

修士論文

宇宙初期における輝線銀河の
大域的分布と物理的特徴

The distribution and physical properties of
emission line galaxies in the early universe

2019年1月

東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻

森脇 可奈

概要

近年、ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) によって、サブミリ波輝線を用いた $z > 7$ における遠方銀河の観測が可能になっている。特に [OIII] 88 μm 輝線はこれまで試みられた全てのターゲット観測で検出されており、今後の遠方銀河観測において最も重要な輝線の一つである。本研究では、宇宙論銀河形成シミュレーションを用いて遠方 [OIII] 輝線銀河の物理的・化学的特性と空間分布を推定し、将来の観測の予測をすることを目的とする。輝線強度の計算は HII 領域モデルと輻射輸送計算コード CLOUDY を組み合わせることで行なった。

この結果、 $z = 7-9$ において [OIII] 88 μm 輝線強度が $10^8 L_{\odot}$ 以上の銀河は星形成率 $10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 、金属量 $\sim 0.1 Z_{\odot}$ といった物理量を持つことを明らかにした。一部の [OIII] 輝線銀河は 1 kpc 程度の広がった分布を持ち、これらの広がった銀河では 50 km s^{-1} 程度の回転速度を持つディスク構造が見られた。また、JWST を用いることで [OIII] 5007 \AA 輝線を観測できることが可能であり、特に JWST NIRCам を用いたサーベイによってクラスタリングしている遠方星形成銀河の検出が可能であることを明らかにした。本研究ではさらに、遠方 [OIII] 輝線銀河と 21 cm 線との相互パワースペクトルを計算した。 $z \sim 7$ では大スケールでは負の相関が見られ、相関係数は -1 であった。また、パワースペクトルが 0 となるスケールはおおよそバブルサイズに対応していた。最後に、今後の観測で遠方銀河から検出されるであろう [OIII] 88 μm 輝線 と [OIII] 5007 \AA 輝線を用いた金属量やガス密度の推定方法を提案する。

Contents

1	イントロダクション	1
2	輝線放射	6
2.1	HII 領域	6
2.2	輝線強度と臨界密度	9
2.3	許容線と禁制線	10
2.4	輝線診断	13
3	遠方 [OIII] 輝線銀河の性質：手法	16
3.1	宇宙論流体シミュレーション	16
3.1.1	星形成と冷却	16
3.1.2	フィードバック	17
3.2	銀河スペクトル	19
3.2.1	輝線放射	19
3.2.2	ダスト減光	22
4	遠方 [OIII] 輝線銀河の性質：結果	24
4.1	物理的特性	24
4.2	内部構造	26
4.3	空間分布	31
5	遠方での 21cm 線と [OIII] 輝線の空間相関	35
5.1	宇宙再電離と 21cm 線観測	35
5.2	手法	36
5.2.1	流体シミュレーションと輻射輸送計算	36
5.2.2	相互相関関数	38
5.3	結果	40
5.3.1	[OIII] 銀河の個数密度と 21cm 線の相関	40
5.3.2	[OIII] 光度と 21cm 線の相関	47
6	異なる波長帯の輝線を用いた輝線診断	49
	謝辞	54
	参考文献	55

付録	65
A 銀河形成理論	66
A.1 ビリアル平衡	66
A.2 冷却と加熱	67
A.3 星形成	70
B 相関関数とパワースペクトル	73
B.1 相関関数とパワースペクトル	73
B.2 銀河パワースペクトルの計算方法	75

Chapter 1

イントロダクション

近年の衛星・地上望遠鏡と宇宙標準モデルにもとづく銀河形成理論の発展により、星形成史など、宇宙の進化について多くのことがわかって来た。一方で、初代星・初代銀河の発見や宇宙再電離の理解は宇宙進化を理解する上で未解決の課題として残っている。次世代望遠鏡を用いた遠方銀河の観測によって宇宙進化の理解をより深めることができる。

遠方銀河の検出方法として、ドロップアウト手法がある。星形成銀河は、紫外 (UV) 域で明るく光るが、銀河や銀河間ガス (IGM) 中に中性水素があると静止波長 912 Å 以下の光は吸収される。これによって銀河スペクトルは静止波長 1216 Å 前後で急激に変化するため、多波長での測光観測を組み合わせることで大まかな赤方偏移を特定することができる。この手法によって見つかる銀河をライマンブレイク銀河 (LBG) という。2004 年には、ハッブル宇宙望遠鏡 (HST) に搭載された ACS (Advanced Camera for Surveys) を用いて $z \sim 6$ に及ぶ多くの LBG が見つかった (e.g. Bouwens et al. 2007)。さらに、2009 年に HST に搭載された WFC3 (Wide Field Camera 3) では、 $z > 6$ でも LBG を見つけることが可能となった (e.g. Yan et al. 2011)。重力レンズ効果によって暗い銀河も見つかっており (Ishigaki et al. 2015; Oesch et al. 2015; Zheng et al. 2012)、今では $z \sim 10$ までの UV 光度関数が調べられている (図 1.1)。こういった観測によると、UV 光度密度は $z > 4$ では赤方偏移とともに減少し、特に $z \sim 8$ を境に急激に小さくなることが示唆されている。

測光観測だけでは正確な赤方偏移は特定できないため、輝線の検出を行う必要がある。ドロップアウト手法で見つかった銀河の赤方偏移特定には特に Ly α 輝線がよく用いられており、Ly α が検出される天体をライマンアルファ天体 (LAE: Lyman alpha emitter) と呼ぶ。LAE は $z > 7$ でも見つかっており、現在最大で $z = 8.68$ の銀河で Ly α 輝線が検出されているが (Zitrin et al. 2015)、 $z > 9$ でのターゲット観測では Ly α 輝線を検出できていない (Brammer et al. 2013; Bunker et al. 2013; Capak et al. 2013; Matthee et al. 2014)。また、Ly α 輝線を用いたサーベイも行われている。 $z > 5$ では OH 輝線のコンタミが存在するため、それがなくなる一部の波長で狭帯域撮像を用いてのサーベイのみが可能である。こういった観測では、図 1.2 に示したように $z > 7$ で UV 放射に比べて Ly α 輝線が急激に弱くなる傾向が見られている (e.g. Konno et al. 2014)。これは、宇宙再電離が完了しておらず Ly α 光子が銀河の周りの中性水素に散乱されてしまうため

2 イントロダクション

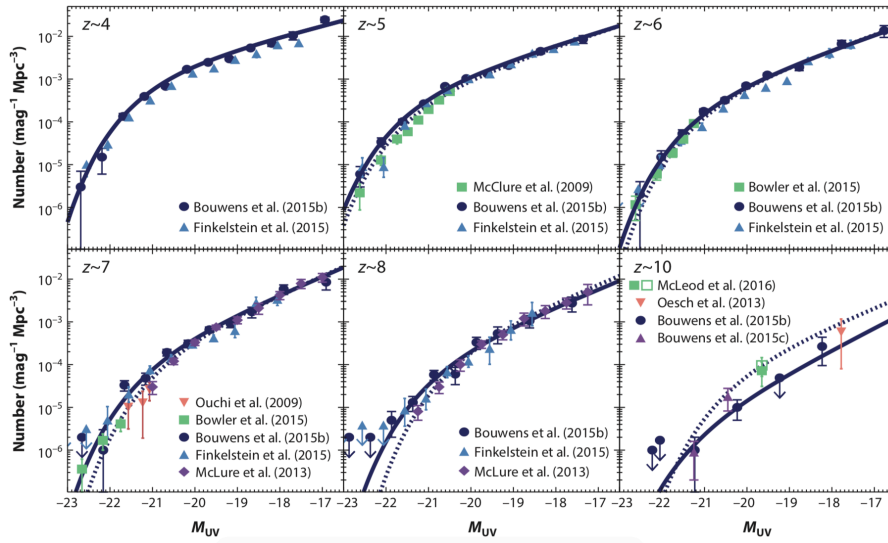


図 1.1: Stark (2016) の Figure 1。エラー付きの点は観測で得られた $z = 4 - 10$ における UV 光度関数 (Bouwens et al. 2015, 2016; Bowler et al. 2015; Finkelstein et al. 2015; McLure et al. 2009, 2013; Oesch et al. 2013; Ouchi et al. 2009)、実線と点線はそれぞれ異なるグループによるシェヒター関数でのベストフィット曲線 $\phi(L) \propto L^\alpha \exp(-L/L^*)$ を表す。

であると考えられている。

$\text{Ly}\alpha$ 輝線が $z > 8$ で検出されにくいことが示唆されているため、他の輝線を用いた遠方銀河の赤方偏移特定が必要となる。特に ALMA では $z > 7$ における遠赤外線 (FIR) 輝線を観測することが可能であり、例えば $[\text{CII}]158 \mu\text{m}$ 輝線は星形成銀河において最も明るい FIR 輝線として知られており、すでに ALMA による遠方観測のターゲットとして用いられてきた。 $[\text{CII}]$ 輝線が実際に検出された天体もあるものの (e.g. Maiolino et al. 2015; Smit et al. 2018)、一部の銀河では検出されず、遠方では近傍で見られる SFR - $[\text{CII}]$ から推定される $[\text{CII}]$ 強度よりも小さくなっていることが示唆された (e.g. Maiolino et al. 2015; Ota et al. 2014; Ouchi et al. 2013; Schaerer et al. 2015; Walter et al. 2012)。第 2 章で見ると $[\text{CII}]$ 輝線は大質量星まわりの電離領域や密度の低い中性領域、光解離領域など、銀河内の様々な領域から放射される。このため、近傍の関係からのずれの要因として金属量の減少の他にも銀河の電離状態やガスの分布など様々なものが考えられる。シミュレーションを用いた研究では、金属量の減少と中性ガスや分子雲が少ないことが主な原因であると主張されているが、様々な不定性があり明らかになっていない (Olsen et al. 2017; Vallini et al. 2015)。

$[\text{OIII}] 88 \mu\text{m}$ 輝線もまた、星形成銀河において明るく光る FIR 輝線である。近傍銀河の観測では、金属量の小さい銀河において、 $[\text{CII}]$ 輝線よりも $[\text{OIII}]$ 輝線の方が強くなる傾向がみられており (e.g. Cormier et al. 2015; Lebouteiller et al. 2012; Madden et al. 2012)、近傍銀河に比べて金属量の小さい遠方銀河でも同様に $[\text{OIII}]$ 輝線が強くなることが期待される。こういった動機から、Inoue et al. (2014b) によって遠方 $[\text{OIII}]$ 観測が提

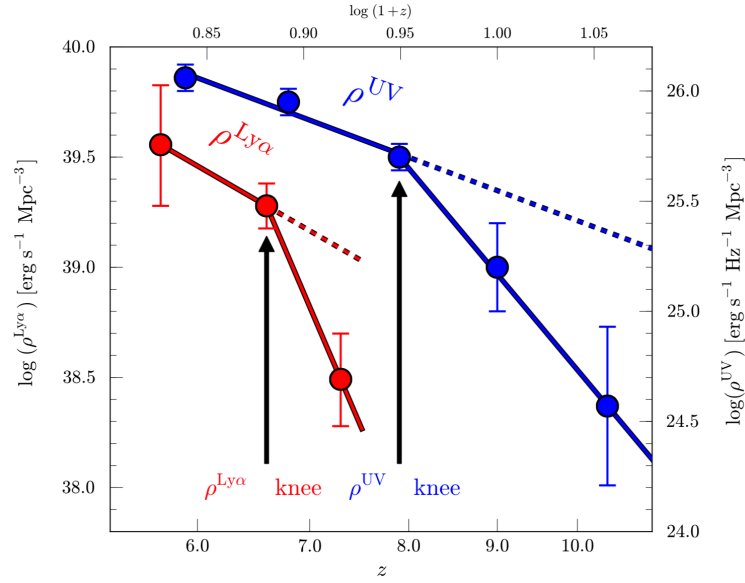


図 1.2: Konno et al. (2014) の Figure 11。Ly α 強度は Konno et al. (2014); Ouchi et al. (2008, 2010) から、UV 強度は Bouwens et al. (2014); Ellis et al. (2013) から得られたものを用いている。UV 強度密度は $z \sim 8$ から小さくなり出すのに対し、Ly α 強度密度が $z \sim 7$ を境に急激に小さくなっている。

案され、実際にこれまでの ALMA 望遠鏡による全てのターゲット観測で [OIII] 輝線が検出されている (Carniani et al. 2017; Hashimoto et al. 2018a,b; Inoue et al. 2016; Laporte et al. 2017; Tamura et al. 2018)。現在、輝線で赤方偏移が特定された最も遠方の銀河は $z = 9.1$ の [OIII] 銀河 (Hashimoto et al. 2018b) であり、今後より遠方での検出が期待される。さらに、[OIII] 輝線の場合 [CII] 輝線と異なり大質量星近傍の電離領域のみから放射されるため、モデル化が比較的容易であるという利点もある。

以下、これまでの遠方銀河観測によってわかってきたことを簡単にまとめる。UV 連続光は主に若くて大きい星から放出されるため、その観測からは星形成率を推定することができる。ただし、ダストで覆われた星形成銀河 (サブミリ銀河) では UV 連続光がダストで吸収されるため、実際には UV 放射とダスト放射を合わせて星形成率は見積もられている。こうして $z \sim 10$ に及ぶ星形成率密度の進化がわかってきている (Madau & Dickinson 2014)。上述したように $z \sim 8$ で UV 強度が急激に減少し始める傾向が見られているが、これが実際の傾向であるかについては議論が続いている。2021 年に打ち上げが予定されている JWST (James Webb Space Telescope) の NIRCam (Near Infrared Camera) では $z > 10$ の銀河の測光観測も可能になり、星形成史がより詳細にわかると考えられる。電離光子もまた若い星から放出されるため、星形成率密度から宇宙再電離に寄与したと考えられる電離光子の量も見積もることができる。この時、星から放出される電離光子のうち銀河内に存在する中性ガスやダストに吸収されなかったものだけが IGM の電離に寄与することができる。星から放出された全電離光子のうち母銀河外に脱出することのできる電離光子の割合を escape fraction と呼び f_{esc} と書く。遠方において

4 イントロダクション

$f_{\text{esc}} \sim 0.2$ 程度あれば $z \sim 6$ までに宇宙再電離を完了させるのに十分であることがわかっている (e.g. Robertson et al. 2013)。ただし、ここでは現在観測可能な銀河よりもずっと暗い銀河も十分存在すると仮定しているため、より正確な議論をするにはより暗い遠方銀河を検出する必要がある。

若い星以外も含めた総星質量は、より長い波長の連続光から見積もることができ、遠方銀河では Spitzer 宇宙望遠鏡の IRAC (Infrared Array Camera) などによって推定されている。これによると高赤方偏移の銀河ほど大きな比星形成率を持つことがわかっている (e.g. Salmon et al. 2015)。また、銀河は $z > 6$ でより青く、金属量が低いことやダスト吸収が少ないことを示唆している。実際、ALMA などによる遠方銀河のダスト連続光の観測では、FIR / UV 比が近傍の星形成銀河に比べて小さくなることがわかっている。また、一部の遠方銀河は解像できており、 $z > 6$ の銀河は平均的には 0.5 - 1 kpc のサイズを持ち、不定性は大きいものの $1 < z < 5$ で見られているのと同様におおよそ $(1+z)^{-1}$ に比例してサイズが小さくなる傾向が見られている (Oesch et al. 2010; Shibuya et al. 2015)。

ALMA による [OIII] 観測では、観測された遠方 [OIII] 輝線銀河の金属量は、大きな不定性があるものの $Z \sim 0.1Z_{\odot}$ 程度であることがわかっている。一部の銀河ではダスト放射が見られ (Hashimoto et al. 2018a; Laporte et al. 2017; Tamura et al. 2018)、宇宙初期から星形成が行われていたことが示唆されている。例えば Hashimoto et al. (2018a,b) では、その SED やダスト量を単一成分で説明することができないため若い成分と古い成分の二成分 SED で説明されている。このとき古い星成分の形成はビッグバンから数億年後にすでに始まっていたと考えられている。[OIII] 観測の解像度は $0.1''\text{-}0.5''$ ($z \sim 9$ で $\sim 0.5 - 3$ kpc) 程度であり、このうちほとんどの場合 [OIII] 輝線は UV 連続光と空間的に同じ場所でピークを持つ一方 Carniani et al. (2017) では輝線と UV 連続光の分布に 2 kpc 程度のオフセットが見られている。また、Hashimoto et al. (2018a) や Tamura et al. (2018) では、UV 連続光が空間的に複数の成分に分かれている。特に Hashimoto et al. (2018a) は系全体のサイズが 5 kpc 程度と大きく、[OIII] 輝線と [CII] 輝線の視線速度には勾配が見られているため、合体中の二つの銀河を見ていると考えられている。[OIII] 輝線観測以外でも、例えば Smit et al. (2018) は [CII] 輝線で銀河中の速度勾配を確認しており、その勾配はディスク回転によるものであると解釈されている。

金属輝線を検出することで、宇宙の金属量進化を推定することができる。さらに、遠方銀河の輝線観測は銀河形成理論の構築にも繋がる。銀河の力学構造は銀河合体やインフロー、アウトフローなどによって決まるが、これらは同時に銀河内の星形成活動や星間ガスの力学的、化学的状態に重要な影響を与え、こういった銀河の性質は輝線観測によって可能である。今後 ALMA での FIR 輝線観測に加えて JWST や TMT による銀河内部の可視・UV 輝線強度分布の高解像度観測が可能になるため、輝線を用いた遠方銀河の理解がより一層重要となる。

また、様々な輝線を用いた遠方銀河のサーベイも宇宙進化の理解に重要である。例えば Euclid や WFIRST といった観測器では遠方宇宙における $H\alpha$ 輝線などのサーベイが予定されている。また、サーベイに代わる手法として intensity mapping も注目されている。intensity mapping とは空間的な解像度を犠牲にして一つ一つの銀河を検出する

代わりに広い領域での輝線強度を検出する手法であり、広い領域をより低コストで掃け、弱く広がった輝線強度の寄与も含めた分布を知ることができるという利点がある。現在、[CII] 158 μm 輝線をターゲットにした TIME、CONCERTO、CCAT-prime や、 $\text{H}\alpha$ や $\text{Ly}\alpha$ 輝線をターゲットにした SPHEREx、CDIM などによる遠方 intensity mapping が計画されている (Kovetz et al. 2017)。こういった遠方大規模構造の観測を理論モデルと組み合わせることで、星形成率密度の赤方偏移進化や宇宙再電離現象などを理解することができると考えられる。

以上のように、次世代望遠鏡を用いた遠方銀河輝線の高解像度観測や広領域観測によって宇宙の進化をより理解することができる。本研究では特に遠方 [OIII] 輝線に着目して、[OIII] 輝線銀河の性質の推定と、それを用いた将来の観測予測を行う。第2章では銀河からの輝線放射についてまとめる。以降の章では大きく三つの研究課題に分けて記す。まず [OIII] 輝線銀河の性質と分布の研究について第3章で手法、第4章で結果の説明を行う。次に [OIII] 輝線銀河と 21 cm 線の関連の研究について、手法と結果を第5章にまとめる。最後に、遠方銀河で観測できると考えられる明るい輝線のみを用いた輝線診断方法を第6章で提案する。本研究では ΛCDM 宇宙論モデルを用い、宇宙論パラメータは $\Omega_{\text{M}} = 0.3175$ 、 $\Omega_{\Lambda} = 0.6825$ 、 $h = 0.6711$ ($H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 、 $\Omega_{\text{B}} = 0.04899$ 、 $\sigma_8 = 0.8344$ とする (Planck Collaboration XVI 2014)。

Chapter 2

輝線放射

2.1 HII 領域

大質量星から出た 13.6 eV 以上エネルギーを持つ電離光子は、周りの水素ガスを光電離し、電離領域 (HII 領域) を形成する。ここでは簡単なモデルを仮定して電離領域のサイズや電離度プロファイルを調べる。

定常状態では、電離と再結合はつり合う。基底状態への再結合の際に出る光子が直ちに近くの中性水素原子を電離する (Case B) と仮定すると、このつりあいは

$$n_{\text{H}} J_* \bar{\sigma}_{\text{H}} = n_{\text{e}} n_{\text{p}} \alpha_{\text{B}} \quad (2.1)$$

と書ける。ただし、 n_{H} 、 n_{e} 、 n_{p} は水素原子、電子、陽子の個数密度、 J_* は電離光子フラックス (単位面積を単位時間あたりに通過する電離光子数)、 $\bar{\sigma}_{\text{H}}$ は電離光子と水素原子の衝突断面積を様々な光子のエネルギーについて平均したものである。また、 α_{B} は基底状態への再結合を除いた有効再結合定数であり、

$$\alpha_{\text{B}} = 2.6 \times 10^{-13} \left(\frac{T_{\text{e}}}{10^4 \text{ K}} \right)^{-0.85} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (2.2)$$

となることが知られている。ただし、 T_{e} は自由電子の温度であり、HII 領域では主に光電離による加熱と金属原子の放射冷却のつり合いで温度が定まる。近傍の HII 領域の観測によると $T_{\text{e}} = 5000 - 10000 \text{ K}$ であり、HII 領域は熱平衡状態にあることがわかっている。以下では簡単のため定数 α_{B} の温度依存性を無視して $T_{\text{e}} = 10^4 \text{ K}$ での値を採用する。

ここで、密度一定のガスの中にある光源から単位時間あたりに電離光子が Q_0 個出るとする。光源から半径 r の球殻を単位時間あたりに通過する電離光子数 $Q(r)$ は、

$$\frac{dQ(r)}{dr} = -4\pi r^2 n_{\text{H}} J_* \bar{\sigma}_{\text{H}} \quad (2.3)$$

のように、ガスの電離に使われた分だけ減少する。電離と再結合のつり合い式 (2.1) より

$$\frac{dQ(r)}{dr} = -4\pi r^2 n_{\text{e}}^2 \alpha_{\text{B}} \quad (2.4)$$

となるので、HII 領域では電離度一定 ($x = 1, n_e = n$) とすると、 $Q(r)$ は

$$Q(r) = Q_0 - \frac{4\pi}{3} r^3 n^2 \alpha_B \quad (2.5)$$

のように求めることができる。HII 領域の境界は $Q(r = R_S) = 0$ となる半径 R_S (ストレームグレン半径) で与えられ、

$$R_S = \left(\frac{3Q_0}{4\pi n^2 \alpha_B} \right)^{1/3} \quad (2.6)$$

$$= 1.2 \left(\frac{n}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/3} \left(\frac{Q_0}{5 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/3} \text{ pc} \quad (2.7)$$

となる。

電離光子の平均自由行程は

$$l = \frac{1}{(1-x)\bar{\sigma}_H n} \quad (2.8)$$

であり、特に中性ガス ($x \sim 1$) の場合は

$$l \sim 2 \times 10^{-4} \left(\frac{n}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ pc} \ll R_S \quad (2.9)$$

と、ストレームグレン半径に比べて十分小さい。 $l \propto (1-x)^{-1}$ より、電離境界付近では常に $l \ll R_S$ であり、ほとんど全ての電離光子はストレームグレン半径より十分外側には出ることができない。このため、完全電離領域のすぐ外側に完全に中性の領域が存在することになる。

ここまででは水素の電離のみを考えたが、他の原子に対しても同様に電離域ができる。この時、イオンごとに電離ポテンシャル (表 2.2 参照) が異なるため、領域のサイズが異なる。例えば、ヘリウムの電離には 24.6 eV 以上のエネルギーが必要なため、HeII 領域は HII 領域よりも内側に形成される。H, He, C, N, O, S 原子について半径ごとの電離度の分布を図 2.1 に示す。

銀河に存在する HII 領域以外の領域についても簡単にまとめる。若い星は分子雲内で形成されるため、HII 領域の外には一般的に分子雲が存在する。13.6 eV よりエネルギーの低い光子は分子雲に存在する分子を解離したり、原子を電離したりする。このようにしてできる HII 領域と分子雲の境目にある一部の原子や分子が電離された領域を光解離領域 (PDR: Photo-Dition Region) と呼ぶ。また、銀河には中性水素 (HI) 領域も広がっている。中性ガスでは高密度で低温な領域 (CNM: cold neutral medium) と低密度で高温な領域 (WNM: warm neutral medium) が共存している。PDR や HI 領域からの放射強度は、紫外光強度 G_0 とガス密度 n によって主に特徴付けられるが、放射源とこれらの領域の銀河内での位置関係は様々であるため、HII 領域のように単純なモデルを用いて議論することはできない。HII 領域では電離ポテンシャルが 13.6 eV より大きいイオンからの輝線が主に見られ、HI 領域や PDR ではそれ以外のイオンや原子からの輝線が見られる。また、HI ガスからは水素原子のスピンの反転による 21cm 線も放出される。分子雲では CO などの分子の回転遷移による輝線が見られる。

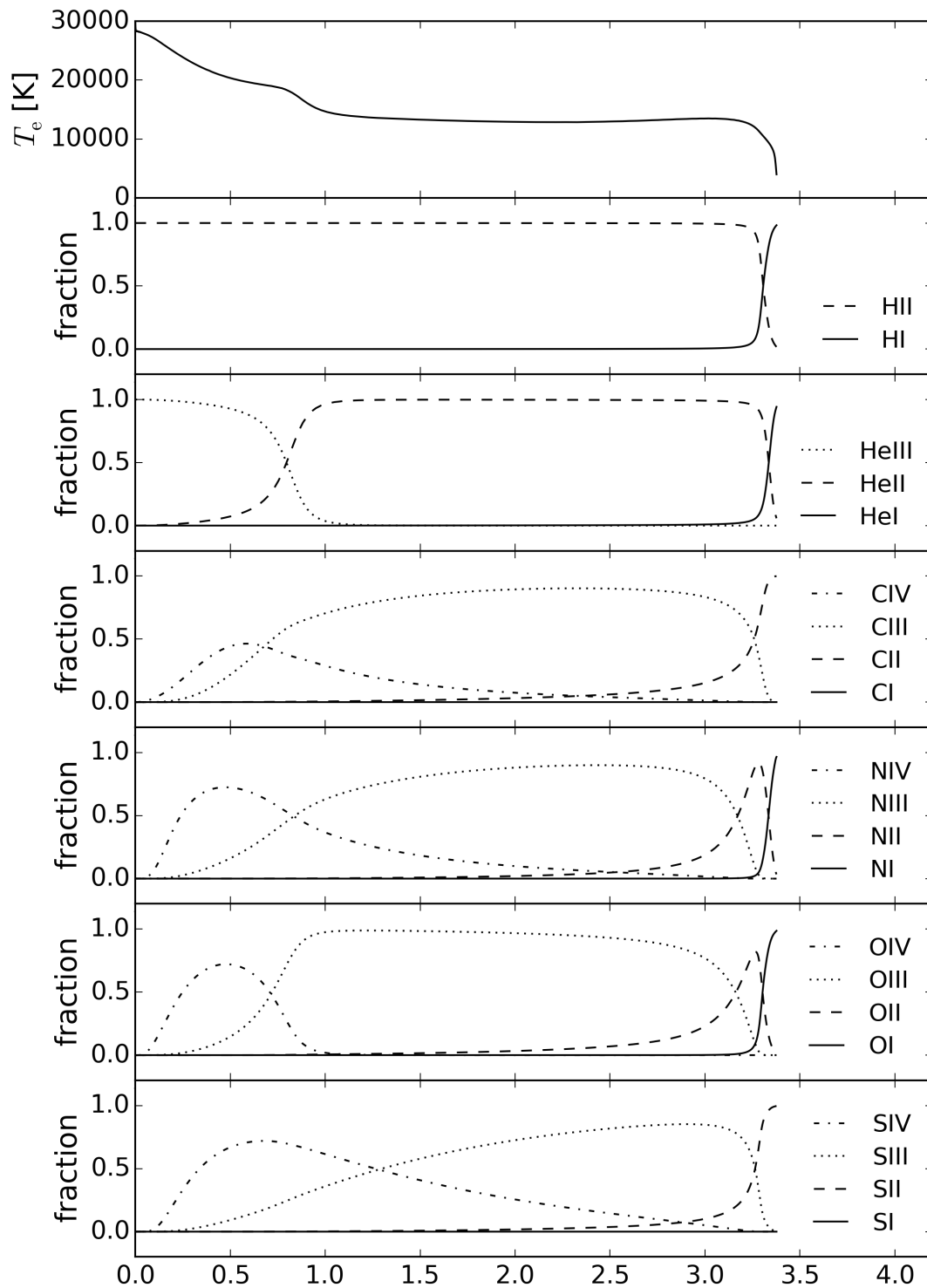


図 2.1: 輻射輸送計算コード CLOUDY で計算した、中心からの電離光子放出率 $Q_0 = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ 、ガス密度 $n = 100 \text{ cm}^{-3}$ 、金属量 $\log Z/Z_\odot = -0.8$ の一様 HII 領域における温度プロファイルと各元素の電離状態プロファイル。

2.2 輝線強度と臨界密度

輝線放射の強度を計算する。まず最初に (i) 二準位モデルを用いて計算し、その後実際の (ii) 多準位の場合について簡単にまとめる。

(i) 二準位原子

二準位原子モデルにおける輝線の強度を考える。統計的平衡にある場合、衝突によって準位 i から j に遷移する確率を q_{ij} 、放射性遷移確率 A_{ij} と書くと、励起と逆励起がつり合うことより、

$$q_{12}n_en_1 = n_2A_{21} + q_{21}n_en_2 \quad (2.10)$$

となる。ただし、 n_1, n_2 は状態 1, 2 の電子密度である。熱力学的平衡状態においては、詳細つり合い

$$\frac{q_{12}}{q_{21}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-E_{21}/kT_e} \quad (2.11)$$

が成り立つ。ただし、 g_i は統計的重率、 E_{21} は衝突励起に必要なエネルギーである。

準位 2 から準位 1 への放射率 (単位体積当たりの光度) は

$$\epsilon_{21} = \frac{h\nu_{21}}{4\pi} n_2 A_{21} \quad (2.12)$$

$$= \frac{h\nu_{21}}{4\pi} \frac{A_{21} n_e n_1 q_{12}}{A_{21} + n_e q_{21}} \quad (2.13)$$

となる。十分低密度においては、放射逆励起が衝突逆励起に比べて多く、 $n_e q_{21} \ll A_{21}$ となるため、

$$\epsilon_{21} = \frac{h\nu_{21}}{4\pi} n_e n_1 q_{12} \propto n^2 \quad (2.14)$$

となる。逆に十分高密度においては衝突遷移が多く $n_e q_{21} \gg A_{21}$ となるので、

$$\epsilon_{21} = \frac{h\nu_{21}}{4\pi} n_1 A_{21} \frac{q_{12}}{q_{21}} \propto n \quad (2.15)$$

となる。放射逆励起と衝突逆励起が同程度に起きる密度を臨界密度といい、

$$n_{\text{crit}} \equiv \frac{A_{21}}{q_{21}} \quad (2.16)$$

と書ける。

(ii) 多順位原子

実際の原子やイオンでは複数の準位が存在する。例として OIII イオンの準位のダイアグラムを図 2.2 に示す。このとき、準位 i からの励起と逆励起のつりあいの式は

$$\sum_{j>i} n_j A_{ji} + n_e \sum_{j \neq i} n_j q_{ji} = n_i \sum_{j<i} A_{ij} + n_e n_i \sum_{j \neq i} q_{ij} \quad (2.17)$$

