rate (SFR) and other stellar population properties (age, dust obscuration) obtained from integrating resolved SFR also different compare with those obtained by fitting unresolved photometry (Wuyts, S. et al. 2012). Studying resolved stellar population properties might give clue to more detailed understanding on galaxy structure and evolution processes occurred inside it.

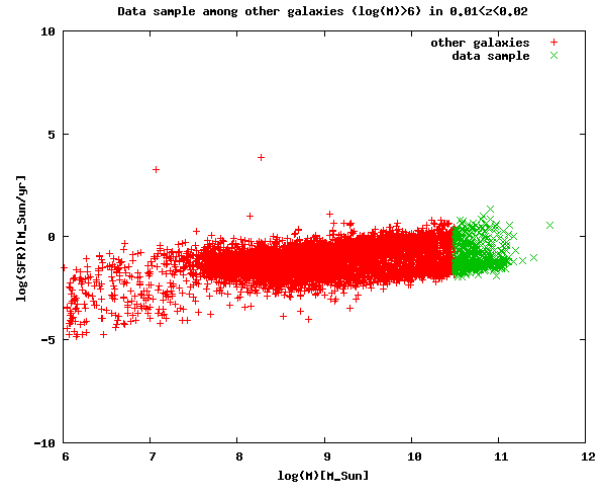
## 2 Methods/Instruments and Observations

### 2.1 Data Sample

In this research we will use optical data from SDSS Data Release 10 for massive galaxies ( $M > 10^{10.5} M_{\odot}$ ) lying in redshift range of  $0.01 < z < 0.02$ . SDSS is providing five-band broad band photometry (ugriz bands), and the spectroscopic follow-up of most galaxies. In addition to the data product of SDSS, we use value-added MPA/JHU DR7 galaxy catalogs. These catalogs contain information about total stellar mass (based on Kauffman et al. 2003 and Salim et al. 2007) and star formation rate (based on Brinchmann et al. 2004) of 927552 galaxies of SDSS data. Location of our sample with respect to overall galaxies more massive than  $10^6 M_{\odot}$  lying in redshift range of  $0.01 < z < 0.02$  can be seen from Figure 1.

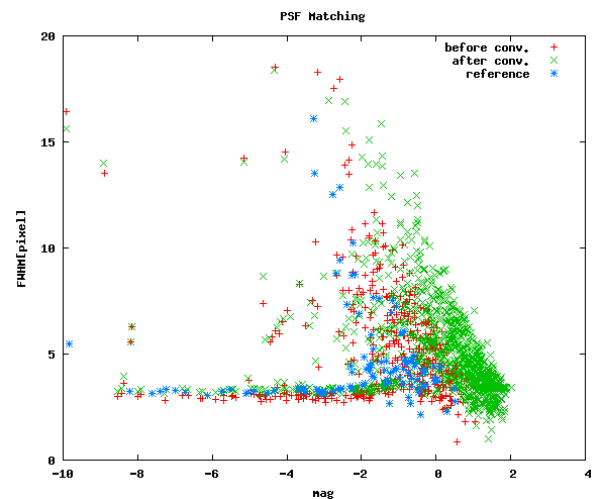
### 2.2 PSF Matching

Before performing resolved SED fitting to galaxy image, we need to match the point-spread function among five band images of all 445 galaxies. PSF matching is done by matching the average FWHM (full width in half maximum) of PSF profile of foreground stars (which appears in the image) with reference value of FWHM. Reference value for FWHM is taken from image band which has highest average value of FWHM. For matching FWHM we use Gaussian convolution in IRAF (gauss command). For calculating FWHM we use SExtractor (Bertin Arnouts 1996). SExtractor work by detecting the objects (stars and galaxies) inside the image field (which might can't be seen by our eye) then cal-



1: Location of data sample among galaxies more massive than  $10^6 M_{\odot}$  which lie in  $0.01 < z < 0.02$

culate the parameter/physical properties (of those detected objects) which we want to calculate (selecting it from default parameter list provided by SExtractor). In our case, we calculate magnitude and FWHM of each detected object. Following figure shows one example of PSF matching resulted for one band. FWHM value is increased after been convolved as we can see from Figure 2.



2: Comparison between FWHM value before and after being Gaussian convolved

## 2.3 Pixel Binning

For assigning pixels to objects, we use the SExtractor (Bertin Arnouts 1996) segmentation map. We group pixel adopt the Voronoi two-dimensional binning technique (Cappellari Copin 2003), instead of apply multi-wavelength photometric for each pixel individually.

## 2.4 Resolved SED Fitting

First we perform standard stellar population modelling of five bands (ugriz) of each spatial bin individually. That is, we fit Bruzual Charlot (2003) model to the five bands (u-to-z) and search for the least-squares solution using the fitting code FAST (Kriek et al. 2009). Some constraints we use in this modelling are : range of age between 50 Myr (onset of star formation) and the age of the Universe, visual extinctions in the range  $0 < A_V < 4$  with reddening following Calzetti et al. (2000), and SFHs which decline with -folding times down to Myr. For initial mass function (IMF), we adopt a Chabrier (2003) model.

## 3 Results

Until now, 10 galaxy images have been downloaded from SDSS DR 10 and PSF matched, value-added MPA/JHU DR7 galaxy catalogs have been downloaded. But neither these 10 galaxies nor 435 others haven't been SED fitted. So in this proceeding we only show our current result, that is PSF matching of 10 galaxies which can be seen from Figure 3 (in Appendix).

## Acknowledgement

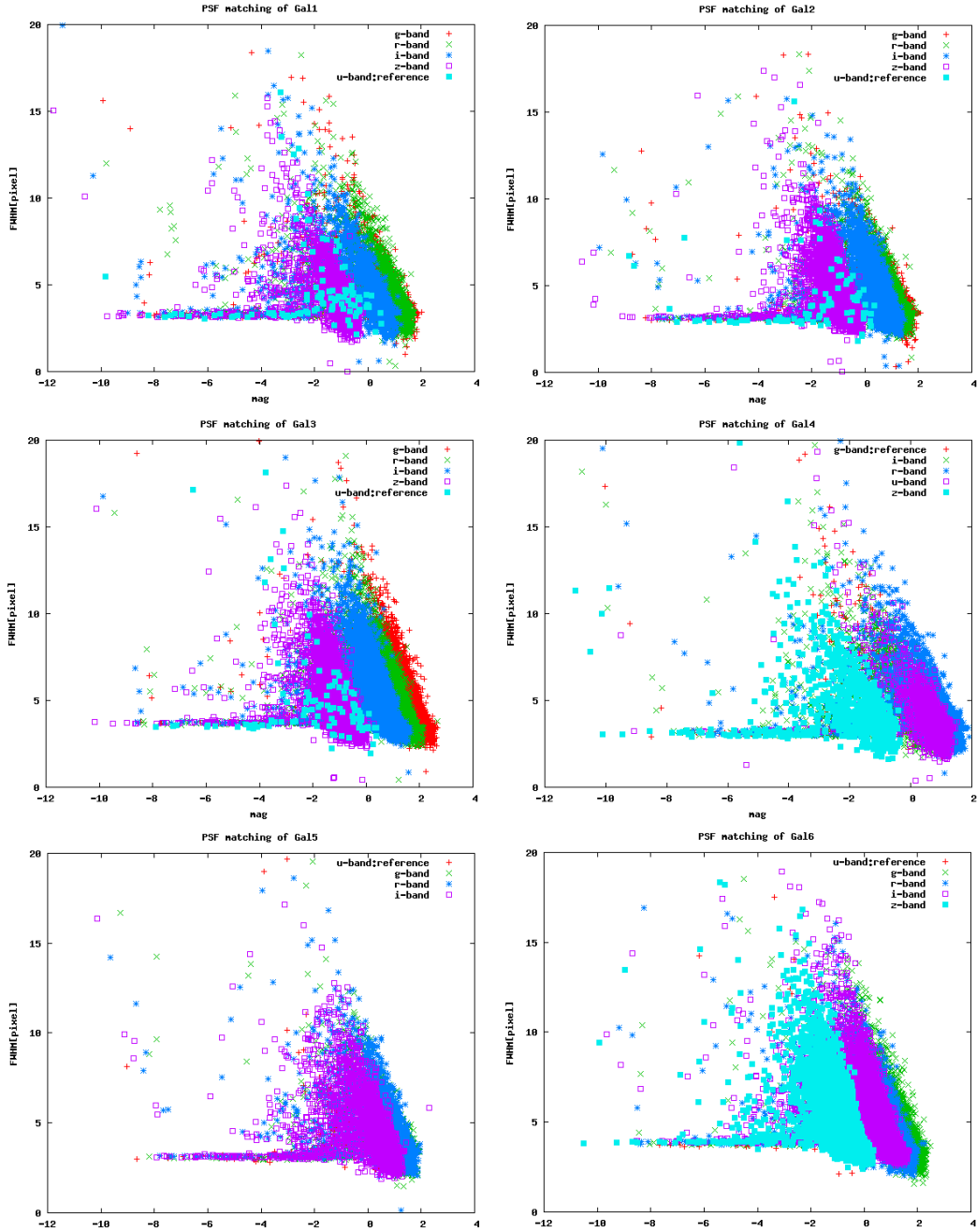
Funding for the Sloan Digital Sky Survey IV has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation and the Participating Institutions. SDSS-IV acknowledges support and resources from the Center for High-Performance Computing at the University of Utah. The SDSS web site is [www.sdss.org](http://www.sdss.org). SDSS-IV is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS Collaboration including the Carnegie Institution for Science, Carnegie Mellon University, the Chilean Participation Group, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Instituto de

Astrofísica de Canarias, The Johns Hopkins University, Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (IPMU) / University of Tokyo, Lawrence Berkeley National Laboratory, Leibniz Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), Max-Planck-Institut für Astrophysik (MPA Garching), Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik (MPE), Max-Planck-Institut für Astronomie (MPIA Heidelberg), National Astronomical Observatory of China, New Mexico State University, New York University, The Ohio State University, Pennsylvania State University, Shanghai Astronomical Observatory, United Kingdom Participation Group, Universidad Nacional Autónoma de México, University of Arizona, University of Colorado Boulder, University of Portsmouth, University of Utah, University of Washington, University of Wisconsin, Vanderbilt University, and Yale University.

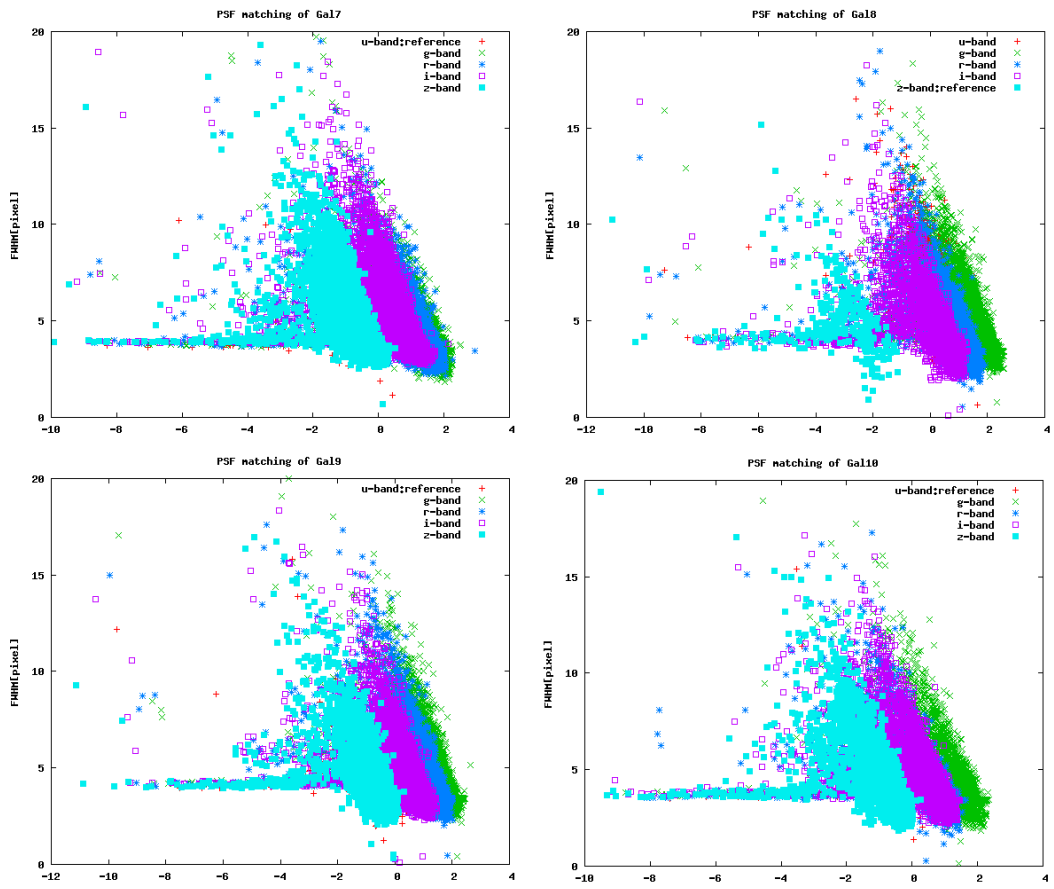
## Reference

- Bertin, E., Arnouts, S. 1996, *Astronomy Astrophysics Supplement Series*, 117, 393  
 Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M. 2004, *MNRAS*, 351, 1151  
 Bruzual, G., Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000  
 Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *The Astrophysical Journal*, 533, 682  
 Capellari, M., Copin, Y. 2003, *MNRAS*, 342, 345  
 Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763  
 Conti, A., et al. 2003, *The Astronomical Journal*, 126, 2330  
 Kauffmann, G., et al. 2003, *MNRAS*, 341, 33  
 Kriek, M., van Dokkum, P. G., Labbe, I., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 700, 221  
 Salim, S., et al. 2007, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 173, 267  
 Welikala, N., Connolly, A. J., Hopkins, A. M., Scranton, R., Conti, A. 2008, *The Astrophysical Journal*, 677, 970  
 Welikala, N., Connolly, A. J., Hopkins, A. M., Scranton, R. 2009, *The Astrophysical Journal*, 701, 994  
 Wuyts, S., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 753, 114  
 Wuyts, S., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 779, 135  
 Zibetti, S., Charlot, S., Rix, H. W. 2009, *MNRAS*, 000, 1

