修士論文

すばる望遠鏡による
高赤方偏移大規模構造の研究

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

田村 一

平成 14 年

概要

1980 年代の CfA 銀河赤方偏移サーベイにより、初めて系統的に広範囲の銀河の分布が調べられた。その結果、数 10Mpc にわたって銀河がほとんど存在しない領域 (ボイド) や、100Mpc を越えて銀河が壁状に集中している領域 (グレートウォール) など、それまで宇宙最大の構造だと考えられていた銀河団を大きく越えるスケールの構造が存在することが明らかとなった。これは宇宙の大規模構造と呼ばれている。CfA サーベイの後にも、ラスカンパナス赤方偏移サーベイ、2dF 銀河赤方偏移サーベイ、スローンデジタルスカイサーベイ (SDSS) など、大規模なサーベイが行なわれており、CfA サーベイよりも遥かに広く深い観測により、近傍宇宙ではどの方向を向いてもボイドやグレートウォールのような構造が連綿と連なっていることがわかっている。

一方、観測技術の向上により、ここ 5 年で赤方偏移が 3 を越える宇宙の知見が大きく広がった。現在までに発見された最も遠方の銀河は $z = 6.6$ であり、宇宙が始まってからわずか 10 億年たらずの時代まで遡って銀河・構造形成の直接的観測研究が行なえるようになった。そして、いままで近傍宇宙でしか明らかになっていなかった宇宙の大規模構造 ($z < 0.3$) であったが、少しずつ高赤方偏移での様子もわかってきた。さきがけとなったのは Steidel et al. による $z \sim 3$ のライマンブレーク銀河 (Lyman Break Galaxy; LBG) の研究である。彼らはいくつかの天域で LBG 探査を行ない、銀河の赤方偏移分布を調べた。狭い視野での観測であったため大規模な分布の解明には至らなかったが、どのサーベイ領域においても、期待値を大きく上回る数の LBG が特定の赤方偏移に集中する " スパイク " が検出された。特に SSA22(赤経 $= 22^h17^m$, 赤緯 $= +00°15'$) の $z = 3.1$ では、期待値の 5 倍もの数の LBG ピークを見出しており、彼らは、これは銀河団の形成途中の姿である、と主張している。また、狭帯域フィルターを用いてこの天域の $z = 3.1$ に対し輝線銀河の探索を行ない、視野に一様に分布する約 70 個の Lyα 輝線銀河を検出した。そして密度は当時知られていた平均密度の約 6 倍であることを発見した。しかし視野の狭さから角度方向への広がりを確認することはできなかった。

高赤方偏移銀河の空間分布に関する研究は他にもなされており、大きなスケールでの銀河の密集領域が見つかり始めている。

高赤方偏移の銀河は距離が遠いため、微かな光しか届かない。したがって大きな望遠鏡で時間をかけた観測を行ない、光をたくさん集めなければ観測することはできない。しかし、一般に大望遠鏡の視野は数分角程度であり、一度に観測できるのは $z = 3$ では 10Mpc 程度の領域でしかない。しかし、すばる望遠鏡の主焦点カメラ Suprime-Cam では 8m クラスの望遠鏡としては異例といえる、34 分角 $\times$27 分角の広視野を誇り、高赤方偏移の大規模構造探査に非常に適した観測装置である。

本研究では、大規模構造を効率良く探査のするために、ライマンアルファ(Lyα) 輝線銀河に着目した。遠方の銀河の光は赤方偏移を受け波長が伸びるので、$z > 2.2$ の銀河の Lyα 輝線は

可視光にシフトしてくる。狭帯域フィルターを用いて広く、深い撮像を行なうことにより、Lyα 輝線銀河を赤方偏移精度良く、高統計で観測することができる。そこでまず SSA22 領域の高密度領域の広がりを調べるために、すばる共同利用観測 (プロポーザル ID：S02A-122) において $z = 3.1$ にある Lyα 輝線銀河の分布を、Steidel et al. の 10 倍の広視野で観測した。Lyα(1216Å) は $z = 3.1$ では 4970Å に赤方偏移してくる。これを捕らえるために中心波長 4970Å, バンド幅 80Å の狭帯域フィルター $NB497$ を用いた。また、連続光を捕らえるために広帯域フィルター B, V, R, i', z' を用いた。

観測の結果、300 個の Lyα 輝線銀河を検出した。そしてその空間分布を調べたところ、Lyα 輝線銀河は北東から南東にかけてベルト状の領域に集中し、差し渡し > 60Mpc、幅 ~ 20Mpc の大構造を形成していることが明らかとなった。Steidel et al. が観測した領域は、この視野中心の 8 分角 $\times 9$ 分角であり、彼らの見出した高密度領域はこの大構造の一部分であった。構造形成の理論によると、銀河の数密度揺らぎ δ_{gal} はダークマターを含む質量密度揺らぎ δ_{mass} と $\delta_{gal} = b\delta_{mass}$ の関係がある。この b はバイアスパラメータと呼ばれ、銀河とダークマターの揺らぎの振幅の違いを表す。S02A-122 で観測したもう一つの天域 Subaru-XMM Deep Field(SXDF; 赤経 $= 2^h18^m$, 赤緯 $= -5°13'$) との個数密度の比較と、質量密度揺らぎの線形成長理論から、バイアスパラメータは $b = 10$ であった。この結果は、これまで求められたバイアスパラメータの値と比較すると非常に大きな値である。

この観測では、Lyα 輝線銀河の他に、$z = 3.1$ の Lyα 吸収線銀河候補も 80 個発見した。さらに、通常の銀河の数倍以上の大きさにわたって Lyα 輝線を放射する巨大水素ガス雲、Lyα ブロッブの候補を 55 個発見した。輝線天体、吸収線天体、Lyα ブロッブの空間分布には強い相関があることがわかり、ここで発見された大構造は Lyα 輝線銀河だけでなく、Lyα 吸収線銀河や Lyα ミニブロッブもその構成要素である可能性が非常に高い。ミニブロッブには中性水素ガスが大量に含まれていると考えられ、活動性の高い、若い銀河である Lyα 輝線銀河や強吸収線銀河の多い領域に付随していることから、この領域は多くの銀河がまさに誕生している領域、「巨大銀河形成領域」であると期待される。

目 次

第 1 章　観測的宇宙論の概要 **7**
1.1　ビッグバン宇宙論 7
1.2　赤方偏移とスケールファクター 7
1.3　Friedmann 方程式 8
1.4　宇宙論パラメータ 9
1.4.1　宇宙の膨張率 9
1.4.2　物質と放射のエネルギー密度 10
1.4.3　宇宙定数：真空のエネルギー密度 11
1.4.4　曲率パラメター 12
1.5　宇宙の膨張則 12
1.6　宇宙背景輻射 13
1.7　インフレーション宇宙論 14

第 2 章　構造形成と銀河の物理 **19**
2.1　ダークマター 19
2.2　密度揺らぎの線形成長 21
2.3　銀河分布の定量的表現 22
2.3.1　2 体相関関数 22
2.3.2　角度 2 体相関関数 23
2.3.3　パワースペクトル 24
2.4　ダークマターと構造形成 26

第 3 章　大規模構造探査と高赤方偏移天体観測の現状 **29**
3.1　宇宙の大規模構造 29
3.2　高赤方偏移天体 30
3.2.1　クェーサー 30
3.2.2　ライマンブレイク銀河 31
3.2.3　ライマンアルファ輝線銀河 33

3.3 高赤方偏移の大規模構造 33

第 4 章 すばる望遠鏡による高赤方偏移銀河サーベイ **35**

4.1 すばる望遠鏡 35
4.2 Suprime-Cam 36
4.3 $z = 3.1$ における銀河の大規模構造サーベイ 36
4.3.1 バックグラウンド 36
4.3.2 Suprime-Cam 用狭帯域フィルターの性能検査 38
4.3.3 観測とデータの一次処理 38
4.3.4 Lyα 輝線銀河候補の選別 39
4.3.5 Lyα 輝線銀河の空間分布 41
4.3.6 Lyα 強吸収線銀河候補の選別 45
4.3.7 Lyα ブロッブ 47

第 5 章 今後の展開と課題 **53**

付 録 A フィルター透過率の測定 **55**

付 録 B 画像データの一次処理 **57**

謝辞 **63**

図 目 次

1.1 Hubble の法則 10
1.2 赤方偏移と宇宙年齢の関係 13
1.3 MAP によって観測された宇宙背景放射の温度分布 14
1.4 Higgs 場のポテンシャルの温度依存 16

3.1 2dF 銀河赤方偏移サーベイによって得られた銀河分布 30
3.2 クェーサーの合成スペクトル 31
3.3 $z \sim 3$ の LBG の赤方偏移分布 32
3.4 $z \sim 3$ の LBG のスペクトル 32
3.5 SDF $z = 4.86$ の Lyα 輝線銀河の分布 34

4.1 すばる望遠鏡のドームと望遠鏡 35
4.2 Suprime-Cam の検出効率 37
4.3 $NB497$ で検出した天体の色等級図 40
4.4 $z = 3.1$ の輝線天体候補の例 41
4.5 輝線銀河の空間分布 42
4.6 SXDF の選別条件での輝線銀河分布 44
4.7 BV で検出した天体の色等級図 46
4.8 強吸収線天体の例 46
4.9 強吸収線天体の空間分布 47
4.10 Steidel et al. の Lyα ブロッブの画像 48
4.11 ブロッブ測定用アパーチャー 49
4.12 Lyα ミニブロッブのフラックス測定の例 49
4.13 今回の観測で発見された Lyα ミニブロッブの例 50
4.14 Lyα ミニブロッブの空間分布 51
4.15 輝線銀河、吸収線銀河、Lyα ミニブロッブの空間分布 52