となる。準位 u から準位 l への衝突遷移確率 $q_{u \rightarrow l}$ は

$$q_{u \rightarrow l} = \frac{8.629 \times 10^{-8} \gamma_{ul}(T)}{\sqrt{T_4} g_u} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (2.18)$$

$$q_{l \rightarrow u} = \frac{g_u}{g_l} q_{u \rightarrow l} e^{-h\nu_{ul}/kT} \quad (2.19)$$

のように、パラメータ γ_{ul} を用いて記述される。 γ_{ul} は衝突強度 (collision strength) $\Omega_{ul}(E)$ をエネルギー平均したもので、

$$\gamma_{ul}(T) = \int_0^\infty \Omega_{ul}(E) \exp(-E/kT) d(E/kT) \quad (2.20)$$

のように書け、表に示したように温度に弱く依存することが知られている。 N 個の準位を考える場合は、与えられた温度 T と密度 n_e に対して N 次元連立方程式 (2.17) を解くことで各準位の電子密度 n_i/n_e が求まる。放射強度は $\epsilon_{ij} \propto \nu_{ij} n_i A_{ij}$ で与えられるため、同一イオンからの放射の場合はそれらの強度比を解析的に求めることができる。

多準位系の場合の臨界密度は、状態 i から状態 $j \neq i$ への衝突遷移と状態 $j < i$ への放射遷移を考えて、

$$n_{\text{crit},i} \equiv \frac{\sum_{j<i} A_{ij}}{\sum_{j \neq i} q_{ij}} \quad (2.21)$$

と定義される。この定義では同じエネルギー準位からの遷移をひとまとめにしており、異なる輝線でも励起準位が同じであれば同じ臨界密度を持つことに注意する。

2.3 許容線と禁制線

電子の軌道角運動量を L 、スピン量子数を S 、 $J = L + S$ とする。一般に、輝線は以下の選択則を満たす遷移によって生じる。

1. パリティ (L の偶奇) が変化する
2. $\Delta L = 0, \pm 1$
3. $\Delta J = 0, \pm 1$ (ただし $J = 0 \rightarrow 0$ は除く)
4. $\Delta S = 0$

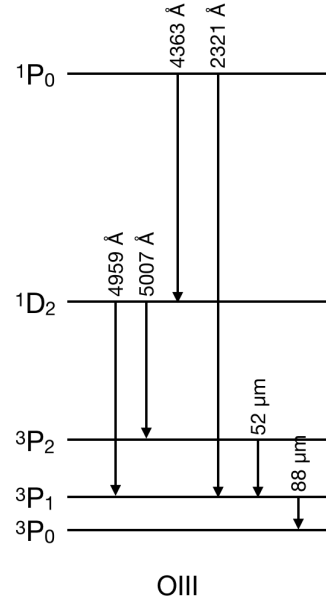


図 2.2: OIII イオンの主な準位。縦軸の長さは実際のエネルギー差とは異なる。

表 2.1: OIII イオンの主要な遷移における放射遷移確率 A_{ul} 、衝突強度 γ_{ul} 、励起エネルギー E_{ul} (Draine 2011; Osterbrock & Ferland 2006)。

イオン	$u-l$	波長	A_{ul} (s^{-1})	γ_{ul}	E_{ul} (K)
[OIII]	$^1S_0 - ^1D_2$	4363	1.6	$0.523T_4^{-0.210-0.099 \ln T_4}$	3.3×10^4
	$^1S_0 - ^3P_2$	2331	6.1×10^{-4}	$0.161T_4^{-0.118-0.057 \ln T_4}$	6.1×10^4
	$^1S_0 - ^3P_1$	2321	2.3×10^{-1}	$0.096T_4^{-0.118-0.057 \ln T_4}$	6.2×10^4
	$^1D_2 - ^3P_2$	5007	2.0×10^{-2}	$1.215T_4^{-0.120-0.031 \ln T_4}$	2.9×10^4
	$^1D_2 - ^3P_1$	4959	6.8×10^{-3}	$0.729T_4^{-0.120-0.031 \ln T_4}$	2.9×10^4
	$^1D_2 - ^3P_0$	4931	1.7×10^{-6}	$0.243T_4^{-0.120-0.031 \ln T_4}$	2.9×10^4
	$^3P_2 - ^3P_1$	52	9.7×10^{-5}	$1.23T_4^{-0.053-0.007 \ln T_4}$	2.8×10^2
	$^3P_2 - ^3P_0$	33	3.1×10^{-11}	$0.257T_4^{-0.081-0.017 \ln T_4}$	4.4×10^2
	$^3P_1 - ^3P_0$	88	2.7×10^{-5}	$0.522T_4^{-0.033-0.009 \ln T_4}$	1.6×10^2

表 2.2: 原子の電離ポテンシャル (E_{ion}) と、輝線の臨界密度 (電子との衝突励起: n_{crit}^e 、中性水素との衝突励起: $n_{\text{crit}}^{\text{H}}$)、励起準位エネルギー ($T_{\text{exc}} = E_{ij}/k_{\text{B}}$) をまとめる (Draine 2011; Osterbrock & Ferland 2006)。臨界密度は $T = 10^4 \text{ K}(n_{\text{crit}}^e)$ と $100 \text{ K}(n_{\text{crit}}^{\text{H}})$ における値を示す。

イオン	$E_{\text{ion}}(\text{eV})$	波長	遷移	$n_{\text{crit}}^e(\text{cm}^{-3})$	$n_{\text{crit}}^{\text{H}}(\text{cm}^{-3})$	$T_{\text{exc}}(\text{K})$
[CII]	11.3	158 μm	$^2\text{P}_{3/2} - ^2\text{P}_{1/2}$	50	300	91
[NII]	14.5	122 μm	$^3\text{P}_2 - ^3\text{P}_1$	310		188
		205 μm	$^3\text{P}_1 - ^3\text{P}_0$	80		70
		6548 \AA	$^1\text{D}_2 - ^3\text{P}_1$	6.6×10^4		2.2×10^4
		6584 \AA	$^1\text{D}_2 - ^3\text{P}_2$	6.6×10^4		2.2×10^4
[NIII]	29.6	57 μm	$^2\text{P}_{3/2} - ^2\text{P}_{1/2}$	1500		251
[OI]		63 μm	$^3\text{P}_1 - ^3\text{P}_2$		9×10^5	228
		145 μm	$^3\text{P}_0 - ^3\text{P}_1$		1×10^5	327
[OII]	13.6	3727 \AA	$^2\text{D}_{5/2} - ^4\text{S}_{3/2}$	3400		3.9×10^4
		3729 \AA	$^2\text{D}_{3/2} - ^4\text{S}_{3/2}$	1.5×10^4		3.9×10^4
[OIII]	35.1	52 μm	$^3\text{P}_2 - ^3\text{P}_1$	3600		441
		88 μm	$^3\text{P}_1 - ^3\text{P}_0$	510		163
		4363 \AA	$^1\text{S}_0 - ^1\text{D}_2$	3×10^7		6.2×10^4
		4959 \AA	$^1\text{D}_2 - ^3\text{P}_1$	6.8×10^5		2.9×10^4
		5007 \AA	$^1\text{D}_2 - ^3\text{P}_2$	6.8×10^5		2.9×10^4
[SII]	10.5	6717 \AA	$^2\text{D}_{5/2} - ^4\text{S}_{3/2}$	1×10^4	3×10^8	2.1×10^4
		6731 \AA	$^2\text{D}_{3/2} - ^4\text{S}_{3/2}$	4000	7×10^8	2.1×10^4

これらを満たす (電気二重極子) 遷移を許容線という。

2.2 節で見たように、ガス密度が十分低い場合には衝突逆励起が起きにくいいため、選択即を満たさない遷移も、磁気二重極子や電気四重極子遷移として起きる。これを禁制線と呼び、一般に [OIII] や [CII] のようにイオンに括弧をつけて表記される。また、選択則のうち $\Delta S = 0$ のみを満たさない遷移は半禁制線 (中間結合線) と呼ばれ、CIII] のように書く。

重要な禁制線と半禁制線の臨界密度と励起エネルギーを表 2.2 にまとめる。一般に、電離ポテンシャルが 13.6 eV よりも大きいものは HII 領域から、小さいものは PDR や HI 領域から放射される。電離領域では主に電子によって励起され、中性領域では水素原子により励起されるため、それぞれに対応する臨界密度 $n_{\text{crit}}^e, n_{\text{crit}}^{\text{H}}$ が定義される。これらの輝線強度は、ガスの金属量や密度、電離源からの放射スペクトルに依存して決まる。電離源の放射強度や HII 領域のコンパクトさを表す指標として一般に電離光子数と水素原子数の個数比 $U = n_{\text{LyC}}/n_e$ が用いられ、これを電離パラメータと呼ぶ。

2.4 輝線診断

輝線強度からは、銀河の様々な性質の情報を得ることができる。例えば、水素の再結合線の場合、 $n \rightarrow n'$ 遷移で放射される輝線の放射率は

$$\epsilon_{nn'} = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{n-1} \sum_{L'=L\pm 1} n_{nL} A_{nL,n'L'} \equiv n_p n_e h\nu_{nn'} \alpha_{nn'}^{\text{eff}} \quad (2.22)$$

と、密度の二乗に比例する。 $\alpha_{nn'}^{\text{eff}}$ を有効再結合定数と呼ぶ。一方、式 (2.6) を一般化すると、HII 領域の体積は $V = Q_0/n^2\alpha_B$ と密度の逆数の二乗に比例する。よって、再結合線の輝線強度は

$$L_{nn'} = 4\pi\epsilon_{nn'}V = h\nu_{nn'} \left(\frac{\alpha_{nn'}^{\text{eff}}}{\alpha_B} \right) Q_0 \quad (2.23)$$

と、中心にある星からの電離光子数に比例する。電離光子は主に若くて大きい星から放出されるため、星の初期質量関数を仮定することで Q_0 から若い星の質量がわかり、星形成を求めることができる。

星間ガス (ISM) の金属量や密度なども銀河進化を理解するのに重要であり、輝線強度はこういった物理量の推定に使われる。一部の禁制線は ISM の密度と同程度の低い臨界密度を持つため、臨界密度の異なる輝線の強度比からガス密度を推定することが可能である。この時、元素比や電離パラメータによる不定性を含まないよう [OIII] 88 μm /52 μm や [OII] 3729 Å/ 3727 Å、[SII] 6716 Å/ 6731 Å など、同一イオンの輝線比が用いられる。また、輝線強度は放射遷移の確率だけでなく励起状態にいる電子の量にも依存する。各励起状態への遷移は衝突によって起きるため、励起状態にいる電子の個数密度は温度によっておおよそ決まる。逆に、[OIII] 5007 Å/ 4363 Å のように励起エネルギーの異なる輝線の比を用いることで HII 領域のガス温度を推定することができる。特にこの組み合わせの場合はいずれの輝線の臨界密度も典型的な ISM 密度より十分高いため、密度の不定性を無視して温度を決めることができる。ただし、AGN のように 10^5 cm^{-3} 以上の密度を考える必要がある場合には温度と密度が縮退する。[OIII] 4363 Å のように励起エネルギーが他に比べて特に大きい準位からの放射輝線を Auroral line といい、[OIII] 5007 Å のように励起エネルギーの比較的小さい準位からの輝線を Nebular line と呼んで区別する。Auroral line は励起に必要なエネルギーが高く励起状態での電子密度が低いため、一般に Nebular line に比べて強度が小さい。

電離領域の温度は $T \sim 10^4 - 10^5 \text{ K}$ であり、この温度域では金属原子やイオンによる放射冷却が支配的であるため、温度は金属量に強く依存する (付録 A.2)。このため、適当な放射場 (加熱源) を仮定することで、上述した方法で温度がわかればそこから金属量を求めることができる (direct method)。しかし、この方法では微弱な Auroral line を検出する必要があり、遠方銀河などでは用いることができない。そこで、金属量の推定方法として強度の大きい輝線のみからなるパラメータ ($[\text{OIII}] 3727 + [\text{OIII}] 5007, 4959 / \text{H}\beta \equiv R_{23}$) を用いた方法が提案されている (strong line method)。ただし、この方法では与えられた R_{23} に対して二つの解が存在する。すなわち、金属量が十分低い場合に

は R_{23} は酸素量 $[O/H]$ が大きくなるほど大きくなるが、金属量がある程度大きくなると温度が低くなる効果が効き始めて $[OIII]$ 5007 Å 輝線などが出にくくなり R_{23} は小さくなる。そこで、強度は小さいがおおよそ金属量に比例する $[NII]$ 6584 輝線などを用いて縮退を解く方法が用いられている (e.g. Kewley & Dopita 2002)。ただしこの方法では元素量比 $[O/N]$ を仮定していることに注意する。さらに、近傍の観測では金属量が小さいほど電離パラメータが大きい関係が見られており、経験則的に得られている R_{23} インデックスはこうした関係を暗に仮定している (Nagao et al. 2006, 図 2.3)。この関係は金属量の小さい星ほど硬いスペクトルを持ち、より大きなエネルギーの光子を多く放出するためであると考えられるが、電離パラメータは HII 領域のコンパクトさなど金属量以外の要因でも決まるため、遠方でも同様の関係が成り立つとは限らない。

可視光以外の輝線を用いる手法として、Nagao et al. (2011) は遠赤外輝線の比 ($[OIII]$ 52 μm + $[OIII]$ 88 μm) / $[NIII]$ 57 μm を用いて金属量を推定する方法を提案した。これは、星の金属量が異なると電離光子のスペクトルが変わるため、電離ポテンシャルの異なるイオンからの輝線比が金属量に依存することに基づいている。ただし、この方法でも元素量比と電離パラメータの不定性を考慮する必要がある。

元素量比は、電離ポテンシャルの近い二つの輝線を用いることで決めることができる。例えば、 $[C/O]$ は輝線比 $[CIII]$ 1909 Å / $[OIII]$ 5007 Å や $[CIII]$ 1909 Å / $[OIII]$ 1666 Å、 $[CII]$ 2326 Å / $[OII]$ 3727 Å などを用いて推定することができる (e.g. Shapley et al. 2003)。一方、電離パラメータは、同一元素の異なるイオンの輝線の比から推定できる。例えば Nakajima et al. (2013) は $[OIII]$ 5007 Å / $[OII]$ 3727 Å と R_{23} を用いることで金属量と電離パラメータを推定し $z = 2 - 3$ では $[OIII]$ 5007 Å / $[OII]$ 3727 Å 比が大きくなることを明らかにした。こういった傾向は電離領域がコンパクトで電離パラメータが大きくなっている場合に見られる。しかしそのような状況以外に、電離領域の周りに十分なガスが存在しない場合でも同様の傾向が見られる。すなわち、図 2.1 でも見られるように $[OII]$ イオンは $[OIII]$ イオンに比べて電離領域のより外側に広がっているため、若い星の周囲にガスが十分に存在しないと電離領域が途中で途切れて $[OII]$ からの輝線が放射されにくくなるのである (ionization bound HII region)。この場合、電離光子の脱出が容易に起こるため、 $[OIII]$ / $[OII]$ 比の大きい銀河は宇宙再電離の主な電離源となっていると考えられる。どちらの描像が正しいかは明らかになっていないが、電離光子が観測されている近傍銀河でも同様に高い $[OIII]$ / $[OII]$ 比を持つこと傾向が見られており、このことは後者の描像を支持している。

他にも、CIV や NV、HeII など高階電離イオンからの輝線が存在するかどうかで、AGN か星形成銀河かを判断することができる。また、 $[OIII]$ 5007 Å / $H\beta$ と $[NII]$ 6584 Å / $H\alpha$ などの異なる輝線比を用いて星形成銀河と AGN を区別する方法も知られており、これらをプロットした図は BPT ダイアグラムと呼ばれる (Baldwin et al. 1981; Kauffmann et al. 2003; Kewley et al. 2001)。この手法は経験則的に得られたものではあるが、AGN から放射される高エネルギー光子の作つ不完全電離領域で $[NII]$ 輝線などが放射されやすいために、AGN で $[NII]$ / $H\alpha$ などの比が大きくなるのだと解釈されている。しかし、高赤方偏移の星形成銀河は BPT ダイアグラム上で異なる分布をし、近傍と同様の手法を用いることができないことが最近の研究で指摘されている (e.g. Hirschmann et al. 2018)

以上のように、複数の輝線強度を組み合わせることで銀河の様々な性質を知ることができ、銀河の理解において重要な役割を果たしている。しかし、こういった輝線診断の妥当性は遠方銀河では十分に確認されていない。また、より高赤方偏移ではごくわずかの限られた輝線強度しか得られず、これらを用いた輝線診断方法を考案する必要がある。

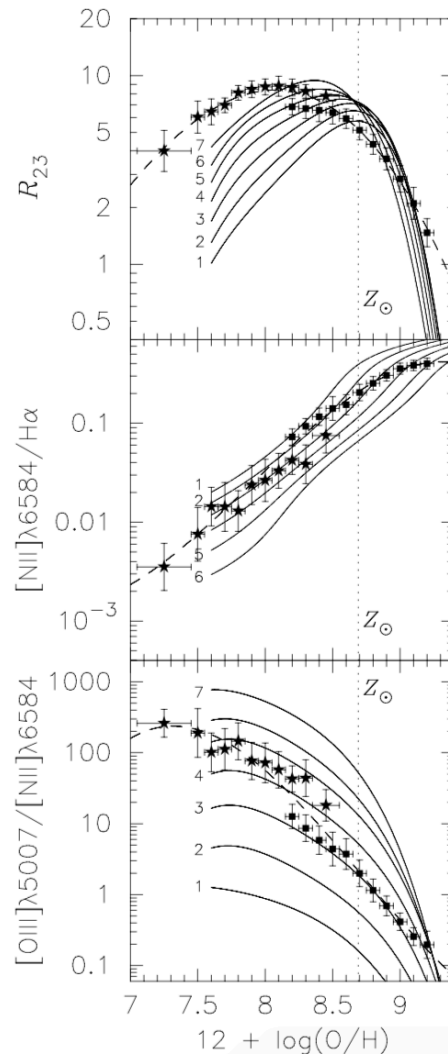


図 2.3: Nagao et al. (2006) の Figure 13。エラーバー付きの点は近傍の銀河の観測データで、異なる銀河サンプルそれぞれで金属量でピンわけした時の平均を示している。1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 でマークされた実線はそれぞれ $\log U = -3.8, -3.5, -3.2, -2.9, -2.6, -2.3, -2.0$ での値を示している。

Chapter 3

遠方 [OIII] 輝線銀河の性質：手法

3.1 宇宙論流体シミュレーション

本研究では、宇宙論流体シミュレーション (Shimizu et al. 2016) を用いる。このシミュレーションは Tree-PM smoothed particle hydrodynamics (SPH) コード GADGET-3 (Springel 2005) を用いており、ボックスサイズ $(50h^{-1} \text{ cMpc})^3$ 中に初期状態ではダークマター粒子とガス粒子がそれぞれ 1280^3 個存在する。粒子質量はそれぞれ $m_{\text{DM}} = 4.44 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$ 、 $m_{\text{gas}} = 8.11 \times 10^5 h^{-1} M_{\odot}$ であり、ソフトニング長は $2h^{-1} \text{ ckpc}$ である。星形成やフィードバックは以下に述べる手法で取り入れられている (Okamoto & Frenk 2009; Okamoto et al. 2010, 2008, 2014)。フィードバックに関するパラメータは $z = 10$ から $z = 0$ までの星形成率密度や星質量、金属量などを再現するように決められている。このシミュレーションでは LBG や LAE、サブミリ銀河など様々な銀河種も再現している。

個々の銀河を取り出すために、まず friends-of-friends (FoF) グループファインダーを用いて平均間隔 ($= 50h^{-1} \text{ cMpc} / 1280$) の 0.2 倍以下の長さで繋がったダークマター粒子の集まりを一つのグループとする。次に SUBFIND アルゴリズム (Springel et al. 2001) を用いてダークマター、ガス、星粒子を合わせて最低 32 個の粒子を含む重力的に束縛された系を一つの銀河と定義する。 $z = 7, 9$ での最も大きい銀河の星質量は $M_* \sim 10^9 M_{\odot}$ であり、 $M_* > 10^8 M_{\odot}$ の銀河は $z = 9$ で 30 個程度、 $z = 7$ で 300 個程度ある。ただし、典型的な星粒子の質量は $\sim 10^6 M_{\odot}$ である。

3.1.1 星形成と冷却

星形成は、ガス密度 n_{H} 、ガス温度 T 、ガス速度 v が

$$n_{\text{H}} > n_{\text{H,th}} = 0.1 \text{ cm}^{-3}, \quad T < T_{\text{th}} = 15000 \text{ K}, \quad \nabla \cdot \boldsymbol{v} < 0 \quad (3.1)$$

を満たすときに起こるとする。密度 ρ のガス粒子の星形成率は、

$$\dot{\rho}_* = c_* \frac{\rho}{t_{\text{dyn}}} \propto \rho^{1.5} \quad (3.2)$$

のように与える。ただし、 t_{dyn} は式 (A.27) より $t_{\text{dyn}} \propto \rho^{-0.5}$ とスケールするため、星形成率はシュミット則 $\dot{\rho}_* \propto \rho^{1.5}$ に従う。

一つの星粒子は単一の年齢と金属量を持ち、初期質量関数 (IMF) は $0.1 - 100 M_{\odot}$ における Chabrier IMF (Chabrier 2003) を用いる。また、個々の星の寿命と重元素合成量は Portinari et al. (1998) と Marigo (2001) に基づいて計算する。一部の星は星風や輻射、超新星爆発によって質量やエネルギーを周囲に放出する。放出されたエネルギーは周囲のガスに渡されて、フィードバックを引き起こす。また、放出された物質には金属元素が含まれているため、ISM を汚染する。ここでは9つの原子 (H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, Fe) の量の進化を独立に追う。ガスの放射冷却率はこの組成を用いて Wiersma et al. (2009) に基づいて計算する。さらに、空間的に一様な UV 背景放射を仮定して光子加熱も取り入れる。ガスの冷却・加熱の計算で使われる金属量や新しくできた星の金属量は空間的に平均したガス密度を用いる。これは、個々のガス粒子の金属量を用いるとフィードバックによってたまたま金属量の高いガス粒子のみが飛ばされてしまったときに金属量を過小評価してしまうという問題があるためである。

星形成の条件を満たすガス粒子は、実際には密度が低く暖かい成分と密度が高く冷たい成分に分かれていると考えるべきである (e.g. Springel & Hernquist 2003)。この場合、分子雲成分は重力相互作用には寄与するが流体相互作用には寄与しない。低密度・高密度成分間で冷却による分子雲成長と超新星爆発による分子雲蒸発によって質量のやりとりがあり、星形成が起こった分だけ分子雲が蒸発することで星形成率は調整される。しかし Schaye et al. (2010) や Okamoto et al. (2010) によると、ガス粒子に二相モデルを適用した場合としない場合で星形成活動に違いがないことがわかっている。これは以下に述べる星風によって星形成が十分抑制されるためである。このため、本シミュレーションでは星形成ガスは冷たい成分のみからなるとしている。

3.1.2 フィードバック

超新星フィードバック

超新星爆発から放出されるエネルギーは周りのガスに運動エネルギーや熱エネルギーを与える。一つの超新星エネルギーは Okamoto et al. (2010) にしたがって周囲のガスに分配され、各ガス粒子はエネルギー ΔQ を受け取り、エネルギーをもらったガス粒子は

$$P_w^{\text{SN}} = \frac{\Delta Q}{\frac{1}{2} m_{\text{SPH}} v_{w,\text{SN}}^2} \quad (3.3)$$

で初速 $v_{w,\text{SN}}$ ウィンド粒子になる。また、初速 $v_{w,\text{SN}}$ は近くのダークマター粒子の速度分散 σ によって

$$v_{w,\text{SN}} = \kappa_w^{\text{SN}} \sigma \quad (3.4)$$

のように決まるとする。ただし κ_w^{SN} はフリーパラメータである。

ウィンド粒子の初速の方向は、近傍のダークマター粒子の平均速度 \bar{v} 、重力加速度 a_{grav} に対して $(v_{w,\text{SN}} - \bar{v}) \times a_{\text{grav}}$ に平行か反平行になるように選ぶ。このようにすることで回転成分がある場合には典型的にはそれと垂直な方向に物質がでていくようになる。また、この効果が十分効くように、ウィンド粒子になってしばらく ($n_{\text{H}} < 0.01 \text{ cm}^{-3}$ に

いる間、もしくは $10 \text{ kpc}/v_{w,\text{SN}}$ 経つまで) は流体相互作用を切る。この取り扱いによって重力ポテンシャルの小さい銀河でより良くフィードバックが効き、観測される光度関数の暗い側をよく再現できる (Okamoto et al. 2010)。

星からの輻射圧と星風

観測される星質量とハロー質量の関係をよく再現するには、超新星爆発の起こる時間 ($\sim 10 \text{ Myr}$) より短い時間でのフィードバックが必要であることが指摘されている (Stinson et al. 2013)。例えば、若い星からの放射圧は星形成を抑制する。また、放射圧によって星のエンベロープから星風が吹き、周りのガス粒子に角運動量を渡す。これら二つの寄与は同程度であることが知られており (Agertz et al. 2013)、ここでは角運動量放出によるフィードバックの計算を行う。超新星の時と同様に、角運動量 Δp_{rad} をもらったガス粒子は確率

$$P_{\text{w}}^{\text{rad}} = \frac{\Delta p_{\text{rad}}}{\frac{1}{2} m_{\text{SPH}} v_{\text{w,rad}}} \quad (3.5)$$

で初速 $v_{\text{w,rad}}$ のウィンド粒子になる。ただし、 $v_{\text{w,rad}}$ は

$$v_{\text{w,rad}} = \kappa_{\text{w}}^{\text{rad}} \sigma \quad (3.6)$$

と近くのダークマター粒子の速度分散に比例するようにとる。 Δp_{rad} は星の光度を L とした時

$$\dot{p}_{\text{rad}} = (\eta_1 + \eta_2 \tau_{\text{IR}}) \frac{L}{c} \quad (3.7)$$

を満たすように計算される。ただし、 η_1 、 η_2 はそれぞれ星からの直接光による角運動量変換効率とダストによる赤外放射に角運動量変換効率であり、 τ_{IR} は赤外放射の光学的深さである。ウィンド粒子の初速の方向と流体相互作用の取り扱いは超新星フィードバックの場合と同様とする。星風による角運動量注入は放射圧によるものと同程度であることが知られており (Agertz et al. 2013)、(3.7) の第一項にこの寄与が含まれる。すなわち、 $\eta_1 \sim 2$ となっている。また、赤外放射の光学的深さ τ_{IR} は星粒子の金属量に比例すると仮定する。

AGN フィードバック

観測される光度関数の明るい側でのふるまいを説明するために、上述した星からのフィードバック以外にも大質量ハローにおけるフィードバックを考える必要があることが知られており、これは一般的に AGN フィードバックによるものであると考えられている。AGN のモデル化にはブラックホール質量や降着率、ジェットの幾何学的構造など様々なパラメータが必要になるが、ここでは最も単純なモデルを採用する。すなわち、冷却関数 Λ を

$$\Lambda(T, Z, \sigma) = \begin{cases} \Lambda(T, Z) & (\sigma < \sigma_{\text{th}}) \\ \Lambda(T, Z) \exp\left(-\frac{\sigma - \sigma_{\text{th}}}{\beta \sigma_{\text{th}}}\right) & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (3.8)$$

のように計算し、大きい速度分散を持つ大きいハローほど冷却がききにくくする。ただし、ハローの速度分散の閾値は

$$\sigma_{\text{th}}(z) = \sigma_0(1+z)^\alpha \quad (\alpha > 0) \quad (3.9)$$

と、赤方偏移に依存させる。典型的には $\alpha = 0.75$ 、 $\beta = 0.3$ であり、 $z > 2$ でこのフィードバックによる効果はほとんど無視できるようになっている (Okamoto et al. 2014)。

3.2 銀河スペクトル

シミュレーションで得られた個々の星からの SED はその年齢と金属量に応じて population synthesis code PÉGASE2 (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) を用いて計算する。輝線強度は 3.2.1 節に述べる方法で計算し、これらを足し合わせることで銀河からの intrinsic なスペクトルを得る。さらに、得られた連続光強度と輝線強度に対して 3.2.2 で述べる方法でダスト減光をかける。

3.2.1 輝線放射

星から放射される電離光子は、周りのガスを電離して HII 領域を形成する。本研究では、シミュレーション中の星粒子がそれぞれ独立な HII 領域を形成すると仮定する (図 3.1)。輝線強度を計算するため、まず、輻射輸送コード CLOUDY を用いてガスの密度 n 、金属量 Z 、電離パラメータ U を持つ HII 領域から放射される輝線の、Case B における H β 輝線との強度比 $C_{\text{line}}(Z, U, n_{\text{HII}})$ のテーブルを作成する。表 3.1 に用いたパラメータの範囲を示す。これを用いて、Inoue (2011) と Inoue et al. (2014b) と同様に各 HII 領域ごとの輝線強度を

$$L_{\text{line}} = (1 - f_{\text{esc}}) C_{\text{line}}(Z, U, n_{\text{HII}}) L_{H\beta}^{\text{caseB}} \quad (3.10)$$

と計算する。case B における H β 強度 $L_{H\beta}^{\text{caseB}}$ は PÉGASE2 を用いて計算したものを用いる。また、 f_{esc} は電離光子の銀河からの脱出割合である。輻射輸送流体シミュレーションを用いた研究では、 $z > 6$ の銀河の f_{esc} は典型的には数十パーセントとなることを示唆するものもある (Trebitsch et al. 2017)。そこで、ここでは脱出割合は銀河の大きさや内部構造によらず一定であるとし、 $f_{\text{esc}} = 0.1$ とする。輝線強度は $(1 - f_{\text{esc}})$ に比例するため、異なる f_{esc} を仮定した場合は典型的には数倍程度の違いがある。

CLOUDY では与えられた光源スペクトルとガスの物理量に対して電離平衡・熱平衡解を導出し、放出されるスペクトルを出力する。輝線比テーブル $C_{\text{line}}(Z, U, n_{\text{HII}})$ の作成においては plane-parallel な HII 領域で電子数と水素原子数の比が 10^{-3} を下回ったときに計算を終了した。星からの SED は、星形成率一定のもとで BC03 (Bruzual & Charlot 2003) を用いて生成したが、BC03 と PÉGASE2 の違いは小さい。瞬間的な星形成を仮定した場合、特に古い星 $\gtrsim 10$ Myr の周りの HII 領域からの輝線強度が変化するが、そもそも古い星から輝線強度は小さいため、最終的な結果は大きく変わらない。また、星の金属量はガスの金属量と同じであるとした。以下にパラメータ Z, U, n の計算方法を述べる。