# Appendix







3: PSF Matching result for 10 galaxies

# 無衝突重力多体系の力学進化を計算するための N 体計算コードの開発

加藤 一輝 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

## Abstract

本研究の目的はコンピュータシミュレーションを用いて銀河スケールにおけるコールドダークマター理論の諸問題に挑戦することである。そのための無衝突重力多体系の力学進化を計算するための N 体計算コードを作成した。各粒子間の重力相互作用は、何も工夫しないで計算すると演算数のオーダーが粒子数の 2 乗となり、計算コストがかかってしまう。本研究では計算コストを削減するために、Particle-Mesh(PM) 法を採用した。この方法は、粒子分布から密度分布を求め、ポアソン方程式解き、重力ポテンシャルを求める。そして、その重力ポテンシャルを使って新たな粒子分布を求める方法である。ポアソン方程式を解くのに高速フーリエ変換を用いた結果、演算数のオーダーがメッシュ数  $M$  に対して  $M \log M$  となり大幅に計算コストを削減することができた。また、原始銀河の収縮過程である cold-collapse モデルのテスト計算を行い、銀河の力学的な準平衡状態を求めた。そして、エネルギー保存の誤差評価より、十分な解像度を得られる最大粒子数は 3 次元で  $M/8$  程度であることを確認した。

## 1 Introduction

銀河形成・進化を理解するためにはダークマターハロー (DMH) の力学進化を理解することが重要である。なぜなら、銀河の大部分は DM であり、重力相互作用において DM が支配的だからである。DMH を無衝突重力多体系と見なした場合、現在は N 体計算を駆使した系の進化広く行われている。無衝突系とは個々の粒子同士が力を及ぼし合うのではなく、全粒子が作る滑らかなポテンシャルを受けて粒子が運動する系である。N 体計算において、各粒子間の重力相互作用を直接計算 (Particle-Particle 法 (PP 法)) するには、 $N^2$  のオーダーのコストがかかり、粒子数を増やすと、現実的でない計算時間がかかってしまう。そこで、高速フーリエ変換 (FFT) を用いてポアソン方程式を解く方法 (Particle-Mesh 法 (PM 法)) を採用した。この場合、計算コストは全メッシュ数  $M$  に対して  $M \log M$  のオーダーとなる。本発表では現在開発中の N 体コードの説明を行う。

第 2 章で PP 法と PM 法の説明を行い、第 3 章で PP 法と PM 法の比較、PM 法のパラメータ依存性の議論を行う。そして、第 4 章でまとめを行う。

## 2 Numerical methods

### 2.1 Particle-Particle 法

PP 法は各粒子間の相互作用を直接計算する方法である。粒子  $i$  の位置を  $\mathbf{x}_i$ 、質量を  $m_i$  とし、重力定数を  $G$ 、ソフトニングパラメータを  $\varepsilon$  とすると、以下の式で粒子  $i$  にかかる加速度が計算できる。

$$\frac{d^2 \mathbf{x}_i}{dt^2} = \sum_{j \neq i}^N G m_j \frac{\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i}{(|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|^2 + \varepsilon^2)^{3/2}}, \quad (1)$$

この式から分かるように、各粒子に対して (N-1) 回の演算が必要である。故に、全粒子を計算するには  $N^2$  のオーダーの計算が必要となる。ソフトニングパラメータとは、粒子間の距離が 0 になった時に計算が発散するのを防ぎ、物理的な値を得るために導入する非物理的な量である。この  $\varepsilon$  の値が小さいほど空間解像度は良くなるが、大きな加速度が生じるために細かい時間幅が必要となる。なぜなら、時間幅  $\Delta t$  は典型的な速度を  $v$  とした時  $\Delta t < \varepsilon/v$  のように取るからである。

## 2.2 Particle-Mesh 法

PM 法とは、まず粒子分布から密度分布を求め、ポアソン方程式解き、重力ポテンシャルを求める。そして、その重力ポテンシャルを使って運動方程式を解くことで、新たな粒子分布を求める方法である。計算は以下のように要約される。

① 粒子分布から密度分布を生成する。(assignment)

$$\rho(\mathbf{x}_p) = \frac{1}{V_p} \sum_{i=1}^N m_i W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_p), \quad (2)$$

$\rho$  は密度、 $V_p$  はメッシュの体積を表す。そして、 $\mathbf{x}_i, m_i$  は粒子の位置と質量で  $\mathbf{x}_p$  はメッシュの位置である。 $W$  は assignment 関数と呼ばれるもので、質量の各メッシュへの割り振りを表す。

② ポアソン方程式を解きポテンシャルを求める。

$$\phi(\mathbf{x}_p) = V_p \sum_{p'} G(\mathbf{x}_p - \mathbf{x}_{p'}) \rho(\mathbf{x}_{p'}), \quad (3)$$

$\phi$  はポテンシャル、 $G$  はグリーン関数である。

③ ポテンシャル分布に従って、粒子に働く加速度を求める。(interpolate)

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}_i) = - \sum_p \nabla W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_p) \phi(\mathbf{x}_p), \quad (4)$$

$\mathbf{a}$  は加速度である。

④ 運動方程式を解く。

エネルギー保存が良い leap frog 法を用いている。

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i + \Delta t \mathbf{v}_i + \Delta t^2 \mathbf{a}(\mathbf{x}_i) / 2 \quad (5)$$

$$\mathbf{v}_{i+1} = \mathbf{v}_i + \Delta t [\mathbf{a}(\mathbf{x}_i) + \mathbf{a}(\mathbf{x}_{i+1})] / 2 \quad (6)$$

⑤ (1) に戻る。

### 2.2.1 assignment 関数

代表的な assignment 関数を空間 1 次元の場合を例に挙げ紹介する。

#### ・ Nearest Grid Point (NGP) スキーム

粒子の全質量を最も近いメッシュに割り当てる。(図 2 の上) 密度分布が粗く、加速度がメッシュ間で不連続となるので、ほとんど使われない。

#### ・ Cloud In Cell (CIC) スキーム

質量を 1 メッシュ幅に一樣分布させる。(図 2 の中) 質量分布は滑らかだが、その一回微分は不連続

$$W(x) = \begin{cases} 1 - \frac{|x|}{H} & |x| < H, \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (7a)$$

$x$  は粒子間の距離で、 $H$  はメッシュ幅を表している。

#### ・ Triangular Shaped Cloud (TSC) スキーム

粒子の位置から 2 メッシュ幅に線形で質量を分布させる。(図 2 の下) 質量分布もその一回微分も連続となる

$$W(x) = \begin{cases} \frac{3}{4} - \left(\frac{x}{H}\right)^2 & |x| \leq \frac{H}{2} \\ \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} - \frac{|x|}{H}\right)^2 & \frac{H}{2} \leq |x| \leq \frac{3H}{2} \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (8a)$$

質量を分割するメッシュを増やすごとに分布は連続的になるが計算コストが増えるため適切なスキームを選ぶ必要がある。

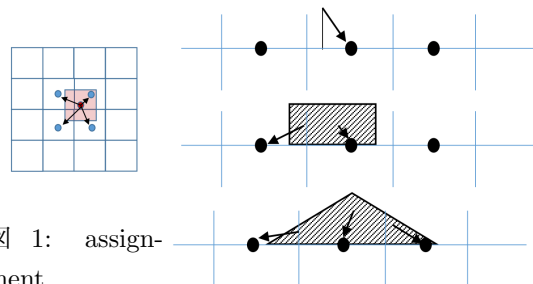


図 1: assignment

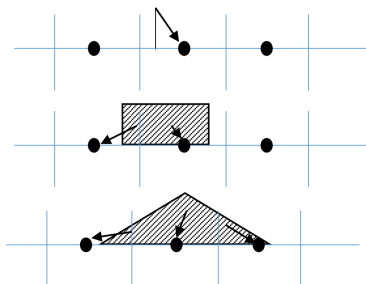


図 2: assignment 関数

一方、加速度の計算において、interpolate 関数  $W$  は密度分布の生成で使った assignment 関数と同じものを用いることで、自己相互作用を打ち消し、運動量を保存させることが出来る。

### 2.2.2 ポアソン方程式

ポアソン方程式を解くにあたって、FFT を用いる。FFT とはフーリエ変換の周期性を利用してメッシュ数  $M$  に対して  $M^2$  オーダーの計算を計算精度を変えずに  $M \log M$  オーダーに減らした計算方法である。FFT は画像処理など実用的な分野で頻繁に使われており、より高速で効率のよい計算コードが日々研究されている。本研究では free software である FFTW ver3.3.4 (HP:www.fftw.org) を利用した。式 (3) をフーリエ変換し、畳み込みの定理を用いると

$$\hat{\phi}(\mathbf{k}_p) = \hat{G}(\mathbf{k}_p)\hat{\rho}(\mathbf{k}_p), \quad (9)$$

となり、この式を逆フーリエ変換して各メッシュのポテンシャルを求める。

### 2.2.3 境界条件

ポアソン方程式を FFT で解くにあたって、メッシュの境界では周期境界条件を用いる。しかし、周期境界条件が物理的に適さない場合がある。この場合、図 3 のように一つの領域以外の密度を 0 にすることにより周期境界の周期性を消すことが出来る。孤立した系での N 体計算を行う場合、この方法が用いられる。

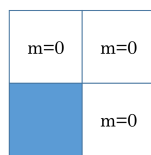


図 3: 孤立系

## 3 Cold-collapse

テスト計算として原始銀河の収縮過程である cold-collapse モデルの計算を行い、銀河の力学的な準平

衡状態を求める。初期条件は、粒子を半径 1 の球内に一様分布させ、速度分布は等方に系から出ない程度の同じ速さを与える。この時の系の自由落下時間  $t_d$  は式 (10) より 1.1 である。また、 $\Delta t = 2^{-7}$  の固定時間幅で系を時間発展させた。PM 法では孤立系をとり、CIC スキームで計算している。

$$t_d(r) = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\bar{\rho}(< r_d)}} \quad (10)$$

$\bar{\rho}(< r_d)$  は半径  $r_d$  の球内の平均密度である。

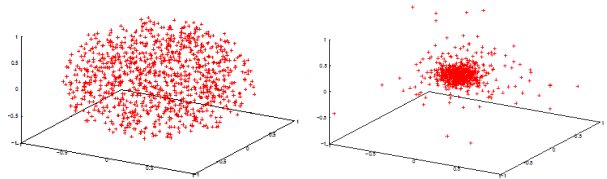


図 4: 初期条件

図 5: t = 4

### 3.1 PP 法と PM 法の比較

1024 粒子で計算を行った。PP 法でのソフトニングパラメータは  $\epsilon = 2^{-5}$  とし、PM 法はメッシュでの系の大きさを  $4^3$  とし、 $128^3$  のメッシュ数を取った。すなわち、ソフトニングパラメータとメッシュ幅が同じ大きさである。

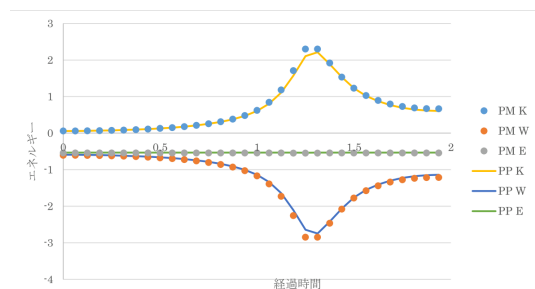


図 6: エネルギー変化

図 6 は縦軸にエネルギー横軸に経過時間を示している。点は PM 法、実線は PP 法を示しており、K は運動エネルギー、W はポテンシャルエネルギー、E は全エネルギーである。この図より PM 法と PP 法は同じ力学進化の結果を示すことが分かる。