A.1 F1.9 光学系の概念図 55
A.2 フィルター透過率の測定風景 56

第1章　観測的宇宙論の概要

現代の宇宙論は宇宙は一様等方である、という仮定 (宇宙原理) の下で一般相対論を用いて宇宙膨張を記述することから始まった。その後の大規模銀河サーベイや宇宙背景輻射の観測から宇宙は非常に大きなスケール ($>$ 数 100Mpc) では銀河の分布は一様で特別な方向がないことが確かめられ、標準的なモデルとして広く受け入れられている。この章では、一様等方な宇宙モデルの基礎について概観する。

1.1　ビッグバン宇宙論

1929 年、Hubble によって遠方の銀河はその距離に比例した後退速度で我々から遠ざかっていることが発見された。この事実は、ただちに一般相対論の予測と結び付き、膨張・進化する宇宙という概念が誕生した。このことから、宇宙が高温・高密度の状態から膨張し、その過程で宇宙の様々な構造が形成され現在にいたっていると考えられる。このような宇宙モデルをビッグバン宇宙と呼ぶ。

初期宇宙では、原子はおろか原子核さえも存在できないほどの高温で、宇宙は素粒子の海のようであったと考えられている。膨張に従い温度は下がり、クォークからハドロンが生成され、ビッグバン後、数分間で元素が生成された。ビッグバン理論は宇宙に存在する軽元素 (水素、ヘリウム、リチウム) の生成プロセスを説明し、その予測は観測される軽元素の存在量とよい一致を示す。さらに、宇宙が高温であった頃の熱放射は現在 3K の宇宙背景輻射として観測される。

宇宙膨張、軽元素の存在量、宇宙背景放射の 3 つの観測的証拠によりビッグバン理論は宇宙論の標準理論として確立し、広く受け入れられている。

1.2　赤方偏移とスケールファクター

ある観測者を原点にとり、そこから測ったある銀河までの距離を r とする。これは静止した物差しである固有座標 (proper coodinate) で測った距離である。観測者とこの銀河は宇宙膨張によりお互いに遠ざかっていくため、この距離 r は時間と共に増加していく。これに対し、宇宙膨張に乗った座標系で測った距離 x を考え、

$$R(t) = a(t)x \tag{1.1}$$

と定義すると、宇宙膨張の時間変化は $a(t)$ で規定される。この $a(t)$ をスケールファクターと呼び現在の値を 1 として定義する。また、距離 R を与える座標 x を共動座標 (comoving coodinate) と呼ぶ。

時刻 t にある点から放射された電磁波を時刻 t_0 に観測したとする。その間、宇宙は $a(t_0)/a(t)$ 倍に膨張しているから、観測される電磁波の波長も $a(t_0)/a(t)$ 倍になる。

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{a(t_0)}{a(t)} \tag{1.2}$$

λ_e は電磁波が放射されたときの波長である。ここで赤方偏移 z を

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} \tag{1.3}$$

と定義し、$a(t_0) = 1$ とおけば、

$$a(t) = \frac{1}{1+z} \tag{1.4}$$

という関係式が得られる。この式は赤方偏移 z の宇宙は現在の $1/(1+z)$ の大きさであったことを示す。より遠い過去に発せられた光、即ちより遠方からの光は我々が観測するまでにより大きな赤方偏移を受ける。従って赤方偏移は距離の指標として用いることができ、赤方偏移の大きな天体は現在から大きく遡った過去の姿を見せていることになる。

1.3　Friedmann 方程式

宇宙が一様等方的であると仮定すると、その 4 次元時空の幾何学は Robertson-Walker 計量と呼ばれる次のような線素で記述される。

$$ds^2 = c^2dt^2 - a(t)^2\left(\frac{dr^2}{1-Kr^2} + r^2d\theta^2 + r^2sin^2\theta d\phi^2\right) \tag{1.5}$$

ここで、c は光速度、K は空間の曲率である。この線素を用いて Einstein 方程式を書き下すと、スケールファクターの時間変化を記述する以下の方程式が導かれる。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{Kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{1.6}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + 3\frac{p}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{1.7}$$

ここで G は重力定数、c は光速度、ρ はエネルギー密度、Λ は宇宙項、K は空間の曲率、p は圧力である。この方程式を Friedmann 方程式と呼ぶ。この式はスケールファクターの時間に関する 2 階微分方程式であるので式中のパラメターと初期条件を与えてやれば任意の時刻の宇宙膨張の様子がわかる。宇宙膨張を決めるこれらの量を宇宙論パラメータと呼ぶ。

式 1.6 をさらに時間で微分し、式 1.7 と比べることで、

$$\dot{\rho} + 3\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right)\frac{\dot{a}}{a} = 0 \tag{1.8}$$

が得られる。これにより、圧力 p がわかれば密度 ρ の時間変化を記述することができる。物質の圧力は、放射のように構成要素が相対論的速度で運動している場合のみ重要になる。このとき、統計力学から放射による圧力 p_r は

$$p_r = \frac{1}{3}\rho_r c^2 \tag{1.9}$$

したがって、放射のエネルギー密度は、(1.8) と (1.9) から、

$$\rho_r(t) = \frac{\rho_{r0}}{a(t)^4} \tag{1.10}$$

となり、スケールファクターの 4 乗に反比例することがわかる。物質の運動が非相対論的な場合、圧力 p は無視できるから、物質のエネルギー密度は

$$\rho_m(t) = \frac{\rho_{m0}}{a(t)^3} \tag{1.11}$$

となり、スケールファクターの 3 乗に反比例する。

1.4 宇宙論パラメータ

式 1.6, 1.7 はスケールファクターの時間変化を記述する式である。この式中には観測で決めるいくつかのパラメータが含まれており、これらの値を指定することにより、宇宙膨張の様子が変わる。ここではそれらのパラメータの物理的意味と現在の値を概説する。

1.4.1 宇宙の膨張率

近傍宇宙では、銀河は我々の銀河からの距離に比例した速度で遠ざかっている (Hubble の法則)。

$$v = H_0 d \tag{1.12}$$

この比例係数 H_0 を Hubble 定数と呼ぶ。Hubble 定数は現在の宇宙の膨張率であり、その値は銀河の距離と後退速度を独立に求め、直線関係の傾きを調べることにより決まる。Hubble 宇宙望遠鏡のキープロジェクトによって求められた最新の値は

$$H_0 = 72 \pm 8 \mathrm{Km\ s^{-1} Mpc^{-1}} \tag{1.13}$$

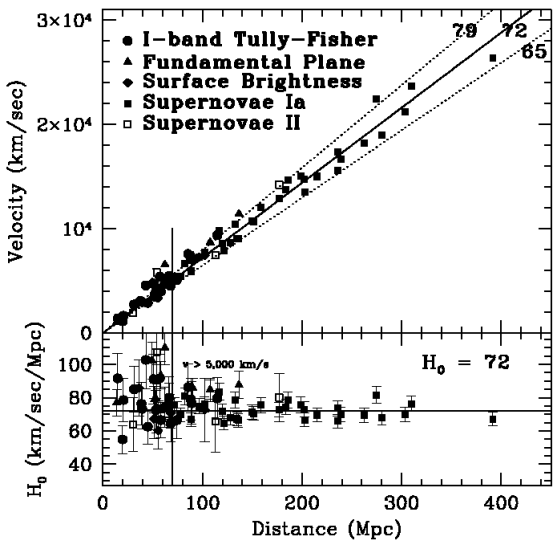

図 1.1: 距離-後退速度関係 [7]。銀河の後退速度と銀河までの距離の直線関係。数種類の方法で銀河までの距離が決められている。

である [7]。$\pm 8\mathrm{Km\ s^{-1}Mpc^{-1}}$ の誤差は主に銀河の距離決定の系統的な不定性からきており、ハッブル定数を

$$H_0 = 100h\mathrm{Km\ s^{-1}Mpc^{-1}} \tag{1.14}$$

と書いて不定性を無次元量の h で表すことが多い。上の値は $h = 0.72 \pm 0.08$ となる。膨張率は単位長さ当たりの膨張速度なので、スケールファクターを用いて

$$H(t) \equiv \frac{1}{a(t)}\frac{da(t)}{dt} = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \tag{1.15}$$

と書くことができる。

1.4.2　物質と放射のエネルギー密度

今、密度 ρ, 半径 a の膨張する球を考える。球の表面に置いた質点の全エネルギーは

$$E = \frac{1}{2}m\dot{a}^2 - \frac{4\pi G a^3 \rho m}{3a} \tag{1.16}$$

である。この全エネルギーが正ならば質点は永遠に球の中心から遠ざかり続け、負ならばやがて球の中心に落ちていく。この境目となる密度を ρ_c とすると式 1.15 より

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \tag{1.17}$$

となる。この密度を臨界密度と呼び、観測によって求められた H_0 の値から現在の臨界密度は

$$\rho_{c0} \sim 2 \times 10^{-29} h^2 \mathrm{g \cdot cm^{-3}} \tag{1.18}$$

となる。観測された宇宙の密度を臨界密度で割って無次元化したものを密度パラメータと呼び、Ω と表す。

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = \frac{8\pi G\rho}{3H^2} \tag{1.19}$$