表 3.1: CLOUDY での輝線計算で用いたパラメータ。太陽金属量は $Z_{\odot} = 0.02$ として計算した。

$\log_{10}(Z/Z_{\odot})$	-2.3, -1.7, -0.7, -0.4, 0.0, 0.4
$\log_{10} U$	-4.0, -3.9, ..., -1.1, -1.0
$\log_{10}(n_{\text{HII}}/\text{cm}^{-3})$	1.0, 2.0, 3.0

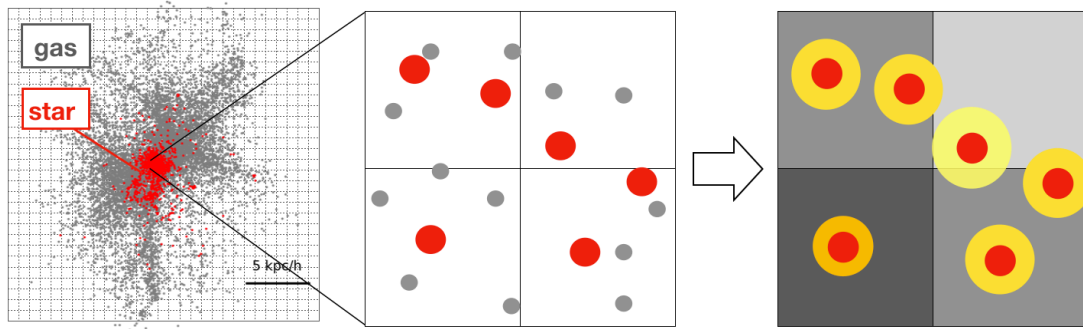


図 3.1: HII 領域モデルの概要。赤、灰の点はそれぞれ星粒子とガス粒子を表し、黄色い領域は HII 領域を表す。ここでは一つの星粒子の周りに球対称で一様な HII 領域が形成されると考える。

金属量

CLOUDY の計算では太陽における元素質量比を用いているが、シミュレーションでは元素ごとの存在量が得られる。ガスの金属量は、各金属元素の質量を足し合わせてガスの総質量で割ることで得られる。ここでは酸素原子数をより正確に反映させるため、シミュレーション中で計算された酸素質量比 y_{O} に比例させた金属量

$$Z = Z_{\odot} \times \frac{y_{\text{O}}}{y_{\text{O},\odot}} \quad (3.11)$$

を用いて計算する。ただし $y_{\text{O},\odot} = 1.04 \times 10^{-2}$ は太陽における酸素の質量比である。

元素量の変化の他にも、金属量が高いほど冷却が効いて [OIII] 5007Å のような励起温度が高いものは強度が弱くなるという効果もある。この効果を正確に取り入れるには上述した方法ではなく、全ての原子の質量比をパラメータとして代入する必要がある。しかし、温度がある程度高ければ温度変化による強度の変化は小さく、例えば [OIII] 5007 Å 輝線の場合は $Z \lesssim 0.1 Z_{\odot}$ では元素量の変化がより強く輝線強度を決める (Inoue 2011)。次の章で見るように、 $z \gtrsim 7$ では $Z \lesssim 0.1 Z_{\odot}$ であるため、この手法を用いることができる。

電離パラメータ

電離パラメータとは電離光子数とガス粒子数の比であり、電離領域が球対称で密度 n_{HII} が一様な場合、平均電離パラメータは以下に示すように密度と単位時間あたりの電離光

子数から求めることができる (e.g. Panuzzo et al. 2003)。半径 r における電離パラメータを $U(r)$ とすると、その体積平均は、

$$\langle U \rangle = \int_0^{R_S} \frac{U(r)4\pi r^2}{\frac{4\pi}{3}R_S^3} dr \quad (3.12)$$

である。ただし、 R_S はストロームグレン半径である。単位時間あたりに半径 r の球殻を通過する電離光子数を $Q(r)$ とすると、

$$U(r) = \frac{Q(r)}{4\pi r^2 n_{\text{HII}} c} \quad (3.13)$$

となる。2.1 節より、星粒子から放射される単位時間あたりの電離光子数を $Q_0 = Q(0)$ とすると、 $Q(r)$ とストロームグレン半径 R_S は

$$Q(r) = Q_0 - \frac{4\pi}{3} r^3 n_{\text{HII}}^2 \alpha_B \quad (3.14)$$

$$R_S = \left(\frac{3Q_0}{4\pi n_{\text{HII}}^2 \alpha_B} \right)^{1/3} \quad (3.15)$$

なので、これらを用いて (3.12) の積分を計算することで、

$$\langle U \rangle = \frac{3}{4c} \left(\frac{3Q_0 \alpha_B^2 n_{\text{HII}}}{4\pi} \right)^{1/3} \quad (3.16)$$

が得られる。ここで $\langle U \rangle$ がどのような場所での値に対応するかを確認しておく。 $x \equiv r/R_S$ とおくと、 $U(r) = \langle U \rangle$ となるのは $x^3 + (9/4)x^2 - 1 = 0$ を満たす時、すなわち $r \sim 0.6R_S$ となる。CLOUDY では HII 領域の内側表面での電離パラメータ U_{inner} を代入する。plane-parallel の場合 $U_{\text{inner}} = 2\langle U \rangle$ となる。

ここでは、一つの星粒子が一つの HII 領域を形成することを仮定している。星粒子の質量は $\sim 10^6 M_\odot$ であるから、金属量と密度にもよるが $\langle U \rangle \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ といった値をとる。これは、星形成領域がコンパクトであるという仮定と同等である。実際に高赤方偏移では銀河のサイズが小さくなることや (Oesch et al. 2010; Shibuya et al. 2015)、電離パラメータが大きくなっていること (Nakajima et al. 2013) が観測で確認されていることからこの仮定は妥当であると考えられる。一方、低赤方偏移銀河など、星形成領域が広がって分布している銀河からの輝線強度を計算する際はより細かく分割された HII 領域を考慮する必要がある。例えば中心の星の塊が 1000 個の独立な HII 領域に分割される時、(3.12) 式より電離パラメータは一桁小さくなる。[OIII] 輝線の場合は $\log U > -3$ では輝線強度変化が小さいため、本研究の場合結論に大きな変更は生じない。

電子密度

実際の HII 領域は ~ 10 pc 程度であり、今回のシミュレーションでは解像できていない。しかし、[OIII] 88 μm など臨界密度の小さい輝線を考える場合、密度の依存性が重要に

なる。そこで、シミュレーション中の星粒子の周りのガスの平均密度 n を用いて HII 領域の密度を

$$n_{\text{HII}} = Kn \quad (3.17)$$

と計算する。HII 領域は大質量星近傍にできるため、 n_{HII} は周囲の密度よりも大きくなっていると考えられるため、比例係数は $K > 1$ となる。ここでは比例係数を $K = 5$ とする。この時、シミュレーション銀河の HII 領域の密度 n_{HII} は $30 - 300 \text{ cm}^{-3}$ といった値をとる。これは、近傍の観測で見られる HII 領域の典型的なガス密度と同程度である (Osterbrock & Ferland 2006)。また、Kashino & Inoue (2018) ではガス密度は比星質量と星質量と相関を持つことが指摘されており、近傍銀河の観測を用いたフィッティングでは本シミュレーションで見られるような銀河のパラメータ ($s\text{SFR} = 10^{-8} \text{ yr}^{-1}$ 、 $M_* = 10^8 M_\odot$) の場合 $n \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ となることがわかっている。

3.2.2 ダスト減光

以上のようにして計算した連続光と輝線に対して、銀河内で空間的に一様なダスト減光を考える。ダスト減光の波長依存性は、Calzetti et al. (2000) で得られたものを用いる。連続光に対するダスト減光の絶対量は、 1500\AA の連続光の脱出割合 $f_{\text{UV}}^{\text{cont}}$ を、サンドウィッチモデル (Shimizu et al. 2014; Xu & Buat 1995)

$$f_{\text{UV}} = \frac{1 - \delta}{2}(1 + e^{-\tau_d}) + \frac{\delta}{\tau_d}(1 - e^{-\tau_d}), \quad (3.18)$$

によって計算することで与える。このモデルでは、星とダストが一様に分布している層が星のみから成る層で挟まれている場合のダスト吸収である。ただし、 δ は星の層に対するダスト層の割合 ($\delta = 0 - 1$) であり、 $\delta = 1$ のとき星とダストは同一の分布をし、 δ が小さいほどダスト層の厚みが小さくなる。また、 τ_d はダスト層の UV における光学的厚みである。輝線のダスト吸収についても Calzetti law を用いる。Calzetti et al. (2000) によると輝線のダスト減光は連続光に比べて 2 倍程度大きいため、規格化定数として 1500\AA における脱出割合を $f_{\text{UV}}^{\text{line}}$ を、

$$f_{\text{UV}}^{\text{line}} = 10^{2.27 \log f_{\text{UV}}^{\text{cont}}} \quad (3.19)$$

として与える。ダストのサイズを a_d 、典型的な密度を s 、ダストの面密度を Σ_d とすると、光学的厚み τ_d は

$$\tau_d = \frac{3\Sigma_d}{4a_d s} \quad (3.20)$$

と書ける。ここでは超新星によるダスト生成のモデル (Nozawa et al. 2003; Todini & Ferrara 2001) を元に、 $a_d = 0.05 \mu\text{m}$ 、 $s = 3.0 \text{ g cm}^{-3}$ を採用する。また Σ_d は、ダスト質量を M_d 、ダスト分布の広がりを r_d としたとき、

$$\Sigma_d = \frac{M_d}{\pi r_d^2} \quad (3.21)$$

と書ける。ここでは、 M_d は金属量質量 M_{metal} 、 r_d は星質量の半分を含む半径 r_{half} にそれぞれ比例するとして、

$$\Sigma_d = e_\tau \frac{M_{\text{metal}}}{\pi r_{\text{half}}^2} \quad (3.22)$$

とする。ただし、 $M_d = e_{M_d} M_{\text{metal}}$ 、 $r_d = e_{r_d} r_{\text{half}}$ としたとき、比例係数は $e_\tau = e_{M_d} / e_{r_d}^2$ である。ここでは $\delta = 0.95$ 、 $e_\tau = 0.01$ を採用する。これによって $z = 6 - 10$ における UV 光度関数が再現できる (Shimizu et al. 2016)。

Chapter 4

遠方 [OIII] 輝線銀河の性質：結果

4.1 物理的特性

以下では、 $z = 7, 9$ のスナップショットで見られる銀河の [OIII] $88 \mu\text{m}$ 輝線強度 $L_{\text{OIII},88}$ と銀河の物理量の関係から典型的な高赤方偏移 [OIII] 輝線銀河の性質について考える。

図 4.1 にシミュレーションで得られた $z = 7, 9$ 銀河の星形成率と [OIII] $88 \mu\text{m}$ 強度の関係を示す。また、近年の ALMA 望遠鏡によって観測された $z > 7$ をオレンジ色の点で、近傍の銀河における関係式 (De Looze et al. 2014) を実線で示す。観測銀河の星形成率は測光データを用いて推定されている。観測では、シミュレーションで見られる最大のもの 10 倍程度の強度を持つ銀河も見られているが、これらはいずれもターゲット観測で検出された [OIII] 輝線銀河であり、シミュレーションボックスに十分大きなハローが存在しないためにこういった星形成率の大きい銀河を再現できていないのだと考えられる。シミュレーション銀河の [OIII] 光度と星形成率の関係は $z > 7$ の観測で見られるものと同様であり、 $L_{\text{OIII},88} > 10^8 L_{\odot}$ の [OIII] 銀河は $\text{SFR} \gtrsim 10 M_{\odot}/\text{yr}$ を持つ。一方、近傍で得られている関係と比較すると与えられた星形成率に対して近傍銀河の関係から推定されるより大きな [OIII] 強度を持つ。これはシミュレーション中の銀河の電離パラメータが $U > 10^{-2}$ という大きな値をとることに起因している。図 4.2 に CLOUDY で得られたガス密度 $n = 100 \text{ cm}^{-3}$ における [OIII] $88 \mu\text{m}$ 輝線強度と case B $\text{H}\beta$ 強度の比を示す。case B $\text{H}\beta$ 強度は星形成率に比例すると考えてよい。図中の黒い点は、典型的な近傍の星形成銀河で $U \sim 10^{-3.5}$ 、 $Z \sim Z_{\odot}$ 、 $z > 7$ の [OIII] 銀河では $U > 10^{-2}$ 、 $Z \sim 0.1 Z_{\odot}$ であるとした時の値を示す。これより、高い電離パラメータが金属量の減少の効果を打ち消して、近傍より大きな [OIII] $88 \mu\text{m}$ 強度が得られていることがわかる。また、[OIII] 5007 \AA 輝線など励起温度が高い輝線の場合には $Z > 0.1 Z_{\odot}$ では金属量が小さいほど輝線強度が小さくなるため、電離パラメータと金属量の変化が相乗的に効いて遠方銀河の [OIII] 5007 \AA 輝線は近傍に比べてより明るくなる。

次に、図 4.3 に [OIII] $88 \mu\text{m}$ 強度とハロー質量、星質量、金属量の関係を示す。これより、 $L_{\text{OIII},88} > 10^8 L_{\odot}$ の [OIII] 輝線銀河は $M_{\text{halo}} > 10^{11} M_{\odot}$ のハロー中に存在し、 $M_{*} > 10^9 M_{\odot}$ 、 $Z \sim 0.1 Z_{\odot}$ 、 $\text{sSFR} \sim 0.01 \text{ Myr}$ といった物理量を持つことがわかる。すなわち、遠方で観測されるような星形成が活発な [OIII] 輝線銀河は、大きな星質量、ハ

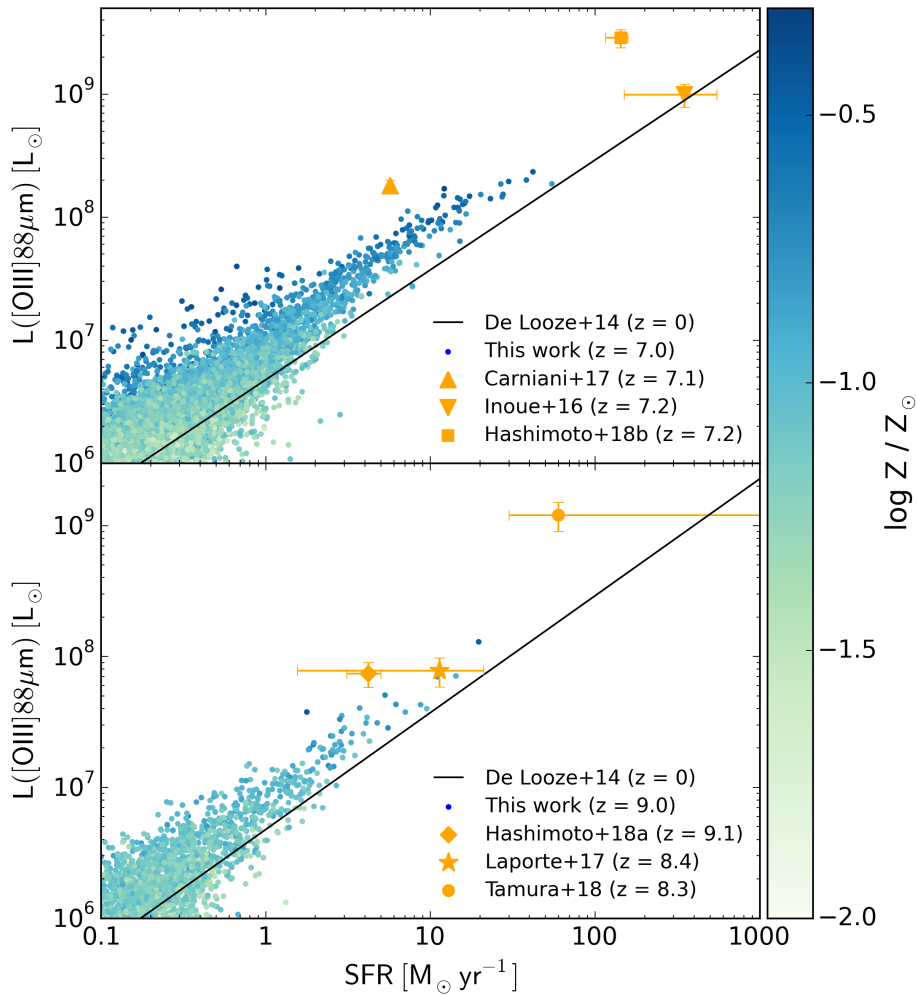


図 4.1: $z = 7, 9$ におけるシミュレーション銀河の [OIII] $88 \mu\text{m}$ 強度 $L_{\text{OIII},88}$ と星形成率 (SFR) の関係。色は金属量を表す。エラー付きの点は $z > 7$ における観測点 (Carniani et al. 2017; Hashimoto et al. 2018a,b; Inoue et al. 2016; Laporte et al. 2017; Tamura et al. 2018)、実線は近傍の星形成銀河において得られている関係を表す (De Looze et al. 2014)。Hashimoto et al. (2018a) と Tamura et al. (2018) では UV 連続光が空間的に複数の成分に分かれて見えている。また、Tamura et al. (2018) ではダストモデルの不定性によって星形成率の誤差が大きくなっている。Laporte et al. (2017) と Hashimoto et al. (2018b) は重力レンズされた銀河でそれぞれ $\mu = 1.8$ 、 $\mu = 10$ で補正した値を載せている。

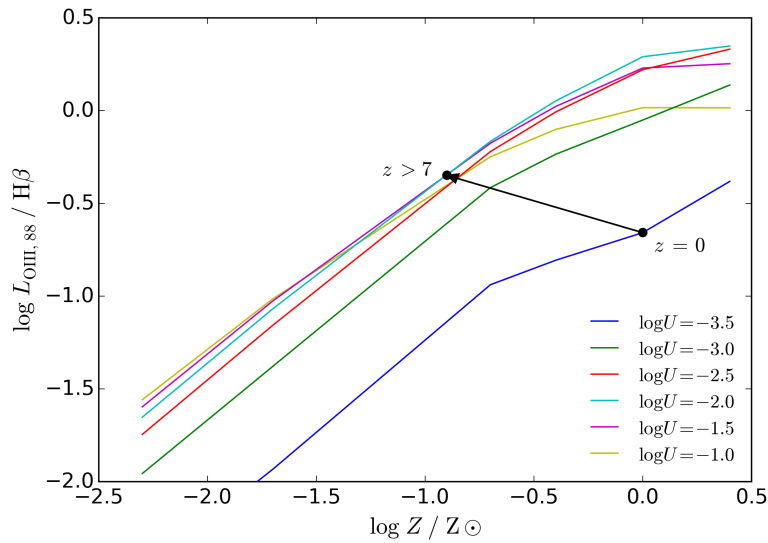


図 4.2: CLOUDY を用いて作成した、密度 100 cm^{-3} における [OIII] $88 \mu\text{m}$ 輝線強度と case B $\text{H}\beta$ 輝線強度の比。各線は異なる電離パラメータでの値を示し、近傍と $z > 7$ の典型的なパラメータとして $(Z, U) = (Z_{\odot}, 10^{-3.5}), (0.1 Z_{\odot}, 10^{-2})$ を黒い点で示す。

ロ-質量、金属量を持ち、初期宇宙の中でも進化が相対的に早い銀河であることがわかる。実際、観測で推定された [OIII] 輝線銀河の金属量には大きな不定性があるものの、 $Z \sim 0.1 Z_{\odot}$ 程度の比較的大きな値をとる。一方、観測された星形成率や輝線強度には一桁程度の違いがあるにも関わらず、星質量はシミュレーションで見られるものと同程度である。すなわち、観測されている [OIII] 輝線銀河の比星形成率がシミュレーション中の [OIII] 輝線銀河より大きく、定常な星形成活動ではなく瞬間的な星形成活動が起こっている可能性が示唆される。ただし、Inoue et al. (2016) については金属量からより古い成分が含まれている可能性が示唆されているが SED フィッティングでは若い成分のみを考慮しており、ここに示されている星質量は実際に取りうる星質量の最小値であることに注意する。他の銀河についても同様に星形成が過小評価されている可能性がある。もしくは、合体によって星形成が誘発されて星質量のわりに星形成率が大きくなっている可能性なども考えられる。

4.2 内部構造

$10^8 M_{\odot}$ 程度の星質量を持つ銀河は ~ 100 個の星粒子からなるため、星質量の大きい銀河についてはその内部構造を探ることも可能である。図 4.4、4.5 に、 $z = 9$ における銀河のうち輝線強度の最も大きいもの 14 個をランダムな方向から見た時の可視連続光強度 (5000 \AA)、紫外連続光強度 (1600 \AA)、[OIII] $88 \mu\text{m}$ 強度、[OIII] 強度で重み付けしたガスの視線方向速度を左から順に示す。いくつかの銀河は、 $\sim 1 \text{ kpc}$ 程度の広がった構造を持ち、 $\sim 50 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ の速度勾配が見られる。

これらの銀河でよく見られる傾向を見るため、3 番目に [OIII] 強度の強い銀河について

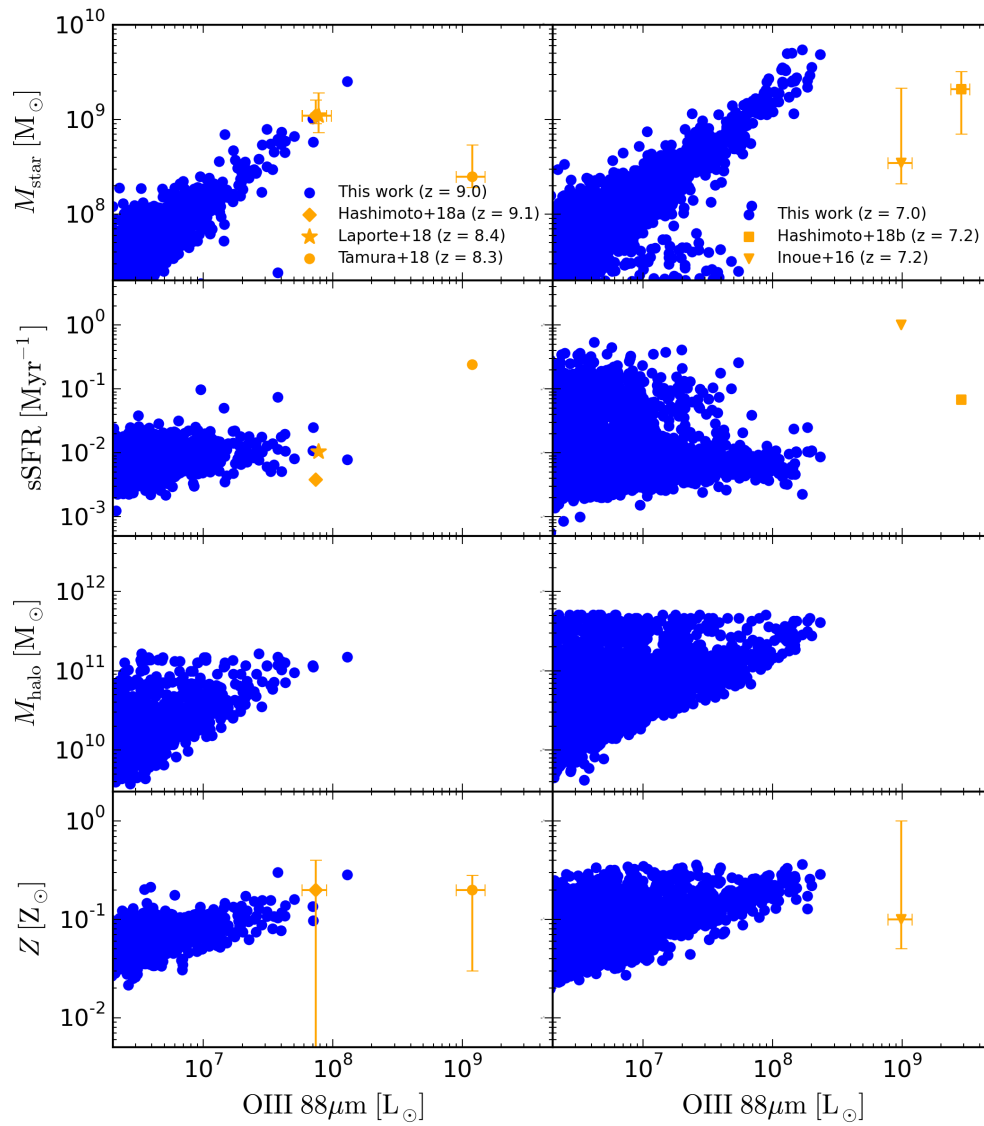


図 4.3: 青点は、 $z = 9$ (左) と 7 (右) のシミュレーション中の [OIII] 輝線銀河の星質量、比星形成率、ハロー質量、金属量を示す。エラー付きの点は図 4.1 と同様に $z > 7$ で観測されている [OIII] 輝線銀河を表す。

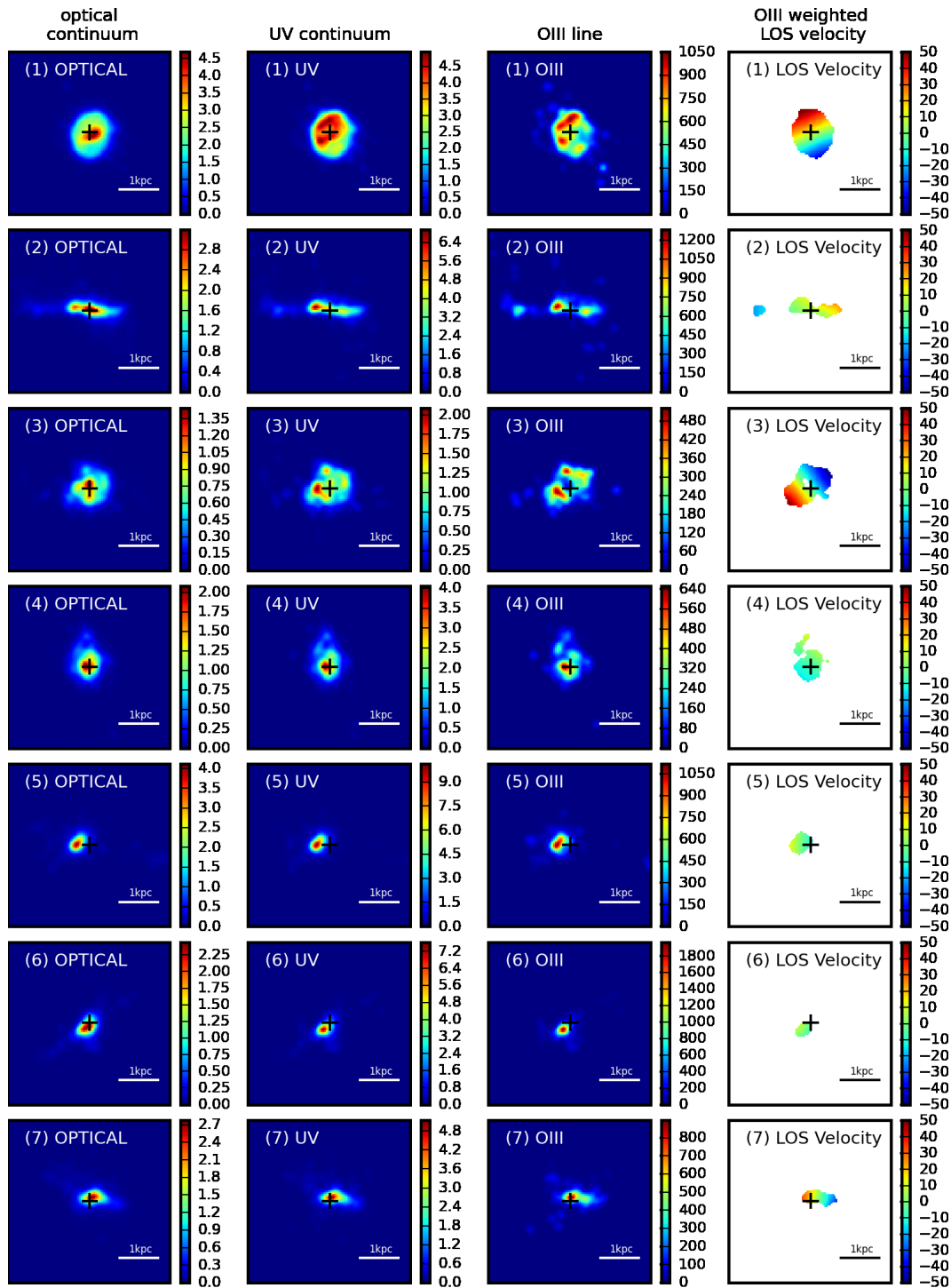


図 4.4: シミュレーションで得られた $z = 9$ の [OIII] 輝線銀河を任意の方向から見たときの内部構造を示す。 $L_{\text{OIII},88}$ が大きい順に上から並んでおり、色は、左から 5000 \AA における連続光 ($\mu\text{Jy arcsec}^{-2}$)、 1600 \AA における連続光 ($\mu\text{Jy arcsec}^{-2}$)、[OIII] $88 \mu\text{m}$ 強度 ($\text{mJy km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$)、[OIII] 強度で重み付けした視線方向速度 (km s^{-1})。一辺は実距離で $4 \text{ kpc} \sim 0.8''$ ($z = 9$) であり、中心の十字は星質量分布の重心を示している。