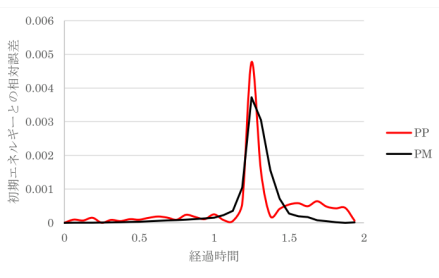


図 7: エネルギーの相対誤差

図 7 は縦軸に全エネルギーの相対誤差を横軸に経過時間を示している。赤線は PP 法で黒線は PM 法を示している。この図より PM 法は PP 法とほぼ同じエネルギー誤差で計算できることが分かる。さらに、粒子数を変え 100 ステップの計算時間を比較した。PM 法は粒子数の 8 倍が計算領域のメッシュ数になるように調整した。

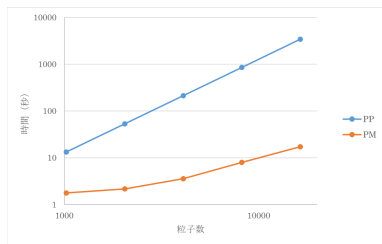


図 8: 計算時間

図 8 は縦軸に計算 100 ステップにかかった時間、横軸に粒子数を取っている。青が PP 法で赤が PM 法である。この図より PM 法の方が圧倒的に計算が速いことが分かる。

### 3.2 PM 法のパラメータ依存性

粒子数を 1024 に固定し、メッシュ数を変えて計算した。

図 9、図 10 では図 7、図 8 と同様の図が示されている。各実線名の数字は 1 次元方向のメッシュ数であり全メッシュ数はこの数の 3 乗である。また、孤立系をとっていることより、計算領域のメッシュ数は全メッシュ数の 1/8 である。これらの図より計算領域のメッシュ数が粒子数の 8 倍以上であると誤差が少なく解けることが分かった。

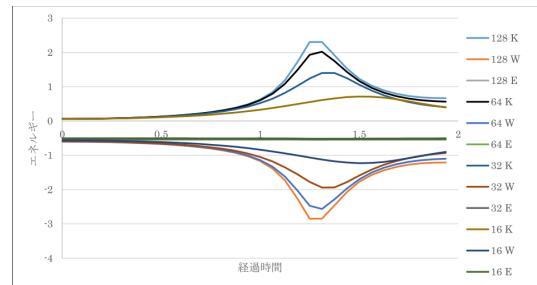


図 9: エネルギーの変化

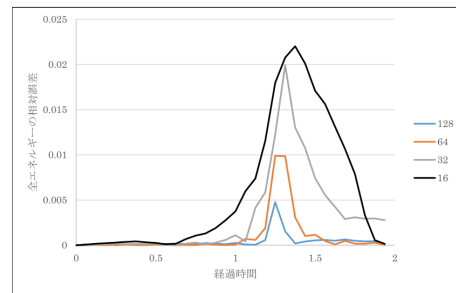


図 10: エネルギーの相対誤差

## 4 Summary

無衝突重力多体系の力学進化を計算する N 体計算コードを PM 法で作成し、テスト計算を行った。その結果、PM 法は PP 法と同様の結果が得られ、エネルギーも保存することが分かった。そして、計算コストが大幅に削減でき、多数の粒子を取り扱うことのできる N 体計算コードを書くことができた。また、PM 法で十分な解像度で取り扱うことのできる粒子数は全メッシュ数の 1/8 程度であることが分かった。

## Reference

- 1) Binney, J. , and Tremaine, S. 2008, Galactic Dynamics 2nd ed, Princeton University Press
- 2) R, W, Hockney. and J, W, Eastwood. 1998 Computer simulation using particles, Taylor and Francis Group
- 3) 牧野淳一郎 et al. 2013 N 体シミュレーション大寒の学校教科書

## 銀河系中心における広がった FeXXV 輝線と星数密度分布の比較

長友 竣 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

### Abstract

銀河系の銀河面には、ぼやっと広がったように観測される X 線放射があることが知られている。この放射の源については、激変星のような比較的暗いが故に点源として観測されにくい天体であるという点源説と、分子雲による反射や高温プラズマによる放射であるとする真に広がった放射源説の 2 つの説がある。銀河系中心部付近の  $\sim 2^\circ$  を除けば点源説が有力だが、銀河系中心部では観測された Fe XXV 輝線の分布が星分布と異なることなどの理由で、2 つの説の間で議論が続いており決着がつかない。どちらの放射源の寄与が大きいかを確かめる方法の 1 つとして、X 線の強度分布と星の数密度分布との比較が挙げられる。点源説における主な放射源は激変星であるから、点源説が正しければ、X 線の強度分布と激変星の分布をトレースするような星の数密度分布は、適当なスケールリングを行うことで一致する。本研究では、Fe XXV 輝線の銀経方向の分布と近赤外線で見積もられた星の数密度分布の比較を、銀経  $\sim 8^\circ$  の領域をスケールリングに用いて行っている。本ポスターでは、その途中経過を報告する。

### 1 Introduction

銀河系の銀河面には、銀経  $|l| \sim 100^\circ$ 、銀緯  $|b| \sim 2^\circ$  にわたってぼやっと広がったように観測される X 線放射 (GRXE) があることが知られている。この X 線放射は分光観測によって、中性鉄 (Fe I)、ヘリウム状鉄 (Fe XXV)、水素状鉄 (Fe XXVI) の  $K\alpha$  輝線を含んでおり、高温プラズマからの放射を仮定するとそのプラズマの温度は  $\sim 10^7$  K になることが分かっている。

GRXE の放射源は上の 3 種類の鉄輝線を放射する必要があり、現在では 2 つの説が考えられている。1 つ目は、比較的暗いため点源として観測できない天体が放射源であるという点源説である。点源説において放射の寄与が最も大きい天体は激変星 (CV)<sup>1</sup> と考えられているが、鉄輝線の等価幅が異なるなど激変星で説明しきれない部分も多い。2 つ目は、分子雲による反射や高温プラズマによる放射など、真に広がった天体が放射源であるとする説である。この説では Fe I 輝線は分子雲による反射の過程で放射され、高階電離の鉄輝線は高温プラズマから放射されると考えられるが、そのような高温プラズマの発生過程や放射の空間分布の説明に謎が残る。

近年の観測により、銀河系中心部付近の  $|l| < 1^\circ$  程

度の範囲を除けば、GRXE の放射源としては点源が有力になっている。Revnivtsev et al. (2006) は GRXE の放射強度分布と  $3.5\mu\text{m}$  で観測された面輝度分布を比較し、両者が一致することを示した。 $3.5\mu\text{m}$  の面輝度分布は将来的に白色矮星となるような赤色巨星の分布をほぼ再現しており、近似的には激変星の分布と (ファクターの違いを除いて) 一致する。また、X 線観測衛星 Chandra を用いた深い観測により、その領域で GRXE と考えられていた放射の 80% を点源として観測することに成功した (Revnivtsev et al. 2009)。これらの結果から、GRXE の放射源としては激変星をはじめとした点源が有力となっている。

銀河系中心部付近の放射に関しては点源説と広がった放射源説の間で議論が続いている。Revnivtsev et al. (2006) では空間分解能が悪く観測できなかった  $|l| < 1^\circ$  の領域を細かく観測し、観測された鉄輝線の分布と、面輝度分布から求まる激変星分布と比較したところ、中心部に行くほど大きな超過が見られた (Uchiyama et al. 2011)。このことを点源説で説明するためには、単位星質量あたりの X 線放射率が周辺部の 4-20 倍程度高い必要があり、銀河系中心部の広がった X 線放射に対する真に広がった放射源の寄与を示唆している。

点源による放射の寄与を正確に見積もるためには、

<sup>1</sup>主星が白色矮星の連星系のこと。

面輝度分布との比較よりも星数密度分布との比較の方が望ましい。面輝度分布から求めた星質量分布は白色矮星とならないような若い大きな星の影響を受けてしまい、不定性が大きいためである。Nishiyama et al. (2013) では、近赤外線観測から得られた星数密度分布を Fe XXV 輝線強度分布との比較に用いた。銀経  $|l| \sim 2^\circ$  の領域をスケールリングに用いた結果、中心部における Fe XXV 輝線の超過が確認でき、最大で  $\sim 2.5$  倍に達することが判明した。このことは、銀河系中心部での広がった X 線放射における点源以外の寄与の可能性を強く示している。

しかし、Nishiyama et al. (2013) がスケールリングを行った  $|l| \sim 2^\circ$  の領域はまだ 100% 点源由来であると言い切れる領域ではなく、点源の寄与を過大評価している可能性がある。そこで本研究では、広がった X 線放射が 100% 点源由来であると思われる銀経  $l \sim 8^\circ$  の領域をスケールリングに用いることによって、銀河系中心部の広がった X 線における点源の寄与、ひいては真に広がった放射源の寄与をより正確に見積もることを目的とする。

## 2 Observations

分布比較に用いる X 線 (Fe XXV 輝線) のデータは Yamauchi et al. (2009) と Uchiyama et al. (2011) を用いた。どちらも X 線天文衛星すざくによる観測で、3 つの鉄輝線が観測された。

銀河系中心の近赤外線星数密度分布のデータは、Nishiyama et al. (2013) を用いた。このデータは IRSF/SIRIUS により J, H, Ks バンドで観測されたもので、 $|l| < 3^\circ$ 、 $|b| < 1^\circ$  の領域をカバーしている。

$|l| \sim 8^\circ$  の領域の近赤外線データは、発表者が観測したものをを用いた。観測諸元を表 1 に示す。観測した領域の中心位置は  $|l| \sim 8^\circ$  の X 線観測の中心位置と同じである。観測視野は、X 線の観測視野が完全に含まれるような大きさにした。

表 1: 観測諸元。

望遠鏡 / 使用機器	観測年月日	観測領域 ( $l, b$ )
IRSF/SIRIUS	2013/09/01	( $8^\circ.04, -0^\circ.05$ ) ( $8^\circ.44, -0^\circ.05$ )
積分時間	観測バンド	観測視野
10 秒 $\times 10$ dith <sup>2</sup>	J, H, Ks	$17'.5 \times 17'.5$

## 3 Results

現在、H バンドのデータのうち、観測領域の 1/18 の測光が終了し、 $\sim 9000$  個の星を検出した。

## 4 Discussion

近赤外線による撮像観測によって赤色巨星の分布をトレースできるかを確認する。今回は、Wainscoat et al. (1992) の星分布モデル<sup>3</sup>を用いて、IRSF/SIRIUS による観測と同じ視野サイズ・限界等級で同じ銀経  $|l| \sim 8^\circ$  の領域を観測した場合にどの距離にあるどのタイプの星がどの程度撮像されるかを見積もった。

図 1 は、bulge 成分と disk 成分にある星の数を距離ごとにプロットしたものである<sup>4</sup>。ここで、bulge 成分は古い星のみの集まりで、disk 成分には若い星も含みうると考えている。したがってこの図からは、撮像したデータそのままでは、disk 成分にある多数の若い星が含まれている可能性があることがわかる。

図 2 は、disk 成分における主系列星と巨星の分布を示している。disk 成分であっても、銀河系中心付近 ( $r \sim 8.5$ [kpc]) にあって観測される星はほとんどが巨星であり、反対に主系列に属する星のほとんどが前景星であることが分かる。したがって、色-等級図を描けば星を主系列、巨星の 2 つの集団に分けることができる可能性が高い。実際、図 3 に示すように、このモ

<sup>3</sup>星のスペクトル型・光度階級ごとに銀河系内の星の空間分布を再現したモデル。

<sup>4</sup>太陽を頂点として視野の大きさを頂角とする円錐を考え 1pc ごとにスライスし、それぞれの要素内にある星の数を距離の関数としてプロットした。

<sup>2</sup>有効積分時間 100 秒。

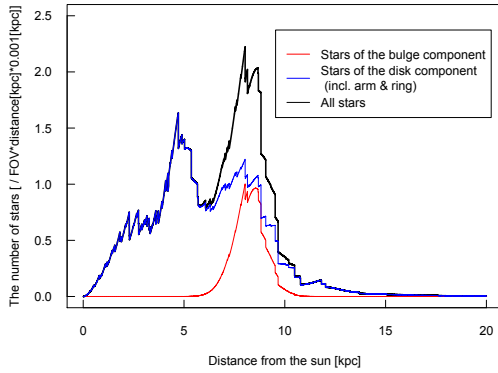


図 1: bulge 成分、disk 成分の視線方向の分布。disk 成分の星は前景星にも銀河系中心部付近の星にも存在していることが分かる。

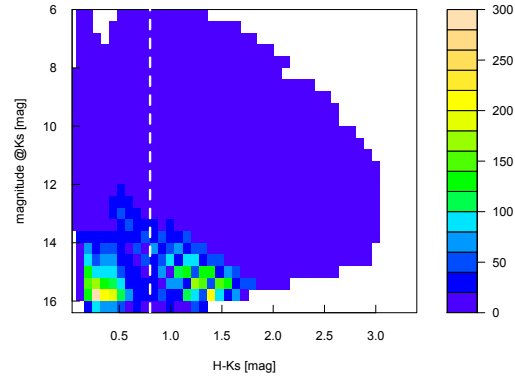


図 3: H バンド、K バンドの色等級図。カラーバーはそれぞれのグリッドに含まれる星の数を表している (刻み幅は  $0.08\text{mag} \times 0.4\text{mag}$ )。