現在の値 Ω_0 は、

$$\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_{c0}} = \frac{8\pi G\rho_0}{3H_0^2} \tag{1.20}$$

である。

前述のようにエネルギー密度は物質と放射で違った時間変化をする。現在の宇宙のエネルギー密度は物質が輻射を卓越しているが、物質はスケールファクターの 3 乗に、放射は 4 乗に反比例して変化するので、宇宙の初期には放射のエネルギー密度が支配的だったと考えられる。放射のエネルギー密度が支配的だった時期を放射優勢の時代、物質のエネルギー密度が支配的な時期を物質優勢の時代と呼ぶ。

宇宙にある物質のうちバリオンの量に関しては、宇宙初期の元素合成の理論と、軽元素量の比較 [8] や、宇宙背景放射の観測 [14] から

$$\Omega_{b0} \sim 0.02 h^{-2} \tag{1.21}$$

が得られている。しかし、後述するように宇宙に存在する物質はバリオンの他にダークマターがあり、後者の量が卓越している。バリオンとダークマターを合わせた密度パラメターは銀河団の質量光度比 [9] や宇宙背景放射の観測 [14] から、

$$\Omega_{m0} \sim 0.3 \tag{1.22}$$

が得られている。

1.4.3 宇宙定数：真空のエネルギー密度

宇宙定数はもともと、Einstein が静止した宇宙を実現するために Einstein 方程式の中に導入した定数項に由来する。彼が ” 生涯最大の誤り ” と言って取り下げたこの項に由来する。この項は斥力として働き、宇宙定数は宇宙膨張の様子を大きく左右する。宇宙定数 Λ を

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H^2} \tag{1.23}$$

として無次元化した量を宇宙定数パラメターと呼び、添字に 0 をつけて現在の値を表す。真空のエネルギー密度 ρ_Λ を

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{8\pi G} \tag{1.24}$$

と定義すると、

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{8\pi G \rho_{c0}} = \frac{\rho_\Lambda}{\rho_{c0}} \tag{1.25}$$

となり、$\Omega_{\Lambda 0}$ は、真空のエネルギー密度に対する密度パラメターであると解釈できる。

宇宙定数パラメータの値は超新星 [10, 11] や宇宙背景放射の観測 [14] から

$$\Omega_{\Lambda 0} \sim 0.7 \tag{1.26}$$

が得られている。

1.4.4　曲率パラメター

宇宙空間は一般に曲がっており、その曲率はエネルギー密度に依存する。曲率パラメター K はエネルギー密度と以下のような関係があり、空間が開いているか閉じているか平坦か、ということを決める。

$$\frac{Kc^2}{H^2} = \Omega_m + \Omega_\Lambda - 1 \tag{1.27}$$

一様等方な空間を記述する Robertson-Walker 計量 (1.5) の動径成分から以下のことがわかる。$K < 0$ ならば 宇宙は閉じており、宇宙は境界のない有限体積の空間であり、宇宙の膨張はいずれ収縮に転じる。$K > 0$ ならば開いた宇宙になり、空間は曲がっているが閉じてはおらず、宇宙は永遠に膨張を続ける。$K = 0$ ならば宇宙は平坦になり、空間はユークリッド幾何学で記述できる。この場合も宇宙の膨張は永遠に続く。

1.5　宇宙の膨張則

宇宙論パラメータを用いて Friedmann 方程式を書くと、

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_{r0} a^{-4} + \Omega_{m0} a^{-3} - k_0 a^{-2} + \Omega_\Lambda\right] \tag{1.28}$$

となる。ここで、曲率を

$$k_0 = \frac{Kc^2}{H_0^2}$$

としている。これを積分すると

$$t = \frac{1}{H_0} \int_0^a \frac{ada}{(\Omega_{r0} + \Omega_{m0} a - k_0 a^2 + \Omega_\Lambda a^4)^{1/2}} \tag{1.29}$$

となり、宇宙の膨張則が得られ、赤方偏移とスケールファクターの関係式 (1.4) を用いれば赤方偏移と宇宙年齢の関係も求まる。宇宙定数の有無や曲率の符号などでいろいろなパターンのもとで解いた解が存在している。図 1.2 に $(\Omega_m,\ \Omega_\Lambda,\ h) = (0.3,\ 0.7,\ 0.7), (1.0,\ 0.0,\ 0.7), (0.3,\ 0.7,\ 0.7)$ の 3 種類のモデルの宇宙年齢と赤方偏移の関係を示す。

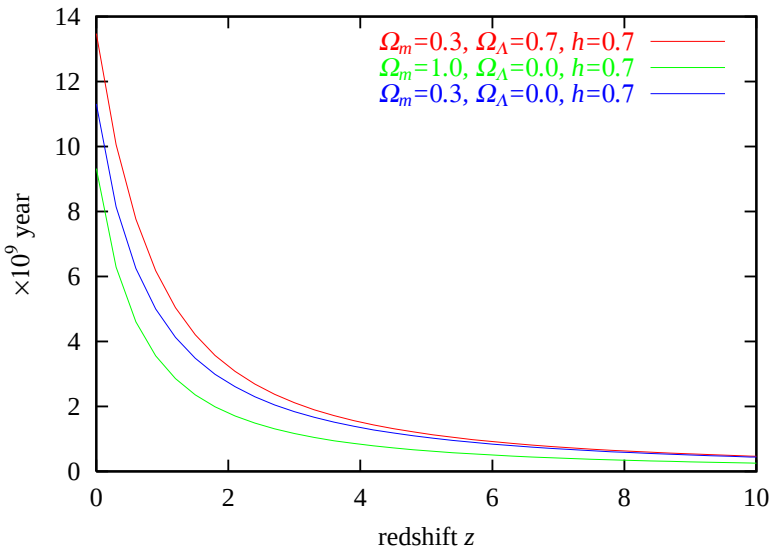

図 1.2: 赤方偏移と宇宙年齢の関係

1.6 宇宙背景輻射

Hubble による宇宙膨張の発見により、人類の宇宙観は静的ではなく動的に膨張・進化する、というものになった。その帰結として宇宙初期の高温・高密度状態がその後の膨張によって冷えていく、という描像を考える事ができる。非常に高温だった初期宇宙においては、全ての原子は電離しており、自由電子に頻繁に散乱されるためこの時代の光を観測する事はできない。しかし、ビッグバンから約 30 万年経過すると宇宙を満たしていた陽子と電子が結合し、中性の水素原子を作るようになる。これ以降、光は宇宙空間を直進することができるようになった。この時期を ” 宇宙の晴れ上がり ” と呼ぶ。1949 年、Alpher と Herman は ” 宇宙の晴れ上がり ” の時の光が温度にして 5K の黒体輻射になっている事を予言した。この輻射は 1965 年に Penzias と Wilson によって検出され、ビッグバン宇宙論は実証されることとなった。

宇宙背景輻射 (CMB) はビッグバン直後の宇宙が高温・高密度であった事の証拠であるだけでなく、スペクトルや空間分布の精密な測定を通じて宇宙初期の重要な手ががりを与えてくれるため、Penzias と Wilson による発見以来、今日にいたるまで数多くの研究が行なわれてきている。そのなかで最も成功を収めたのが 1989 年に NASA が打ち上げた人工衛星 COBE(*COsmic Microwave Explorer*) である。COBE によって行なわれた観測の結果は

- スペクトルは、1%の精度で黒体輻射
- 温度は、$T = 2.728 \pm 0.004$K

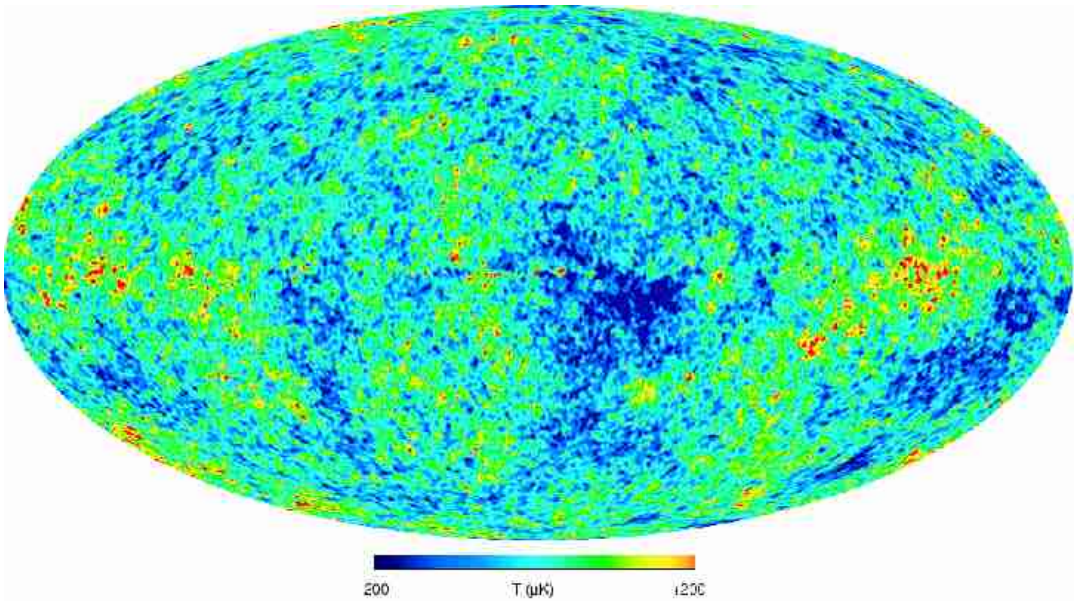

図 1.3: MAP によって観測された宇宙背景放射の温度分布。

- 天球上で 10° 離れた 2 点の温度ゆらぎは、$\Delta T = (3.0 \pm 0.5) \times 10^{-5}\mathrm{K}$

というものであった [12, 13]。この温度ゆらぎは宇宙の晴れ上がりの時の物質の密度ゆらぎを反映しているものである。従って、CMB の温度のわずか 0.01%のゆらぎが現在の宇宙の大構造を生み出す種であると考えられる。