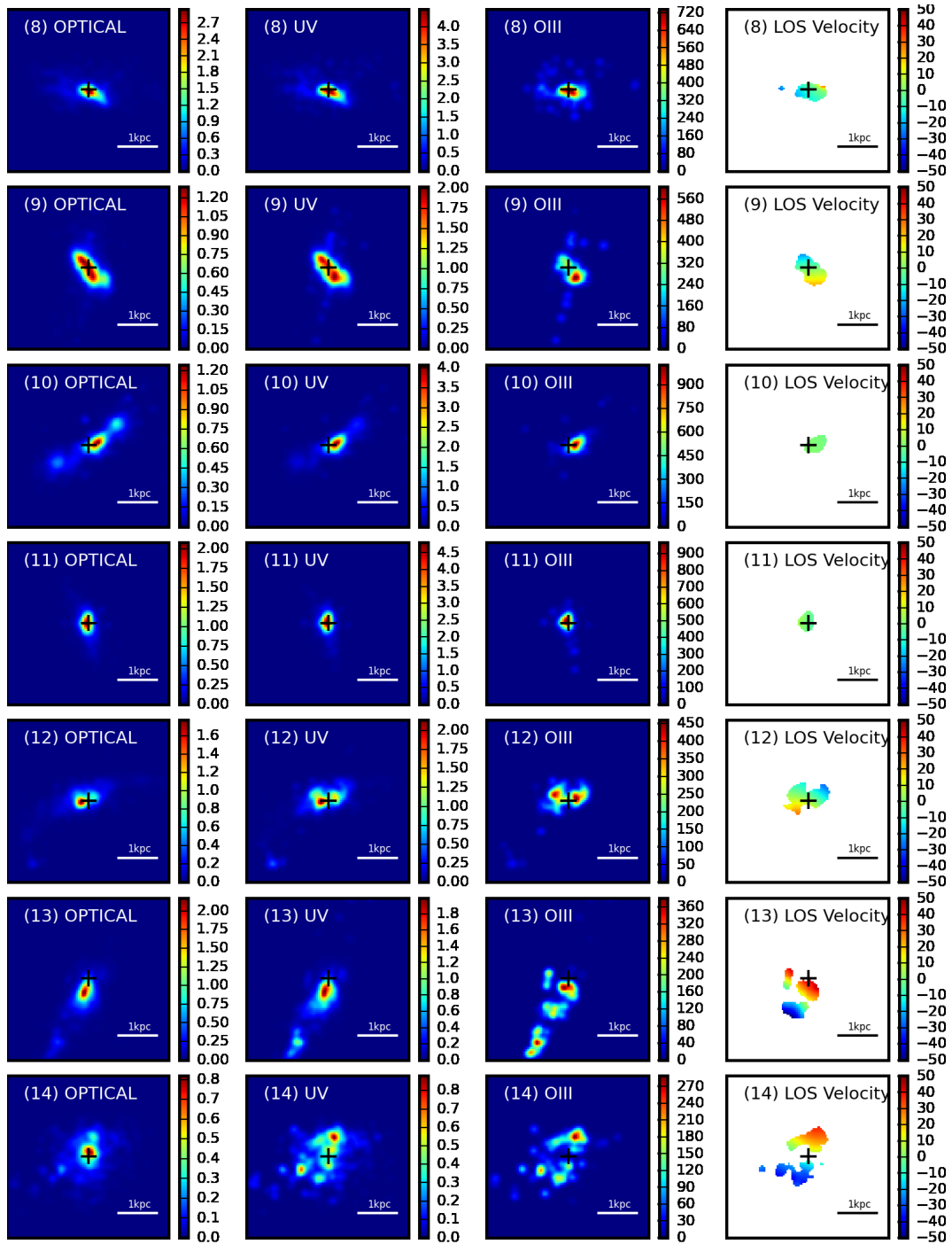


図 4.5: 図 4.4 の続き。

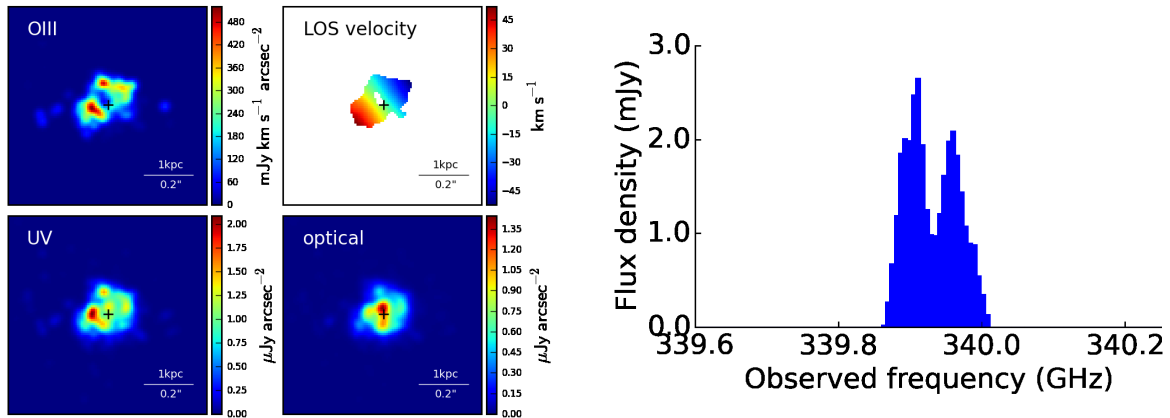


図 4.6: $z = 9$ の銀河のうち、三番目に [OIII] 強度の強い銀河の内部構造 (左) と [OIII] 88 μm スペクトル (右)。星質量、ハロー質量、星形成率、[OIII] 88 μm 強度はそれぞれ $M_* = 6.3 \times 10^8 M_\odot$ 、 $M_{\text{halo}} = 8.2 \times 10^{10} M_\odot$ 、 $\text{SFR} = 4.9 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 、 $L_{\text{OIII},88} = 5.4 \times 10^7 L_\odot$ 。[OIII] 分布に見られるクランプがそれぞれ異なる視線方向速度を持つため、スペクトルにダブルピークが見られる。

詳しく見る。この銀河は $M_* = 6.3 \times 10^8 M_\odot$ 、 $M_{\text{halo}} = 8.2 \times 10^{10} M_\odot$ 、 $\text{SFR} = 4.9 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 、 $L_{\text{OIII},88} = 5.4 \times 10^7 L_\odot$ と、 $z = 9.1$ の銀河 MACS1149-JD1 (Hashimoto et al. 2018b) と同程度の星質量、星形成率、[OIII] 強度、サイズを持つ。図 4.6 左に、この銀河の [OIII] 88 μm 強度 (左上)、[OIII] 88 μm で重み付けした視線方向のガス速度 (右上)、静止波長 1500 \AA の連続光 (左下)、5000 \AA の連続光 (右下) の空間分布を示す。[OIII] 輝線や UV 連続光は若い星のあるところで明るく星形成領域の分布を表しており、可視連続光は古い星を含めた全ての星の分布を表している。輝線と紫外連続光はほぼ同じ分布をしており、これは近年の観測で見られている傾向と一致する (Hashimoto et al. 2018b; Inoue et al. 2016)。一方 [OIII] 輝線は可視連続光とは異なる場所に分布し、銀河中心から離れたところで星形成が活発に起こっていることがわかる。中心付近ではガス密度が小さく、過去の星形成によってガスが消費されたり、フィードバックによってガスが飛ばされたりして星形成領域が徐々に外側へ移った (インサイドアウト星形成) のだと考えられる。このようなインサイドアウト星形成過程は、空間的に広がった他の $z = 9$ 銀河でも見られる。

[OIII] 輝線には速度勾配が見られ、視線速度の異なる二つの位置にクランプが存在する。このため、図 4.6 右に示したようなダブルピークを持ったスペクトルが観測される。この速度勾配はディスクの回転によって生じており、実際、この銀河を回転モーメント方向とそれに垂直な方向から見ると図 4.7 のようになる。回転軸に垂直な方向から見ると星が薄く分布し、回転による速度勾配が顕著に見られる。スペクトル中のダブルピークは一般的に二つの成分の衝突と解釈されるが、それが空間的に 1 kpc 以下のスケールであればこのような塊状星形成領域とディスク回転によって説明できるがわかる。ディスクとその回転は、広がりを持った他の銀河でも同様に見られる。実際、Smit et al. (2018) では $z = 6.8$ の銀河で [CII] 輝線に同程度の速度勾配が見られており、exponential disk の回

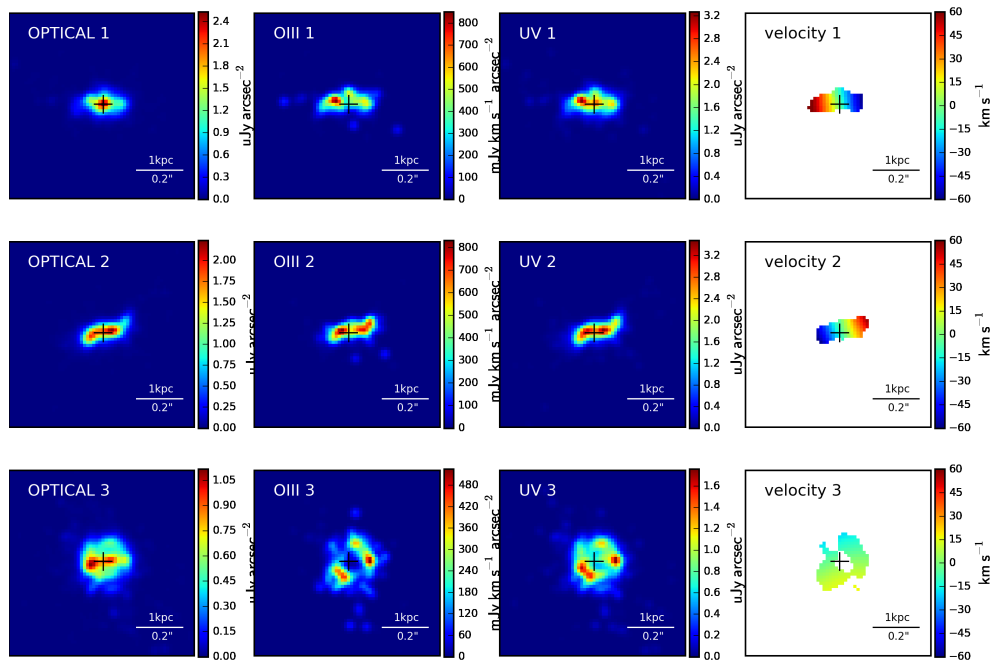


図 4.7: 図 4.6 と同じ銀河を回転軸に垂直な方向（上二つ）と回転軸方向（下）から見たもの。

転でうまく説明できている。ただし、シミュレーションでのソフトニング長は $2h^{-1}$ kpc であり、ここでの解像度に比べて十分小さいとは言えないため、この回転が本物なのか人工的なものなのかは定かではなく、今後より空間解像度の高いシミュレーションを用いて明らかにする必要がある。また、ここでは空間的に一様なダスト吸収を仮定していることに注意する。非一様なダストがある場合には紫外連続光と [OIII] 88 μm 輝線の空間分布に違いが見られる可能性がある (e.g. Katz et al. 2017)。

ALMA に加えて JWST NIRSpec でも空間分解したスペクトルを得ることができる。次節で見るように [OIII] 5007 \AA 輝線は [OIII] 88 μm 輝線よりも一桁程度明るく、少なくともすでに [OIII] 88 μm 輝線が受かっている天体に関しては JWST を用いて [OIII] 5007 \AA 輝線を検出することが可能である。これらを用いて角解像度 $\sim 0.1''$ 以下の観測を行うことでこういった銀河内の星形成領域の構造や回転構造を検出できる。特に、MACS1149-JD (Hashimoto et al. 2018b) のように重力レンズされている天体は空間的に拡大されて観測されるため、このような遠方銀河の力学的構造の研究に適している。

4.3 空間分布

[OIII] 輝線銀河の $z = 7$ における空間分布は図 4.8 に示すようになる。青、赤で示される点はそれぞれ [OIII] 88 μm 強度 $L_{\text{OIII},88}$ が $10^7 L_{\odot}$ 、 $10^8 L_{\odot}$ 以上のシミュレーション銀河に対応する。[OIII] 88 μm 輝線強度密度は $1.6 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1} \text{ cMpc}^3$ であった。図 4.8 では [OIII] 輝線銀河が空間的に相関していることがわかる。図 4.9 に、 $L_{\text{OIII},88} > 10^7 L_{\odot}$

を満たす銀河の相関関数を示す。 $r > 2h^{-1}$ cMpc の大スケールでは銀河の相関関数が $M_{\text{halo}} > 10^{10} M_{\odot}$ と一致していることから、 $L_{\text{OIII},88} > 10^7$ の銀河は $M_{\text{halo}} > 10^{10} M_{\odot}$ のハロー中に存在していることがわかる。このことは 4.1 節でも確かめている。さらに、 $r < 2h^{-1}$ cMpc では 1 ハロータームが見られる。また、バイアスは $r = 3h^{-1}$ cMpc で $b = 4.0$ である。

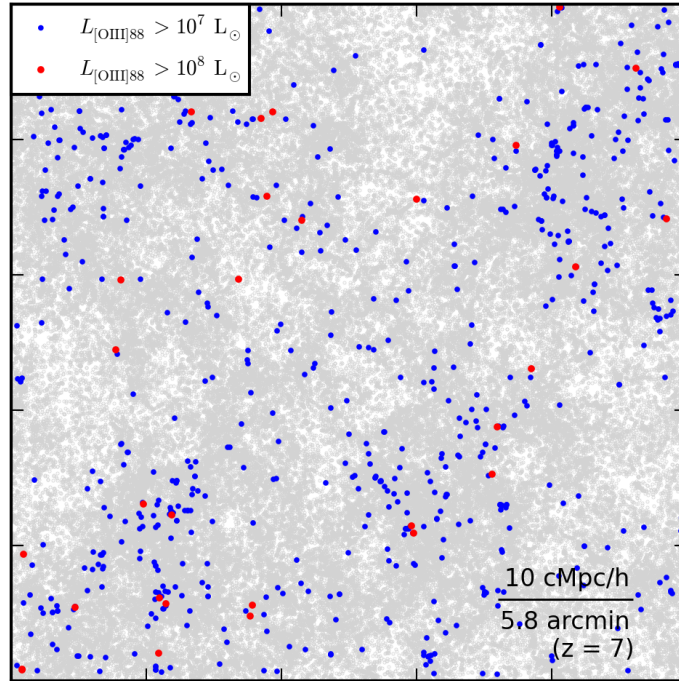


図 4.8: $z = 7$ におけるシミュレーションボックス中の [OIII] 輝線銀河の投影分布。一辺 $50h^{-1}$ cMpc で、 $z = 7$ でこれは $29'$ に対応する。灰色の点は全ての銀河を表し、青、赤で示された点はそれぞれ、 $L_{\text{OIII},88} > 10^7 L_{\odot}$, $10^8 L_{\odot}$ の銀河を示す。

これより、[OIII] のサーベイを行うことで、サンプル数を増やすだけでなく遠方における大規模構造を捉えることができることがわかる。図 4.10 に [OIII] $88 \mu\text{m}$ と [OIII] 5007 \AA の光度関数を示す。さらに、ALMA と JWST NIRCам の典型的な感度も示す。[OIII] 5007 \AA は [OIII] $88 \mu\text{m}$ よりも一桁程度明るく、JWST の NIRCам を用いて [OIII] 5007 \AA を観測することでより多くの銀河を見つけることができることがわかる。ここでは (i) F444W band を用いたグリズムモード観測 ($z = 6.8 - 9.0$) と (i) narrow band filter F466N を用いた方法 ($z = 8.3$) の二つを考える。個々の銀河が観測の PSF より十分コンパクトだとした時、 10^4 秒積分した時に $S/N = 5$ に対応する銀河の明るさはそれぞれ (i) $\sim 3 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 、(ii) $\sim 7 \times 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ である。これより、 10^4 秒の観測では一視野 $2 \times 2.2' \times 2.2'$ あたり平均して (i) 2 個もしくは (ii) 0.5 個の [OIII] 銀河を検出することができる。一視野 10^4 秒の場合、シミュレーションボックス $(50h^{-1} \text{ cMpc})^2 = 29' \times 29'$ と同程度の領域を掃くには 8.6×10^5 秒必要となる。

$z = 8.3$ の [OIII] 5007 \AA の前景として、 $z \sim 6.1$ の $\text{H}\alpha$ 輝線がある。 $z \sim 6$ では銀河はより成長しており、 $\text{H}\alpha$ 輝線銀河は [OIII] 輝線銀河よりも一桁程度多く見つかる。しか

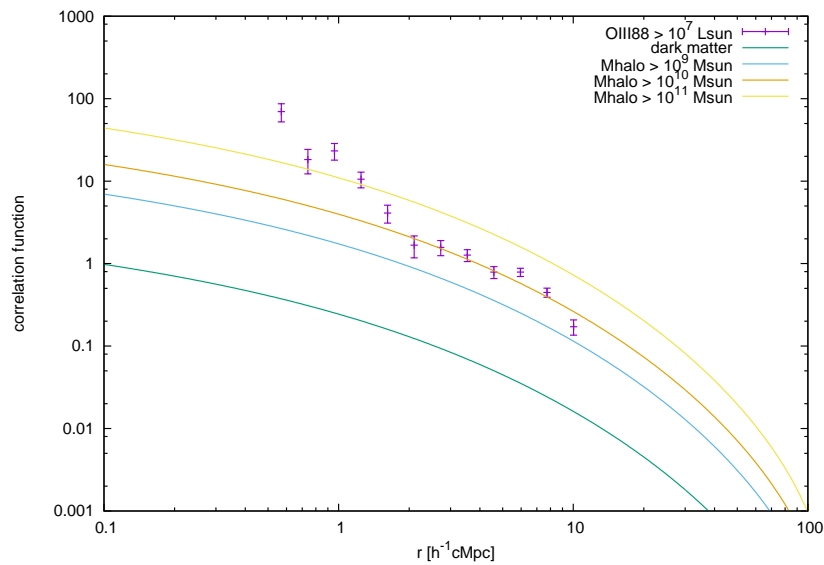


図 4.9: エラー付きの点は $z = 7$ における $L_{\text{OIII},88} > 10^7 L_{\odot}$ の銀河の相関関数。実線はそれぞれ、ダークマター（緑）、 $M_{\text{halo}} > 10^9 M_{\odot}$ （水色）、 $10^{10} M_{\odot}$ （橙）、 $10^{11} M_{\odot}$ （黄）のハローの相関関数。

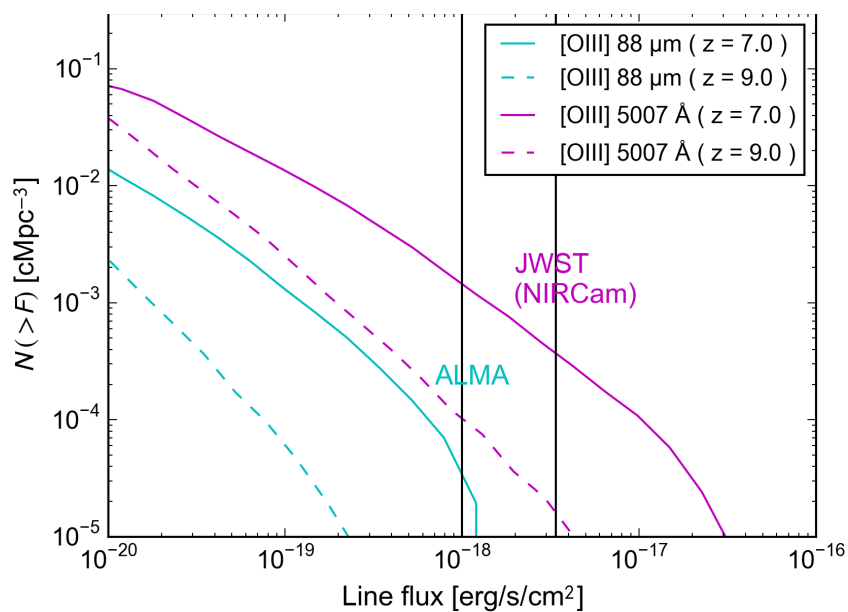


図 4.10: $[\text{OIII}] 88 \mu\text{m}$ 強度（シアン）と $[\text{OIII}] 5007 \text{ \AA}$ 強度（マゼンタ）の $z = 7$ （実線）と $z = 9$ （点線）における累積光度関数。垂直線は ALMA と JWST NIRCcam grism モードのおおよその感度を示す。ただし、感度の計算ではいずれも積分時間 10^4 秒、 $S/N > 5$ を仮定した。

し、これらは測光観測データを用いることで分離することができる。図 4.11 に $z = 8.3$ の [OIII] 銀河と $z = 6.1$ の $H\alpha$ 銀河のカラーダイアグラムを示す。これより、 $Y_{105} - J_{125} \gtrsim 1$ によって $z = 8.3$ の銀河を選び出すことができる。また、グリズムモードの場合、最も明るい銀河であれば [OIII] 5007 Å とともに [OIII] 4959 Å 輝線や $H\beta$ 輝線を検出することでこれらを区別することができる。 $z \sim 7 - 9$ の典型的な銀河の場合、[OIII] 4959 Å、 $H\beta$ 強度はいずれも [OIII] 5007 Å 強度よりは弱く、最も明るい銀河上位二割程度の銀河でこれらの輝線が検出できる。

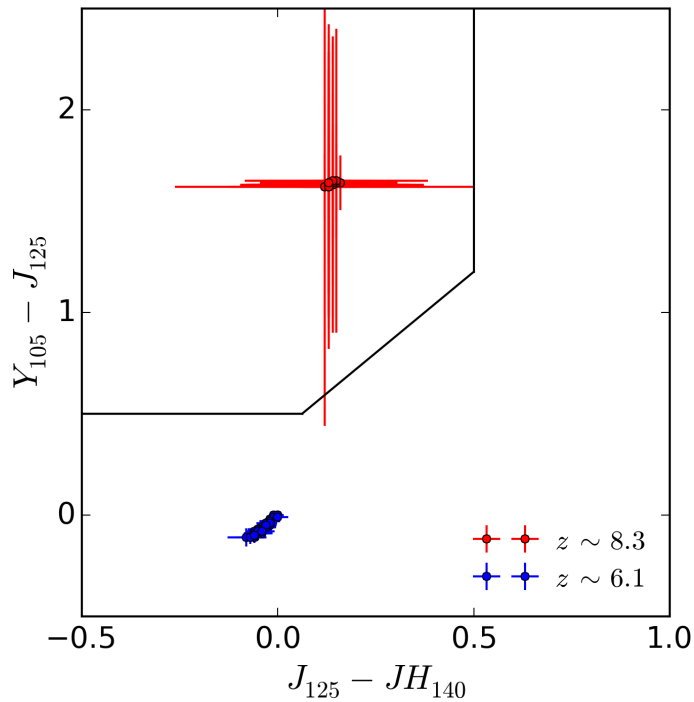


図 4.11: $z = 6.1$ の $H\alpha$ 銀河 (青) と $z = 8.3$ の [OIII] 銀河 (赤) のカラーダイアグラム。IGM 中の中性水素による吸収は Inoue et al. (2014a) で得られた吸収曲線を用いて計算する。また Atek et al. (2014) で用いられている $z \sim 8$ の銀河の選別基準を実線で示す。

Chapter 5

遠方での21cm線と[OIII]輝線の空間相関

5.1 宇宙再電離と21cm線観測

4.3節では、 $z > 7$ の星形成銀河の空間分布を[OIII]輝線の観測から探索することができることを見た。これらの銀河は宇宙の再電離を引き起こしたと考えられ、こういった観測から電離バブルの成長を研究することは宇宙の進化を理解する際に非常に重要となる。宇宙の電離度は、IGM中の中性水素量から見積もることができ、高赤方偏移のクエーサーにおける吸収線の観測では、再電離は $z \sim 6$ で完了したことがわかっている(e.g. McGreer et al. 2015)。また、CMBの温度揺らぎと偏光の相関のからは、瞬間的な再電離を仮定した場合 $z = 8.8$ で再電離が起こったと推定されている(Planck Collaboration XIII 2016)。

中性水素の分布を直接観測することで、電離バブルの分布や広がり方を知ることができる。現在すでにLOFARやMWA、PAPER、GMRT、SKAなどの観測器で遠方21cm線の観測が実行・予定されている。また、Bowman et al. (2018)はEDGESによる $z \sim 18$ における21cm線検出を報告した。

21cm線は、中性水素の原子核と電子のスピンへの向きが平行な状態と反平行な状態の間の遷移で生じる。この超微細構造におけるエネルギー差は $\nu = 1.42$ GHz、 $\lambda = 21.1$ cmに対応する。CMB温度に対する21cm線の輝度温度は、

$$\delta T_{21} \sim 26 \langle x_{\text{HI}} \rangle (1 + \delta_x)(1 + \delta_\rho) \left(\frac{T_s - T_{\text{CMB}}}{T_s} \right) \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.022} \right) \left(\frac{1+z}{10} \frac{0.15}{\Omega_M h^2} \right)^{1/2} \text{ mK} \quad (5.1)$$

と書ける(e.g. Field 1959; Zaldarriaga et al. 2004)。ここで、 $\langle x_{\text{HI}} \rangle$ は水素の中性度 $x_{\text{HI}}(\mathbf{r})$ の空間平均であり、 $\delta_x \equiv (x_{\text{HI}} - \langle x_{\text{HI}} \rangle) / \langle x_{\text{HI}} \rangle$ 、 $\delta_\rho \equiv (\rho - \langle \rho \rangle) / \langle \rho \rangle$ とする。また、 T_s はスピン温度であり、

$$\frac{n_{\uparrow\uparrow}}{n_{\uparrow\downarrow}} = \frac{g_{\uparrow\uparrow}}{g_{\uparrow\downarrow}} \exp\left(-\frac{h\nu_{21\text{cm}}}{kT_s}\right) = 3 \exp\left(-\frac{h\nu_{21\text{cm}}}{kT_s}\right) \quad (5.2)$$

と定義される。スピン温度はCMB光子の吸収、水素原子や電子との衝突、 $\text{Ly}\alpha$ 光子による散乱によって決まり、ガス温度 T_{kin} 、UV光の色温度を T_c とすると

$$T_s^{-1} = \frac{T_{\text{CMB}}^{-1} + x_c T_{\text{kin}}^{-1} + x_\alpha T_c^{-1}}{1 + x_c + x_\alpha} \quad (5.3)$$

と表すことができる。熱平衡状態にある宇宙初期では $T_s \sim T_{\text{kin}} \sim T_{\text{CMB}}$ であるが、しばらくすると光子とバリオンが脱結合し、 $T_s \sim T_{\text{kin}} < T_{\text{CMB}}$ となる。さらに赤方偏移が小さくなると、ガス密度が小さいために原子衝突が非効率になり $T_{\text{kin}} < T_s \sim T_{\text{CMB}}$ となる。 $z \lesssim 10$ では天体からの Ly α 光子によってガスが温められ、 $T_s \sim T_{\text{kin}} \sim T_c \gg T_{\text{CMB}}$ となる。以下では $z \lesssim 10$ を考えるため、 $T_s = T_{\text{kin}}$ として計算を進める。

21 cm 線はとても弱く、初期の観測ではパワースペクトルなどの統計的な量のみがわかると考えられる。この時、21 cm 線の前景として銀河系のシンクロトロン放射などが含まれるが、これらは滑らかなスペクトルを持つため除去することが可能である。他にもシグナルと同じ赤方偏移からの異なる放射の観測との相互相関をとることでノイズや前景を取り除くことができる。例えば、電離源である銀河からの放射と 21 cm 線との相関をとることで宇宙再電離の進行について知ることができると期待される。これまで既に、銀河進化モデルやシミュレーションを用いて LAE と 21 cm 線 (e.g. Lidz et al. 2009; Vrbanec et al. 2016; Wiersma et al. 2013) や [CII] 輝線と 21 cm 線 (e.g. Silva et al. 2015; Yue et al. 2015) などの組み合わせの相関パワースペクトルがどのようになるかが予測されている。しかし、これらのほとんどは銀河からの電離光子数や輝線強度をハロー質量に比例させるなどの単純なモデルを採用しており、実際の観測をより正確に预言するにはより適切な計算が必要である。本研究では、21 cm 線と遠方銀河からの [OIII] 輝線との相互パワースペクトルについて考える。[OIII] 輝線の観測としては、4.3 節で述べたようなサーベイの他にも、intensity mapping を用いる方法も可能であるため、以下ではそれぞれの場合を考える。

5.2 手法

5.2.1 流体シミュレーションと輻射輸送計算

ここでは、宇宙論流体シミュレーション MBII (Khandai et al. 2015) を用いる。MBII は流体シミュレーションコード P-GADGET を用いており、星形成やフィードバック (Croft et al. 2009; Degraf et al. 2010; Di Matteo et al. 2008, 2012) に加えてブラックホールの形成と成長 (Di Matteo et al. 2005; Springel 2005) などの物理過程が取り入れられている。ボックスサイズは一辺 $100h^{-1}$ cMpc で、初期状態では質量 $m_{\text{DM}} = 1.1 \times 10^7 h^{-1} M_{\odot}$ 、 $m_{\text{gas}} = 2.2 \times 10^6 h^{-1} M_{\odot}$ のダークマター粒子とガス粒子がそれぞれ 1792^3 個存在する。ソフトニング長は $1.85h^{-1}$ ckpc である。解像できている最小のハロー質量は $M_{\text{halo}} \sim 10^8 M_{\odot}$ である。

輻射輸送計算は、各スナップショットに対して Eide et al. (2018) と同様の方法でポストプロセス的に取り入れている。シミュレーションボックスは 256^3 個のセルに分けられ、各セルの水素、ヘリウムの電離度とガス温度はモンテカルロ輻射輸送コード CRASH (Ciardi et al. 2001; Graziani et al. 2013; Maselli et al. 2009, 2003, Graziani in prep.) を用いて計算される。この時、電離源からの放射は以下のようにして計算する。電離源からの光子は $h\nu = 13.6 \text{ eV} - 2 \text{ keV}$ で 82 個の周波数ビンごとに分けて計算される。タ

イムステップ $\Delta t_{\text{em}}(z)$ 中にとある天体 i から放出される周波数 ν の光子数は、

$$N_{\text{photon},i}(\nu, z) = \frac{S_i(\nu, z)}{L_i(z)} f_{\text{esc}}(\nu) \epsilon_i(z) \Delta t_{\text{em}}(z) \quad (5.4)$$

のように書ける。ここで、 $L_i(z)$ は天体 i から放出される $h_P \nu = 13.6 \text{ eV} - 2 \text{ keV}$ における全光度 (単位 erg s^{-1})、 $S_i(\nu, z)$ はスペクトル (単位 $\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$) である。 $\epsilon_i(z)$ は単位時間あたりに天体から放出される電離光子数であり、ここでは

$$\epsilon_i(z) = \int_{13.6 \text{ eV}/h_P}^{2 \text{ keV}/h_P} \frac{S_i(\nu, z)}{h_P \nu} d\nu \quad (5.5)$$

と書ける。また、 f_{esc} は電離光子の脱出確率であり、ここでは全ての天体に対して $f_{\text{esc}} = 0.15$ と固定する。電離源としては (i) 星、(ii) 中性子星やブラックホールなどの形成する X 線バイナリー、(iii) ISM からの熱制動放射、(iv) AGN を考える。

(i) 星

星のスペクトルは SED 計算コード BPASS (Eldridge & Stanway 2012) を用いて計算する。BPASS ではバイナリ形成が考慮されており、これによって星の外層がはがされるため他のコードに比べて電離光子が放出されやすくなっている。

(ii) X 線バイナリ

X 線バイナリ (XRB) のスペクトルは (Fragos et al. 2013a,b) で得られたものを用いる。X 線バイナリ光度は

$$L^{\text{XRB}} = L^{\text{HMXB}} + L^{\text{LMXB}} \quad (5.6)$$

と high-mass XRB (HMXB) と low-mass XRB (LMXB) の寄与に分ける。近傍銀河の観測では、 L^{HMXB} は銀河の星形成率に、 L^{LMXB} は星質量におおよそ比例することが知られている。ここでは、Fragos et al. (2013a,b) と Madau & Fragos (2017) においてシミュレーションのフィッティングで得られた式

$$\log(L^{\text{HMXB}}/\text{SFR}) = \beta_0 + \beta_1 Z + \beta_2 Z^2 + \beta_3 Z^3 + \beta_4 Z^4 \quad (5.7)$$

$$\log(L^{\text{LMXB}}/M_*) = \gamma_0 + \gamma_1 \log t + \gamma_2 (\log t)^2 + \gamma_3 (\log t)^3 + \gamma_4 (\log t)^4 \quad (5.8)$$

を用いる。ただし、 Z 、 t は金属量と年齢である。

(iii) ISM からの熱的放射

ISM からの放射としては熱制動放射のみを考えて、

$$S^{\text{ISM}}(\nu) = \begin{cases} \text{const.} = C & (h_P \nu \leq kT_{\text{ISM}}) \\ C(h_P \nu/kT_{\text{ISM}})^{-3} & (h_P \nu > kT_{\text{ISM}}) \end{cases} \quad (5.9)$$