デルにおける色-等級図では白線 ( $H - K_s \sim 0.8\text{mag}$ ) で 2 つの集団に分けることができる。

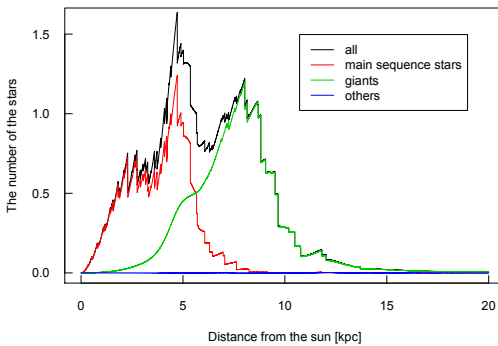


図 2: disk 成分の星の、主系列星・巨星別視線方向分布。銀河系中心部に位置する星はほとんどが巨星であることが分かる。

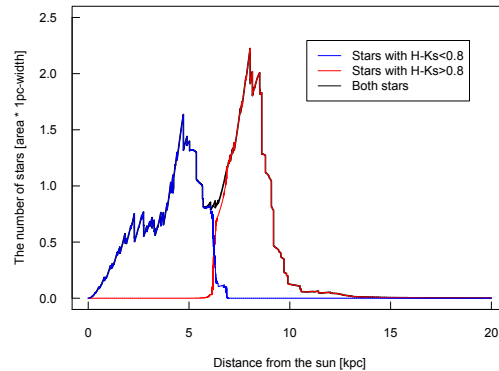


図 4: 色で分けた 2 つの集団それぞれの視線方向分布。前景星と銀河系中心部に位置する星に分けられていることが分かる。

$H - K_s \sim 0.8\text{mag}$  によって分けられた星々の分布を示したのが図 4 である。この切り分けによって、前景星と背景星がきちんと区別されることが分かる。この図と図 2、及び bulge 成分は巨星ばかりであることを踏まえると、色による切り分けによって白色矮星になりそうな巨星の分布を得ることが可能であり、そこから得られた星数密度分布は激変星の分布として考えられる。

## 5 Conclusion & Future Work

銀河系中心部における広がった X 線放射の放射における点源 (主に激変星) の寄与に制限をつけるため、Fe XXV 輝線強度の空間分布と近赤外線による星数密度分布の比較を行っている。分布の比較には、X 線放射が 100% 点源由来である領域をスケージングに用いる必要があるが、先行研究では点源以外の寄与の可能性のある領域でスケージングを行ってい



たため、本研究では確実に点源の放射が 100%であると期待される銀経  $|l| \sim 8^\circ$  の領域をスケージングに用いることにした。

激変星の分布を得るためには、近赤外線によって撮像された星のうち巨星であるものの数密度分布を得なければならないが、Wainscoat et al. (1992) のモデルによれば、 $H - K_s \sim 0.8\text{mag}$  より赤い星を選択すれば、巨星の分布が得られることが分かった。

現在、得られた銀経  $|l| \sim 8^\circ$  のデータを解析中である。今後、全データの測光解析が終了次第、色による巨星の選択、スケージング、Fe XXV 輝線強度分布との比較を順次行っていく予定である。

## Acknowledgement

議論や有益な助言をしてくださる教室の皆様、観測の方法を丁寧に教えてくださり、また大切なポイントでアドバイスをしてくださる西山先生、永山先生、そして研究が滞りがちな私を見捨てずに根気強く教えてくださる指導教官の長田先生にこの場をお借り致しまして感謝申し上げたいと思います。

また、本夏の学校は京都大学基礎物理学研究所より、基研研究会として補助を受けています。ご支援に感謝申し上げたいと思います。

## Reference

- Nishiyama, S. et al. 2013, ApJ, 769, L28  
Revnivtsev, M. et al. 2006, A&A, 452, 169  
Revnivtsev, M. et al. 2009, Natur, 458, 1142  
Uchiyama, H. et al. 2011, PASJ, 63, S903  
Yamauchi, S. et al. 2009, PASJ, 61, S225  
Wainscoat, R. J. et al. 1992, ApJS, 83, 111

## ダスト進化を考慮した宇宙論的銀河形成モデル

吉原 健太郎 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻 天文学教室)

### Abstract

最新機器での観測データから、将来的に赤外サブミリ領域におけるダストの continuum など重要なデータが得られることが期待されているが、銀河のダスト SED に関する詳細なモデルはまだない。

一方、最近の観測から、メタリシティの小さい銀河ではメタル量に対してダストがあまり検出されないという結果が出ている。

この原因としては、星間物質中におけるダスト粒子成長効率が低金属の銀河では小さいことが有力であり、実際に近傍の観測結果から粒子成長効果とダスト量には相関が見出せる。これを取り入れたダスト進化モデルを宇宙論的銀河形成モデルに取り入れることで、

銀河のダスト特性を予言する新たなモデルを考案し、今後出てくる観測結果へ示唆を与えることを目指す。

## 1 Introduction

1980 年代初頭に提唱された CDM モデル (Peebles 1982 など) に宇宙定数  $\Lambda$  を加えた  $\Lambda$ CDM モデルは、観測とよく一致し現在の標準モデルとなっている。 $\Lambda$ CDM モデルは、ダークマターの初期密度ゆらぎが重力的に成長することによりダークハローが形成され、衝撃波加熱により形成される高温ガスが冷却・収縮して星間ガスとなり、星形成が起こることにより銀河が形成し、銀河同士が合体を繰り返して成長するという階層的銀河形成を導く。

この構造形成の解法として、代表的なものの一つが準解析的モデル (Semi-Analytic Model, SAM; e.g. White and Frenk 1991; Kauffmann et al. 1993; ?) である。ダークハローの形成を解析的に解き、星形成などの物理過程を数値積分に解いていく方法であり、シンプルな物理原理で解け構造を視覚的に把握しやすい反面、コンピュータの性能限界により分解能と体積がトレードオフになってしまう解析的数値シミュレーションに比べ、物理過程を多く扱うため設定すべきパラメータが多くなる欠点はあるが、比較的短時間で計算でき、統計量が算出されるために観測との比較がしやすいという特徴を持つ。

炭素質、珪素質などからなる星間物質中のダスト粒子は、短波長の電磁波を吸収し、赤外～ミリ波の再放射を起こすため、銀河の SED に影響する。ダスト粒子の生成・消滅・進化過程には、超新星・AGB 星

などによる放出、超新星衝撃波による破壊、ダスト粒子にガス状態のメタル原子・分子が衝突し、降着することにより起こるダスト粒子の成長 (Dwek 1998; Liffman & Clayton 1989; Draine 2009 など)、ダスト粒子同士の衝突による破砕または合体、などがある。最近の近傍銀河の観測により、金属量  $Z$  が小さい銀河では、期待されるよりもダスト/メタル比が低い結果が得られている (Fisher et al. 2014, Rémi-Ruyer et al. 2014)。これが遠方の、典型的 (SFR が高く低メタル) な銀河にも成り立つなら、 $Z$  が小さい銀河ではダストがほとんど生成されないといえる。

その原因として有力なのが、ダスト粒子の成長効果が低メタルの星間物質中では低く、ほかのダスト生成・消滅過程に比べ弱いことである。Asano et al. (2013a,b) では、銀河の化学進化に応じて、ダスト生成・消滅プロセスそれぞれの効果がどのように時間進化するかを計算し、銀河のメタリシティがある閾値 (critical metallicity) を超えると、それまで主要だった星からのプロセスに代わり、粒子成長によるダスト量増加効果の寄与が最大となってダスト質量増加が急加速するという結果を導いている。このモデルの結果は、近傍銀河でのダストの検出データともよく一致する (Rémi-Ruyer et al. 2014, Fig. 8)。

この結果を受けて、新しい SAM を作ることを考える。SAM でダストの光学効果を計算したモデルは存在するが (Granato et al. 2000)、ダスト量の時間

進化を取り入れたモデルはまだない。Asano et al. (2013a) では、星形成とダストへのメタル降着、2つのタイムスケールを比較することでダスト増加が加速する”critical metallicity” を算出しているが、Asano et al. (2013a,b) でも用いられているダスト進化の方程式をそのまま SAM に組み込むのがもっとも直接的だが、今回は簡単のために「銀河のダスト進化が進んでいるかどうか」を判定し、結果に反映させる方法をとりたい。つまり、ダスト進化のタイムスケールと、星間物質中のダストに特徴的なタイムスケール (characteristic age) を比較し、前者のほうが長ければダスト進化が十分に進んでいるとして、ダスト吸収・再放射の効果を大きく見積もって計算する方法である。

実際にモデルの書き換え・計算に入る前に、近傍銀河の大規模サーベイ観測結果を用いてこの2つを比較し、銀河のダスト/メタル比との相関を見てみる。

## 2 Methods

ダスト進化のタイムスケールとして、今回は比較的簡単な原理で計算している Asano et al. (2013a) で用いられたダスト降着タイムスケール  $\tau_{\text{acc}}$  を用いる。この論文ではダスト質量密度一定を仮定し、ダスト粒子同士の衝突については考慮していない (Asano et al. (2013b) において、ダスト組成、すべてのダスト過程を考慮に入れた計算が行われている)。ダスト降着タイムスケールの表式は以下のように衝突タイムスケールの形をとっている。

$$\tau_{\text{acc}} = \frac{4\pi\langle a^3 \rangle \sigma}{3\langle a^2 \rangle \alpha \rho_{\text{acc}}^{\text{eff}} Z \langle v \rangle}$$

ここで  $\langle a^3 \rangle$ ,  $\langle a^2 \rangle$  はダスト粒子サイズの三乗 (二乗) 平均、 $\sigma$  はダスト質量密度、 $\alpha$  は気体状態のメタル分子/原子がダスト粒子に衝突した時の付着効率、 $\rho_{\text{acc}}^{\text{eff}} = \mu m_{\text{H}} n_{\text{H}}$  は冷えた ISM の平均質量密度、 $\mu$  は平均分子量、 $m_{\text{H}}$  は水素原子質量、 $n_{\text{H}}$  は星間物質中の水素原子数密度、 $\langle v \rangle$  は気体メタルの平均速度である。

これを変形して

$$\tau_{\text{acc}} \approx 2.0 \times 10^7 \left( \frac{n_{\text{H}}}{100 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{Z}{0.02} \right)^{-1} \left( \frac{\mu}{1.40} \right)^{-1} \text{yr}$$

ここでは Asano らに倣って  $\alpha = 1.0$ ,  $\langle v \rangle = 0.14 \text{km s}^{-1}$  (ISM ガス温度  $T = 50 \text{K}$  と対応) と仮定している。

比較のための観測データとして、Rémi-Ruyer et al. (2014) の解析で用いられたうち、2つのサーベイ観測結果を用いる。ひとつは近傍 (< 30Mpc) の 61 銀河を観測した KINGFISH Survey (Kennicutt et al. 2011; Skibba et al. 2014)、もうひとつは低メタルな 50 銀河 (< 200Mpc) を観測した Dwarf Galaxy Survey (DGS) である。マッピングに関してはどちらも *Herschel* 70, 100 and 160  $\mu\text{m}$  (PACS), 250, 350 and 500  $\mu\text{m}$  (SPIRE) で行っている。この2つのサーベイでは  $n_{\text{H}}$  は測定されていないため、粗い近似としてディスク上に分布した ISM を仮定し、ガス質量  $M_{\text{gas}}$  を半径の二乗で割ったものの比を取り、Fisher et al. (2014) 論文で扱われた I Zw 18 銀河において  $n_{\text{H}} = 100 \text{cm}^{-3}$  として規格化した。ダスト粒子の”characteristic age”  $t_{\text{dust}}$  については、銀河の星形成史を考慮して  $\text{SFR}/M_{\text{gas}}$  と  $\text{SFR}/M_*$  を求め、それぞれについてグラフを作成した。

## 3 Results & Discussion

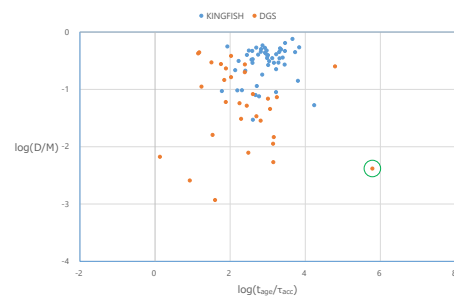


図 1:  $t_{\text{dust}} = \text{SFR}/M_{\text{gas}}$  とした図

図 1、図 2 が、銀河のダスト/メタル比 ( $D/M$ ) と、ダストに関する 2つのタイムスケールの比とをプロットしたグラフである。このうち、○で囲った銀河 (SBSS1533+574) は”blended with another source” で、分解困難であるためにダスト量の上限が非常に低くなっている (Rémi-Ruyer et al. 2013)。これを