CMB の温度ゆらぎのパワースペクトルから、密度パラメターと宇宙定数パラメターを決める事ができる。COBE の空間分解能では不可能であったが、2000 年には NASA とプリンストン大学によって人工衛星 MAP(*Microwave Anisotropy Probe*) が打ち上げられた。MAP は 0.3° の角度分解能で宇宙背景放射を観測し、2003 年 2 月にその初期結果が発表された [14]。その結果、宇宙論パラメータがより精密に求まった他、晴れ上がりの時点での揺らぎの非ガウシアン成分にも新たな制限が付けられた。

1.7　インフレーション宇宙論

ビッグバンモデルは一様等方の膨張時空という簡単な時空のモデルを用いて、宇宙膨張、宇宙背景輻射などの観測を見事に説明するモデルである。しかし現在の観測の中にはビッグバンモデルと一見して矛盾する大きな問題が 2 つあった。

一つは地平線問題と呼ばれているものである。現在、観測されている宇宙は広範囲に渡って非常に一様である。これは宇宙背景放射に特に顕著に現れており、前述したように全天にわたっ

て 0.01%の精度で一様である事が知られている。しかし、物理情報は光の速さを越えて伝わらないから、宇宙が始まってある有限な時刻の間にある場所の物理情報が伝わる距離には限度がある。この距離を地平線と呼ぶ。従って地平線を越えた距離にある 2 点間の物理状態が同じである必要はない。宇宙が晴れ上がった $z \sim 1000$ の時刻での地平線は角度にして 2° 程度である。空の反対方向にある 2 点間はその輻射が放たれた時の地平線の距離の 90 倍も離れていたことになり、宇宙背景放射が一様であることの説明がつかない。これが地平線問題である。

もう一つは平坦性問題と呼ばれる問題である。$\Omega_m + \Omega_\Lambda$ が 1 より小さければ宇宙は収縮に転じ、1 より大きければ宇宙は永遠に膨張を続ける。$\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ の状態は不安定な平衡状態であり、厳密に 1 に等しければ、その値は永遠に 1 に等しいままである。しかし、ビッグバン直後にこの値が 1 よりほんのわずかでもずれていると、そのずれは時間とともに急速に大きくなる。それに対し、現在、観測されている $\Omega_m + \Omega_\Lambda$ の値は $0.1 \sim 2$ の範囲に収まっている。現在の宇宙が平坦に近いためには、ビッグバン 1 秒後の $\Omega_m + \Omega_\Lambda$ が 10^{-15} の精度で 1 に等しくなければならない。宇宙論パラメターの値は任意であり、モデルの枠内で制限がつけられるものではない。なぜ現在の宇宙は平坦に近いのであろうか、という問題は平坦性問題と呼ばれる。

これらの問題を一挙に解決できる理論が 1981 年に Guth と佐藤によって独立に提唱されたインフレーションモデルである。これは宇宙の極初期には地平線の内部にあった領域が、ある期間だけ何らかの理由で急激に膨張し地平線を越えて広がる、というものである。このような膨張を実現するには、例えば、宇宙定数 Λ がある期間、物質の密度 ρ や圧力 p に比べて遥かに大きいと仮定すればよい。$\mathrm{Friedmann}$ 方程式 1.6 の右辺の Λ 以外の項を無視すると、

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{1.30}$$

となる。これより、

$$a(t) \propto \exp\left[\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}ct\right] \tag{1.31}$$

となり、宇宙は指数関数的に膨張することになる。このような膨張をインフレーション膨張と呼ぶ。インフレーション膨張をすることにより平坦性問題も解決することができる。密度パラメター、宇宙定数パラメター、曲率の間には

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda - 1 = \frac{Kc^2}{a^2 H^2} \tag{1.32}$$

の関係があり、インフレーションが起こると、a が急激に増加し $\Omega_m + \Omega_\Lambda$ は 1 に近付いていくことがわかる。つまり、インフレーション理論は宇宙が平坦であることを要請し、ここに平坦性問題は解決されることとなる。さらにインフレーション理論は現在観測されている銀河や銀河団などの構造の種である物質の密度ゆらぎを解明することができる。インフレーション膨張を引き起こすの量子場の揺らぎが成長して物質の密度ゆらぎになったと考えられている。このよ

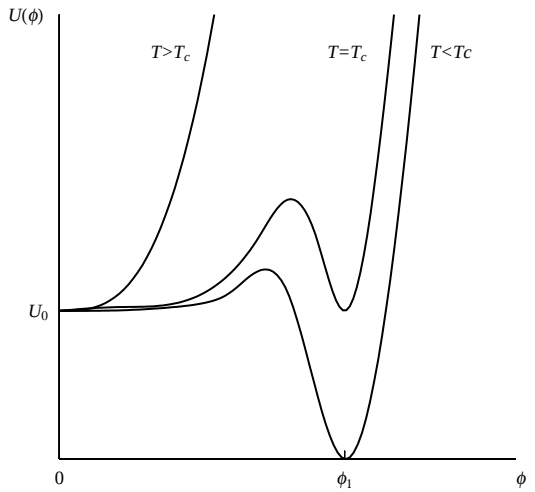

図 1.4: Higgs 場のポテンシャルの温度依存

うな指数関数的に膨張する宇宙はどのようなメカニズムによって実現されるのだろうか？1980 年に Guth と佐藤は、Higgs 場のポテンシャルエネルギーが Λ 項の働きをして宇宙を指数関数的に膨張させた、とするモデルを提唱した。図 1.4 のような Higgs 場の温度変化がある場合、温度がある T_c 以上では Higgs 場の真空期待値がゼロのときにエネルギーが最低になり、対称性が最も高い状態であった。そして温度が T_c 以下になると Higgs 場のポテンシャルエネルギーが最低になるのは $\phi = \phi_1$ となる。即ち Higgs 粒子が空間全体にある密度でぎっしりつまっている状態が「真空」ということになる。しかし、原点付近のポテンシャルの山のために、宇宙の温度が T_c 以下になっても真空状態は $\phi \sim 0$ に留まることになる。この場合、Higgs 場のエネルギー密度は U_0 の一定値のままである。この間、宇宙は式 1.31 のような指数関数的膨張をすることになり、このような膨張をインフレーション膨張という。インフレーション膨張は、Higgs 場がトンネル効果により $\phi = \phi_1$ に移り、相転移が終了するまで続く。この相転移で解放されるエネルギーは大量の粒子を対生成し、急激な膨張により温度の下がった宇宙を再加熱する。

これが、Higgs モデルによるインフレーション・ビッグバンシナリオである。現在は Higgs 粒子そのものがインフレーション粒子の任を担うとは考えられていないが、インフレーションを引き起こす、すなわち宇宙初期において宇宙定数のように振る舞う仮想的素粒子は現在はインフラトンと呼ばれている。 インフラトンに関しては様々なモデルがあり、インフレーションのメカニズムはまだ不確定な部分が多い。

真空の相転移が起こった際に相転移の欠陥が生まれ、それが現在も残っている可能性も理論的には考えられる。そのような相転移の欠陥はコスミックストリングやドメインウォールなどと呼ばれる。もしこれらが存在するならば、その内部では対称性が破れていないので高い真空

のエネルギーを保っており、それは非常に大きな質量を持つことを意味する。したがってこれらは量子揺らぎ以外の宇宙の構造形成の種にもダークマターにもなることになる。しかし観測的には、宇宙背景放射の観測などからその存在に関し非常に強い制限がかかっている。

　このように、インフレーション理論は上述のような問題を解決する魅力的な理論であるが、現状ではまだまだ不明な部分を残す建設中の理論であると言える。

第2章　構造形成と銀河の物理

我々の宇宙は構造に満ちあふれている。前章までは宇宙の一様等方成分に着目して見てきたが、完全な一様等方な宇宙にはいかなる構造もできようがない。一方で、宇宙背景放射の観測から、晴れ上がりの時点では宇宙は極めて一様であるが、微小なゆらぎが観測されている。この微小なゆらぎは重力の働きによって成長することができるため、これが成長して現在の構造に至ったと考えるのが自然である。このような重力によって構造が形成されたとする考え方を重力不安定説という。

また、宇宙には光子と相互作用しない、ダークマターと呼ばれる物質が通常の物質の数 10 倍存在することが知られている。構造形成はダークマターの働きなくしてはあり得ず、その性質を考慮に入れて構造形成の理論を作ることは極めて重要である。

この章では、重力不安定説による構造形成論の基礎を概説する。

2.1　ダークマター

宇宙には光子と相互作用せず、通常の方法では決して観測できない物質が存在し、その量は観測できる通常の物質の量を凌駕していると考えられている。このような物質を総称してダークマターと呼ぶ。