とする (Pacucci et al. 2014)。ここでは、ISM の温度を $kT_{\text{ISM}} = 240 \text{ eV}$ ($T_{\text{ISM}} \sim 10^6 \text{ K}$) とする。銀河内の ISM からの放射強度は銀河の星形成率に比例することが知られており、ここでは Mineo et al. (2012) より

$$L^{\text{ISM}}(0.3 - 10 \text{ keV})/\text{SFR} = 7.3 \times 10^{39} \text{ (erg s}^{-1} \text{ M}_{\odot}^{-1} \text{ yr)} \quad (5.10)$$

とする。

(iv) AGN

ブラックホールへの降着率 \dot{M} に対して、光度を

$$L^{\text{BH}} = \eta \dot{M} c^2 \quad (5.11)$$

とする。ただし、 η は放射効率であり、シミュレーション中でのブラックホールの成長とフィードバックのモデルに合致するように $\eta = 0.1$ とする。スペクトルの形 S/L は、Krawczyk et al. (2013) によって得られた $0.064 < z < 5.46$ における 108104 個のクエーサーの平均のスペクトルを用い、赤方偏移依存性は考慮しない。

Eide et al. (2018) では、電離バブルの広がりや電離バブル内の温度は主に星からの放射が支配し、電離バブル外での電離度やガス温度は XRB や ISM の放射が支配していることがわかっている。図 5.1 に、 $z = 7.5$ におけるガス密度分布と輻射輸送計算によって得られたガス温度、電離度、中性水素分布を示す。これより電離バブルが密度の高いところでできていることが確認できる。この時の中性度の平均は $\langle x_{\text{HI}} \rangle = 0.46$ である。

5.2.2 相互相関関数

21 cm 線シグナルの計算には、式 (5.1) を用いる。[OIII] 5007 Å 輝線強度は式 (3.10) を用いる。ただし、電離光子の脱出確率は輻射輸送の計算と同様に $f_{\text{esc}} = 0.15$ とする。[OIII] 5007 Å のように臨界密度が典型的な HII 領域の密度よりも十分高い輝線の場合、単位体積あたりの放射強度は密度の二乗に比例する。一方、本モデルでは密度一定の HII 領域の周りにガスが十分存在するため、個々の HII 領域の体積は密度の逆二乗に比例する。このため [OIII] 5007 Å 輝線強度の密度依存性は小さい。ここでは簡単のため $n_{\text{HII}} = 100 \text{ cm}^{-3}$ とする。[OIII] の観測としては、一つ一つの銀河を検出して得られる個数密度 $n_{\text{OIII}}(\mathbf{r})$ を用いる方法 (5.3.1 節) と特定の空間領域を解像度を落として分光 (intensity mapping) して得られる光度分布 $L_{\text{OIII}}(\mathbf{r})$ を用いる方法 (5.3.2 節) をそれぞれ考える。

式 (5.1) より、21 cm 線と [OIII] ($n_{\text{OIII}}(\mathbf{r})$ または $L_{\text{OIII}}(\mathbf{r})$) の相互相関関数は

$$\begin{aligned} \langle \delta T_{21}(\mathbf{r}) \delta_{\text{OIII}}(\mathbf{r}') \rangle &= T_0 \langle x_{\text{HI}} \rangle [\langle t(\mathbf{r}) \delta_x(\mathbf{r}) \delta_{\text{OIII}}(\mathbf{r}') \rangle \\ &\quad + \langle t(\mathbf{r}) \delta_\rho(\mathbf{r}) \delta_{\text{OIII}}(\mathbf{r}') \rangle + \langle t(\mathbf{r}) \delta_{x\rho}(\mathbf{r}) \delta_{\text{OIII}}(\mathbf{r}') \rangle] \end{aligned} \quad (5.12)$$

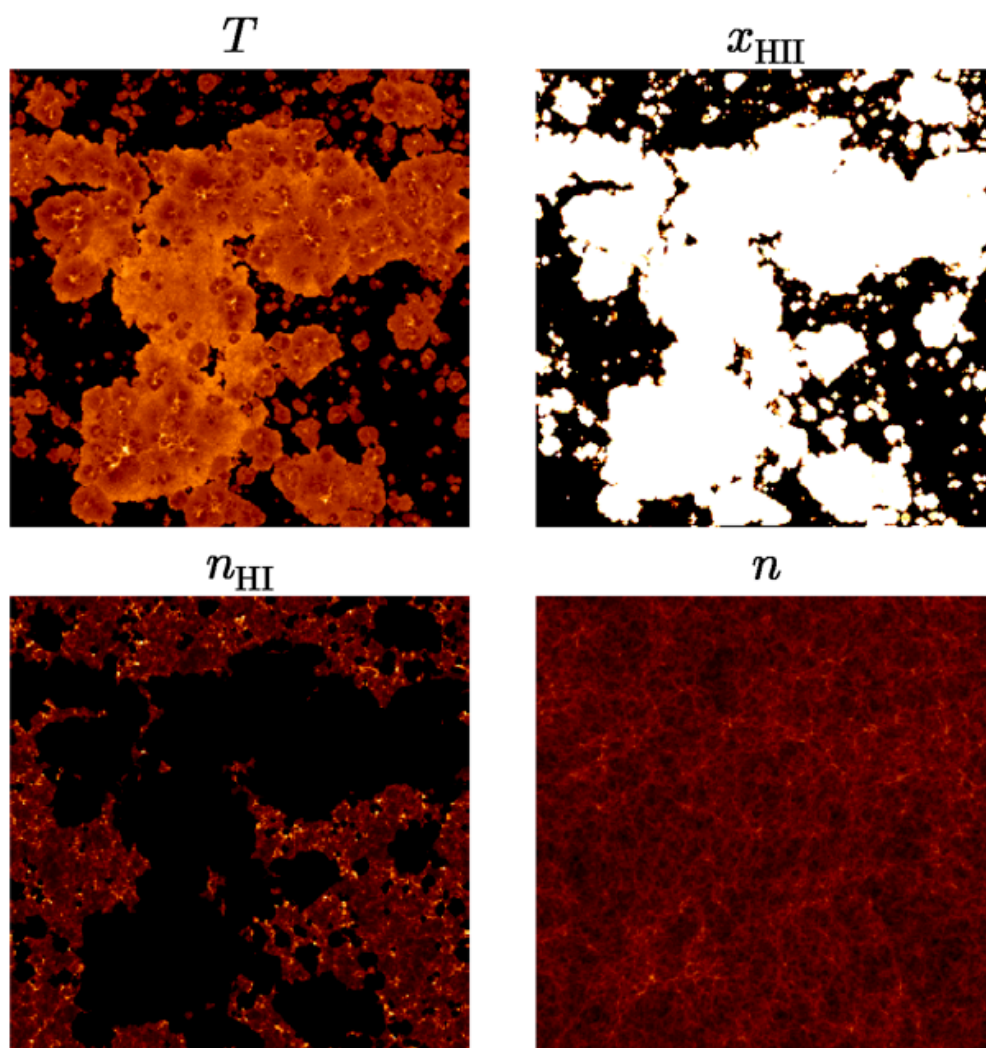


図 5.1: $z = 7.5$ における輻射輸送計算の結果。左上にガス温度、右上に水素の電離度、左下に中性水素密度、右下にガス密度を示す。 $\langle x_{\text{HII}} \rangle = 0.46$ である。電離バブルはガス密度の高いところででき、互いに相関していることがわかる。

のように三つの項に書き下せる。ただし、

$$t(\mathbf{r}) \equiv \frac{T_s(\mathbf{r}) - T_{\text{CMB}}}{T_s(\mathbf{r})} \quad (5.13)$$

$$T_0 \equiv 26 \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.022} \right) \left(\frac{1+z}{10} \frac{0.15}{\Omega_M h^2} \right)^{1/2} \text{ mK} \quad (5.14)$$

とした。これより、温度 T_0 で規格化した相互パワースペクトルは

$$P_{21,\text{OIII}}(k) = \langle x_{\text{HI}} \rangle [P_{tx,\text{OIII}}(k) + P_{t\rho,\text{OIII}}(k) + P_{tx\rho,\text{OIII}}(k)] \quad (5.15)$$

と書き下すことができる。以下では、無次元パワースペクトル

$$\Delta_{21,\text{OIII}}^2(k) = \frac{k^3}{2\pi^2} P_{21,\text{OIII}}(k) \quad (5.16)$$

$$= \langle x_{\text{HI}} \rangle [\Delta_{tx,\text{OIII}}^2(k) + \Delta_{t\rho,\text{OIII}}^2(k) + \Delta_{tx\rho,\text{OIII}}^2(k)] \quad (5.17)$$

を用いる。また、相関の強さを見るために相関係数

$$r_{21,\text{OIII}}(k) \equiv \frac{P_{21,\text{OIII}}(k)}{\sqrt{P_{21}P_{\text{OIII}}}} \quad (5.18)$$

も計算する。これらは、 $\Delta k = 0.2h \text{ cMpc}^{-1}$ でビンわけして計算する。

5.3 結果

以下では、 $z = 7.5$ における結果を述べる。図 5.2 に、 $z = 7.5$ における銀河のハロー質量と [OIII] 5007 Å 輝線強度の関係を示す。ハロー質量を固定した時に見られる輝線強度の分散は主に断続的な星形成活動に起因している。参考として、いくつかの銀河の星形成史を図 5.3 に示す。[OIII] 5007 Å 輝線強度密度は、 $2.6 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1} \text{ cMpc}^{-3}$ であった。 $z = 7.5$ においては $T_s \ll T_{\text{CMB}}$ より、温度揺らぎの寄与が無視できる。以下では、実際には t を考慮した際の結果を示すが、表記の簡略化のため $\Delta_{t\rho-\text{OIII}}^2$ の代わりに $\Delta_{\rho-\text{OIII}}^2$ などと書いて議論を進める。

5.3.1 [OIII] 銀河の個数密度と 21cm 線の相関

まず最初に、銀河の個数密度 $n_{\text{OIII}}(\mathbf{r})$ と 21 cm 線との相互相関関数の振る舞いを見る。図 5.4 左に $L_{\text{min}} = 10^{42} \text{ erg/s}$ 以上の銀河の個数密度と 21 cm 線の相互パワースペクトルと相関係数を示す。パワースペクトルの正負は相関係数の正負から確認することができる。また、式 (5.17) における三つの項 ($\Delta_{\rho,\text{OIII}}^2$ 、 $\Delta_{x,\text{OIII}}^2$ 、 $\Delta_{\rho x,\text{OIII}}^2$) を赤、青、緑の点線で示す。さらに、図 5.4 右に $L_{\text{OIII},5007} > L_{\text{min}}$ の銀河と 21 cm 線強度の分布図を示す。 $L_{\text{min}} = 10^{42} \text{ erg/s}$ は、おおよそ、JWST で検出できる最小のものである (4.3 節)。

大スケール ($k \sim 0.1h \text{ Mpc}^{-1}$) では三つの項のうち $|\Delta_{x,\text{OIII}}^2|$ (青) が最も大きく、 $|\Delta_{21,\text{OIII}}^2|$ (黒) は $|\Delta_{x,\text{OIII}}^2|$ (青) と同様の振る舞いをしている。ただし、 $\Delta_{21,\text{OIII}}^2$ には係数

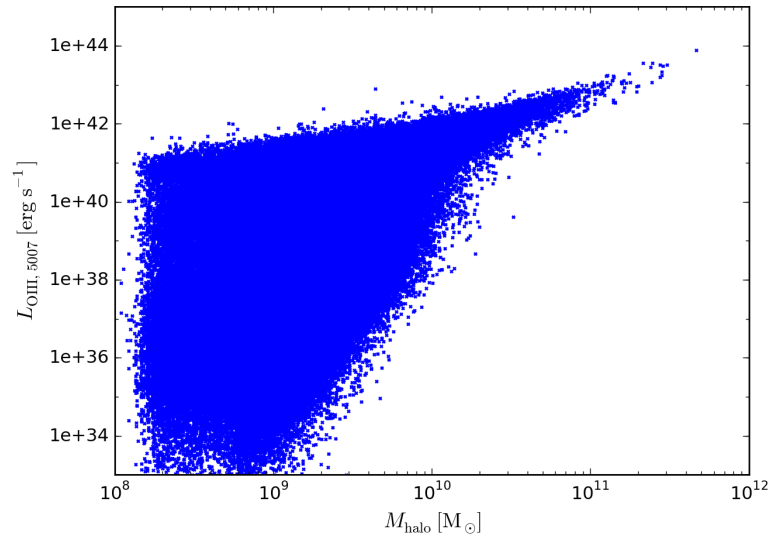


図 5.2: 銀河のハロー質量と [OIII] 5007 Å 輝線強度の関係。

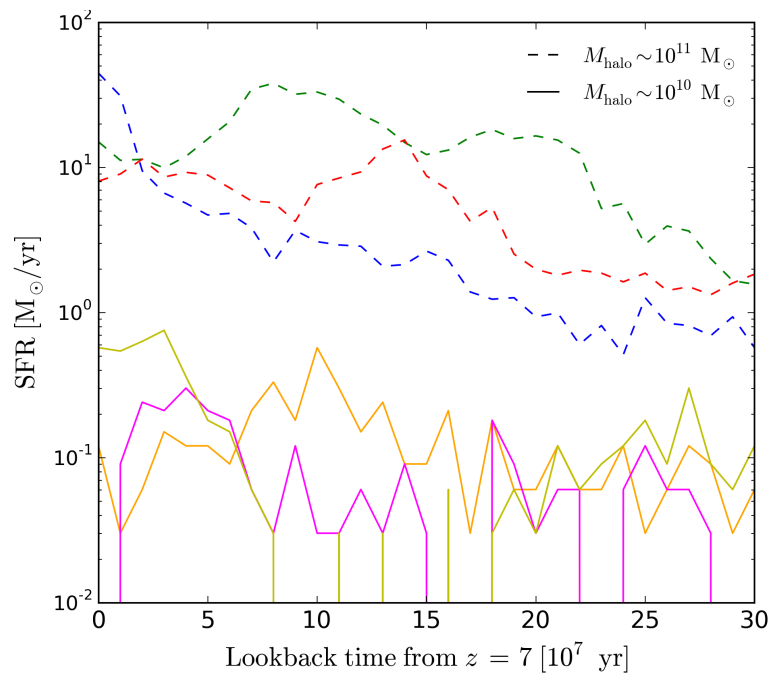


図 5.3: シミュレーション銀河で見られる星形成史の例。点線は $z = 7$ においてハロー質量 $10^{11} M_{\odot}$ 程度の銀河、実線は $10^{10} M_{\odot}$ 程度の銀河に対応する。特にハロー質量の小さい銀河では断続的な星形成活動が顕著に見られる。

42 遠方での 21cm 線と [OIII] 輝線の空間相関

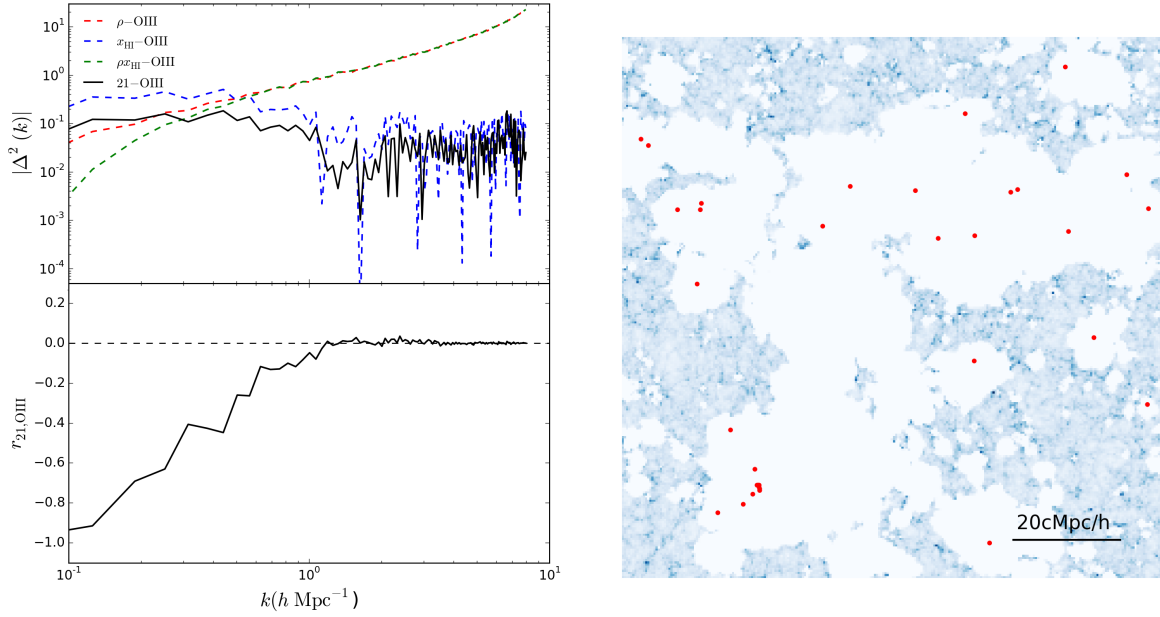


図 5.4: 左: $L_{\text{OIII},5007} > 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ の銀河個数密度と 21cm 強度の相互パワースペクトルと相関係数。右: 中性水素密度のスライスマップ (カラーマップ) と、そのスライスから厚み $\pm 1 h^{-1} \text{ Mpc}$ 以内にある $L_{\text{OIII},5007} > 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ の銀河の分布 (赤点)。

$\langle x \rangle = 0.46$ がかかっていることに注意する。また、小スケール ($k \gtrsim 1 h \text{ Mpc}^{-1}$) でも同様に $\Delta_{x,\text{OIII}}^2 \sim \Delta_{\rho x,\text{OIII}}^2$ となっている。これは、 $\Delta_{x,\text{OIII}}^2$ 以外の項の和 $\Delta_{\rho,\text{OIII}}^2 + \Delta_{\rho x,\text{OIII}}^2$ を考えることで以下のように説明できる (Lidz et al. 2009)。フーリエ変換を FT と表すと、

$$\Delta_{\rho,\text{OIII}}^2 + \Delta_{\rho x,\text{OIII}}^2 \propto \text{FT}[\langle \delta_{\rho}(\mathbf{r}_1) \delta_x(\mathbf{r}_1) \delta_{\text{OIII}}(\mathbf{r}_2) + \delta_{\rho}(\mathbf{r}_1) \delta_{\text{OIII}}(\mathbf{r}_2) \rangle] \quad (5.19)$$

$$= \text{FT}[\langle \delta_{\rho}(\mathbf{r}_1) x_{\text{HI}}(\mathbf{r}_1) \delta_{\text{OIII}}(\mathbf{r}_2) \rangle] \quad (5.20)$$

$$= \text{FT}[\langle \delta_{\rho}(\mathbf{r}_1) x_{\text{HI}}(\mathbf{r}_1) n_{\text{OIII}}(\mathbf{r}_2) \rangle] / \langle n \rangle \quad (5.21)$$

と書ける。ただし、任意の関数 $X(r)$ に対して $k \neq 0$ の時 $\text{FT}[X(r) + \text{const.}] = \text{FT}[X(r)]$ が成り立つことを用いた。 $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ が十分小さい時、点 \mathbf{r}_1 と点 \mathbf{r}_2 の組み合わせとしては (i) いずれもバブル内にある場合と (ii) いずれもバブル外にある場合のみを考えれば良い。(i) $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ がいずれもバブル内にある時は、バブル内はほとんど完全電離しているため $x(\mathbf{r}_1) \sim 0$ であり、(ii) $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ がいずれもバブル外にある時は、バブル外には明るい銀河が存在しないため $n_{\text{OIII}}(\mathbf{r}_2) = 0$ である。結局、小スケールでは

$$\langle \delta_{\rho}(\mathbf{r}_1) x(\mathbf{r}_1) n_{\text{OIII}}(\mathbf{r}_2) \rangle \sim 0 \quad (5.22)$$

となり、 $\Delta_{\rho,\text{OIII}}^2$ と $\Delta_{\rho x,\text{OIII}}^2$ は打ち消し合う。このため、 $\Delta_{21,\text{OIII}}^2 \sim \Delta_{x_{\text{HI}},\text{OIII}}^2$ となる。

そこで、 $\Delta_{x,\text{OIII}}^2$ の振る舞いを理解するために、全ての $L_{\text{OIII},5007} > L_{\text{min}} = 10^{42} \text{ erg/s}$ の銀河の周りに半径 R_{S} の電離バブルが形成され、それ以外の電離源は電離バブルの形成に一切かかわらない場合を考える。簡単のため電離バブルに被りがある場合にも特

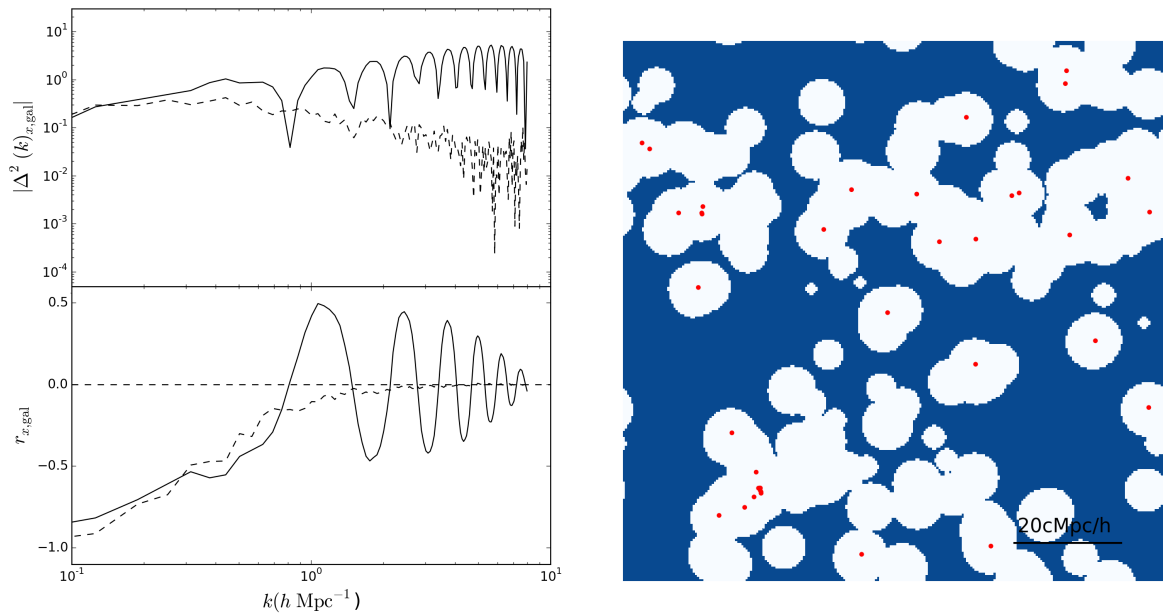


図 5.5: 左: 実線は $L_{\text{OIII},5007} > 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ の銀河の周りに半径 $5h^{-1} \text{ Mpc}$ の一様な電離バブルができたとした時の銀河個数密度と中性度 x_{HI} の相関パワースペクトル。また、実際の中性度を用いたものを点線で示す。右: 中性度のスライスマップ (青) と $\Delta z = 1h^{-1} \text{ Mpc}$ 内の銀河の分布 (赤) の分布。

に電離バブルの広がりには考慮しない。 $R_S = 5h^{-1} \text{ Mpc}$ とすると $\langle x_{\text{HI}} \rangle = 0.52$ となり、 $z = 7.5$ における $\langle x_{\text{HI}} \rangle = 0.46$ と同程度である。この時の電離バブルと銀河のパワースペクトル $\Delta_{x,\text{OIII}}^2$ とそれらの空間分布は図 5.5 に示したようになる。参考のため、実際の $\Delta_{x,\text{OIII}}^2$ を点線で示す。単一バブルサイズの場合、パワースペクトルや相関係数は $k \sim k_S \equiv 2\pi/R_S = 1.25h \text{ Mpc}^{-1}$ で極大値をとって、それ以下のスケールでは周期 k_S で振動する。異なる R_S を用いても同様の振る舞いが見られる。Wiersma et al. (2013) でも単一のバブルサイズのみが存在するモデルを用いた議論がなされており、パワースペクトルに同様の振動が見られている。

実際には明るい銀河 ($L_{\text{OIII},5007} > L_{\text{min}}$) 以外の銀河も電離に寄与しており、図 5.4 右でも確認できるように明るい銀河を囲むバブルは様々なサイズを持つ。様々なバブルサイズの寄与が重なりあうために、実際のパワースペクトルは小スケールでノイズ的に振る舞う。明確な振動は見えないものの、 $\Delta_{21,\text{OIII}}^2 \sim 0$ となるスケールは何らかの形でバブルサイズに対応していると考えられる。このようなスケールを以下では turnover と呼ぶ。図 5.4 左では $k \gtrsim 1h \text{ cMpc}^{-1}$ でパワースペクトルにノイズが見られており、これは $r \sim 6h^{-1} \text{ cMpc}$ に対応する。図 5.4 右では、特に孤立した銀河を取り囲むバブルの半径が $6h^{-1} \text{ cMpc}$ 程度であることがわかる。turnover スケールが実際に電離バブルのどのようなスケール (最小のバブルサイズ、典型的なバブルサイズ、など) に対応しているかを議論するには、Zahn et al. (2007) で採用されている手法などを用いて銀河を取り囲むバブルサイズの個数の分布を調べる必要がある。

44 遠方での 21cm 線と [OIII] 輝線の空間相関

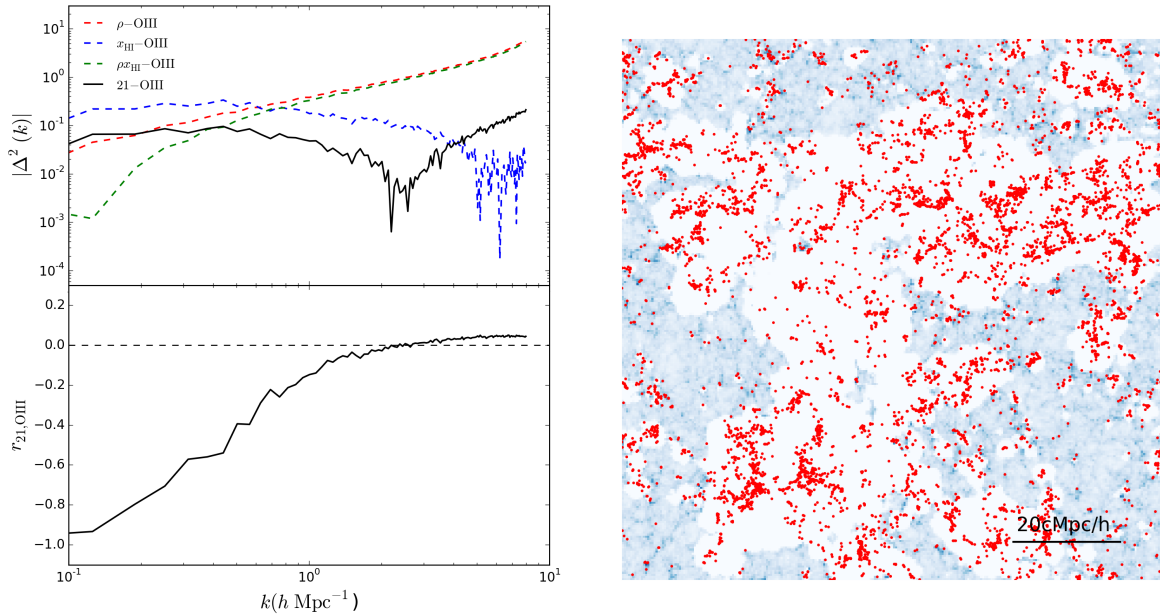


図 5.6: 図 5.4 と同様。ただし、 $L_{\text{OIII},5007} > 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ の銀河の個数密度を用いている。

Urbanec et al. (2016) など多くの先行研究では LAE の個数密度と 21 cm 強度のパワースペクトルにはノイズ的振る舞いはみられず、小スケールで $\Delta^2 > 0$ となっている。しかし、こういった先行研究では銀河からの電離光子数や輝線強度をハロー質量に比例させて計算するなどの解析的な手法を用いており、そのような簡単な取り扱いによってより明確な turnover が見えているのだと考えられる。

次に、より小さい銀河も個々に観測できた場合を考える。 $L_{\text{min}} = 10^{36} \text{ erg/s}$ の場合のパワースペクトルは、図 5.6 左 のようになる。 $\Delta_{x,\text{OIII}}^2$ (青) のノイズの見られるスケールは、銀河の含まれる最小のバブルサイズがより小さくなるため、それに伴って小スケール側に動く。実際、これらの銀河の分布は図 5.6 右 に示したようになり、より暗い銀河は小さいハローにも存在することがわかる。しかし、先ほどと違って $\Delta_{21,\text{OIII}}^2$ は $\Delta_{x,\text{OIII}}^2$ と振る舞いが異なる。これは、より小さな電離バブルの中の銀河も考慮しているために式 (5.21) において r_1 と r_2 がバブルの内外に分かれるような状況も考えなくてはならず、 $\Delta_{\rho,\text{OIII}}^2$ と $\Delta_{\rho x,\text{OIII}}^2$ が打ち消し合わないことに起因している。つまり、小さなバブル中にある銀河と 21 cm 線強度の間の正の相関が小スケールで現れていることになる。これによって、 $L_{\text{min}} = 10^{42} \text{ erg/s}$ の時に見られたようなバブルサイズの情報が消えている。

いろいろな L_{min} に対応するパワースペクトルを図 5.7 に示す。まず大スケールでは L_{min} が大きいほど大スケールでのパワースペクトルの絶対値が大きいことがわかる。これは明るい銀河ほど電離バブルとの相関が強いことを示している。次に、小スケールで見られる、 $\Delta^2 < 0$ から $\Delta = 0$ に切り替わる点 (turnover) に着目すると、 $L_{\text{min}} = L_{\text{th}} \sim 10^{40} \text{ erg/s}$ を境にその振る舞いが変わることがわかる。 $L_{\text{min}} > L_{\text{th}}$ では turnover のスケールが L_{min} とともに大きくなる。これは銀河を囲む最小のバブルサイズがどんどん大きくなるためである。一方、 $L_{\text{min}} < L_{\text{th}}$ では逆に turnover のスケール