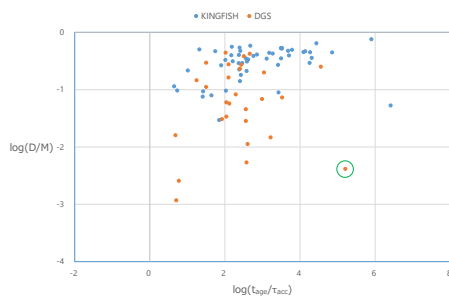


図 2:  $t_{\text{dust}} = \text{SFR}/M_*$  とした図

除けば、これを除けば、これらのグラフを見る限り、 $\tau_{\text{acc}}/t_{\text{dust}}$  と  $D/M$  との間にはある程度の相関があるように見える。注意すべきは、ここで考えた 2 つの  $t_{\text{dust}}$  は銀河の星形成史によって大きく値が変わり、たとえば星形成を過去に大量に起こし現在ほぼ終わった銀河では後者 ( $\text{SFR}/M_{\text{star}}$ ) が非常に長くなってしまふようなことが起こることである。SAM は SFH を時系列で追って計算するモデルであり、他のパラメータも扱えるので、 $\tau_{\text{acc}}, t_{\text{dust}}$  はより正確に算出することが可能と期待できる。

## 4 Conclusion

メタリシティの小さい銀河ではダスト/メタル比が非常に小さい可能性があるという観測結果を説明するにはダスト粒子成長の効果が低メタリシティでは小さいことが有力であり、この粒子成長効果が十分に高くなるとダスト量増加が加速すると期待される。今回はダスト進化モデルを銀河進化の準解析的モデルにそのまま組み合わせるのではなく、ダストに関する 2 つのタイムスケールのを比較してダスト進化が十分に進んでいるかどうかを判定することを考えた。その第一段階として、2 つのサーベイ観測データを用いてタイムスケールの比を取り、ダスト/メタル比と比較してみると、この 2 つの比の間にはある程度の相関が見られた。準解析的モデルにより、より良い精度で  $\tau_{\text{acc}}, t_{\text{dust}}$  を算出することで、ダスト進化を考慮した多様な銀河 SED を予言し、今後の観測データへ示唆を与えられることを目指している。

## Reference

- Fisher, D. B., Bolatto, A. D., Herrera-Camus, R. et al. 2014, *Nature*, 505, 186
- Rémi-Ruyer, A., Madden, S. C., Galliano, F., et al. 2014, *A&A*, 563, A31
- Rémi-Ruyer, A., Madden, S. C., Galliano, F., et al. 2013, *A&A*, 557, A95
- Madden, S. C., Remy-Ruyer, A., Galametz, M., et al. 2013, *PASP*, 125, 600
- Kennicutt, R. C., Calzetti, D., Aniano, G., et al. 2011, *PASP*, 123, 1347
- Skibba, R. A., Engelbracht, C. W., Dale, D., et al. 2011, *ApJ*, 738, 89
- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Inoue, A. K. 2013a, *Earth Planets Space*, 65, 213
- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Nozawa, T. 2013b, *MNRAS*, 432, 637
- Peebles P. J. E. 1982, *ApJ*, 263, L1
- Dwek, E. 1998, *ApJ*, 501, 643
- Granato, G. L., Lacey, C. G., Silva, L., Bressan, A. et al. 2000, *ApJ*, 542, 710
- Liffman K., Clayton D. D. 1989, *ApJ*, 340, 853
- Draine B. T. 2009, in Henning Th., Grün E., Steinacker J., eds, *ASP Conf. Ser. 414, Cosmic Dust ? Near and Far*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 453
- White, S.D.M. and Frenk, C. S. 1991, *ApJ*, 379, 52
- Kauffmann G., White S. D. M. and Guiderdoni B. 1993, *MNRAS*, 264, 201
- Cole S., Aragon-Salamanca A., Frenk C. S. et al. 1994, *MNRAS*, 271, 781

# ブラックホール降着流における輻射場の効果

佐塚 達哉 (大阪大学大学院 理学研究科)

## Abstract

今回の発表は Barai P., Proga D. and Nagamine K. (2012) のレビューである.

本論文の研究では活動銀河核 (AGN) 周辺の光学的に薄いガスに対し, 輻射として中心からの等方的な X 線のみを考え, それによる加熱, 冷却, 輻射圧の効果を取り入れ, 中心からの X 線の光度  $L_X$  とエディントン光度  $L_{Edd}$  の比  $L_X/L_{Edd}$  をパラメータとして 3DSPH シミュレーションを行った.  $L_X/L_{Edd} = 0.01$  の場合には, 高温低密度のインフローと低温高密度のフィラメント状のインフローが現れた. この結果は加熱と冷却の釣り合いが不安定であることによって起きる熱的不安定 (TI) によって形成されたと考えられる. また,  $L_X/L_{Edd} = 0.05$  の場合には等方な低温高密度のアウトフローと非等方な高温低密度のアウトフローが現れた. 等方なアウトフローは, 高い  $L_X$  によって加熱されたガスの圧力によって駆動され, 非等方なアウトフローは TI によって生まれた高温低密度のガスが浮力によって押し出されていると考えられる.

## 1 イントロダクション

AGN から  $10 - 1000\text{pc}$  離れた領域にあるガス片が中心からの放射を吸収することによって, 紫外線や X 線領域に幅の狭い吸収線 (NAL) を形成する. この NAL のほとんどが青方偏移していることが観測的に知られている. これにより AGN 周辺のガスがアウトフローしていることが示唆される. これは AGN の中心にある超大質量ブラックホール (SMBH) 周辺からの輻射が起因すると考えられている. このアウトフローは銀河の進化や宇宙の金属汚染などに非常に重要な影響を与えると考えられ, アウトフローのメカニズムに関して活発な研究がなされている.

本論文の研究では, SPH と呼ばれる手法を用いた 3D シミュレーションによって, このアウトフローのメカニズムを解明することを目指している.

## 2 モデル

### 2.1 基礎方程式

基礎方程式は以下の通り.

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla P - \rho \frac{GM_{BH}}{r} \quad (2)$$

$$\rho \frac{D}{Dt} \left( \frac{e}{\rho} \right) = -P\nabla \cdot \mathbf{v} + \rho\mathcal{L} \quad (3)$$

ここで  $\mathbf{v}$ ,  $\rho$ ,  $P$  はそれぞれガスの速度, 質量密度, 圧力,  $e$  は単位体積あたりのガスの内部エネルギー,  $M_{BH} = 10^8 M_\odot$  は中心のブラックホールの質量である.  $\mathcal{L}$  は net cooling rate と呼ばれるもので, 各過程の加熱と冷却の和である.  $\mathcal{L}$  は温度  $T$  と電離パラメータ

$$\xi \equiv \frac{4\pi F_X}{n} = \frac{L_X}{r^2 n} \quad (4)$$

の関数として表される. 本論文の研究では, 輻射がガスに与える加熱と冷却の効果としてコンプトン散乱, 制動放射, 光イオン化を考えた (Blondin J. M. (1994)). すなわち

$$\rho\mathcal{L}(\xi, T) = n^2 (G_{Compton} + G_X - L_b - L_l) \text{ ergs cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (5)$$

ここで  $G_X$  は光電離による項で, 以下のように表される.

$$G_X = 1.5 \times 10^{-21} \xi^{1/4} T^{1/2} (1 - T/T_X) \text{ ergs cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (6)$$

ここで  $T_X = 1.16 \times 10^8 \text{ T}$  とした. また,  $G_{Compton}$  はコンプトン散乱による項で,

$$G_{Compton} = 8.9 \times 10^{-36} \xi (T_X - 4T) \text{ ergs cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (7)$$

である。  $L_{b,l}$  は制動放射と輝線冷却を表し、以下のよう  
に書ける。

$$L_{b,l} = 3.3 \times 10^{-27} T^{1/2} + [1.7 \times 10^{-18} \exp\left(\frac{-1.3 \times 10^5}{T}\right) \xi^{-1} T^{-1/2} + 10^{-24} \delta \text{ ergs cm}^3 \text{ s}^{-1}] \quad (8)$$

第一項が制動放射、第二項が吸収による冷却を表して  
いる。また光学的に薄い極限では、  $\delta = 1$  である。

## 2.2 境界条件

本論文の前段階として、彼らは式 (1), (2), (3) を球  
対称の元で数値計算し、流れが定常化することを確認  
めた。(Barai P., Proga D. and Nagamine K. (2011)).  
本論文ではこの結果を初期条件として用いている。  
各パラメータは以下を用いている：  $\gamma = 5/3$ ,  $r_{in} =$   
 $0.1 \text{ pc}$ ,  $r_{out} = 200 \text{ pc}$ ,  $\rho_{out} = 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ ,  $T_{out} =$   
 $10^5 \text{ K}$ . なお、  $r_{in}$  に達したガス粒子は中心の BH に  
影響を与えることなく消滅する。

上の境界条件のもとで、中心天体からの  $X$  線による  
加熱と冷却を取り入れた流体の基礎方程式 (1), (2),  
(3) を SPH 法を用いて 3D シミュレーションを行い、  
ガスの振る舞いのパラメータ  $L_X/L_{Edd}$  に対する依存  
性を調べた。

## 3 結果、考察

### 3.1 $L_X/L_{Edd} = 0.01$

$L_X$  が小さい場合、中心から 30 pc の領域にあるガ  
スは高密度低温のインフローと、低密度高温のインフ  
ローの 2 層構造を形成し、低密度高温の流れはフィラ  
メント状の構造を形成した (図 1)。この構造は中心か  
らの輻射による加熱と冷却によって TI が起こり、高  
温高圧のガスによって低温低圧のガスが圧縮されて  
形成されたと考えられる。図 3 と式 (8) より、  $T_{rad}$  より  
高温の領域は冷却優勢、  $T_{rad}$  より低温の領域は加  
熱優勢である。例えば点 P にいた粒子が  $\Xi = const$   
を保って、すなわち青い破線上を右上に進むと、粒子  
はさらに加熱され点 R で安定となる。逆もまた同じ  
であるので、ガスは点 Q と点 R に集まり、高温低密

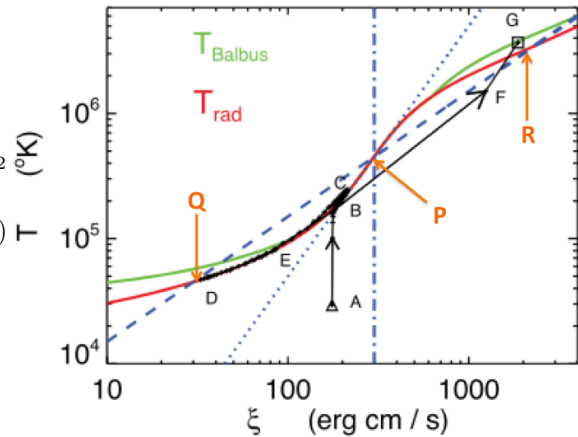


図 3: ガスの中の一つの粒子が横軸  $\xi$  , 縦軸  $T$  の中  
でどのように動くか表した図。赤い線では加熱と冷却が釣  
り合っている。青い破線は  $\xi = const$  , 青い一点鎖線  
は  $\Xi \equiv \frac{L_X}{4\pi r^2 c p} = const$  , 青い点線は断熱過程をそれぞ  
れ表している。黒い線は一つの粒子の軌跡を表し、A は  
 $t = 1.4 \text{ Myr}$ , G は  $t = 1.8 \text{ Myr}$  の点である。

度な流れと低温高密度な流れの 2 層構造となる。こ  
れを熱的不安定 (TI) と呼ぶ。図 3 中の点 E にいた粒  
子は、数値計算によって生まれた摂動によって輻射平  
衡の点からわずかに外れ、その摂動が TI によって成  
長し、点 G に達したと考えられる。

### 3.2 $L_X/L_{Edd} = 0.05$

$L_X$  が大きくなると、ガスは対称な高密度低温のア  
ウトフローと、非対称な低密度高温のアウトフロー  
が形成された。式 (4), (6), (7), (8) より、  $L_X$  が大き  
くなると加熱がより強くなるのが分かる。これによ  
ってガスはより高温になり、ガス圧によってアウト  
フローする。また、前述したように TI によって高温  
低密度の流れも形成される。この高温低密度のガス  
は浮力によってアウトフローし、ジェットのような構  
造を形成する。このアウトフローによって銀河中の  
ガスを宇宙空間に放出し、銀河の進化や宇宙の金属汚  
染に重要な影響を及ぼすと考えられる。(Di Matteo  
T., Springel V., Hernquist L. (2005))