ダークマターの存在が最初に指摘されたのは 1930 年頃、Zwicky がおとめ座銀河団に属する銀河の 2 乗平均速度を測定した。その結果、2 乗平均速度は光って見える銀河の数から予測される質量の 100 倍程度の質量がなければ重力的に束縛することのできない大きな値であることに気付いた。Zwicky はこれをミッシングマス (失われた質量) と呼んだが、これは現在ダークマターと呼ばれている。その他、渦巻銀河の回転曲線や楕円銀河のポテンシャルに束縛されている高温ガスからの X 線の観測などからダークマターは個々の銀河を取り巻いていることもわかってきた。これらの力学的に求められた質量の密度パラメータは $\Omega_m \sim 0.3$ 程度であるが、現在までに観測されたバリオンの密度パラメータは $\Omega_{bo} = 0.01$ 程度である。ではダークマターの正体とはなんであろうか？候補として 2 つの可能性がある。

バリオン

一つの可能性は、通常の物質であっても検出されている星や銀河の他に、検出にかからない暗い銀河や星、電磁波を放出していないガスが大量にあるということである。しかし、宇宙初期における元素合成の理論と存在量の観測から、

$$\Omega_b \sim 0.02h^{-2}$$

という制限がついており、やはりバリオンだけでは力学的に求められた質量は説明できない。

非バリオンダークマター

もう一つの可能性はニュートリノやアクシオン、超対称性粒子などの素粒子である。素粒子論的ダークマターはその運動が相対論的か、非相対論的かによって 2 つの分類に分けられる。

相対論的な速度で運動するダークマターはホットダークマター (HDM) と呼ばれる。代表的な候補として近年の実験により質量があることはほぼ確実になっているニュートリノがある。3 種類のニュートリノの質量をそれぞれ m_{ν_e}, m_{ν_μ}, m_{ν_τ} とすると、ニュートリノによる密度パラメータは

$$\Omega_\nu = \frac{m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau}}{97[\mathrm{eV}]h^2} \tag{2.1}$$

となる。$0.2 < \Omega_m < 0.3$ で、$\Omega_b \sim 0.02$ なので、ニュートリノだけでダークマターを説明するには、

$$10[\mathrm{eV}] < m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} < 30[\mathrm{eV}] \tag{2.2}$$

であることが要求される。Super-Kamiokande 実験で観測されるニュートリノ振動が ν_μ と ν_τ の間で起きたものとすれば、彼らの観測結果は

$$|m_{\nu_\tau}^2 + m_{\nu_\mu}^2| \sim 10^{-3} \tag{2.3}$$

であり、ニュートリノの質量が世代間で大きく離れていることを考慮して $m_{\nu_\tau} \gg m_{\nu_\mu}$ とすれば

$$m_{\nu_\tau} \sim 3 \times 10^{-2}[\mathrm{eV}] \tag{2.4}$$

となる。この値は上で要求された値に比べ非常に小さく、ニュートリノ単独ではダークマターとして振る舞えないことがわかる。また、質量の大部分を担うダークマターの運動が相対論的である場合、スケールの小さな質量密度揺らぎは、ならされてしまい、宇宙の初期において超銀河スケールよりも小さな構造を作ることができなくなってしまう。その意味では、ニュートリノに限らず、HDM を仮定して構造形成のモデルを作ることは困難である。

非相対論的な速度で運動するダークマターはコールドダークマター (CDM) と呼ばれる。この候補として素粒子物理の理論に登場する超対称性粒子やアクシオンなどが考えられている。

実験的に検証されていない上に、これらの素粒子には様々なモデルが存在するため CDM の質量や存在量を予言することは困難である。しかし、構造形成という意味においては CDM を仮定したモデルは観測とよい一致を示し、成功を収めている。しかし、なぜ、バリオンとは起源も違い、ほとんど相互作用しないはずの CDM の密度パラメターはバリオンの密度パラメターの 10 倍程度であり、比較的近い値になっているのか、という根本的な謎も残っている。

2.2 密度揺らぎの線形成長

前章では宇宙の一様等方成分の考察をするために、空間的非一様性を無視して宇宙全体の平均密度として $\rho(t)$ を用いてきた。しかし、これでは実際の宇宙に存在する構造の進化は取り扱えない。したがって、ここでは時間と場所に依存する密度 $\rho(t,\boldsymbol{x})$ を考え、平均密度からのずれを

$$\rho(t,\boldsymbol{x}) \equiv \rho_0(t)(1+\delta(t,\boldsymbol{x})) \tag{2.5}$$

と表す。

密度揺らぎの時間変化は一般相対論で記述されるが、考える物質密度の揺らぎが小さく、重力場が弱いため空間の曲がりが無視できることから、ニュートン力学で近似することができる。

宇宙に広がるガスの運動は完全流体と考えられるので、流体力学の方程式を使う。

$$\frac{D\boldsymbol{v}}{Dt} = -\frac{\boldsymbol{\nabla} p}{\rho} - \boldsymbol{\nabla}\Phi \tag{2.6}$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{v} \tag{2.7}$$

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho \tag{2.8}$$

ここで $D/Dt = \partial/\partial t + \boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{\nabla}$ である。また、p は圧力、$\boldsymbol{v}$ は流体の速度、Φ は揺らぎによる重力ポテンシャルである。この式に密度揺らぎ (2.5) を代入し、δ の 1 次までの項を宇宙膨張とともに膨張する共動座標で書くと、δ に関する微分方程式

$$\frac{\partial^2\delta}{\partial t^2} + 2\frac{\dot{a}}{a}\frac{\partial\delta}{\partial t} = \frac{\nabla^2 p}{\rho_0 a^2} + 4\pi G\rho_0\delta \tag{2.9}$$

が得られる。音速 c_s は $c_s = \sqrt{\partial p/\partial\rho}$ となるので、$\delta = \delta(t)e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}}$ として波数 k のモードを考えると、式 2.9 は

$$\frac{\partial^2\delta}{\partial t^2} + 2\frac{\dot{a}}{a}\frac{\partial\delta}{\partial t} - \left(\frac{c_s^2k^2}{a^2} - 4\pi G\rho_0\right)\delta = 0 \tag{2.10}$$

となる。

この式は δ を粒子の位置とみなしたニュートンの運動方程式とのアナロジーで考えるとおおよそのふるまいがわかる。すなわち、第 1 項は粒子の加速度、第 2 項は速度に比例した抵抗、

第 3 項は粒子の位置の 2 次関数のポテンシャルからの力とみなせる。つまり、粘性項 $2H\dot{\delta}$ ある、ポテンシャル $-(c_s^2k^2/a^2 - 4\pi G\rho_0)\delta^2/2$ の中での粒子の 1 次元の運動方程式と等価である。したがって、ポテンシャル $-(c_s^2k^2/a^2 - 4\pi G\rho_0)\delta^2/2$ が下に凸であれば振動しながら δ はゼロに近付いていく。これは音速が大きい場合で、圧力が大きいために重力による収縮力を押し返してしまう状況に対応する。逆に上に凸な場合は第 2 項からの抵抗を受けながら成長することができる。このポテンシャルがちょうどゼロになるような臨界の波数を k_J とすると、

$$\lambda_J = \frac{2\pi a}{k_J} = c_s\sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} \tag{2.11}$$

よりも小さなスケールの揺らぎは振動して成長できず、大きいスケールの揺らぎは成長していくことになる。この臨界の長さを Jeans 長と呼ぶ。

揺らぎの大きさが Jeans 長に比べて十分大きな場合、圧力項は無視できる。スケールファクターの時間変化は 1.6 から求められる。最も簡単なのは $\Omega_m = 1.0, \Omega_\Lambda = 0.0$ のモデル[1]で、

$$\delta(\boldsymbol{x}, t) = A(\boldsymbol{x})t^{2/3} + B(\boldsymbol{x})t^{-1} \tag{2.12}$$

という一般解が得られる。式 2.12 の第 1 項は成長解、第 2 項は減衰解であり、揺らぎの成長を考える限りは第 1 項のみを考えればよい。このモデルではスケールファクターは $a(t) \propto t^{2/3}$ となるので、$\delta \propto a(t)$ となる。

一般の Ω_m, Ω_Λ の場合、成長解は

$$\delta \propto \frac{\dot{a}}{a}\int_0^a \frac{da}{\dot{a}^3} \propto a \tag{2.13}$$

となるが、異なる $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ は異なる密度揺らぎの絶対値を与える。Einstein-de Sitter 宇宙の現在の密度揺らぎを 1 とすると任意の Ω_m, Ω_Λ の宇宙論の現在の密度揺らぎは以下の近似式で求まる [15]。

$$g(\Omega_m, \Omega_\Lambda, z = 0) \approx \frac{5}{2}\Omega_m\left[\Omega_m^{4/7} - \Omega_\Lambda + \left(1 + \frac{1}{2}\Omega_m\right)\left(1 + \frac{1}{70}\Omega_\Lambda\right)\right]^{-1} \tag{2.14}$$

2.3　銀河分布の定量的表現

2.3.1　2 体相関関数

宇宙空間における銀河の分布は一様ではなく、銀河団や大構造など様々なスケールの構造がある。これらの形成、進化を理論的に考察するには銀河分布の「非一様さ」を定量的に表さなくてはならない。