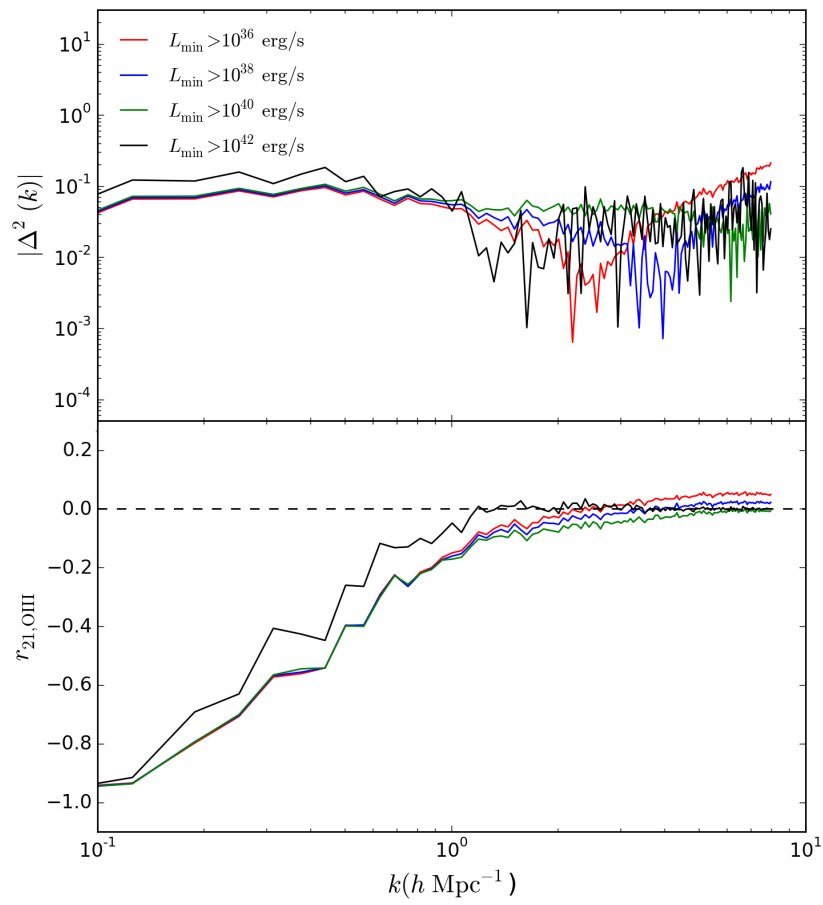


図 5.7: L_{\min} をいろいろにとった時の銀河個数密度と 21cm 強度の相互パワースペクトルと相関係数。

が L_{\min} とともに小さくなる。これは、 L_{\min} が小さいほどよりバブル外にある銀河が多くなるためである。このような L_{\min} に依存した turnover スケールの振る舞いの違いは Lidz et al. (2009) でも指摘されており、 $L_{\text{OIII},5007} < L_{\text{th}}$ の銀河が単体では大きな電離バブルを形成できないことによって生じている。上述したように、 $L_{\min} < L_{\text{th}}$ の場合における turnover のスケールはバブルサイズについての情報を持っているわけではない。

狭帯域撮像などによるサーベイでは、銀河の二次元分布のみが得られる。そこで最後に、二次元データのみが得られた時の相関パワースペクトルを計算する。銀河サーベイとして $\Delta z = 0.1$ の狭帯域撮像を仮定して、シミュレーションボックス中の $L_{\text{OIII},5007} > 10^{42}$ erg/s の銀河分布を z 方向に $50h^{-1}$ cMpc だけつぶして二次元分布を得る。これと対応する z 平面での 21cm 線との二次元相関パワースペクトルを計算した。図 5.8 に示すように、投影したことによって大スケールでの相関が弱まり、相関係数は 0.5 程度となる。

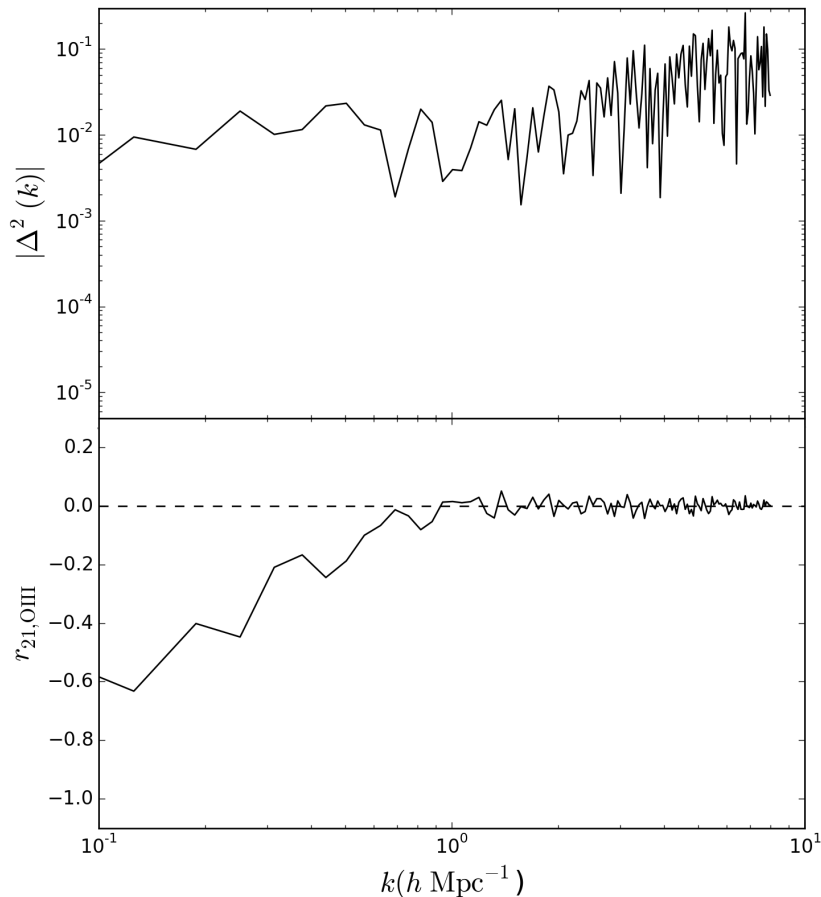


図 5.8: $L_{\text{OIII},5007} > 10^{42}$ の銀河の個数密度と 21cm 強度の二次元相互パワースペクトル。いずれも、 $\Delta z = 50h^{-1}$ cMpc の厚みで三次元マップをつぶして二次元マップを得た。

5.3.2 [OIII] 光度と 21cm 線の相関

次に、[OIII] 光度分布 $L_{\text{OIII}}(r)$ を用いた場合を考える。図 5.9 に、[OIII] 光度と 21 cm 線との三次元相互パワースペクトルを示す。intensity mapping を用いたこの手法では各銀河の [OIII] 強度 L_{OIII} で重み付けているため、パワースペクトルは特に明るい ($L_{\text{min}} \gtrsim 10^{40}$ erg/s) 銀河の個数密度を使った時の結果と同様の振る舞いを見せる。このため、パワースペクトルの振る舞いは [OIII] 銀河の個数密度を用いた時と同様になっている。また、大スケールでの相関の強度は解像度を変えても変わらない。

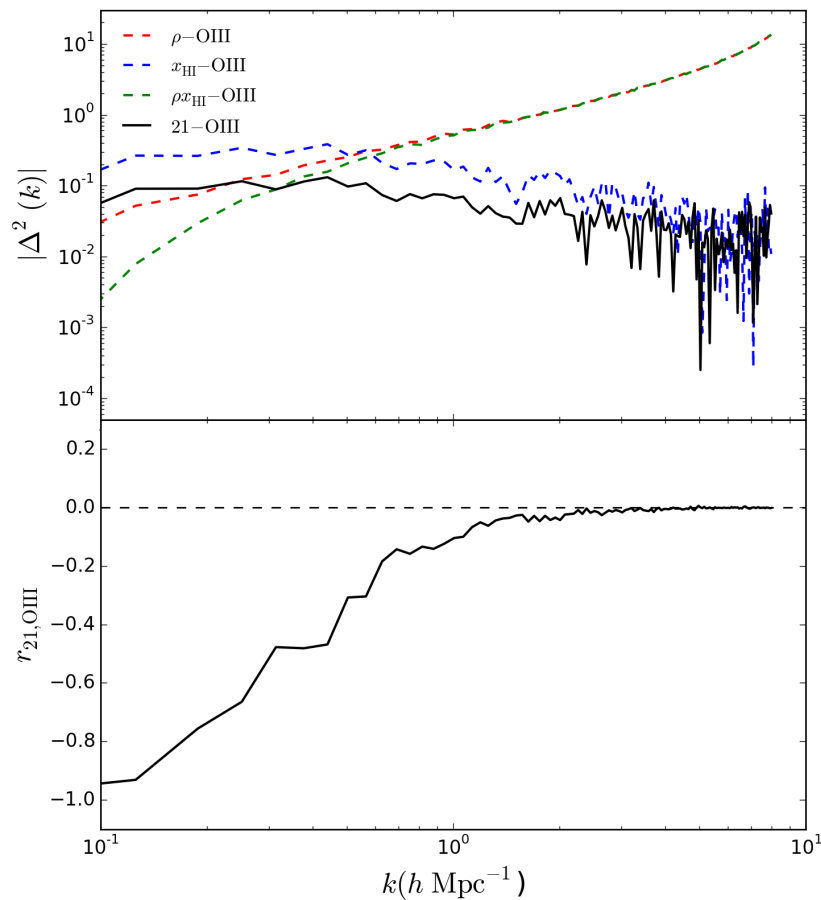


図 5.9: [OIII] 5007 Å 強度と 21cm 強度の相互パワースペクトルと相関係数。

現在 $z > 7$ の [OIII] intensity mapping 観測は予定されていないが、将来の観測でどのような結果が得られるかを予測することは重要である。ここでは簡単のため、[OIII] 輝線、21 cm 線いずれについても干渉計による観測を想定し、観測のノイズは波数によらず、 $k = 0.1h \text{ cMpc}^{-1} \equiv k_N$ でのパワースペクトルの値における値と等しい場合について誤差を見積もる。この時、[OIII] 輝線や 21 cm 線の強度分布観測で得られるパワース

ベクトルの誤差は式 (B.45) で与えられ、

$$\sigma_A^2(k) = \frac{4\pi^2}{k^2 \delta k V_{\text{surv}}} \{P_A^2(k) + P_A^2(k_N)\} \quad (5.23)$$

$$\sigma_{A,B}^2(k) = \frac{1}{2} \times \frac{4\pi^2}{k^2 \delta k V_{\text{surv}}} \{P_{A,B}^2(k) + P_A(k)P_B(k)\} \quad (5.24)$$

となる。ただし A、B は [OIII] または 21 cm 線 を表す。ここでは、 $V_{\text{surv}} = D^2 \times \Delta D$ として、 $D^2 = 100 \text{ deg}^2$ 、 ΔD は $\Delta z \sim 0.2$ となるようにとる。この時誤差付きのパワースペクトルを図 5.10 に示す。このセッティングでは大スケールでは式 (5.23), (5.24) の第一項が第二項に比べて大きいいため、 $\Delta^2 \propto k^3 P$ の誤差は $k^3 \times k^{-1} = k^2$ に比例する。相関係数 $r = P_{A,B} / \sqrt{P_A P_B}$ の計算にはそれぞれのシグナルの自己相関係数が入るため、その誤差の評価には前景の差し引きなどの不定性も考慮する必要がある。

図 5.10 で見られるように、干渉計を用いた観測の場合には小スケールでの不定性が大きくなる。これより、このような観測を用いる場合には大スケールでの相関強度を用いた議論が主に可能である。intensity mapping を用いることの利点は以下の二点が挙げられる。まず、上述したように相関強度は空間解像度によらないため、解像度を悪くして S/N をよくすることで大スケールでの不訂正をより小さくすることができる。また、銀河の個数密度を用いる場合には観測可能な明るさの下限によってパワースペクトルの絶対値が変化するが、強度分布を用いる場合にはそのようなことがない。ただし、解像度を悪くすることによる前景の寄与の変化や、有限の振動数解像度によって強度分布が奥行き方向に積分される効果については慎重に議論する必要がある。

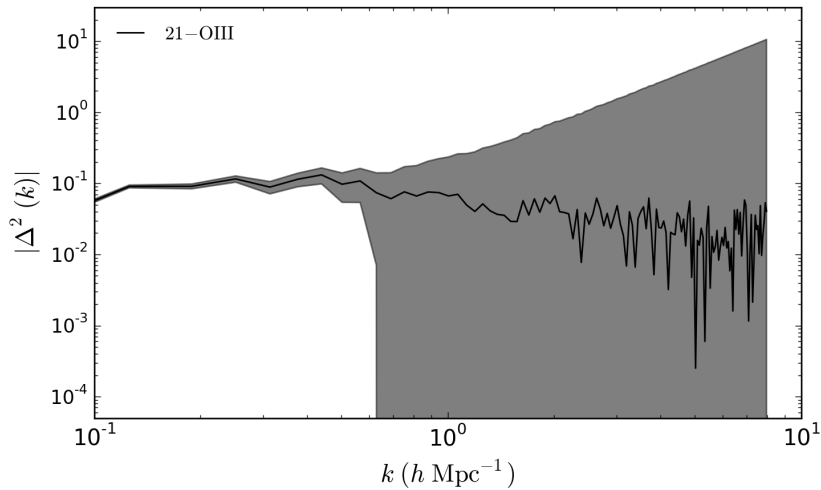


図 5.10: 21cm シグナルと [OIII] 5007Å 強度のパワースペクトル

Chapter 6

異なる波長帯の輝線を用いた輝線診断

最後に、将来の観測で複数の輝線が観測できた場合、銀河の性質がどのように制限できるかを考える。2.4節で見たように、これまで輝線比を用いた様々なISMの診断方法が提案されている。しかし、FIRと可視光など、異なる観測で検出される輝線を組み合わせた方法は提案されていない。これは観測機器の違いやダスト減光に起因する系統誤差がある可能性があるためであったり、そもそも遠方ではどちらの輝線も検出できるような観測器の組み合わせが少ないためである。しかし、遠方銀河は暗いため、多くの場合一部の明るい輝線しか検出できない。そこで、限られた明るい輝線を有効利用して銀河の性質を推定する必要がある。

上述したように、JWSTのNIRCamやNIRSpecでは遠方[OIII] 5007 Å輝線の検出が可能である。そこでここでは、[OIII] 88 μm輝線と[OIII] 5007 Å輝線の輝線比からどのようなことがわかるかを考える。図6.1に、CLOUDYを用いて計算した輝線比 [OIII] 88 μm/5007 Åを示す。比較のため、ほとんど密度のみに依存する輝線比 [OIII] 88 μm/52 μm も示す。色の異なる線はそれぞれ $\log Z/Z_{\odot} = 0.0, -0.4, -0.8, -1.2, -1.6$ かつ $\log U = -2$ での輝線比を表し、それぞれの金属量のもとで $\log U = -3$ と $\log U = -1$ としたときの輝線比で囲まれた部分が塗りつぶされている。表2.2にあるように、[OIII] 88 μm輝線と[OIII] 5007 Å輝線は異なる臨界密度と励起温度を持つため、その輝線比は密度と温度に依存する。[OIII] 88 μm, 5007 Åの臨界密度はそれぞれ $n_{\text{crit}} \sim 500 \text{ cm}^{-3}, 7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ であるため密度が高いほど [OIII] 88 μm が出にくくなり、輝線比 [OIII] 88 μm/5007 Å は $n \sim 500 \text{ cm}^{-3}$ を境に減少し始める。また、[OIII] 88 μm, 5007 Åの励起温度は $T_{\text{exc}} \sim 100 \text{ K}, 3 \times 10^4 \text{ K}$ であるため、温度が高いほど [OIII] 5007 Å が出やすくなり、[OIII] 88 μm/5007 Å は小さくなる。温度は加熱と冷却のつりあいで決まるが、HII領域ではこれらはそれぞれ主に電離パラメータと金属量で記述できると考えて良い。電離パラメータが大きい場合や金属量が小さい場合には温度が高くなり、[OIII] 88 μm/5007 Å は小さくなる。図6.1では、密度、金属量、電離パラメータに縮退がある。しかし、これらの輝線比からある程度パラメータを制限することができる。ここでは簡単のため電離パラメータの依存性を無視する。これは2.4節で見た direct method で用いられているのと同様の仮定である。例えば、[OIII] 88 μm/5007 Å $\gtrsim 0.4$ の場合、高密度解は存在せず $n \lesssim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ かつ $\log Z/Z_{\odot} \gtrsim -0.4$ であることがわかる。一方金属量が十分小さ

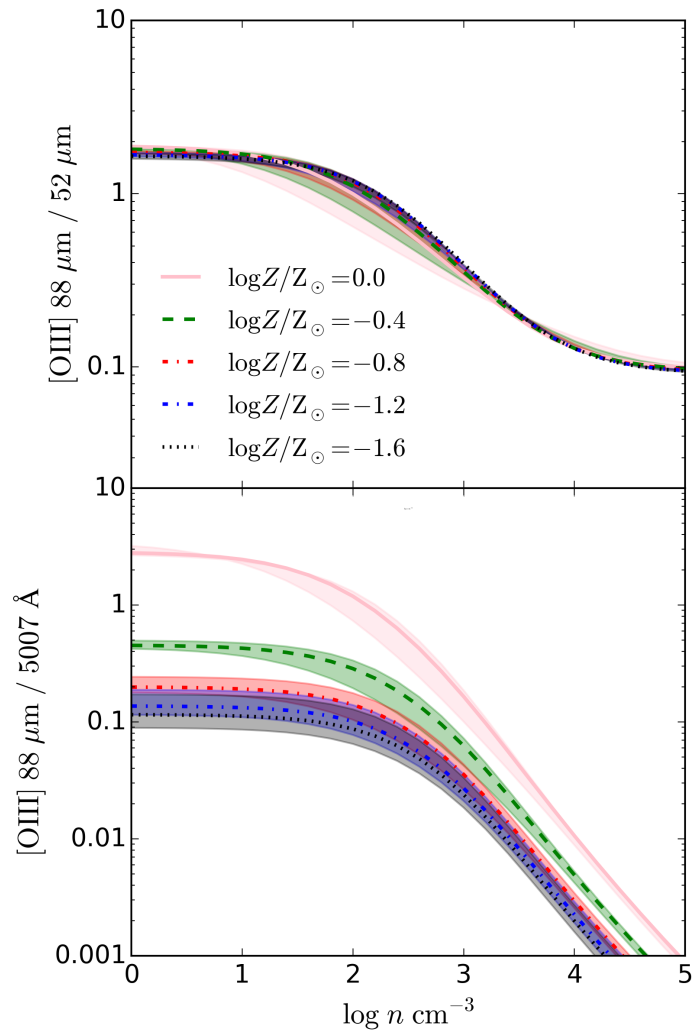


図 6.1: $[\text{OIII}] 88 \mu\text{m}$, $52 \mu\text{m}$, 5007 \AA 輝線の比。各線は金属量 $\log Z/Z_{\odot} = -1.6, -1.2, -0.8, -0.4, 0.0$, $\log U = -2$ における輝線比を表す。また、 $\log U = -3, -1$ とした時の輝線比を上限下限にとって囲まれる部分にそれぞれの金属量に対応する色で影をつけている。

く温度が $T_{\text{exc, OIII}5007} \sim 3 \times 10^4$ K に近づくと、それ以上輝線比は変わらなくなる。このため、 $[\text{OIII}] 88 \mu\text{m} / 5007 \text{ \AA} \ll 0.1$ の場合、 $n > 10^3 \text{ cm}^{-3}$ であることがわかる。

図 6.1 より、 $[\text{OIII}] 52 \mu\text{m}$ は銀河の密度が十分高い場合には $[\text{OIII}] 88 \mu\text{m}$ よりも明るいことがわかる。Sanders et al. (2016) では $z \sim 2$ の典型的な銀河密度が近傍よりも 10 倍程度大きく $\sim 300 \text{ cm}^{-3}$ 程度になることがわかっている。このような傾向がより高赤方偏移でより強く見られれば、既存の高赤方偏移 $[\text{OIII}] 88 \mu\text{m}$ 天体で $[\text{OIII}] 52 \mu\text{m}$ 輝線を検出することが可能である。 $[\text{OIII}] 88 \mu\text{m} / 52 \mu\text{m}$ 比から密度を一意に決めることができれば、 $[\text{OIII}] 88 \mu\text{m} / 5007 \text{ \AA}$ を用いて金属量により制限をつけることができる。

以下、注意すべき点を述べる。まず、この手法では全く異なる波長での輝線を組み合わせているため、ダスト吸収量を正確に見積もる必要がある。しかし、多くの遠方銀河ではダスト量は比較的小さく、可視光であってもダスト吸収が無視できると考えられる。このため、このような手法は特に遠方銀河の解析に適していると言える。また、この手法では冷却源としての金属量を求めているため、酸素原子だけでなく炭素など重要な冷却源となる元素の量が重要である。このため、 $[\text{C/O}]$ などを変えた時に輝線比がどのように変わるかを確かめる必要がある。さらに、ここでは電離源のスペクトルとして星形成率一定のもとで得られたものを用いたが、実際には異なる星形成史も考慮する必要がある。特に若い星が多い場合には温度がより高くなって輝線比が変化すると考えられる。

まとめ

本研究では、遠方 [OIII] 輝線銀河の性質の研究と [OIII] 輝線を用いた将来の観測の予測を行なった。

その結果、以下のことがわかった。

- $z > 7$ の銀河の [OIII] 輝線強度は星形成率にスケールし $L_{\text{OIII},88} > 10^8 L_{\odot}$ の銀河は $\text{SFR} > 10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 、 $Z \sim 0.1 Z_{\odot}$ といった物理量を持ち、ハロー質量は $> 10^{11} M_{\odot}$ であった。高い電離パラメータのために近傍で得られている $L_{\text{OIII},88}$ - SFR 関係から推定されるよりも大きな $L_{\text{OIII},88}$ を持ち、この傾向はすでに観測されている $z > 7$ の銀河にも見られた。このことは遠方銀河は高い電離パラメータを持つことを示唆する。
- $z > 7$ の一部の銀河は 1 kpc 程度の広がった内部構造を持っていた。星形成領域が塊状に形成されている銀河もあり、inside-out 星形成過程があったと考えられる。広がった銀河は 50 km s^{-1} 程度の回転速度を持つディスク構造を持っている。こういった遠方銀河の力学的特徴は、次世代望遠鏡を駆使した高解像度観測によってとらえることができると考えられる。
- [OIII] 輝線銀河はクラスタリングしており、 $z = 7$ の $L_{\text{OIII},88} > 10^7 L_{\odot}$ の銀河の $r = 3h^{-1} \text{ cMpc}$ におけるバイアスは $b = 4.0$ であった。JWST NIRCам を用いた [OIII] 5007 Å 銀河のサーベイを考えたところ、F444W band を用いたグリズムモードでは 10^4 秒積分で一視野 $2 \times 2.2' \times 2.2'$ あたり平均的に 2 個の $z = 6.8 - 9.0$ [OIII] 銀河が $S/N = 5$ で検出され、narrow band F466W を用いた方法では $z \sim 8.3$ [OIII] 銀河が検出されることがわかった。 $z \sim 6$ における $\text{H}\alpha$ 輝線銀河が前景として考えられるが、これらは測光観測を用いることで見分けることができる。
- [OIII] 銀河の個数密度分布と 21 cm 線強度分布は反相関しており、それらの相互パワースペクトルは大スケールで負の成分が見られる。先行研究で指摘されていたような明確な turnover (パワースペクトルの正負が反転する点) は見られず、相互パワースペクトルは小スケールではノイズ的な振る舞いを見せる。[OIII] 光度密度と 21 cm 線の相関パワースペクトルでも銀河個数密度を用いた場合と同様の結果が得られ、この場合には特に大スケールでの相関強度を用いた議論が有効である。
- 輝線比 $r = [\text{OIII}] 88 \mu\text{m} / [\text{OIII}] 5007 \text{ \AA}$ を用いることで HII 領域のガス密度と金属量を制限できる。特に、 $r \gtrsim 0.4$ の時、 $n \lesssim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ かつ $\log Z/Z_{\odot} \gtrsim -0.4$ であ

り、 $r \ll 0.1$ の時、 $n > 10^3 \text{ cm}^{-3}$ であることがわかる。輝線比 $[\text{OIII}] 88 \mu\text{m} / [\text{OIII}] 52 \mu\text{m}$ も得られる場合は密度を一意に決めることができるため、金属量をより制限することができる。異なる波長帯における輝線の組み合わせを用いた ISM の物理状態の推定方法はこれまで提案されていないが、今後の遠方銀河研究において重要になると考えられる。

今後、JWST などの次世代望遠鏡で観測が始まると $z > 9$ における星形成銀河の物理的・化学的特性やその空間分布を知ることができると考えられる。ここで示した結果や輝線診断方法はそういった観測提案の際に役立つだけでなく観測データが得られた際に銀河の特性について解釈するためにも役立つ。

謝辞

本論文を書くにあたり、たくさんの方にお世話になりました。まず、多大な助言をくださり、丁寧にご指導いただいた指導教官の吉田直紀教授に心より感謝申し上げます。副査の嶋作一大准教授、大内正己准教授には、論文作成にあたりご指摘をいただき感謝しております。また、大阪大学の清水一紘さんにはシミュレーションのデータの取り扱い等を丁寧に教えていただき、感謝しております。愛媛大学の長尾透教授、大阪産業大学の井上昭雄准教授、橋本拓也さん、名古屋大学の田村陽一准教授、国立天文台の松尾宏准教授、松田有一助教、東京大学の播金優一さんには、多くの助言をいただきました。大変感謝しております。東京大学宇宙理論研究室、ビッグバン宇宙国際研究センターのみなさまにも研究生生活の中で大変お世話になりました。ありがとうございます。最後に、生活を支えてくれている両親に感謝いたします。

参考文献

- Agertz, O., Kravtsov, A. V., Leitner, S. N., and Gnedin, N. Y., Toward a Complete Accounting of Energy and Momentum from Stellar Feedback in Galaxy Formation Simulations, Jun. 2013, ApJ, 770, 25
- Atek, H., Richard, J., Kneib, J.-P., Clement, B., Egami, E., Ebeling, H., Jauzac, M., Jullo, E., Laporte, N., Limousin, M., and Natarajan, P., Probing the $z > 6$ Universe with the First Hubble Frontier Fields Cluster A2744, May. 2014, ApJ, 786, 60
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., and Terlevich, R., Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects, Feb. 1981, PASP, 93, 5
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., and Ford, H., UV Luminosity Functions at $z \sim 4, 5,$ and 6 from the Hubble Ultra Deep Field and Other Deep Hubble Space Telescope ACS Fields: Evolution and Star Formation History, Dec. 2007, ApJ, 670, 928
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., Labbé, I., van Dokkum, P. G., Trenti, M., Franx, M., Smit, R., Gonzalez, V., and Magee, D., UV-continuum Slopes of $>4000 z \sim 4-8$ Galaxies from the HUDF/XDF, HUDF09, ERS, CANDELS-South, and CANDELS-North Fields, Oct. 2014, ApJ, 793, 115
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., Trenti, M., Labbé, I., Bradley, L., Carollo, M., van Dokkum, P. G., Gonzalez, V., Holwerda, B., Franx, M., Spitler, L., Smit, R., and Magee, D., UV Luminosity Functions at Redshifts $z \sim 4$ to $z \sim 10$: 10,000 Galaxies from HST Legacy Fields, Apr. 2015, ApJ, 803, 34
- Bouwens, R. J., Oesch, P. A., Labbé, I., Illingworth, G. D., Fazio, G. G., Coe, D., Holwerda, B., Smit, R., Stefanon, M., van Dokkum, P. G., Trenti, M., Ashby, M. L. N., Huang, J.-S., Spitler, L., Straatman, C., Bradley, L., and Magee, D., The Bright End of the $z \sim 9$ and $z \sim 10$ UV Luminosity Functions Using All Five CANDELS Fields*, Oct. 2016, ApJ, 830, 67
- Bowler, R. A. A., Dunlop, J. S., McLure, R. J., McCracken, H. J., Milvang-Jensen, B., Furusawa, H., Taniguchi, Y., Le Fèvre, O., Fynbo, J. P. U., Jarvis, M. J., and Häußler, B., The galaxy luminosity function at $z \sim 6$ and evidence for rapid evolution in the bright end from $z \sim 7$ to 5 , Sep. 2015, MNRAS, 452, 1817

- Bowman, J. D., Rogers, A. E. E., Monsalve, R. A., Mozdzen, T. J., and Mahesh, N., An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum, Mar. 2018, *Nature*, 555, 67
- Brammer, G. B., van Dokkum, P. G., Illingworth, G. D., Bouwens, R. J., Labbé, I., Franx, M., Momcheva, I., and Oesch, P. A., A Tentative Detection of an Emission Line at 1.6 μm for the $z \sim 12$ Candidate UDFj-39546284, Mar. 2013, *ApJ*, 765, L2
- Bruzual, G. and Charlot, S., Stellar population synthesis at the resolution of 2003, Oct. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Bunker, A. J., Caruana, J., Wilkins, S. M., Stanway, E. R., Lorenzoni, S., Lacy, M., Jarvis, M. J., and Hickey, S., VLT/XSHOOTER and Subaru/MOIRCS spectroscopy of HUDF.YD3: no evidence for Lyman α emission at $z = 8.55$, Apr. 2013, *MNRAS*, 430, 3314
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., Kinney, A. L., Koornneef, J., and Storchi-Bergmann, T., The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies, Apr. 2000, *ApJ*, 533, 682
- Capak, P., Faisst, A., Vieira, J. D., Tacchella, S., Carollo, M., and Scoville, N. Z., Keck-I MOSFIRE Spectroscopy of the $z \sim 12$ Candidate Galaxy UDFj-39546284, Aug. 2013, *ApJ*, 773, L14
- Carniani, S., Maiolino, R., Pallottini, A., Vallini, L., Pentericci, L., Ferrara, A., Castellano, M., Vanzella, E., Grazian, A., Gallerani, S., Santini, P., Wagg, J., and Fontana, A., Extended ionised and clumpy gas in a normal galaxy at $z = 7.1$ revealed by ALMA, Sep. 2017, *A&A*, 605, A42
- Chabrier, G., Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function, Jul. 2003, *PASP*, 115, 763
- Ciardi, B., Ferrara, A., Marri, S., and Raimondo, G., Cosmological reionization around the first stars: Monte Carlo radiative transfer, Jun. 2001, *MNRAS*, 324, 381
- Cormier, D., Madden, S. C., Lebouteiller, V., Abel, N., Hony, S., Galliano, F., Rémy-Ruyer, A., Bigiel, F., Baes, M., Boselli, A., Chevance, M., Cooray, A., De Looze, I., Doublier, V., Galametz, M., Hughes, T., Karczewski, O. L., Lee, M.-Y., Lu, N., and Spinoglio, L., The Herschel Dwarf Galaxy Survey. I. Properties of the low-metallicity ISM from PACS spectroscopy, Jun. 2015, *A&A*, 578, A53
- Croft, R. A. C., Di Matteo, T., Springel, V., and Hernquist, L., Galaxy morphology, kinematics and clustering in a hydrodynamic simulation of a Λ cold dark matter universe, Nov. 2009, *MNRAS*, 400, 43
- De Looze, I., Cormier, D., Lebouteiller, V., Madden, S., Baes, M., Bendo, G. J., Boquien, M., Boselli, A., Clements, D. L., Cortese, L., Cooray, A., Galametz, M., Galliano, F., Graciá-Carpio, J., Isaak, K., Karczewski, O. L., Parkin, T. J., Pellegrini, E. W.,