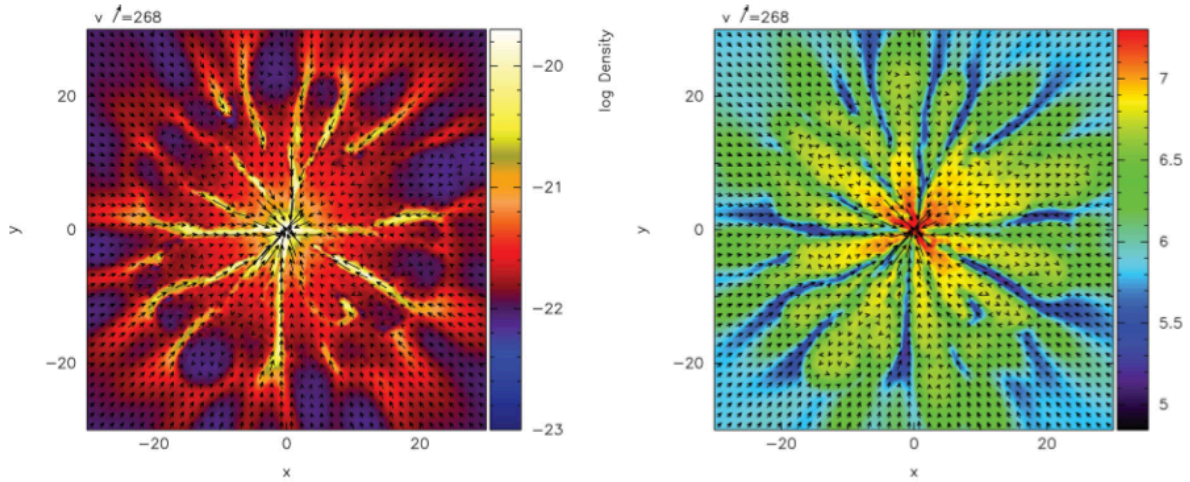


図 1:  $L_X/L_{Edd} = 0.01$  における  $t = 2.047$  Myr の時の, 中心から 30 pc の領域の断面図. 左図は  $\rho$  の分布を, 右図は  $T$  の分布をそれぞれ表している. 矢印の向きは速度の方向を表し, 長さは速度の大きさを表している.

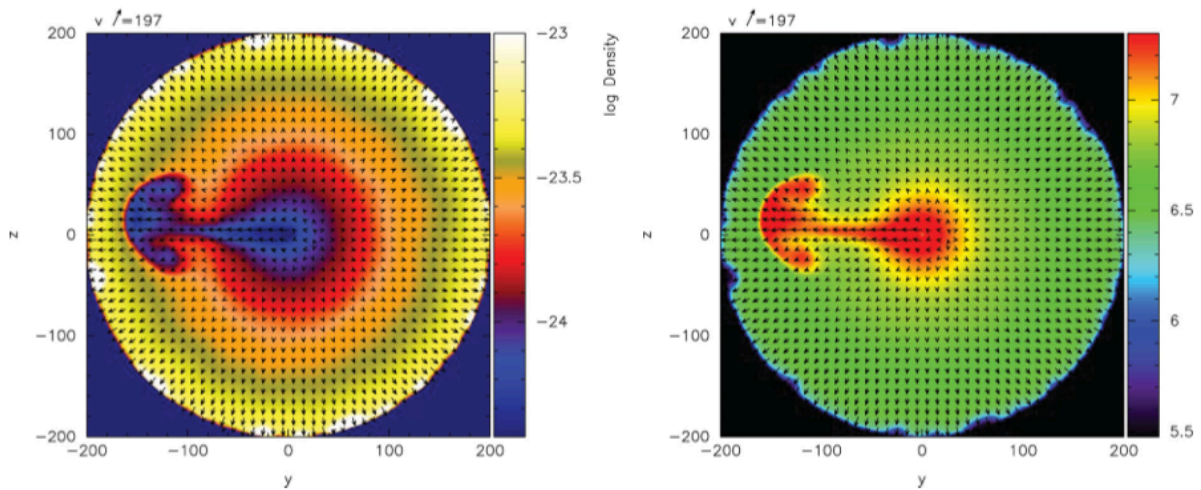


図 2:  $L_X/L_{Edd} = 0.05$  における  $t = 3.0$  Myr の時の, 中心から 200 pc の領域の断面図. 左図は  $\rho$  の分布を, 右図は  $T$  の分布をそれぞれ表している. 矢印の向きは速度の方向を表し, 長さは速度の大きさを表している.

## 4 まとめ

本論文の研究では, AGN からの輻射が周りのガスに与える影響を考えるために, 中心からの等方的な  $X$  線を考え, 加熱と冷却の効果として  $X$  線による光電離, 輝線冷却, コンプトン散乱, 制動放射考え, 光学的に薄いガスの振る舞いを調べた.

$L_X$  が小さい時には, 高温低密度のインフローと低温高密度のフィラメント状のインフローが現れた. この 2 層構造は TI によって形成され, 高温高压のガス

圧によってフィラメント状の構造が生まれたと考えられる.

また  $L_X$  が大きい時には, 非対称な高温低密度のアウトフローと対称な低温高密度のアウトフローが現れた. この高温低密度のアウトフローは, TI によって生まれた高温低密度なガスが浮力によって外側へ押し出されたものであると考えられる.

## 5 今後の展望

今回のシミュレーションでは光学的に薄いという仮定をしているために、中心天体の輻射圧は入っていない。輻射圧は光子がガスに吸収された反作用で生まれるので、電離していない低温領域において重要になってくる。 $L_X$  が小さい場合には、高温のインフローと低温のアウトフローが形成されることが予想される。また、ガスが回転していれば回転軸方向に指向性のあるアウトフローが生まれると考えられる。

## Reference

Barai P., Proga D. and Nagamine K., 2012, MNRAS, 424, 728

Blondin J. M., 1994, ApJ, 435, 756

Barai P., Proga D. and Nagamine K., 2011, MNRAS, 418, 591

Di Matteo T., Springel V., Hernquist L., 2005, Nat, 433, 604



# Measuring the Redshifts of Distant Bright Galaxies

Takuya Kurahashi (Department of Science and Engineering, Meisei University/NAOJ)

## Abstract

We present CO observations obtained toward two high-redshift galaxies, USS1558, which is a  $z=2.53$  radio galaxy located at the center of a proto-cluster of  $H\alpha$  emitters (HAEs), and J1344, which is a Herschel detected bright source with previously unknown redshift. Both are observed with the Nobeyama 45m telescope, and carried out as part of our large high- $z$  legacy survey. The final goal of this survey is to derive redshifts from bright submm selected galaxies. The high sensitivity and wide frequency coverage capabilities offered by ALMA will allow us to routinely measure the redshifts of high redshifts sources. In addition, the sub-arcsecond resolution images will allow us to not only identify the exact optical/NIR counterparts of the submm galaxies, but it will also allow us to study their sizes and kinematics of the molecular/atomic gas which will ultimately provide us with hints on the formation mechanism of these early galaxies.

## 1 Introduction

It is known that the cosmic star formation rate increases as a function of redshift with a peak at  $z = 1-3$ . Submm galaxies (SMGs) are sources located at these redshifts and thought to be the precursors of massive elliptical galaxies seen in the local universe.

particles surrounding the young star forming regions/or an AGN. While there is evidence for AGNs in a good fraction of the SMGs, the bulk of the infrared light for the high-redshift submm population is still thought to be dominated by star formation. Many of the brightest SMGs are likely significantly magnified by gravitational lensing effect.

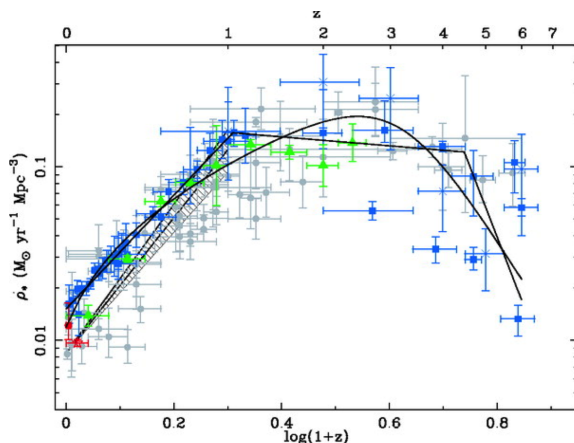


Fig. 1 (Hopkins and Beacom 2006)

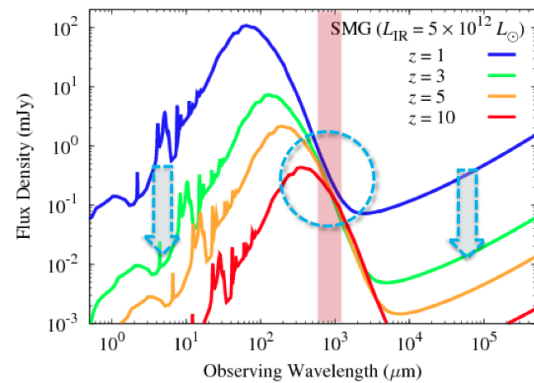


Fig. 2 SED of active star-forming galaxies

The origin of the bright submillimeter emission is the reprocessed emission from the interstellar dust

## 2 Characteristics

This target in USS1558 is proto-cluster, where an over-density of massive, red-sequence galaxies has been discovered around a radio galaxy. So extremely high number density of star-forming galaxies in the USS1558 proto-cluster also supports that they may be evolving through multiple merger events (K. Tadaki+ 2014). Initial target is central radio galaxy in USS1558.

J134429.4+303036 is a strongly lensed galaxy in a cluster discovered in Herschel-ATLAS. The strong lenses identified via (sub-)millimeter surveys will provide a wealth of information regarding the astrophysics of galaxy formation and evolution. (Bussmann et al. 2011)

## 3 Methods/Instruments and Observations

We observed USS1558 and J1344 using the two-SB, two-polarization receiver system of TZ1 and TZ2 equipped on the Nobeyama 45m telescope. We can show the objects with large velocity and obtain multi-transition lines. Table.1 is beam size, used receiver,  $T_{\text{sys}}$  and observing season when observed them, are show below this.

Sample	Beam size	Receiver	$T_{\text{sys}}$	Observing season
USS1558	15" – 19"	TZ1 and	100 – 250 [K]	2012-2013
J1344		TZ2		winter

Table. 1

## 4 Results

Data reduction was pursued using the facility data reduction application Java-NewStar. Since the 45m pointing accuracy is significantly affected by

wind, only the data taken with wind velocity less than 5 m/s were used. In addition, we flagged scans with visually poor baselines in the data, and a zeroth order baseline is subtracted from each spectrum by eye (Iono et al. 2012). As a result of the analysis, these objects could not be detected. but we assume the  $3\sigma$  upper limit from  $T_{\text{sys}}$  obtained as a result of the analysis, and evaluated the luminosity and the redshift.

## 5 Discussion/Conclusion and Future Work

It is supposed that according to the factors that can not be detected is observation instrument, also be mentioned that it is dependent on the weather and that the integration time was not enough. Possibly these objects may be easy to detect, if we observe its at 4,200m such as ALMA.

In the case we observed this observation in ALMA Band3, we shorten observation time very much. We set baseline of 450m and give some parameters when we observe its as follows, using the ALMA OT Cy2. Observation time is sufficient in less than 20 minutes.

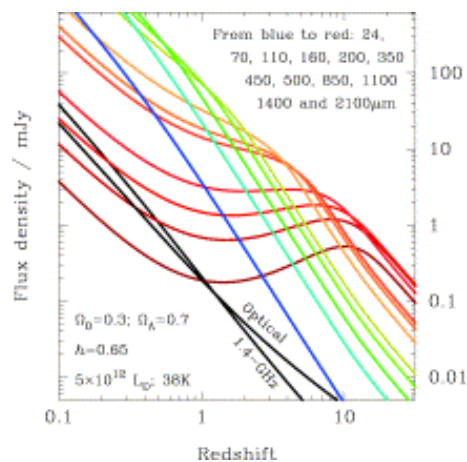


Fig. 3 (Blain et al. 2002)

We tested two-objects this time, to do blind search for high-redshift. The left panel shows that submm

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

of the 850  $\mu$  m degree keeps enough flux in the domain of high-redshift, and can become one hint that can understand some states of the galaxies formation history of each time.