[1] $\Omega_m = 1.0, \Omega_\Lambda = 0.0$ のモデルを Einstein - de Sitter 宇宙とよぶ。

非一様さを表すために最もよく用いられるのは 2 体相関関数と呼ばれるものである。銀河の個数密度を n とすると、ある微小体積 dV に 1 つの銀河を見つける確率 dP は

$$dP = ndV \tag{2.15}$$

である。2 体相関関数は距離 r 離れた 2 つの微小体積 dV_1,dV_2 の両方に同時に銀河を見つけ出す確率で定義される。

$$dP = n^2 dV_1 dV_2 (1 + \xi(r)) \tag{2.16}$$

上式の $\xi(r)$ を 2 体相関関数と呼ぶ。もし銀河の分布が完全に一様でランダムなら、微小体積 dV_1, dV_2 の間の距離によらず、確率は一定となり、$\xi(r) = 0$ となる。$\xi(r) > 0$ ならば距離 r 離れた 2 点間には相関があることになり、逆に $\xi(r) < 0$ の場合は r だけ離れた銀河は少ない。

実際の銀河分布から 2 体相関関数を計算するには、ランダムな分布 $(\xi(r) = 0)$ と実際の分布を比較すればよい。距離 r にある、ランダムな仮想の銀河ペアの数の全体に対する割合を $\langle RR(r) \rangle$、実際の銀河のペアの数の全体に対する割合を $\langle DD(r) \rangle$、ランダムな仮想銀河と実際の銀河の数の全体に対する割合を $\langle DR(r) \rangle$ と書くと、

$$\begin{aligned} 1 + \xi(r) &= \frac{\langle DD(r) \rangle}{\langle RR(r) \rangle} \\ 1 + \xi(r) &= \frac{\langle DD(r) \rangle}{\langle DR(r) \rangle} \\ 1 + \xi(r) &= \frac{\langle DD(r) \rangle \langle RR(r) \rangle}{\langle DR(r) \rangle^2} \end{aligned}$$

など、いくつかの計算法がある。

こうして実際の銀河から測定された 2 対相関関数は

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\gamma} \tag{2.17}$$

の形で近似されることが知られており、大規模な銀河サーベイから

$$r_0 \sim 6 h^{-1} Mpc, \quad \gamma \sim 1.8 \tag{2.18}$$

が得られている。$\gamma = 1$ の場合、銀河は 2 次元の面上に分布し、$\gamma = 2$ の場合、銀河は 1 次元の線上に分布することになる。観測された値は $1 < \beta < 2$ なので、銀河の分布は面上分布と線上分布が混在したような状態として理解される。

2.3.2 角度 2 体相関関数

実際の銀河カタログでは精度よく距離が測られている場合が少なく、天球上の位置しか分からない場合が多い。銀河分布の天球上での位置をもとに分布の相関を求める方法が角度 2 体相

関関数で、以下のように定義される。天球上で角度 θ だけ離れた立体角が $d\Omega_1$ と $d\Omega_2$ の双方の領域に銀河が存在する確率を

$$dP = N^2 d\Omega_1 d\Omega_2 [1 + w(\theta)] \tag{2.19}$$

と書いた時の $w(\theta)$ が角度 2 体相関関数である。N は、天球上での銀河の平均密度である。3 次元 2 体相関関数 $\xi(r)$ を動径方向に積分することにより、角度 2 体相関関数との関係が求まる。3 次元 2 体相関関数を $\xi(r) = (r/r_0)^{-\gamma} \times f(z)$ とすると、小さな角度 $(\theta \ll 1)$ では

$$w(\theta) = A_w \theta^{-beta} \tag{2.20}$$

となる [?]。ここで $f(z)$ は 3 次元 2 体相関関数の進化を表す因子である。係数 A_w は、

$$A_w = C r_0^{\gamma} \int_{z_1}^{z_2} f(z) D_{\theta}^{1-\gamma}(z) \left(\frac{dN}{dz}\right)^2 g^{-1}(z) dz \times \left[\int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{dN}{dz}\right) dz\right]^{-2} \tag{2.21}$$

で、$D_\theta(z)$ は赤方偏移 z での固有距離と天球上の角度 θ との関係[2]、dN/dz は銀河の赤方偏移分布、$g(z)$ と C は以下の式で定義される。

$$g(z) = \frac{c}{H_0} \left[(1+z)^2 (1+\Omega_m)^{1/2}\right]^{-1} \tag{2.22}$$

$$C = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma[(\gamma-1)/2]}{\Gamma(\gamma/2)} \tag{2.23}$$

この式以外にも、3 次元 2 体相関関数と角度 2 体相関関数の間の関係式は仮定する $\xi(r)$ の関数形によっていろいろな形のものがある。

実際の観測データから角度 2 体相関関数を求めるためには、2 体相関関数と同様に、ランダム分布の仮想銀河とのペアの数との比較をする。代表的な計算式に

$$w(\theta) = \frac{\langle DD(\theta)\rangle - 2\langle DR(\theta)\rangle + \langle RR(\theta)\rangle}{\langle RR(\theta)\rangle} \tag{2.24}$$

$$w(\theta) = \langle DD(\theta)\rangle / \langle DR(\theta)\rangle - 1 \tag{2.25}$$

がある。

2.3.3　パワースペクトル

2.1 節では密度揺らぎ $\delta(\boldsymbol{x})$ の線形成長の様子を調べたが、実際に興味があるのはある特定の点での揺らぎの絶対値ではなく、密度分布の空間パターンがどのような波長を持つ揺らぎの重ね合わせとしてなっているか、ということである。このために、揺らぎのフーリエ変換

$$\delta(t, \boldsymbol{k}) = \int \delta(t, \boldsymbol{x}) \exp(i\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{x}) d\boldsymbol{x} \tag{2.26}$$

[2] これを角度距離と呼ぶ。

を導入する。さらに

$$P(k) \equiv \left\langle |\delta_k|^2 \right\rangle \tag{2.27}$$

として、この $P(k)$ をパワースペクトルと呼ぶ。パワースペクトルは、2 体相関関数と次のような関係がある。

$$\xi(r) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int |\delta_{\boldsymbol{k}}|^2 e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} d^3k \tag{2.28}$$

宇宙は等方であるため、特別な方向を考慮する必要はない。したがって上式は

$$\xi(r) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int P(k) \frac{\sin kr}{kr} 4\pi k^2 dk \tag{2.29}$$

と書ける。

小さなスケールの揺らぎをならして、注目したいスケールの揺らぎを取り出すことをフィルタリングという。

$$\int f(\boldsymbol{r}) d\boldsymbol{r} = 1 \tag{2.30}$$

を満たし、$|r|$ が、注目したい長さ R よりも小さなところでは値を持ち、十分大きなところではゼロになるような関数をウインドウ関数と呼ぶ。代表的なウインドウ関数には以下のものがある。

$$\text{トップハット型} \qquad f = \frac{3V}{4\pi R_T^3} \quad (r < R_T) \quad \Rightarrow \quad f_k = \frac{3}{y^3}(\sin y - y\cos y) \tag{2.31}$$

$$\text{ガウシアン型} \qquad f = \frac{V}{(2\pi)^{3/2} R_G^2} e^{-r^2/2R_G^2} \quad \Rightarrow \quad f_k = e^{-k^2 R_G^2/2} \tag{2.32}$$

上式で f_k は k 空間でのウインドウ関数を表し、式 2.31 の y は、$y \equiv kR_T$ である。ウインドウ関数で指定されたスケールの揺らぎの分散は、パワースペクトルにウインドウ関数の 2 乗をかけて k 空間で積分することにより求まる。

$$\sigma^2 = \frac{V}{(2\pi)^3} \int P(k) |f_k|^2 d^3k \tag{2.33}$$

構造形成の種となる原初の密度揺らぎのスペクトルはどのようなものだったのか、という問いは宇宙論の中心課題の一つである。インフレーション理論誕生前の 1970 年、Hurrison はパワースペクトルの関数形を

$$P(k) = Ak^n \tag{2.34}$$

で表されるベキの形を仮定し、n の範囲について考察した。発散の回避や現在観測されている大きさの構造を再現する必要性から、$n = 1$ が結論された。1972 年に Zel'dovichi はこの形のスペクトルを用いれば、バリオンと光子の密度比を説明することができることを示した。この形のスペクトルを Hurrison-Zel'dovichi スペクトルと呼ぶ。ここまで、$P(k) = Ak$ のスペクトルを持つ原初の揺らぎの起源は全く謎のまま、ベキの仮定とパラメータ n に対する必要条件のみ

で議論されてきた。しかし、1980 年に提唱されたインフレーション理論が予言するエネルギー密度の量子揺らぎはこの Hurrison-Zel'dovichi スペクトルそのものであった。これはインフレーション理論が支持される大きな理由の一つである。

2.4　ダークマターと構造形成

宇宙背景放射の観測から、晴れ上がりの時点 ($z \sim 1000$) の宇宙での放射のエネルギー密度揺らぎは $\delta_r \sim 10^{-5}$ 程度、ということがわかっている。宇宙が晴れ上がるまで、バリオンの密度揺らぎは放射との電磁相互作用により成長できず、$\delta_b \sim \delta_r \sim 10^{-5}$ の程度である。現在観測されている最遠 (最古) の銀河は $z \sim 6.7$[3]であり、$z \sim 1000$ の揺らぎがスケールファクターに比例 ($1/(1+z)$ に比例) して成長しても、この銀河を作る程には成長できないことになる。したがって構造形成のためには光子と相互作用しない、ダークマターを考えなければならない。

宇宙の初期にはダークマターの粒子も相対論的な運動をしていたと考えられる。そのような時代には、時間とともに拡大していく、その時代の地平線よりも小さなサイズの揺らぎは消されてしまう。さらに、放射のエネルギー密度が卓越していた時代には物質は放射にひきずられ、成長できない。