- Rémy-Ruyer, A., Spinoglio, L., Smith, M. W. L., and Sturm, E., The applicability of far-infrared fine-structure lines as star formation rate tracers over wide ranges of metallicities and galaxy types, Aug. 2014, *A&A*, 568, A62
- Degraff, C., Di Matteo, T., and Springel, V., Faint-end quasar luminosity functions from cosmological hydrodynamic simulations, Mar. 2010, *MNRAS*, 402, 1927
- Di Matteo, T., Colberg, J., Springel, V., Hernquist, L., and Sijacki, D., Direct Cosmological Simulations of the Growth of Black Holes and Galaxies, Mar. 2008, *ApJ*, 676, 33
- Di Matteo, T., Khandai, N., DeGraf, C., Feng, Y., Croft, R. A. C., Lopez, J., and Springel, V., Cold Flows and the First Quasars, Feb. 2012, *ApJ*, 745, L29
- Di Matteo, T., Springel, V., and Hernquist, L., Energy input from quasars regulates the growth and activity of black holes and their host galaxies, Feb. 2005, *Nature*, 433, 604
- Draine, B. T. 2011, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton University Press)
- Eide, M. B., Graziani, L., Ciardi, B., Feng, Y., Kakiichi, K., and Di Matteo, T., The epoch of cosmic heating by early sources of X-rays, May. 2018, *MNRAS*, 476, 1174
- Eldridge, J. J. and Stanway, E. R., The effect of stellar evolution uncertainties on the rest-frame ultraviolet stellar lines of C IV and He II in high-redshift Lyman-break galaxies, Jan. 2012, *MNRAS*, 419, 479
- Ellis, R. S., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Robertson, B. E., Ono, Y., Schenker, M. A., Koekemoer, A., Bowler, R. A. A., Ouchi, M., Rogers, A. B., Curtis-Lake, E., Schneider, E., Charlot, S., Stark, D. P., Furlanetto, S. R., and Cirasuolo, M., The Abundance of Star-forming Galaxies in the Redshift Range 8.5-12: New Results from the 2012 Hubble Ultra Deep Field Campaign, Jan. 2013, *ApJ*, 763, L7
- Field, G. B., The Spin Temperature of Intergalactic Neutral Hydrogen., May. 1959, *ApJ*, 129, 536
- Finkelstein, S. L., Ryan, Jr., R. E., Papovich, C., Dickinson, M., Song, M., Somerville, R. S., Ferguson, H. C., Salmon, B., Giavalisco, M., Koekemoer, A. M., Ashby, M. L. N., Behroozi, P., Castellano, M., Dunlop, J. S., Faber, S. M., Fazio, G. G., Fontana, A., Grogin, N. A., Hathi, N., Jaacks, J., Kocevski, D. D., Livermore, R., McLure, R. J., Merlin, E., Mobasher, B., Newman, J. A., Rafelski, M., Tilvi, V., and Willner, S. P., The Evolution of the Galaxy Rest-frame Ultraviolet Luminosity Function over the First Two Billion Years, Sep. 2015, *ApJ*, 810, 71
- Fioc, M. and Rocca-Volmerange, B., PEGASE: a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts., Oct. 1997, *A&A*, 326, 950

- Fragos, T., Lehmer, B. D., Naoz, S., Zezas, A., and Basu-Zych, A., Energy Feedback from X-Ray Binaries in the Early Universe, Oct. 2013a, *ApJ*, 776, L31
- Fragos, T., Lehmer, B., Tremmel, M., Tzanavaris, P., Basu-Zych, A., Belczynski, K., Hornschemeier, A., Jenkins, L., Kalogera, V., Ptak, A., and Zezas, A., X-Ray Binary Evolution Across Cosmic Time, Feb. 2013b, *ApJ*, 764, 41
- Graziani, L., Maselli, A., and Ciardi, B., CRASH3: cosmological radiative transfer through metals, May. 2013, *MNRAS*, 431, 722
- Hashimoto, T., Inoue, A. K., Mawatari, K., Tamura, Y., Matsuo, H., Furusawa, H., Harikane, Y., Shibuya, T., Knudsen, K. K., Kohno, K., Ono, Y., Zackrisson, E., Okamoto, T., Kashikawa, N., Oesch, P. A., Ouchi, M., Ota, K., Shimizu, I., Taniguchi, Y., Umehata, H., and Watson, D., “Big Three Dragons”: a $z = 7.15$ Lyman Break-Galaxy Detected in [OIII] $88 \mu\text{m}$, [CII] $158 \mu\text{m}$, and Dust Continuum with ALMA, Jun. 2018a, ArXiv e-prints, arXiv:1806.00486
- Hashimoto, T., Laporte, N., Mawatari, K., Ellis, R. S., Inoue, A. K., Zackrisson, E., Roberts-Borsani, G., Zheng, W., Tamura, Y., Bauer, F. E., Fletcher, T., Harikane, Y., Hatsukade, B., Hayatsu, N. H., Matsuda, Y., Matsuo, H., Okamoto, T., Ouchi, M., Pelló, R., Rydberg, C.-E., Shimizu, I., Taniguchi, Y., Umehata, H., and Yoshida, N., The onset of star formation 250 million years after the Big Bang, May. 2018b, *Nature*, 557, 392
- Hirschmann, M., Charlot, S., Feltre, A., Naab, T., Somerville, R. S., and Choi, E., Synthetic nebular emission from massive galaxies II: ultraviolet-line diagnostics of dominant ionizing sources, Nov. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1811.07909
- Inoue, A. K., Rest-frame ultraviolet-to-optical spectral characteristics of extremely metal-poor and metal-free galaxies, Aug. 2011, *MNRAS*, 415, 2920
- Inoue, A. K., Shimizu, I., Iwata, I., and Tanaka, M., An updated analytic model for attenuation by the intergalactic medium, Aug. 2014a, *MNRAS*, 442, 1805
- Inoue, A. K., Shimizu, I., Tamura, Y., Matsuo, H., Okamoto, T., and Yoshida, N., ALMA Will Determine the Spectroscopic Redshift $z > 8$ with FIR [O III] Emission Lines, Jan. 2014b, *ApJ*, 780, L18
- Inoue, A. K., Tamura, Y., Matsuo, H., Mawatari, K., Shimizu, I., Shibuya, T., Ota, K., Yoshida, N., Zackrisson, E., Kashikawa, N., Kohno, K., Umehata, H., Hatsukade, B., Iye, M., Matsuda, Y., Okamoto, T., and Yamaguchi, Y., Detection of an oxygen emission line from a high-redshift galaxy in the reionization epoch, Jun. 2016, *Science*, 352, 1559
- Ishigaki, M., Kawamata, R., Ouchi, M., Oguri, M., Shimasaku, K., and Ono, Y., Hubble Frontier Fields First Complete Cluster Data: Faint Galaxies at $z \sim 5-10$ for UV Luminosity Functions and Cosmic Reionization, Jan. 2015, *ApJ*, 799, 12

- Kashino, D. and Inoue, A. K., Disentangling the physical parameters of gaseous nebulae and galaxies, Dec. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1812.06939
- Katz, H., Kimm, T., Sijacki, D., and Haehnelt, M. G., Interpreting ALMA observations of the ISM during the epoch of reionization, Jul. 2017, MNRAS, 468, 4831
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Ridgway, S. E., Brinkmann, J., Fukugita, M., Hall, P. B., Ivezić, Ž., Richards, G. T., and Schneider, D. P., The host galaxies of active galactic nuclei, Dec. 2003, MNRAS, 346, 1055
- Kennicutt, Jr., R. C., The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies, May. 1998, ApJ, 498, 541
- Kewley, L. J. and Dopita, M. A., Using Strong Lines to Estimate Abundances in Extragalactic H II Regions and Starburst Galaxies, Sep. 2002, ApJS, 142, 35
- Kewley, L. J., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Heisler, C. A., and Trevena, J., Theoretical Modeling of Starburst Galaxies, Jul. 2001, ApJ, 556, 121
- Khandai, N., Di Matteo, T., Croft, R., Wilkins, S., Feng, Y., Tucker, E., DeGraf, C., and Liu, M.-S., The MassiveBlack-II simulation: the evolution of haloes and galaxies to $z \sim 0$, Jun. 2015, MNRAS, 450, 1349
- Konno, A., Ouchi, M., Ono, Y., Shimasaku, K., Shibuya, T., Furusawa, H., Nakajima, K., Naito, Y., Momose, R., Yuma, S., and Iye, M., Accelerated Evolution of the Ly α Luminosity Function at $z > \sim 7$ Revealed by the Subaru Ultra-deep Survey for Ly α Emitters at $z = 7.3$, Dec. 2014, ApJ, 797, 16
- Kovetz, E. D., Viero, M. P., Lidz, A., Newburgh, L., Rahman, M., Switzer, E., Kamionkowski, M., Aguirre, J., Alvarez, M., Bock, J., Bond, J. R., Bower, G., Bradford, C. M., Breyse, P. C., Bull, P., Chang, T.-C., Cheng, Y.-T., Chung, D., Cleary, K., Corray, A., Crites, A., Croft, R., Doré, O., Eastwood, M., Ferrara, A., Fonseca, J., Jacobs, D., Keating, G. K., Lagache, G., Lakhiani, G., Liu, A., Moodley, K., Murray, N., Pénin, A., Popping, G., Pullen, A., Reichers, D., Saito, S., Saliwanchik, B., Santos, M., Somerville, R., Stacey, G., Stein, G., Villaescusa-Navarro, F., Visbal, E., Weltman, A., Wolz, L., and Zemcov, M., Line-Intensity Mapping: 2017 Status Report, Sep. 2017, arXiv e-prints, arXiv:1709.09066
- Krawczyk, C. M., Richards, G. T., Mehta, S. S., Vogeley, M. S., Gallagher, S. C., Leighly, K. M., Ross, N. P., and Schneider, D. P., Mean Spectral Energy Distributions and Bolometric Corrections for Luminous Quasars, May. 2013, ApJS, 206, 4
- Laporte, N., Ellis, R. S., Boone, F., Bauer, F. E., Quénard, D., Roberts-Borsani, G. W., Pelló, R., Pérez-Fournon, I., and Streblyanska, A., Dust in the Reionization Era: ALMA Observations of a $z = 8.38$ Gravitationally Lensed Galaxy, Mar. 2017, ApJ, 837, L21

- Lebouteiller, V., Cormier, D., Madden, S. C., Galliano, F., Indebetouw, R., Abel, N., Sauvage, M., Hony, S., Contursi, A., Poglitsch, A., Rémy, A., Sturm, E., and Wu, R., Physical conditions in the gas phases of the giant H II region LMC-N 11 unveiled by Herschel . I. Diffuse [C II] and [O III] emission in LMC-N 11B, Dec. 2012, *A&A*, 548, A91
- Lidz, A., Zahn, O., Furlanetto, S. R., McQuinn, M., Hernquist, L., and Zaldarriaga, M., Probing Reionization with the 21 cm Galaxy Cross-Power Spectrum, Jan. 2009, *ApJ*, 690, 252
- Madau, P. and Dickinson, M., Cosmic Star-Formation History, Aug. 2014, *ARA&A*, 52, 415
- Madau, P. and Fragos, T., Radiation Backgrounds at Cosmic Dawn: X-Rays from Compact Binaries, May. 2017, *ApJ*, 840, 39
- Madden, S. C., Rémy, A., Galliano, F., Galametz, M., Bendo, G., Cormier, D., Lebouteiller, V., and Hony, S. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 284, *The Spectral Energy Distribution of Galaxies - SED 2011*, ed. R. J. Tuffs & C. C. Popescu, 141–148
- Maiolino, R., Carniani, S., Fontana, A., Vallini, L., Pentericci, L., Ferrara, A., Vanzella, E., Grazian, A., Gallerani, S., Castellano, M., Cristiani, S., Brammer, G., Santini, P., Wagg, J., and Williams, R., The assembly of ‘normal’ galaxies at $z \sim 7$ probed by ALMA, Sep. 2015, *MNRAS*, 452, 54
- Marigo, P., Chemical yields from low- and intermediate-mass stars: Model predictions and basic observational constraints, Apr. 2001, *A&A*, 370, 194
- Maselli, A., Ciardi, B., and Kanekar, A., CRASH2: coloured packets and other updates, Feb. 2009, *MNRAS*, 393, 171
- Maselli, A., Ferrara, A., and Ciardi, B., CRASH: a radiative transfer scheme, Oct. 2003, *MNRAS*, 345, 379
- Matthee, J. J. A., Sobral, D., Swinbank, A. M., Smail, I., Best, P. N., Kim, J.-W., Franx, M., Milvang-Jensen, B., and Fynbo, J., A 10 deg^2 Lyman α survey at $z=8.8$ with spectroscopic follow-up: strong constraints on the luminosity function and implications for other surveys, May. 2014, *MNRAS*, 440, 2375
- McGreer, I. D., Mesinger, A., and D’Odorico, V., Model-independent evidence in favour of an end to reionization by $z \approx 6$, Feb. 2015, *MNRAS*, 447, 499
- McLure, R. J., Cirasuolo, M., Dunlop, J. S., Foucaud, S., and Almaini, O., The luminosity function, halo masses and stellar masses of luminous Lyman-break galaxies at redshifts $5 < z < 6$, Jun. 2009, *MNRAS*, 395, 2196
- McLure, R. J., Dunlop, J. S., Bowler, R. A. A., Curtis-Lake, E., Schenker, M., Ellis, R. S., Robertson, B. E., Koekemoer, A. M., Rogers, A. B., Ono, Y., Ouchi, M., Charlot, S.,

- Wild, V., Stark, D. P., Furlanetto, S. R., Cirasuolo, M., and Targett, T. A., A new multifield determination of the galaxy luminosity function at $z = 7-9$ incorporating the 2012 Hubble Ultra-Deep Field imaging, Jul. 2013, MNRAS, 432, 2696
- McQuinn, M., Zahn, O., Zaldarriaga, M., Hernquist, L., and Furlanetto, S. R., Cosmological Parameter Estimation Using 21 cm Radiation from the Epoch of Reionization, Dec. 2006, ApJ, 653, 815
- Mineo, S., Gilfanov, M., and Sunyaev, R., X-ray emission from star-forming galaxies - II. Hot interstellar medium, Nov. 2012, MNRAS, 426, 1870
- Mo, H., van den Bosch, F. C., and White, S. 2010, Galaxy Formation and Evolution (Cambridge University Press)
- Nagao, T., Maiolino, R., and Marconi, A., Gas metallicity diagnostics in star-forming galaxies, Nov. 2006, A&A, 459, 85
- Nagao, T., Maiolino, R., Marconi, A., and Matsuhara, H., Metallicity diagnostics with infrared fine-structure lines, Feb. 2011, A&A, 526, A149
- Nakajima, K., Ouchi, M., Shimasaku, K., Hashimoto, T., Ono, Y., and Lee, J. C., First Spectroscopic Evidence for High Ionization State and Low Oxygen Abundance in Ly α Emitters, May. 2013, ApJ, 769, 3
- Nozawa, T., Kozasa, T., Umeda, H., Maeda, K., and Nomoto, K., Dust in the Early Universe: Dust Formation in the Ejecta of Population III Supernovae, Dec. 2003, ApJ, 598, 785
- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., Ammons, S. M., van Dokkum, P. G., Trenti, M., and Labbé, I., First Frontier Field Constraints on the Cosmic Star Formation Rate Density at $z \sim 10$ —The Impact of Lensing Shear on Completeness of High-redshift Galaxy Samples, Jul. 2015, ApJ, 808, 104
- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Carollo, C. M., Illingworth, G. D., Trenti, M., Stiavelli, M., Magee, D., Labbé, I., and Franx, M., Structure and Morphologies of $z \sim 7-8$ Galaxies from Ultra-deep WFC3/IR Imaging of the Hubble Ultra-deep Field, Jan. 2010, ApJ, 709, L21
- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Labbé, I., Franx, M., van Dokkum, P. G., Trenti, M., Stiavelli, M., Gonzalez, V., and Magee, D., Probing the Dawn of Galaxies at $z \sim 9-12$: New Constraints from HUDF12/XDF and CANDELS data, Aug. 2013, ApJ, 773, 75
- Okamoto, T. and Frenk, C. S., The origin of failed subhaloes and the common mass scale of the Milky Way satellite galaxies, Oct. 2009, MNRAS, 399, L174
- Okamoto, T., Frenk, C. S., Jenkins, A., and Theuns, T., The properties of satellite galaxies in simulations of galaxy formation, Jul. 2010, MNRAS, 406, 208

- Okamoto, T., Nemmen, R. S., and Bower, R. G., The impact of radio feedback from active galactic nuclei in cosmological simulations: formation of disc galaxies, Mar. 2008, MNRAS, 385, 161
- Okamoto, T., Shimizu, I., and Yoshida, N., Reproducing cosmic evolution of galaxy population from $z = 4$ to 0, Jul. 2014, PASJ, 66, 70
- Olsen, K., Greve, T. R., Narayanan, D., Thompson, R., Davé, R., Niebla Rios, L., and Stawinski, S., SÍGAME Simulations of the [CII], [OI], and [OIII] Line Emission from Star-forming Galaxies at $z \simeq 6$, Sep. 2017, ApJ, 846, 105
- Osterbrock, D. E. and Ferland, G. J. 2006, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei ()
- Ota, K., Walter, F., Ohta, K., Hatsukade, B., Carilli, C. L., da Cunha, E., González-López, J., Decarli, R., Hodge, J. A., Nagai, H., Egami, E., Jiang, L., Iye, M., Kashikawa, N., Riechers, D. A., Bertoldi, F., Cox, P., Neri, R., and Weiss, A., ALMA Observation of 158 μm [C II] Line and Dust Continuum of a $z = 7$ Normally Star-forming Galaxy in the Epoch of Reionization, Sep. 2014, ApJ, 792, 34
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., Simpson, C., Saito, T., Ueda, Y., Furusawa, H., Sekiguchi, K., Yamada, T., Kodama, T., Kashikawa, N., Okamura, S., Iye, M., Takata, T., Yoshida, M., and Yoshida, M., The Subaru/XMM-Newton Deep Survey (SXDS). IV. Evolution of Ly α Emitters from $z = 3.1$ to 5.7 in the 1 deg² Field: Luminosity Functions and AGN, Jun. 2008, ApJS, 176, 301
- Ouchi, M., Mobasher, B., Shimasaku, K., Ferguson, H. C., Fall, S. M., Ono, Y., Kashikawa, N., Morokuma, T., Nakajima, K., Okamura, S., Dickinson, M., Giavalisco, M., and Ohta, K., Large Area Survey for $z = 7$ Galaxies in SDF and GOODS-N: Implications for Galaxy Formation and Cosmic Reionization, Dec. 2009, ApJ, 706, 1136
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., Saito, T., Yoshida, M., Akiyama, M., Ono, Y., Yamada, T., Ota, K., Kashikawa, N., Iye, M., Kodama, T., Okamura, S., Simpson, C., and Yoshida, M., Statistics of 207 Ly α Emitters at a Redshift Near 7: Constraints on Reionization and Galaxy Formation Models, Nov. 2010, ApJ, 723, 869
- Ouchi, M., Ellis, R., Ono, Y., Nakanishi, K., Kohno, K., Momose, R., Kurono, Y., Ashby, M. L. N., Shimasaku, K., Willner, S. P., Fazio, G. G., Tamura, Y., and Iono, D., An Intensely Star-forming Galaxy at $z \sim 7$ with Low Dust and Metal Content Revealed by Deep ALMA and HST Observations, Dec. 2013, ApJ, 778, 102
- Pacucci, F., Mesinger, A., Mineo, S., and Ferrara, A., The X-ray spectra of the first galaxies: 21 cm signatures, Sep. 2014, MNRAS, 443, 678
- Panuzzo, P., Bressan, A., Granato, G. L., Silva, L., and Danese, L., Dust and nebular emission. I. Models for normal galaxies, Oct. 2003, A&A, 409, 99

- Planck Collaboration XIII, Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters, Sep. 2016, *A&A*, 594, A13
- Planck Collaboration XVI, Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters, Nov. 2014, *A&A*, 571, A16
- Portinari, L., Chiosi, C., and Bressan, A., Galactic chemical enrichment with new metallicity dependent stellar yields, Jun. 1998, *A&A*, 334, 505
- Robertson, B. E., Furlanetto, S. R., Schneider, E., Charlot, S., Ellis, R. S., Stark, D. P., McLure, R. J., Dunlop, J. S., Koekemoer, A., Schenker, M. A., Ouchi, M., Ono, Y., Curtis-Lake, E., Rogers, A. B., Bowler, R. A. A., and Cirasuolo, M., New Constraints on Cosmic Reionization from the 2012 Hubble Ultra Deep Field Campaign, May. 2013, *ApJ*, 768, 71
- Salmon, B., Papovich, C., Finkelstein, S. L., Tilvi, V., Finlator, K., Behroozi, P., Dahlen, T., Davé, R., Dekel, A., Dickinson, M., Ferguson, H. C., Giavalisco, M., Long, J., Lu, Y., Mobasher, B., Reddy, N., Somerville, R. S., and Wechsler, R. H., The Relation between Star Formation Rate and Stellar Mass for Galaxies at $3.5 \leq z \leq 6.5$ in CANDELS, Feb. 2015, *ApJ*, 799, 183
- Salpeter, E. E., The Luminosity Function and Stellar Evolution., Jan. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sanders, R. L., Shapley, A. E., Kriek, M., Reddy, N. A., Freeman, W. R., Coil, A. L., Siana, B., Mobasher, B., Shivaee, I., Price, S. H., and de Groot, L., The MOSDEF Survey: Electron Density and Ionization Parameter at $z \sim 2.3$, Jan. 2016, *ApJ*, 816, 23
- Schaerer, D., Boone, F., Zamojski, M., Staguhn, J., Dessauges-Zavadsky, M., Finkelstein, S., and Combes, F., New constraints on dust emission and UV attenuation of $z = 6.5$ - 7.5 galaxies from millimeter observations, Feb. 2015, *A&A*, 574, A19
- Schaye, J., Dalla Vecchia, C., Booth, C. M., Wiersma, R. P. C., Theuns, T., Haas, M. R., Bertone, S., Duffy, A. R., McCarthy, I. G., and van de Voort, F., The physics driving the cosmic star formation history, Mar. 2010, *MNRAS*, 402, 1536
- Schmidt, M., The Rate of Star Formation., Mar. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., and Adelberger, K. L., Rest-Frame Ultraviolet Spectra of $z \sim 3$ Lyman Break Galaxies, May. 2003, *ApJ*, 588, 65
- Shibuya, T., Ouchi, M., and Harikane, Y., Morphologies of $\sim 190,000$ Galaxies at $z = 0$ - 10 Revealed with HST Legacy Data. I. Size Evolution, Aug. 2015, *ApJS*, 219, 15
- Shimizu, I., Inoue, A. K., Okamoto, T., and Yoshida, N., Physical properties of UDF12 galaxies in cosmological simulations, May. 2014, *MNRAS*, 440, 731

- Shimizu, I., Inoue, A. K., Okamoto, T., and Yoshida, N., Nebular line emission from $z > 7$ galaxies in a cosmological simulation: rest-frame UV to optical lines, Oct. 2016, MNRAS, 461, 3563
- Silva, M., Santos, M. G., Cooray, A., and Gong, Y., Prospects for Detecting C II Emission during the Epoch of Reionization, Jun. 2015, ApJ, 806, 209
- Smit, R., Bouwens, R. J., Carniani, S., Oesch, P. A., Labbé, I., Illingworth, G. D., van der Werf, P., Bradley, L. D., Gonzalez, V., Hodge, J. A., Holwerda, B. W., Maiolino, R., and Zheng, W., Rotation in [C II]-emitting gas in two galaxies at a redshift of 6.8, Jan. 2018, Nature, 553, 178
- Springel, V., The cosmological simulation code GADGET-2, Dec. 2005, MNRAS, 364, 1105
- Springel, V. and Hernquist, L., Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation, Feb. 2003, MNRAS, 339, 289
- Springel, V., White, S. D. M., Tormen, G., and Kauffmann, G., Populating a cluster of galaxies - I. Results at $z=0$, Dec. 2001, MNRAS, 328, 726
- Stark, D. P., Galaxies in the First Billion Years After the Big Bang, Sep. 2016, ARA&A, 54, 761
- Stinson, G. S., Brook, C., Macciò, A. V., Wadsley, J., Quinn, T. R., and Couchman, H. M. P., Making Galaxies In a Cosmological Context: the need for early stellar feedback, Jan. 2013, MNRAS, 428, 129
- Tamura, Y., Mawatari, K., Hashimoto, T., Inoue, A. K., Zackrisson, E., Christensen, L., Binggeli, C., Matsuda, Y., Matsuo, H., Takeuchi, T. T., Asano, R. S., Shimizu, I., Okamoto, T., Yoshida, N., Lee, M., Shibuya, T., Taniguchi, Y., Umehata, H., Hatsukade, B., Kohno, K., and Ota, K., Detection of the Far-infrared [O III] and Dust Emission in a Galaxy at Redshift 8.312: Early Metal Enrichment in the Heart of the Reionization Era, Jun. 2018, ArXiv e-prints, arXiv:1806.04132
- Todini, P. and Ferrara, A., Dust formation in primordial Type II supernovae, Aug. 2001, MNRAS, 325, 726
- Trebtsch, M., Blaizot, J., Rosdahl, J., Devriendt, J., and Slyz, A., Fluctuating feedback-regulated escape fraction of ionizing radiation in low-mass, high-redshift galaxies, Sep. 2017, MNRAS, 470, 224
- Vallini, L., Gallerani, S., Ferrara, A., Pallottini, A., and Yue, B., On the [CII]-SFR Relation in High Redshift Galaxies, Nov. 2015, ApJ, 813, 36
- Vrbanec, D., Ciardi, B., Jelić, V., Jensen, H., Zaroubi, S., Fernandez, E. R., Ghosh, A., Iliev, I. T., Kakiichi, K., Koopmans, L. V. E., and Mellema, G., Predictions for the 21 cm-galaxy cross-power spectrum observable with LOFAR and Subaru, Mar. 2016, MNRAS, 457, 666

- Walter, F., Decarli, R., Carilli, C., Riechers, D., Bertoldi, F., Weiß, A., Cox, P., Neri, R., Maiolino, R., Ouchi, M., Egami, E., and Nakanishi, K., Evidence for Low Extinction in Actively Star-forming Galaxies at $z > 6.5$, Jun. 2012, *ApJ*, 752, 93
- Wiersma, R. P. C., Schaye, J., and Smith, B. D., The effect of photoionization on the cooling rates of enriched, astrophysical plasmas, Feb. 2009, *MNRAS*, 393, 99
- Wiersma, R. P. C., Ciardi, B., Thomas, R. M., Harker, G. J. A., Zaroubi, S., Bernardi, G., Brentjens, M., de Bruyn, A. G., Daiboo, S., Jelic, V., Kazemi, S., Koopmans, L. V. E., Labropoulos, P., Martinez, O., Mellema, G., Offringa, A., Pandey, V. N., Schaye, J., Veligatla, V., Vedantham, H., and Yatawatta, S., LOFAR insights into the epoch of reionization from the cross-power spectrum of 21 cm emission and galaxies, Jul. 2013, *MNRAS*, 432, 2615
- Xu, C. and Buat, V., Are spiral disks really opaque?, Jan. 1995, *A&A*, 293, astro-ph/9411101
- Yan, H., Yan, L., Zamojski, M. A., Windhorst, R. A., McCarthy, P. J., Fan, X., Röttgering, H. J. A., Koekemoer, A. M., Robertson, B. E., Davé, R., and Cai, Z., Probing Very Bright End of Galaxy Luminosity Function at $z > \sim 7$ Using Hubble Space Telescope Pure Parallel Observations, Feb. 2011, *ApJ*, 728, L22
- Yue, B., Ferrara, A., Pallottini, A., Gallerani, S., and Vallini, L., Intensity mapping of [C II] emission from early galaxies, Jul. 2015, *MNRAS*, 450, 3829
- Zahn, O., Lidz, A., McQuinn, M., Dutta, S., Hernquist, L., Zaldarriaga, M., and Furlanetto, S. R., Simulations and Analytic Calculations of Bubble Growth during Hydrogen Reionization, Jan. 2007, *ApJ*, 654, 12
- Zaldarriaga, M., Furlanetto, S. R., and Hernquist, L., 21 Centimeter Fluctuations from Cosmic Gas at High Redshifts, Jun. 2004, *ApJ*, 608, 622
- Zheng, W., Postman, M., Zitrin, A., Moustakas, J., Shu, X., Jouvel, S., Høst, O., Molino, A., Bradley, L., Coe, D., Moustakas, L. A., Carrasco, M., Ford, H., Benítez, N., Lauer, T. R., Seitz, S., Bouwens, R., Koekemoer, A., Medezinski, E., Bartelmann, M., Broadhurst, T., Donahue, M., Grillo, C., Infante, L., Jha, S. W., Kelson, D. D., Lahav, O., Lemze, D., Melchior, P., Meneghetti, M., Merten, J., Nonino, M., Ogaz, S., Rosati, P., Umetsu, K., and van der Wel, A., A magnified young galaxy from about 500 million years after the Big Bang, Sep. 2012, *Nature*, 489, 406
- Zitrin, A., Labbé, I., Belli, S., Bouwens, R., Ellis, R. S., Roberts-Borsani, G., Stark, D. P., Oesch, P. A., and Smit, R., Lyman α Emission from a Luminous $z = 8.68$ Galaxy: Implications for Galaxies as Tracers of Cosmic Reionization, Sep. 2015, *ApJ*, 810, L12

付録 A

銀河形成理論

A.1 ビリアル平衡

初期宇宙で生成された密度ゆらぎが自己重力によって成長すると、重力的に束縛されたハローが形成される。ここでは、定常状態の無衝突系でのポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの関係を導く。

無衝突系では、分布関数 $f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{v}, t)$ に対してボルツマン方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{x}} - \frac{\partial \Phi}{\partial \boldsymbol{x}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}} = 0 \quad (\text{A.1})$$

が成り立つ。 $\boldsymbol{x} \cdot \boldsymbol{v}$ をかけて $(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{v})$ 空間上で積分すると、 $\int d^3v f = \rho$ 、 $\int d^3v f v^2 = \langle v^2 \rangle$ などより

$$\frac{d}{dt} \int d^3x \rho x_i \cdot \langle \boldsymbol{v}_i \rangle + \int d^3x \rho x_i \frac{\partial v_i v_j}{\partial x_j} - \int d^3x \rho x_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} \int d^3x \rho x^2 + \int d^3x \rho \langle v^2 \rangle - \int d^3x \rho \Phi = 0 \quad (\text{A.3})$$

となる。重力相互作用のみの場合、運動エネルギー K とポテンシャルエネルギー W は

$$K = \frac{1}{2} \int d^3x \rho v^2 \quad (\text{A.4})$$

$$W = - \int d^3x \rho \Phi \quad (\text{A.5})$$

と書ける。さらに

$$I \equiv \int d^3x \rho x^2 \quad (\text{A.6})$$

とすると、

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} + 2K + W = 0 \quad (\text{A.7})$$