## 近赤外線域における宇宙背景放射の再測定

佐野 圭 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

近赤外線域の宇宙背景放射には遠方の銀河から来る光や、未知の素粒子の崩壊によって放出される光などが含まれている可能性があり、宇宙の星生成史や、新たな放射過程を探るための重要な指標になると考えられている。この波長域には、太陽光が惑星間ダストに散乱された成分である黄道光や、銀河系内の星の光などの強い前景放射が存在しており、これらを高い精度で除去しなければ宇宙背景放射を検出することは困難である。

我々は COBE(COSmic Background Explorer) 衛星に搭載された観測装置 DIRBE(Diffuse Infrared Background Experiment) によって得られた全天マップを用いて J、K バンドにおいて宇宙背景放射の再測定を試みている。過去に DIRBE のデータを用いて宇宙背景放射を測定した研究の問題点として、星の光が星間ダストに散乱された成分である銀河拡散光を無視していたということがあった。我々は DIRBE の観測値を黄道光、銀河系内の星の光、銀河拡散光、および等方放射成分の重ね合わせとしてそれぞれの成分に分離した。その結果、それぞれの成分を非常に高い精度で分離することに成功した。求められた等方放射成分の輝度は系外銀河の積算光の輝度を上回り、黄道光のスペクトルに似る。このことは黄道光モデルで引き切れていない黄道光の成分が、等方放射成分に混入している可能性を示唆する。

## 1 Introduction

近赤外線域の宇宙背景放射には遠方の銀河から放射された光が記録されており、銀河の進化や宇宙大規模構造の成長を考察するための重要な情報が含まれている。地球大気からの放射を避けるため、宇宙空間から IRTS (Infrared Telescope in Space) のデータを用いた研究 (Matsumoto et al. 2005) や COBE 衛星の観測装置 The Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE) のデータを用いた研究 (Wright 2001 他) により、近赤外線域の宇宙背景放射の輝度が測定されてきた。いずれの測定値も、銀河カウントから予想される系外銀河の積算光の 3-10 倍にも達し、それを銀河カウントに基づく理論で説明することは難しい。この近赤外線域の宇宙背景放射の超過成分には第一世代星からの放射が寄与しているという議論もあるが、これまでに得られた宇宙背景放射の測定値は、TeV ガンマ線の観測 (Aharonian et al. 2006) から求められた宇宙背景放射の上限値をも上回る。一方で外惑星探査機パイオニアのデータを用いた Matsuoka et al. (2011) によると、宇宙可視光

背景放射の強度は、系外銀河の積算光の強度とほぼ一致している。このような状況で近赤外線域の超過成分が本当に宇宙背景放射の成分であるかを否かを明らかにすることは重要な課題となっている。

宇宙背景放射を測定するためには、その前景放射成分を高い精度で除去する必要がある。近赤外線域の宇宙背景放射の前景放射として、地球大気からの放射、太陽光が惑星間ダストに散乱された成分である黄道光、銀河系内の星からの直接光成分、銀河系内の星の光がダストに散乱された成分である銀河拡散光がある。このうち、地球大気からの放射は宇宙空間からの観測では無視できると考えられる。これまでの近赤外線域の宇宙背景放射を測定する研究では、この波長域の銀河拡散光は観測例が無く、無視されていた。しかし、近年 Tsumura et al.(2013) や Arai et al.(private communication) によって近赤外線域にも銀河拡散光が存在することが示されている。そこで我々は、全天にわたって高精度な観測がなされた COBE/DIRBE の J、K バンドのデータを再解析することによって、銀河拡散光の影響を評価した

上で、高い精度で宇宙背景放射を測定することを目指している。

## 2 Methods

高銀緯領域において、観測された輝度について次のモデルを考えた。

$$F_i(\text{Model}) = F_i(\text{star}) + F_i(\text{ZL}) + F_i(\text{DGL}) + F_i(\text{constant})$$

ここで、 $i$  は観測したバンド (J, K バンド) を表し、 $F_i(\text{star})$ ,  $F_i(\text{ZL})$ ,  $F_i(\text{DGL})$ ,  $F_i(\text{constant})$  はそれぞれのバンドにおける星光、黄道光 (ZL: Zodiacal Light)、銀河拡散光 (DGL: Diffuse Galactic Light)、一定値の輝度を表す。それぞれの成分は次のように表される。

$$F_i(\text{star}) = a_i \times F_i(2\text{MASS})$$

$$F_i(\text{ZL}) = b_i \times F_i(\text{ZL model})$$

$$F_i(\text{DGL}) = c_i \times F(\text{SFD})$$

ここで、 $F_i(2\text{MASS})$  は 2MASS (2 Micron All Sky Survey) の point source catalog の限界等級 (J = 15.8 mag, K = 14.3 mag) までの点源の積算光である。DIRBE と 2MASS ではそれぞれのバンドで、フィルターの response が異なるので、color correction を行って 2MASS における等級から DIRBE における等級に変換している。 $F_i(\text{ZL model})$  は DIRBE のデータをもとにして作られた黄道光モデル (Kelsall et al. 1998) から予想される黄道光の輝度である。 $F(\text{SFD})$  は Schlegel et al. (1998) によって作られた  $100 \mu\text{m}$  拡散放射マップの輝度である。星から出た光は星間ダストに散乱されて銀河拡散光になるだけでなく、ダストを暖めて遠赤外線放射を出す。したがって近赤外線のようなほぼ optically thin な波長では、銀河拡散光と遠赤外線拡散放射の輝度は線形に相関すると考えられるので、このモデルを仮定した。

J バンドで 5 mag より明るい星にマスクをした後、最小二乗法を用いて、DIRBE の各バンドでの輝度  $F_i(\text{DIRBE})$  とモデル輝度  $F_i(\text{Model})$  の差が最小になるように係数  $a_i, b_i, c_i$  を決定した。さらに 2MASS の検出限界以下にある暗い星の積算光の輝度を TRI-LEGAL (TRIdimensional model of thE GALaxy) を用いて計算した。その値を最小二乗法で求めた

$F_i(\text{Model}) - F_i(\text{star}) - F_i(\text{ZL}) - F_i(\text{DGL})$  から差し引いたものを平均して、等方放射成分  $F_i(\text{Iso})$  とする。

## 3 Results and Discussion

それぞれの成分の分離過程を図 1 に示す。J, K どちらのバンドでも、星光、黄道光、銀河拡散光が非常に高い精度で分離されていることが分かる。特に  $100 \mu\text{m}$  拡散放射の輝度と、銀河拡散光の相関が現れたことによってこの波長域でも銀河拡散光が存在することが示された。 $F_i(\text{constant})$  から暗い星の成分を差し引いた  $F_i(\text{Iso})$  の値は J, K バンドそれぞれで、 $51.3 \pm 15.0 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$ ,  $20.6 \pm 6.0 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$  となった。ここでの誤差の値は統計誤差と黄道光モデル (Kelsall et al. 1998) の誤差を考慮している。これらの値は過去に DIRBE のデータから宇宙背景放射を求めた研究 (Cambresy et al. 2001) の結果と consistent である。本研究においても系外銀河の積算光を上回る等方放射成分があることが示唆される。一方、紫外線から可視光の波長において、ハッブル宇宙望遠鏡のデータから得られた等方放射成分のスペクトルは黄道光のスペクトルに似ていることが示唆されている (Kawara et al. private communication)。このことと近赤外線域の結果を組み合わせると、黄道光モデルで引ききれていなかった黄道光の成分が求められた等方放射成分に混入している疑いがある。従来の黄道光モデルでは黄道光の時間変動成分のみを考慮しているなどといった問題点があるため、さらに高精度な黄道光モデルを構築したり、黄道光モデルに依存しない宇宙背景放射の測定方法を模索していく必要があるだろう。

## 4 Conclusion

我々は COBE (COsmic Background Explorer) 衛星に搭載された観測装置 DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment) によって得られた全天マップを用いて J, K バンドにおいて宇宙背景放射の再測定を試みた。過去に DIRBE のデータを用いて宇宙背景放射を測定した研究の問題点として、星の光

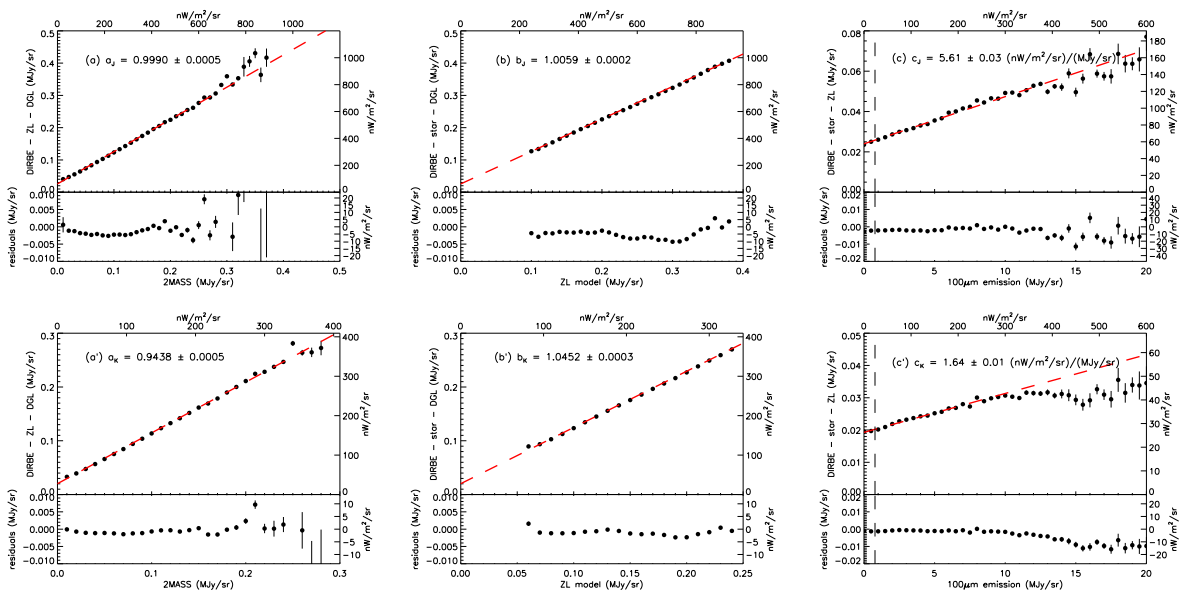


図 1: パネル (a),(a') はそれぞれ J, K バンドについて  $F_i(2MASS)$  に対して  $F_i(DIRBE) - F_i(ZL) - F_i(DGL)$  を描いたもの。パネル (b),(b') はそれぞれ J, K バンドについて  $F_i(ZL model)$  に対する  $F_i(DIRBE) - F_i(star) - F_i(DGL)$  を描いたもの。パネル (c),(c') はそれぞれ J, K バンドについて  $F_i(SFD)$  に対する  $F_i(DIRBE) - F_i(star) - F_i(ZL)$  を描いたもの。いずれのパネルでも黒点は横軸の適当な区間の平均値、赤破線は最小二乗法で求めたベストフィットの直線を表す。下部のパネルは観測値とモデル値との残差を表す。最小二乗法で求めた係数  $a_i, b_i, c_i$  の誤差は統計誤差のみを含み、系統誤差を含まない。

が星間ダストに散乱された成分である銀河拡散光を無視していたということがあった。しかし、近年の研究により近赤外線域にも銀河拡散光が存在することが示唆されているため、宇宙背景放射を測定するためには銀河拡散光の寄与も正確に評価する必要がある。我々は DIRBE の観測値を黄道光、銀河系内の星の光、銀河拡散光、および等方放射成分の重ね合わせとしてそれぞれの成分に分離した。その結果、それぞれの成分を非常に高い精度で分離することに成功した。これによって J, K バンドにおいても銀河拡散光が存在することが示されたことになる。また、求められた等方放射成分の輝度は過去に行われた研究と同様に、系外銀河の積算光の輝度を上回り、黄道光のスペクトルに似る。このことは黄道光モデルで引き切れていない黄道光の成分が、等方放射成分に混入している可能性を示唆する。

## Reference

- Matsumoto et al. 2005, ApJ,626,31
- Wright 2001, ApJ,553,538
- Aharonian et al. 2006, Nature,440,1018
- Matsuoka et al. 2011, ApJ,736,119
- Tsumura et al. 2013, PASJ,65,120
- Kelsall et al. 1998, ApJ,508,44
- Schlegel et al. 1998, ApJ,500,525
- Cambresy et al. 2001, ApJ,555,563

# VERA による IRAS 07024–1102 の年周視差測定

松尾 光洋 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

我々は VERA を用いた IRAS 07024–1102 の年周視差測定を行ったので報告する。この天体は Outer Rotation Curve (ORC) プロジェクトの一つであり、銀河系回転曲線をより正確に求め、銀河系の質量分布や力学、構造を明らかにすることを目的としている。この天体は  $(l, b) = (224^\circ.3, -2^\circ.1)$  に位置しており、Canis Major 領域に存在する。光度が小さい ( $570 L_\odot$ ) のに対し線幅は大きい ( $1.99 \text{ km s}^{-1}$ ) ため pre-ultra compact (UC) H II より早期の大質量天体だと言われている。また  $^{13}\text{CO } J = 2-1$  で  $V_{\text{lsr}} = 16.9 \text{ km s}^{-1}$  であり、運動学的距離で太陽から 1.64 kpc 離れている。我々は年周視差を測定することで距離をより正確に求めるため VERA を用いて IRAS07024–1102 の水メーザー観測を行った。2010 年 5 月から 2014 年 3 月までの 18 epoch について解析を行った。3 epoch 以上で検出されたスポットを用いて年周視差フィッティングを行った結果、年周視差は  $1.28 \pm 0.08 \text{ mas}$  であり、それに相当する距離は  $0.78_{-0.04}^{+0.05} \text{ kpc}$  となった。また水メーザーの固有運動は  $\mu_\alpha \cos \delta = -0.03 \pm 1.66 \text{ mas year}^{-1}$ ,  $\mu_\delta = 0.67 \pm 1.59 \text{ mas year}^{-1}$  と求まった。銀河定数を  $R_0 = 8.27 \text{ kpc}$  と  $\Theta_0 = 248 \text{ km s}^{-1}$  とすると、この天体の回転速度は  $250.85 \pm 1.77 \text{ km s}^{-1}$  となった。