ダークマターが比較的大きな質量を持つ粒子であった場合 (CDM)、粒子の運動は放射優勢から物質優勢になる時刻 z_{eq} よりも遥かに前に非相対論的になり、圧力も無視できる程小さい。したがって、宇宙のエネルギー密度が物質優勢になった時から 2.2 節で示したような成長をすることができる。HZ スペクトルを仮定すると、揺らぎの振幅は波長が短いほど大きいので、小さな揺らぎがたくさんでき、それが集まって大きなスケールの構造を作ることになる。しだがって CDM モデルはボトムアップ型である。

ダークマターがニュートリノのように非常に軽い物質の場合 (HDM)、運動が非相対論的になるのはずっと遅く、さらに圧力も無視できない。その結果 Jeans 長は t_{eq} まで増加し続け、超銀河団のスケールに相当する揺らぎよりも小さな揺らぎは減衰してしまう。したがって HDM モデルはトップダウン型である。

遷移関数

このように、密度揺らぎの重力成長には様々な要素がからんでおり、考えるダークマターの性質によって成長や減衰の振る舞いは異なってくる。これらの全ての効果を含んだ揺らぎの進化を表すために、波数 k における現在の揺らぎの振幅と、赤方偏移 z における揺らぎの振幅の比

$$T_k \equiv \frac{\delta_k(z=0)}{\delta_k(z)D(z)} \tag{2.35}$$

[3]現在の宇宙年齢の 6%程度

を導入し、この T_k を遷移関数と呼ぶ。$D(z)$ は線形成長を表す因子である。この遷移関数の進化を解明することが揺らぎの重力成長である構造形成論の核となる。数値シミュレーションによると、$\Omega_b \ll \Omega_{DM}$ の CDM モデルと HDM モデルの遷移関数のフィッティング関数は、以下のようになっている [16]。

$$\text{CDM} \qquad T_k = \frac{ln(1+2.34q)}{2.34q}[1+3.89q+(16.1q)^2+(5.46q)^3+(6.71q)^4]^{-1/4} \tag{2.36}$$

$$\text{HDM} \qquad T_k = \exp(-3.9q-2.1q^2) \tag{2.37}$$

ここで、

$$q = \frac{k/h\text{Mpc}^{-1}}{\Gamma} \tag{2.38}$$

である。Γ はシェイプパラメータと呼ばれ、バリオンの寄与を考慮に入れるためのパラメータである。シェイプパラメータは、ダークマターの振る舞いによって異なる形となるが、CDM に対しては、

$$\Gamma = \Omega_m h \exp\left[-\Omega_b\left(1+\frac{\sqrt{2h}}{\Omega_m}\right)\right] \tag{2.39}$$

という形で近似されることが知られている [17]。この式は $\Omega_b \ll \Omega_{DM}$ では良い近似を与えるが、ダークマターに対するバリオンの割合が大きくなると使えなくなる。

第3章　大規模構造探査と高赤方偏移天体観測の現状

前章までは宇宙の膨張と構造形成の理論的な側面に注目した。本章では、高赤方偏移天体と大規模構造の現在までの観測について紹介し、本研究での観測目的、観測手法について述べる。

3.1　宇宙の大規模構造

宇宙には一様に物質が存在してはおらず、物質は銀河という形で分布している。さらに銀河の分布も一様に分布ではなく、銀河は寄り集まって存在する傾向がある。1Mpc 程度の範囲に銀河が数 10 個集まっている領域を銀河群と呼ぶ。我々の銀河系は M31 を中心とする銀河群に属しており、この銀河群は局所銀河群と呼ばれている。

さらに大きなスケールにいくと、数 Mpc の範囲に数 100 個以上の銀河が集中しているものを銀河団と呼ぶ。銀河団は自己の重力により宇宙膨張から切り離されている系としては宇宙最大のものである。銀河系から最も近い銀河団はおとめ座銀河団である。銀河系からの距離 15Mpc、赤方偏移にして 0.0039 にあるこの銀河団には 1000 個以上のメンバー銀河が発見されている。銀河団は多数の銀河が集中しており、銀河同志の相互作用が頻繁に起こっているため、銀河形成の舞台にもなっている。

さらに、複数個の銀河団や銀河群が連なりあって 30Mpc 程度を越える構造を作るときこれを超銀河団と呼ぶ。その中には銀河の個数密度の濃淡のパターンがあり、全体の形も不規則である。このような超銀河団は宇宙のいくつかの方向に発見され、普遍的な存在であることがわかってきた。ここまでが 1970 年代までに明らかになったことである。

1980 年代に入ると、ハーバードスミソニアン天体物理センター (CfA) の Geller 等は、系統的に広範囲の銀河の赤方偏移を測定し[1]、数 10Mpc にわたって銀河がほとんど存在しない領域 (ボイド) や、100Mpc を越えて銀河が壁状に集中している領域 (グレートウォール) が存在することを発見した [19]。このような宇宙最大の構造を大規模構造と呼ぶ。

近傍宇宙の大規模構造の観測は、Geller 等による CfA サーベイの後にも、ラスカンパナス赤方偏移サーベイ [20]、2dF 銀河赤方偏移サーベイ [21]、スローンデジタルスカイサーベイ (SDSS)[22] など、大規模なサーベイが行なわれている。中でも現在進行中の SDSS は、専用の

[1] このような銀河探索を赤方偏移サーベイと呼ぶ。

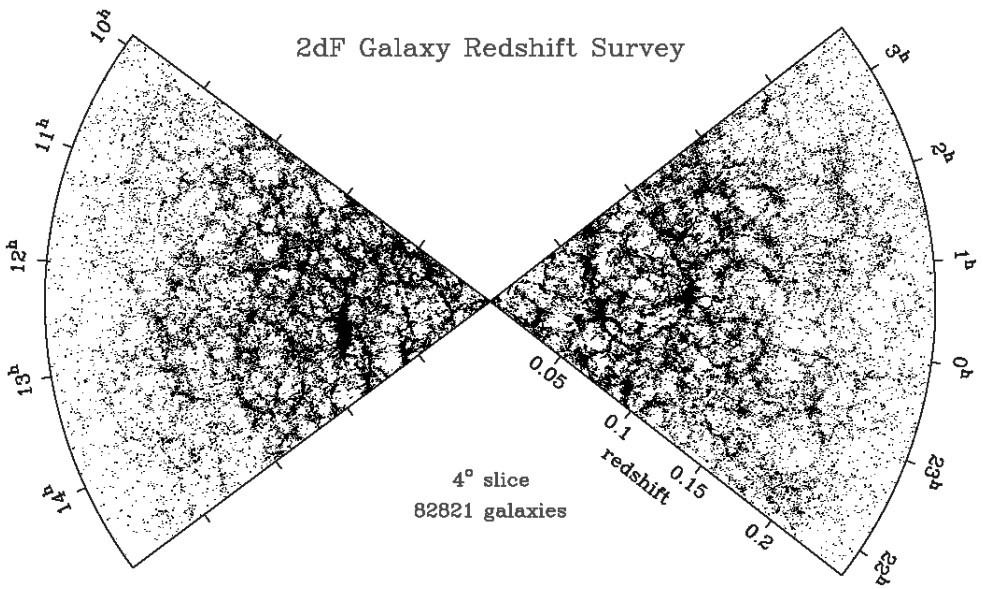

図 3.1: 2dF 銀河赤方偏移サーベイによって得られた銀河分布。銀河のほとんどない " ボイド " と " 銀河が 100Mpc 以上にわたって連なっている " グレートウォール " が連なっている [23]。

2.5m 望遠鏡を用いて全天の 4 分の 1 にわたる 1 億個の銀河の多色撮像と 19 等より明るい 100 万個の銀河の分光観測を行なうものであり、史上最も大規模なサーベイである。

これらの大規模サーベイから、近傍では 100Mpc スケールの大構造が普遍的に存在することが明らかとなっている。

3.2　高赤方偏移天体

大規模構造は低赤方偏移 ($z \leq 0.3$) では普遍的に広がっていることは明らかになっているが、通常、遠方の天体ほど暗くなるので、$z > 0.5$ で SDSS のような広視野大規模サーベイを行なうのは不可能である。高赤方偏移の天体は、限られた視野での深い観測 (ディープサーベイ) を行なうことによって検出される。以下に高赤方偏移天体が持つ特徴と、現在までの観測の現状をまとめる。

3.2.1　クェーサー

クェーサーは高赤方偏移の宇宙に観測される非常に明るい点光源であり、太陽系の大きさ程度のコンパクトな領域から通常の銀河の 100 倍以上のエネルギーを放射する天体である。分光

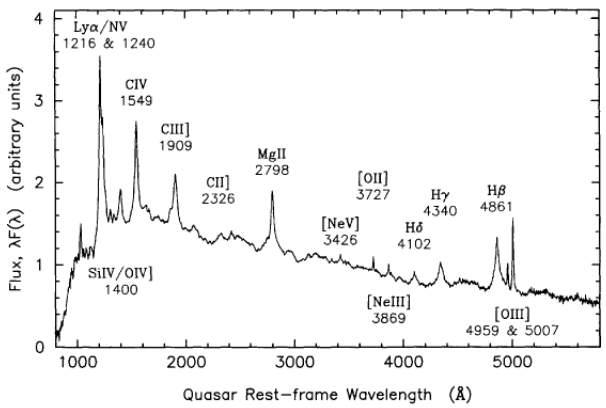

図 3.2: クェーサーの合成スペクトル [24]。多数のクェーサーのスペクトルを合成することによって得られた。平均的なクェーサーのスペクトルである。

学的な特徴としては、振動数のベキ乗に比例した連続光と、水素や重元素の幅の広い輝線がみられることである。このような天体のメカニズムとして、銀河中心に巨大ブラックホールがあり、そこへガスが落ちてゆく過程で重力エネルギーを解放して光り輝いていると考えられている。