となる。これをビリアル定理という。特に定常状態においては、

$$2K + W = 0 \quad (\text{A.8})$$

となり、系の総エネルギー E は

$$E = K + W = -K = \frac{1}{2}W \quad (\text{A.9})$$

と書ける。

球対称な一様密度の球が平衡状態にある場合を考える。質量を M 、半径を R 、速度分散を σ^2 とすると、 $\Phi(r) = 3GMr^2/R^3$ より

$$K = \frac{1}{2}\sigma^2 \quad (\text{A.10})$$

$$W = -\frac{3GM^2}{5R} \quad (\text{A.11})$$

となる。ビリアル定理より、

$$\sigma^2 = \frac{3GM}{5R} \quad (\text{A.12})$$

となる。速度分散 σ^2 が与えられた時に定まる質量

$$M_{\text{vir}} = \frac{5R\sigma^2}{3G} \quad (\text{A.13})$$

をビリアル質量という。また、

$$\frac{1}{2}\mu m_{\text{H}}\sigma^2 = \frac{3}{2}k_{\text{B}}T_{\text{vir}} \quad (\text{A.14})$$

で定義される温度をビリアル温度といい、球対称の場合ビリアル質量とビリアル温度は

$$T_{\text{vir}} = \frac{\mu m_{\text{H}}\sigma^2}{3k_{\text{B}}} = \frac{GM\mu m_{\text{H}}}{5k_{\text{B}}R} \quad (\text{A.15})$$

という関係にある。

A.2 冷却と加熱

ビリアル平衡に達したのち、ガスは連続の式、オイラー方程式、エネルギー方程式、状態方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\left(\nabla \Phi + \frac{\nabla P}{\rho} \right) \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{v^2}{2} + \mathcal{E} \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \left(\frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho} + E \right) \mathbf{v} \right] + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi = \mathcal{H} - \mathcal{C} \quad (\text{A.18})$$

に従う。また、重力ポテンシャル Φ はポアソン方程式

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho_{\text{tot}} \quad (\text{A.19})$$

に従う。 \mathcal{H}, \mathcal{C} は単位体積あたりの加熱率と冷却率であり、以下のような加熱冷却過程がある。

(a) コンプトン冷却

温度 T_e のプラズマに温度 T_γ の背景放射が当たるとコンプトン散乱によって温度が下がる。 $T_\gamma \ll T_e$ の時、冷却率は

$$\mathcal{C}_{\text{Comp}} = \frac{4k_B T_e}{m_e c^2} c \sigma_T n_e a_r T_\gamma^4 \quad (\text{A.20})$$

書ける。冷却のタイムスケールは、単位体積あたりのガスの運動エネルギーと単位時間あたりの冷却率の比から得られて

$$t_{\text{Comp}} \sim \frac{3k_B T_e n_e}{\mathcal{C}_{\text{Comp}}} = \frac{3m_e c}{4\sigma_T a_r T_\gamma^4} \quad (\text{A.21})$$

となる。 $\mathcal{C}_{\text{Comp}} \propto T_\gamma^4$ より、CMB 光子を考える場合には CMB 温度の高い高赤方偏移で吸収がよく効くことがわかる。冷却のタイムスケールと宇宙年齢 t の比は

$$\frac{t_{\text{Comp}}}{t} \sim 350 \Omega_{m,0}^{1/2} h (1+z)^{-5/2} \quad (\text{A.22})$$

と書け、 $z \sim 6$ で $t_{\text{Comp}}/t \sim 1$ となる。

(b) 放射冷却

温度が $T > 10^6$ K と十分高く、ガスが電離している場合には電子がイオンによって加速され制動放射（自由-自由放射）が起きる。水素のみからなるガスの場合、制動放射による冷却率は

$$\mathcal{C}_{\text{ff}} \sim 1.4 \times 10^{-23} \left(\frac{T_e}{10^8 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^2 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{A.23})$$

となる。 $T \lesssim 10^6$ K ではこれ以外にも衝突電離、衝突励起、再結合によって冷却される。さらに、 $T \lesssim 10^4$ K では微細構造準位への衝突励起や CO や H₂ 分子などの回転、振動準位への衝突励起による冷却が起きる。こういった冷却は主に二体相互作用によって起きるため、冷却率は密度の二乗に比例する。一般に、冷却率を密度の二乗で割ったもの

$$\Lambda(T) \equiv \frac{\mathcal{C}}{n^2} \quad (\text{A.24})$$

を冷却関数という。図 A.1 に冷却関数の一例を示す。 $T = 10^4 - 10^7$ K で様々な元素による冷却が見られ、十分高い温度では制動放射による冷却 $\Lambda \propto T^{1/2}$ が効いている。

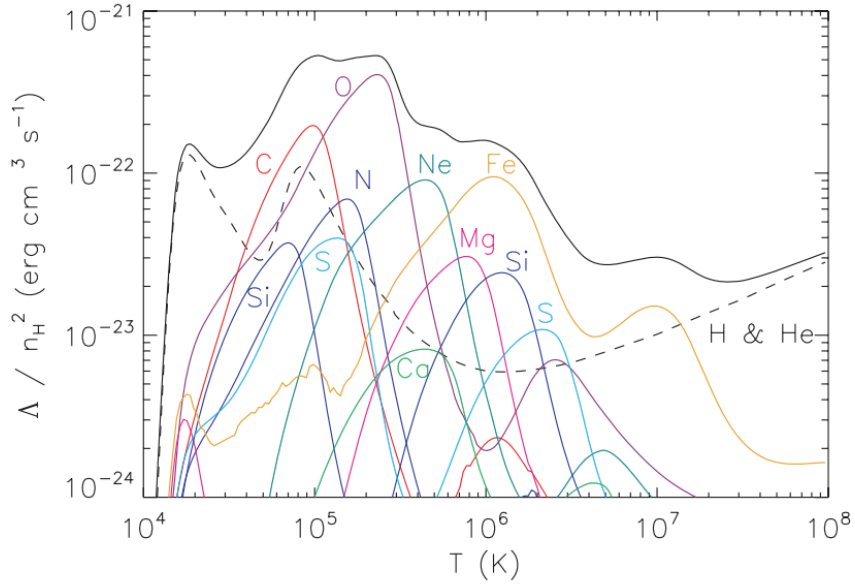


図 A.1: Wiersma et al. (2009) による衝突電離平衡における冷却関数。点線は H と He のみからなる気体、実線は金属も含む気体における冷却関数。色のついた実線は各原子の寄与を表す。

(c) 光電加熱

衝突だけでなく、光子の吸収によっても原子や分子は電離する。これを光電離 (Photoionization) という。光子のエネルギーが電離に必要なエネルギーよりも大きいと、超過分はガスの運動エネルギーに変換されるためガスは加熱される。元素 i の光電離による加熱率は電離光子場の強度 $J(\nu)$ 、ガスの密度 n_i 、光電離の衝突断面積 $\sigma_{\text{phot},i}$ を用いて

$$\mathcal{H}_i = n_i \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J(\nu)}{h\nu} \sigma_{\text{phot},i}(\nu) (h\nu - h\nu_i) d\nu \quad (\text{A.25})$$

と書ける。

ガス密度や温度が十分大きいと、冷却が効いて温度が下がり、ガス球は収縮する。しかし、冷却のタイムスケールが長いとビリアル平衡を保って $T \propto R^{-1}$ (式 (A.15)) と収縮するほど温度が高くなるため、効率的に冷えることができない。効率的に冷えるには、冷却のタイムスケール

$$t_{\text{cool}} = \frac{\frac{3}{2}nk_B T}{n^2 \Lambda(T)} \sim 3.3 \times 10^9 \frac{T_6}{n_{-3} \Lambda_{-23}(T)} \text{ yr} \quad (\text{A.26})$$

が力学的なタイムスケール

$$t_{\text{dyn}} = \sqrt{\frac{3\pi}{16G\rho}} \sim 2.1 \times 10^9 f_{\text{gas}}^{1/2} n_{-3}^{-1/2} \text{ yr} \quad (\text{A.27})$$

に比べて小さければ良い。ビリアル平衡では $T_{\text{vir}} = GM\mu m_{\text{H}}/5k_{\text{B}}R$ 、 $R = (3M/4\pi\mu m_{\text{H}}n)^{1/3}$ より $M_{\text{gas}} \propto T^{3/2}n^{-1/2}$ と表すことができ、これと $t_{\text{cool}} < t_{\text{dyn}}$ からガス質量の上限として $M \sim 10^{12} M_{\odot}$ が得られる。 $z = 0$ での大質量銀河のハロー質量がこれと同等であることから、銀河形成において冷却が重要な役割を果たしていることがわかる。さらに、 $n \propto (1+z)^3$ より $t_{\text{cool}} \propto (1+z)^{-3}$ 、 $t_{\text{dyn}} \propto (1+z)^{-3/2}$ であるため、高赤方偏移ほど冷却が効きやすいことがわかる。また、UV 背景放射が小さいような小さい銀河ほど冷却が効く。

A.3 星形成

ジーンズ不安定性

冷却によってガスが収縮し、乱流によってさらに高密度の領域ができるとそこで星形成が起きる。まず、高密度領域を生成する不安定性についてまとめる。簡単のため、ここでは圧力が密度の関数で書けるような barotropic 流体

$$P(\mathbf{x}, t) = P[\rho(\mathbf{x}, t)] \quad (\text{A.28})$$

であるとする。この時、オイラー方程式 (A.17) は、

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla(h + \Phi) \quad (\text{A.29})$$

と書ける。ただし、

$$h \equiv \int_0^{\rho} \frac{dP(\rho')}{\rho'} \quad (\text{A.30})$$

は密度の関数であり比エンタルピーと呼ばれる。系が定常状態にある時の式 (A.16) - (A.19) の解を $\rho_0, \mathbf{v}_0, \Phi_0, P_0$ とする。簡単のため空間的に一様で静止している系 $\rho_0 = \text{const.}, \mathbf{v}_0 = 0, \Phi_0 = 0$ を考え、そこに摂動項 $\rho_1, \mathbf{v}_1, \Phi_1, P_1$ が加わったとする。この時、ダークマターの密度 $\rho_{\text{DM}} = \rho_{\text{tot}} - \rho$ は変化しないとすると、摂動項の満たす式は式 (A.16), (A.19), (A.28), (A.29) より

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0 \quad (\text{A.31})$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla(h_1 + \Phi_1) \quad (\text{A.32})$$

$$\nabla^2 \Phi_1 = 4\pi G \rho_1 \quad (\text{A.33})$$

$$h_1 = \frac{P_1}{\rho_0} = \left(\frac{dP}{d\rho} \right)_{\rho_0} \frac{\rho_1}{\rho_0} \equiv c_s^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} \quad (\text{A.34})$$

と書ける。式 (A.31), (A.32) に $\partial/\partial t, \nabla$ をそれぞれかけて \mathbf{v}_1 の項を落とすと

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - c_s^2 \nabla^2 \rho_1 - 4\pi G \rho_0 \rho_1 = 0 \quad (\text{A.35})$$

となる。摂動の形を $\rho \propto e^{-i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}-\omega t)}$ とすると、

$$\omega^2 = c_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (\text{A.36})$$

となる。 $\omega = 0$ となる時の波数とそれに対応する波長は

$$k_J = \sqrt{\frac{4\pi G \rho_0}{c_s^2}} \quad (\text{A.37})$$

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = \sqrt{\frac{\pi c_s^2}{G \rho_0}} \quad (\text{A.38})$$

であり、これらをジーンズ波数、ジーンズ長という。ゆらぎの大きさが $\lambda > \lambda_J$ の時、 $\omega^2 < 0$ となりゆらぎは成長する。また、半径 $\lambda_J/2$ 以内に存在する質量

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \rho_0 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^3 = 2.92 \frac{c_s^3}{G^{3/2} \rho_0^{1/2}} \quad (\text{A.39})$$

をジーンズ質量という。

ケニカット・シュミット則

Schmidt (1959) は、銀河系における星形成領域の観測から

$$\dot{\rho}_* \propto \rho_{\text{gas}}^N \quad (N \sim 2) \quad (\text{A.40})$$

という関係を見つけた。後にこの関係は様々な銀河についても同様に成り立つことがわかり、Kennicutt (1998) は爆発的星形成銀河も含めた場合

$$\dot{\Sigma}_* = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_{\text{gas}}}{M_\odot \text{ pc}^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2} \quad (\text{A.41})$$

となることを見つけた。この関係は、星形成率がガスの質量を重力崩壊のタイムスケール $t_{\text{dyn}} \propto \rho_{\text{gas}}^{-0.5}$ で割ったものに比例する

$$\dot{\rho}_* \propto \frac{\rho_{\text{gas}}}{t_{\text{dyn}}} \propto \rho_{\text{gas}}^{1.5} \quad (\text{A.42})$$

ために成り立っていると解釈できる。ただし、星形成効率が $\epsilon_{\text{SF}} \ll 1$ と小さいため、このスケールを成立させるには他の物理的要因も寄与していると考えられることに注意する。

初期質量関数

個々の星の一生（寿命、重元素合成）は、星が出来た時の質量で決まる。このため、銀河の中でどのくらいの質量の星がどれだけできたかを知ることが重要である。初期質量

関数 (IMF) $\phi(m)$ は、同時に生まれた星々の中で質量 $m \pm dm/2$ の星の相対的な個数を表し、

$$\int_{m_l}^{m_u} m\phi(m)dm = 1 M_{\odot} \quad (\text{A.43})$$

と規格化される。観測的には、現在の星質量関数 $\phi'(m)$ を観測から導出し、かつ星形成史 $\psi(t)$ を仮定することで

$$\phi(m) = \phi'(m) \frac{\int_0^{t_0} \psi(t)dt}{\int_{t_0 - \tau_{\text{MS}}(m)}^{t_0} \psi(t)dt} \quad (\text{A.44})$$

のようにして初期質量関数を得ることができる。ただし、 $\tau_{\text{MS}}(m)$ は初期質量 m の星の寿命である。最初の IMF の推定として、Salpeter (1955) は、太陽近傍の星の観測から

$$\phi(m) \propto m^{-b} \quad (b = 2.35) \quad (\text{A.45})$$

を得た。また、Chabrier (2003) は銀河系内の様々な領域の観測から、

$$\phi(m) \propto \begin{cases} m^{-2.35} & (m > 1.0 M_{\odot}) \\ \exp\{-[(\log(m/0.2 M_{\odot}))]^2/0.6\} & (m < 1.0 M_{\odot}) \end{cases} \quad (\text{A.46})$$

を得た。

付録 B

相関関数とパワースペクトル

B.1 相関関数とパワースペクトル

密度場 $\rho(\mathbf{x})$ に対して、密度揺らぎ $\delta(\mathbf{x}) = (\rho(\mathbf{x}) - \rho_0)/\rho_0$ を考える。空間の二点 $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2$ における密度ゆらぎの積を、その距離 $r = |\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|$ を固定して色々な場所で平均（理論の場合は、統計的に等価な宇宙のアンサンブル平均）したもの

$$\xi(r) = \langle \delta(\mathbf{x}_1)\delta(\mathbf{x}_2) \rangle_{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|=r} \quad (\text{B.1})$$

を（二点）自己相関関数という。ゆらぎのフーリエ変換 $\tilde{\delta}(\mathbf{k})$

$$\tilde{\delta}(\mathbf{k}) = \int d^3x e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \delta(\mathbf{x}) \quad (\text{B.2})$$

$$\delta(\mathbf{x}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \tilde{\delta}(\mathbf{k}) \quad (\text{B.3})$$

を考えて、以下のように積のアンサンブル平均をとる。

$$\langle \tilde{\delta}(\mathbf{k})\tilde{\delta}(\mathbf{k}') \rangle = \langle \int d^3x_1 d^3x_2 e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_1 - i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{x}_2} \delta(\mathbf{x}_1)\delta(\mathbf{x}_2) \rangle \quad (\text{B.4})$$

$$= \int d^3x_1 d^3x_2 e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_1 - i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{x}_2} \xi(|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|) \quad (\text{B.5})$$

$$= \int d^3x d^3x_2 e^{-i(\mathbf{k}+\mathbf{k}')\cdot\mathbf{x}_2} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \xi(|\mathbf{x}|) \quad (\text{B.6})$$

$$= (2\pi)^3 \delta_D^3(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \int d^3x e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \xi(|\mathbf{x}|) \quad (\text{B.7})$$

右辺のベクトルの大きさ k のみに依存する積分の部分をパワースペクトルと呼び、 $P(k)$ と書く。すなわち、

$$\langle \tilde{\delta}(\mathbf{k})\tilde{\delta}^*(\mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta_D^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}') P(k) \quad (\text{B.8})$$

$$P(k) = \int d^3x e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \xi(|\mathbf{x}|) \quad (\text{B.9})$$

$$\xi(r) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} P(|\mathbf{k}|) \quad (\text{B.10})$$

となる。特に三次元の場合、

$$P(k) = \int d^3x e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \xi(|\mathbf{x}|) = \int_0^\infty 4\pi r^2 dr \frac{\sin(kr)}{kr} \xi(r) \quad (\text{B.11})$$

$$\xi(r) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} P(|\mathbf{k}|) = \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{2\pi^2} \frac{\sin(kr)}{kr} P(k) \quad (\text{B.12})$$

のように書ける。しばしば、無次元パワースペクトル

$$\Delta^2(k) d \ln k \equiv \frac{4\pi k^3}{(2\pi)^3} P(k) d \ln k \quad (\text{B.13})$$

$$= \frac{k^3}{2\pi^2} P(k) d \ln k \quad (\text{B.14})$$

を用いることがある。これはビン幅 $d \ln k = dk/k$ 内の波数の質量揺らぎへの寄与を表したものである。

相互相関関数

$$\xi_x(r) = \langle \delta_1(\mathbf{x}_1) \delta_2(\mathbf{x}_2) \rangle_{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2| = r} \quad (\text{B.15})$$

の場合も同様に計算することで、(B.9)-(B.10)と同様の式が成り立つことがわかる。また、

$$r(k) = \frac{P_{1,2}(k)}{\sqrt{P_1(k)P_2(k)}} \quad (\text{B.16})$$

を相互相関係数と呼ぶ。相関係数は、完全な正の相関の場合には 1、完全な負の相関の場合には -1 をとる。

天球面上で定義される 2 次元のゆらぎ $\delta(\theta)$ についても同様の展開によるパワースペクトルを考えることができるが、球面であるためフーリエ展開よりも球面調和関数 $Y_l^m(\theta, \phi)$ による展開が自然である。

$$\delta(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_l^m(\theta, \phi) \quad (\text{B.17})$$

$$a_{lm} = \int \sin \theta d\theta d\phi Y_l^{m*}(\theta, \phi) \delta(\theta, \phi) \quad (\text{B.18})$$

角度相関関数

$$w(\theta_{12}) = \langle \delta(\theta_1, \phi_1) \delta(\theta_2, \phi_2) \rangle \quad (\text{B.19})$$

に対して、パワースペクトルを

$$\langle a_{lm}^* a_{l'm'} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l \quad (\text{B.20})$$

とすれば、ルジャンドル関数 P_l を用いて

$$w(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} C_l P_l(\cos \theta) \quad (\text{B.21})$$

$$C_l = 2\pi \int \sin \theta d\theta P_l(\cos \theta) w(\theta) \quad (\text{B.22})$$

と書ける。特に、小角度の極限 $l \ll 1$ では C_l はフーリエ展開で定義したパワースペクトルと等しくなる。

ある特定の相関関数 $\delta_g(r)$ の、ダークマターの自己相関関数 $\delta(r)$ との比 b を、距離 r におけるバイアスという。すなわち、

$$\delta_g(r) = b\delta(r) \quad (\text{B.23})$$

$$P_g(r) = b^2 P(r) \quad (\text{B.24})$$

となる。さらに、 $\delta_g(r) = 1$ となる距離 r を相関距離と呼ぶ。

B.2 銀河パワースペクトルの計算方法

直接計算

銀河の自己相関関数は、実際の銀河の分布 (D) とランダムな点の分布 (R) を用いて

$$\xi(r) = \frac{DD(r)}{RR(r)} - 1, \quad \frac{DD(r)}{RR(r)} - 1, \quad (\text{B.25})$$

$$\frac{DD(r) \cdot RR(r)}{DR^2(r)} - 1, \quad \frac{DD(r) - 2DR(r) + RR(r)}{RR(r)}$$

と計算できる。ただし、 $DD(r)$, $DR(r)$, $RR(r)$ は半径 r の距離にある点のペアの個数である。3つ目と4つ目の形式を用いると、他に比べて境界の影響が小さいことが知られている (e.g. Hamilton, 1993)。また、用いるランダムな点の個数を多くするほど精度がよくなる。

誤差は、最も簡単な方法として各 r ビンでポアソン分布を仮定すれば、

$$\delta\xi(r) = \frac{1 + \xi(r)}{\sqrt{N_{\text{pair}}(r)}} \quad (\text{B.26})$$

と評価することができる。しかし、これは実際の誤差を過小評価することが知られている。この他にも、サンプルを複数のグループに分けて、それらのグループの相関関数の分散を調べる方法がある (ジャックナイフ法)。

フーリエ成分を用いた計算

シミュレーションで得られる銀河の個数密度は、

$$n_0(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^{N_p} \delta_D(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \quad (\text{B.27})$$

であるが、一つ一つの銀河が窓関数 $W(\mathbf{x})$ で広がっているとすると、密度場は

$$n(\mathbf{x}) = \int_V d^3x' n_0(\mathbf{x}') W(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (\text{B.28})$$

となる。例えば1次元上で全体を N 個のグリッド (サイズ $H = L/N$) で分割する場合、粒子の広がり関数 $S(x)$ に対して、窓関数を

$$W(x - x_p) = W_p = \frac{1}{H} \int_{x_p - H/2}^{x_p + H/2} dx' S(x' - x) \quad (\text{B.29})$$

と定めば、密度 $n^s(x_p) \equiv n(x_p)$ はちょうどグリッド内の密度を平均したものになる。特に、NGP、CICの場合、

$$W_{\text{NGP}}(x) = \begin{cases} 1/H & (|x| < H/2) \\ 1/2H & (|x| = H/2) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (\text{B.30})$$

$$W_{\text{CIC}}(x) = \begin{cases} (1 - |x|/H)/H & (|x| < H) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (\text{B.31})$$

で、そのフーリエ成分は

$$\tilde{W}_{\text{NGP}}(k) = \frac{\sin(K)}{K} \quad (K \equiv \frac{\pi k}{2k_N}, k_N = \frac{\pi}{H}) \quad (\text{B.32})$$

$$\tilde{W}_{\text{CIC}}(k) = \tilde{W}_{\text{NGP}}(k)^2 \quad (\text{B.33})$$

となる。三次元の場合は

$$W(\mathbf{x}) = W(x_1)W(x_2)W(x_3) \quad (\text{B.34})$$

$$\tilde{W}(\mathbf{k}) = \tilde{W}(k_1)\tilde{W}(k_2)\tilde{W}(k_3) \quad (\text{B.35})$$

とすれば良い。

銀河の作る密度場のゆらぎ $\delta_g^s(\mathbf{x}) \equiv (n^s(\mathbf{x}) - \bar{n})/\bar{n}$ (s: sampled density contrast) を用いて、パワースペクトルを計算する時は、

$$\delta^s(\mathbf{x}) = \int d^3x' \delta(\mathbf{x}')W(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \equiv [\delta \star W](\mathbf{x}) \quad (\text{B.36})$$

より、そのフーリエ変換 $\tilde{\delta}^s(\mathbf{k})$ は、実際のフーリエ変換 $\tilde{\delta}(\mathbf{k})$ を用いて

$$\tilde{\delta}^s(\mathbf{k}) = \tilde{\delta}(\mathbf{k})\tilde{W}(\mathbf{k}) \quad (\text{B.37})$$

と表されることに注意する。ちなみに、十分大きいスケール ($k \ll k_F = \pi/H$) では、 $\tilde{W}_{\text{NGP}}(\mathbf{k}), \tilde{W}_{\text{CIC}}(\mathbf{k}) \sim 1$ になっている。グリッドのサイズ程度以下の相関は、さらに注意が必要となるが、今回はそのような小さなスケールについては考えない。また、これまでの計算方法で出てくるパワースペクトルには自分自身の作る密度分布同士の相関 (ショットノイズ)

$$P_{\text{shot}} = \frac{1}{\bar{n}} \quad (\text{B.38})$$

が含まれる。

FFTW を用いた計算

FFTW の出力 $\tilde{\delta}_g^{\text{FFTW}}(\mathbf{n}_k)$ は、単純な足し算で規格化されていない

$$\tilde{\delta}_g^{\text{FFTW}}(\mathbf{n}_k) = \sum_{\mathbf{n}_r} \delta_g(\mathbf{n}_r) e^{-2i\pi \mathbf{n}_k \cdot \mathbf{n}_r / N} = \sum_{\mathbf{r}_p} \delta_g^s(\mathbf{r}_p) e^{-i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}_p} \quad (\text{B.39})$$

ので、実際の密度ゆらぎは、FFTW の出力を用いて

$$\tilde{\delta}_g^s(\mathbf{k}) = \int d^3x e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \delta_g^s(\mathbf{x}) \sim H^3 \sum_{\mathbf{r}_p} \delta_g^s(\mathbf{r}_p) e^{-i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}_p} = H^3 \tilde{\delta}_g^{\text{FFTW}}(\mathbf{n}_k) \quad (\text{B.40})$$

と書ける。ただし、 $H = L/N$ とした。(B.37)、(B.40) より、

$$P(k_F n) = \frac{k_F^3}{(2\pi)^3} \langle \tilde{\delta}_g(\mathbf{k}) \tilde{\delta}_g(-\mathbf{k}) \rangle \quad (\text{B.41})$$

$$= \frac{H^6 k_F^3}{(2\pi)^3} \left\langle \frac{\tilde{\delta}_g^{\text{FFTW}}(\mathbf{n}) \tilde{\delta}_g^{\text{FFTW}}(-\mathbf{n})}{\tilde{W}(\mathbf{k}) \tilde{W}(-\mathbf{k})} \right\rangle \quad (\text{B.42})$$

$$= \frac{L^3}{N^6} \left(\frac{1}{N_k} \sum_{|n_k - n| \leq 1/2} \frac{|\tilde{\delta}_g^{\text{FFTW}}(\mathbf{n}_k)|^2}{|\tilde{W}(k_F \mathbf{n}_k)|^2} \right) \quad (\text{B.43})$$

となる。ただし、 $k_F = 2\pi/L$ で、 N_k は $|n_k - n| \leq 1/2$ を満たす n_k の個数。相互相関の場合は、

$$P(k_F n) = \frac{L^3}{N^6} \frac{1}{N_k} \sum_{|n_k - n| \leq 1/2} \text{Re} \left[\frac{\tilde{\delta}_1^{\text{FFTW}}(\mathbf{n}_k) \tilde{\delta}_2^{\text{FFTW}}(-\mathbf{n}_k)}{\tilde{W}_1(k_F \mathbf{n}_k) \tilde{W}_2(-k_F \mathbf{n}_k)} \right] \quad (\text{B.44})$$

とすれば良い。この係数 $L^d/N^{2d}N_k$ (d は次元) は銀河の個数密度に限らず任意の空間分布に対して同様である。

パワースペクトルの誤差

ここでは簡単のため、前景の差し引きなどに起因する統計誤差は考えない。Gaussian approximation の元では、観測量 A の自己相関関数の分散は、

$$\sigma_A^2(\mathbf{k}) = (P_A(\mathbf{k}) + P_{\text{noise},A}(\mathbf{k}))^2 \quad (\text{B.45})$$

となる。ただし、 $P_{\text{noise},A}$ は観測器に起因するノイズやショットノイズとする。球平均したパワースペクトルの分散は

$$\frac{1}{\sigma_A^2(k)} = N_k \int \frac{d\mu}{\sigma_A^2(\mathbf{k})} \quad (\text{B.46})$$

となる。ただし、視線方向 \hat{n} に対して $\mu \equiv \hat{k} \cdot \hat{n}$ とした。また、 N_k は幅 δk の半球殻中のモード数であり、三次元で周波数解像度が十分高い時、サーベイ体積を V_{survey} として、

$$N_k = \frac{1}{2} \frac{4\pi k^2 \delta k}{(2\pi)^3 / V_{\text{survey}}} = \frac{k^2 \delta k V_{\text{survey}}}{4\pi^2} \quad (\text{B.47})$$

となる。周波数解像度が有限の時は z 方向の波数に上限 $k_{\Delta\nu}$ が生じるためモード数 N_k は

$$N_k = \frac{\min(k, k_{\Delta\nu}) k \delta k V_{\text{survey}}}{4\pi^2} \quad (\text{B.48})$$

となる。二次元の場合、サーベイ面積を A_{survey} として

$$N_k = \frac{1}{2} \frac{2\pi k \delta k}{(2\pi)^2 / A_{\text{survey}}} = \frac{k \delta k A_{\text{survey}}}{4\pi} \quad (\text{B.49})$$

となる。

特に 21 cm 線の場合には、

$$P_{\text{noise},21} = \frac{T_{\text{sys}}^2}{B t_{\text{int}}} \frac{D^2 \Delta D}{n(k_{\perp})} \left(\frac{\lambda^2}{A_e} \right)^2 \quad (\text{B.50})$$

となる (McQuinn et al. 2006)。ただし、 $k_{\perp} = (1 - \mu^2)^{1/2} k$ 、 t_{int} は観測時間、 T_{sys} は観測系の温度、 D は観測点から観測機器の間の共同距離、 ΔD は観測の奥行き、 $n(k_{\perp})$ は k_{\perp} モードを観測できる観測器列の個数密度、 $\lambda = 21$ cm は観測波長、 A_e は観測器の実効的なサイズである。銀河観測の場合には、ショットノイズと赤方偏移の不定性を合わせて、

$$P_{\text{noise,gal}} = \frac{1}{n_{\text{gal}}} \exp(k_{\parallel}^2 \sigma_r^2) \quad (\text{B.51})$$

と書ける。ただし、 $k_{\parallel} = \mu k$ 、 $\sigma_r = c\sigma_z / H(z)$ であり、 σ_z は赤方偏移の不定性である。

また、相互相関関数の場合は、

$$\sigma_{A,B}^2(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} (P_{A,B}^2(\mathbf{k}) + \sigma_A(\mathbf{k})\sigma_B(\mathbf{k})) \quad (\text{B.52})$$

となる。さらに、相互相関関数 $r_{A,B}(k) = P_{A,B} / \sqrt{P_A P_B}$ のエラーは、

$$\frac{\sigma_r^2}{r^2} = \frac{\sigma_{A,B}^2}{P_{A,B}^2} + \frac{\sigma_A^2}{4P_A^2} + \frac{\sigma_B^2}{4P_B^2} - \frac{\sigma_{(A,B),A}^2}{P_{A,B}P_A} - \frac{\sigma_{(A,B),B}^2}{P_{A,B}P_B} + \frac{\sigma_{A,B}^2}{2P_A P_B} \quad (\text{B.53})$$

のようにして求めることができる。実際には、自己相関関数を求める際にコンタミを取り除く際の不定性もあるため、不定性はより大きくなる。