## 1 Introduction

VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry) とは、日本の VLBI (Very Long Baseline Interferometry) 観測装置であり、年周視差を測定することにより 3 次元の銀河系構造を明らかにし、銀河系地図を作成することが目的である。4 つの口径 20m 電波望遠鏡からなり、それぞれ水沢、入来、小笠原、石垣にある。各望遠鏡には 2 ビーム搭載されており、観測天体のメーザー源と位置の基準となるクエーサーを同時に観測する相対 VLBI 技術により、大気の影響をより精度よく取り除くことができる。

我々はこの VERA を用いて Outer Rotation Curve (ORC) プロジェクトを進めている。銀河系回転曲線は銀河系の外側では未だ誤差が大きいので、このプロジェクトではより正確に銀河系回転曲線を求めることで銀河系の質量分布や力学、構造を明らかにすることを目的としている (Sakai et al. 2012)。

この天体は  $(l, b) = (224^\circ.3, -2^\circ.1)$  に位置しており、Canis Major 領域に存在する。光度が小さい ( $570 L_\odot$ ) のに対し線幅は大きい ( $1.99 \text{ km s}^{-1}$ ) ため pre-ultra compact (UC) H II より早期の大質量天体だと言われている。また  $^{13}\text{CO}(J = 2-1)$  で  $V_{\text{lsr}} = 16.9 \text{ km s}^{-1}$  であり、運動学的距離で太陽から 1.64 kpc 離れてい

る (Wang et al. 2009)。他には  $\text{CS}(J = 2-1)$  で  $16.4 \text{ km s}^{-1}$  に検出されている (Bronfman et al. 1996)。また 6.7 GHz メタノールメーザーの観測も行われたが検出されなかった (van der Walt et al. 1996)。

## 2 Observations

IRAS 07024–1102 は 2010 年 5 月 21 日から 2014 年 5 月 14 日までに 19 epoch の観測が行われている。11 epoch までは 1 観測当たり 8 時間の観測を行い、12 epoch からは他のメーザー源と一緒に観測しており、実質 4 時間の観測となっている。また、4 epoch 目と 5 epoch 目の間は 9ヶ月空いており、さらにその間に東北地方太平洋地震が起こっているため、その前後は別の観測と考えることにする。実質前半 4 epoch は使用していない。観測輝線は  $\text{H}_2\text{O}$  メーザーの  $6_{16} - 5_{23}$  遷移であり、この静止周波数は  $22.23508 \text{ GHz}$  である。2 ビームのうち、A ビームで IRAS 07024–1102 を観測し、その観測中心座標は  $(\alpha, \delta) = (07^{\text{h}}02^{\text{m}}44^{\text{s}}39, -11^\circ07'12''.45)$  (J2000) である。B ビームでは位相補償天体である J0702–1015 を観測し、その観測中心座標は  $(\alpha, \delta) = (07^{\text{h}}02^{\text{m}}35^{\text{s}}7569, -10^\circ15'06''.417)$  (J2000) である。

それらの離角は  $1^{\circ}02'$  である。観測中の典型的なシステム雑音温度は 100–200 K 程度である。またその 2 天体の他に強度較正天体として OJ 287 などを約 80 分毎に観測している。

受信した信号はデジタルフィルターユニット (Iguchi et al. 2005) を通した後、16 の IF (Intermediate frequency) に出力される。それぞれのバンド幅は 16 MHz であり、32 MHz のレートの 2 bit サンプリングで記録される。全記録レートは 1024 Mbps である。三鷹 FX 相関器で相関処理が行われ、1 秒間隔で自己相関と相互相関が出力される。

1 つの IF に A ビームを割り当てており、512 点の分光点で分光している。チャンネル間隔は 31.25 kHz であり、それに相当する速度は  $0.4213 \text{ km s}^{-1}$  である。他の 15 の IF には B ビームを割り当てており、位相補償天体の連続波放射を観測している。

### 3 Data Reduction

データリダクションは NRAO (National Radio Astronomy Observatory) が開発した AIPS (Astronomical Image Processing System) を用いて行った。

基本的な流れは以下ようになる。fits ファイルを AIPS にロードする (FITLD)。自己相関データを用いてサンプリングバイアスを補正する (ACCOR)。強度較正を行う (APCAL)。観測所から与えられたキャリブレーションテーブルを使って遅延追尾の補正を行う (TBIN)。B ビームのフリッジを解き (FRING)、その解を A ビームに適用する (TACOP)。B ビームのセルフキャリブレーションを行い (IMAGR, CALIB, CLCAL)、それを A ビームに適用する (TACOP)。装置の誤差を補正するキャリブレーションテーブルを適用する (TBIN)。速度軸を設定する (CVEL)。詳細な流れは Kurayama et al. (2011) に書いてある。

その後、フリッジレートマップ (Walker 1981) を作成し、メーザースポットを探した。メーザースポットを見つけたことができれば、それぞれのメーザースポットに対し CLEAN (Högbom 1974) を行い、AIPS のタスクである JMFIT でメーザースポットのパラメーターを測定する。

### 4 Results & Discussion

2014 年 3 月 9 日までの 18 epoch をリダクションした結果、合計 172 個のメーザースポットを検出した。スポットの定義としては異なる速度と位置にあるものを 1 個ずつカウントしている。ただし、r12240b ではメーザーを検出できなかった。これは  $T_{\text{sys}}$  が高かったためだと考えられる。そして epoch にわたって同じメーザースポットと判断したものをまとめた。判断基準は、速度が同じであること、連続した epoch にあること (ただし r12240b は考えない)、前後の位置の違いが 4 mas 以内であることとした。その内 4 epoch 以上で検出された 7 個のメーザースポットで年周視差フィッティング (図 1, 図 2) を行うと、 $1.29 \pm 0.11 \text{ mas}$  となった。それに対応する距離は  $0.78^{+0.07}_{-0.07} \text{ kpc}$  となる。また、それらの水メーザーの平均固有運動は  $\mu_{\alpha} \cos \delta = -2.05 \pm 0.29 \text{ mas year}^{-1}$ ,  $\mu_{\delta} = 5.04 \pm 0.40 \text{ mas year}^{-1}$  と求まった。

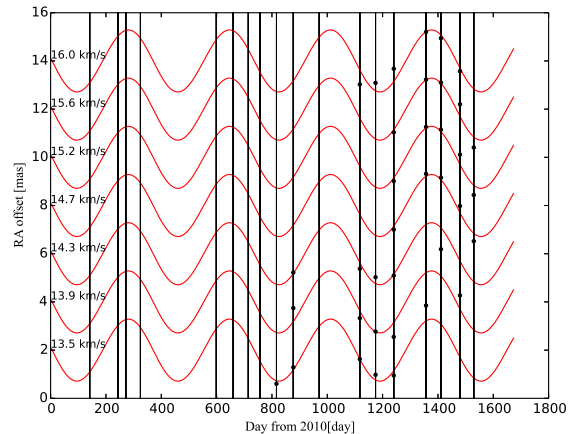


図 1: RA 方向の年周視差フィッティング。横軸は 2010 年 1 月 1 日を 1 とする日数であり、縦軸は RA のオフセット値である。各スポットが重ならないようにオフセット値を入れてある。赤色の曲線が年周視差フィッティングの結果であり、黒点はメーザースポットの位置である。縦線は VLBI 観測を行った日である。これは年周視差の成分だけを表示しており、固有運動を差し引いている。

ここで得られた年周視差と固有運動を用いて銀河系での運動を計算した。この計算には Reid et al. (2009)



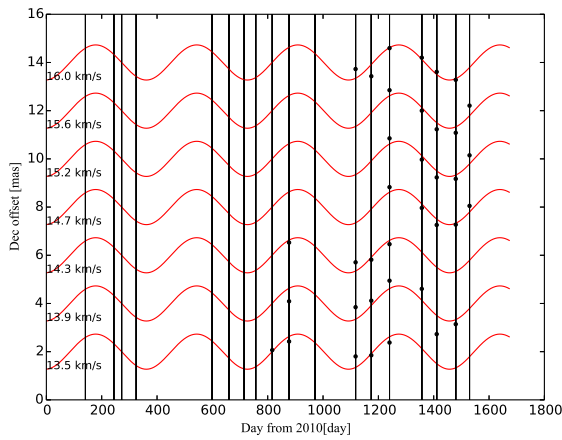


図 2: Dec 方向の年周視差フィッティング。説明は図 1 と同じ。

のプログラムを使用した。IRAS 07024–1102 の視線速度としては  $^{13}\text{CO}(J = 2-1)$  の  $V_{\text{LSR}} = 16.9 \text{ km s}^{-1}$  を使用し、銀河定数は  $R_0 = 8.27 \text{ kpc}$  と  $\Theta_0 = 248 \text{ km s}^{-1}$  を使用した (Honma et al. 2012)。また、LSR (local standard of rest) に対する太陽運動は  $U_{\odot} = 10.0 \text{ km s}^{-1}$ 、 $V_{\odot} = 12.0 \text{ km s}^{-1}$ 、 $W_{\odot} = 7.2 \text{ km s}^{-1}$  とした (Honma et al. 2012)。これにより IRAS 07024–1102 において、銀河中心方向の速度は  $V_R = -13.81 \pm 0.93 \text{ km s}^{-1}$ 、 $\Theta_0$  に対する銀河回転方向の速度は  $V_{\theta} = 2.85 \pm 1.77 \text{ km s}^{-1}$ 、鉛直方向の速度は  $V_z = 7.64 \pm 1.18 \text{ km s}^{-1}$  となった。したがって IRAS 07024–1102 の銀河座標  $(l, b) = (224^{\circ}3, -2^{\circ}1)$  を考えると、この天体は銀河中心から離れる方向と銀河面方向へ動いていることと、LSR の回転速度よりも速く回転していることがわかった。VLBI で年周視差された天体での回転曲線 (Honma et al. 2012) に我々の結果をプロットしたのが図 3 である。

## Reference

Bronfman, L., Nyman, L.-Å., & May, J. 1996, A&A, 115, 81  
 Honma, M., et al. 2012, PASJ, 64, 136  
 Högbom, J. A. 1974, A&AS, 15, 417  
 Iguchi, S., Kurayama, T., Kawaguchi, N., & Kawakami, K. 2005, PASJ, 57, 259

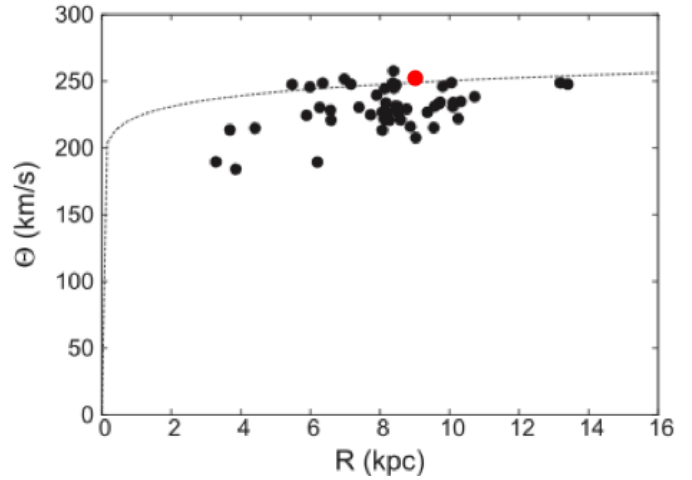


図 3: VLBI で年周視差測定された天体での回転曲線。赤丸が我々の結果である IRAS 07024–1102 である。

Kurayama, T., Nakagawa, A., Sawada-satoh, S., Honma, M., Sunada, K., Hirota, T., & Imai, H. 2011, PASJ, 63, 513  
 Reid, M. J., et al. 2009, ApJ, 700, 137  
 Sakai, N., Honma, M., Nakanishi, H., Sakanoue, H., Kurayama, T., Shibata, K. M., & Shizugami, M. 2012, PASJ, 64, 108  
 van der Walt, D. J., Retief, S. J. P., Gaylard, M. J., & MacLeod, G. C. 1996, MNRAS, 282, 1085  
 Walker, R. C. 1981, AJ, 86, 1323  
 Wang, K., Wu, Y. F., Ran, L., Yu, W. T., & Miller, M. 2009, A&A, 507, 369