クェーサーは非常に明るく遠いので、吸収線の解析により視線上の銀河間物質の分布や性質を調べることができる。最近、$z > 5$ のクェーサーが SDSS によって次々に発見されており [25]、現在までに発見されている最も遠いクェーサーは SDSS で発見された $z = 6.43$ のものである [26]。

3.2.2 ライマンブレイク銀河

銀河の Lyα の波長 (1216Å) よりも短波長の光は、我々の視線上にある銀河間中性水素ガスによって吸収を受ける。さらに、水素の電離エネルギーに相当する静止系波長で 912Å よりも短い波長の光は連続吸収によって著しく減衰しており、912Å はライマン端と呼ばれている。$z > 2.7$ の銀河の光は、吸収を受ける波長帯が可視光にシフトするため、短波長側のバンドではほとんど検出できないほどに暗くなる。例えば、$z = 3$ の銀河の光は赤方偏移により波長が 4 倍に引き延ばされるため、Lyα は 4864Å に、ライマン端は 3648Å になって観測される。このため、広帯域フィルターの U バンドでは、それより長波長のバンドに比べて急激に暗くなる。この現象はドロップアウトと呼ばれ、ドロップアウトによって検出される銀河をライマンブレイク銀河 (Lyman Break Galaxy;LBG) と呼ぶ。

LBG は強い紫外線連続光を放射しており、活発な星形成をしている銀河であると考えられている。現在、$z = 3 \sim 4$ では 1000 を越える LBG が検出され、その後の分光観測により赤方偏

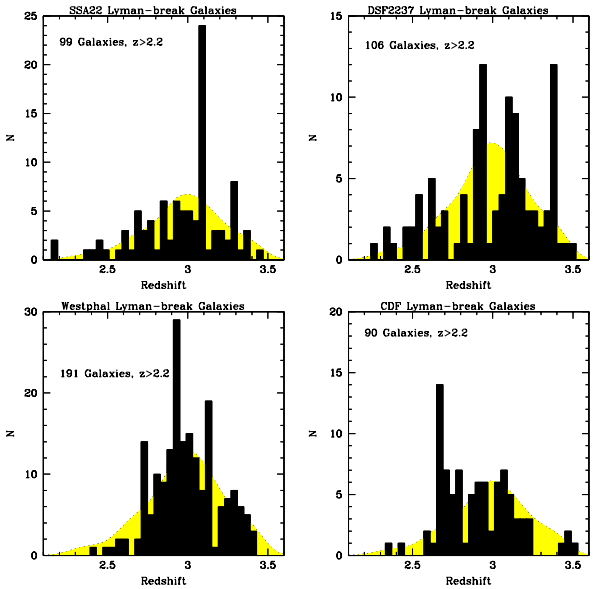

図 3.3: Steidel et al. による $z \sim 3$ の LBG の赤方偏移分布 [27]。どの領域にも個数密度のピークが存在することが分かる。

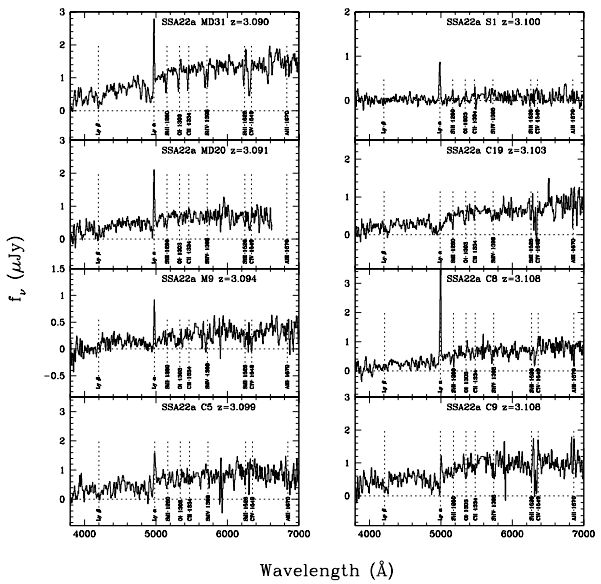

図 3.4: $z \sim 3$ の LBG のスペクトル [28]。Lyα 輝線銀河として検出されるほどの輝線を持つ LBG もある。

移が決定されている。図 3.3、図 3.4 に Steidel et al. によって観測された銀河のスペクトルと赤方偏移分布を示す。これらの観測では、どのサーベイ領域においてもいくつかの赤方偏移に個数分布のピークが存在することが示されたが、この高密度領域と、現在の宇宙の大規模構造や銀河団との関連は明らかになっていない。

3.2.3 ライマンアルファ輝線銀河

活発な星形成を行う銀河には、寿命の短い大質量の青い星が存在する。そのような星の発する紫外線は銀河中のガス雲の水素原子を励起するため、銀河は Lyα 輝線を放射すると考えられる [29]。このような銀河を Lyα 輝線銀河と呼ぶ。

Lyα 輝線銀河の特徴として、輝線が連続光に比べ非常に強く、速度幅も狭いこと、中性水素による吸収のため Lyα 輝線の形状が非対称になることなどが挙げられる。また、重元素量の少なさから、Lyα 輝線銀河はできたての若い銀河であると考えられている。

クェーサーや電波銀河などのない領域を観測する、ブランクフィールドサーベイにおいて、はじめて Lyα 輝線銀河を検出したのは 1998 年の Cowie et al. [30] である。彼らは Keck 望遠鏡を用いて $z = 3.4$ に 12 個の Lyα 輝線銀河を発見した。その後もブランクフィールドサーベイによる Lyα 輝線銀河サーベイは行なわれており、代表的なものとしては、Large Area Lyman Alpha サーベイ (LALA サーベイ)[31] やすばる望遠鏡 Suprime-Cam グループによる $z = 4.86$ のサーベイ [32]、国立天文台ハワイ観測所大プロジェクトの Subaru Deep Field (SDF) プロジェクト [33] などがある。SDF プロジェクトでは、中心波長 9196Å の狭帯域フィルターを用いて $z \approx 6.5$ に 2 個の Lyα 輝線銀河が発見されており、この銀河はこれまでに発見された最も遠方の天体である。

また、既に発見されている高密度領域やクェーサー、電波銀河などの周りを狙って Lyα 輝線銀河を探すターゲッティドサーベイも行なわれている。代表的なものは、Steidel et al. が行なったサーベイである。彼らは、LBG の高密度領域に対して Lyα 輝線銀河サーベイを行ない、前述の Cowie et al. による銀河密度の 6 倍の密度の Lyα 輝線銀河を検出した。さらに、そこでは Lyα ブロッブと呼ばれる、通常の銀河の数 10 倍の大きさにわたって Lyα 輝線を放射する巨大水素ガス雲も発見されている。

3.3 高赤方偏移の大規模構造

宇宙の大構造は $z \sim 0$ では宇宙のどの方向を見ても見つかる普遍的なものである。その形成過程は、理論的には重力不安定理論により解明することが試みられているが、高赤方偏移で何が起きているか観測によって調べることは非常に重要である。

現在、最も広く受け入れられている CDM モデルでは、密度揺らぎが成長して、はじめにで

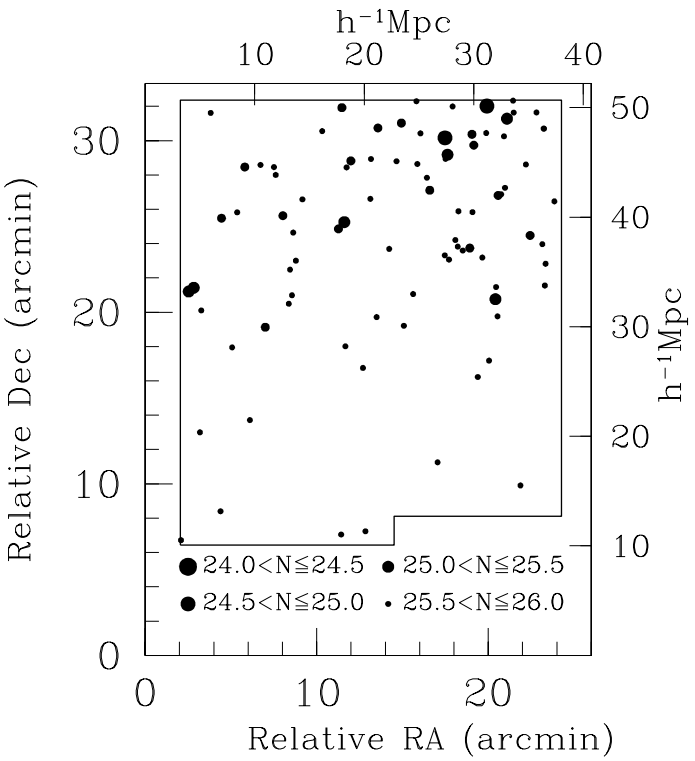

図 3.5: Suprime-Cam チームの観測による SDF $z = 4.86$ の Lyα 輝線銀河の分布 [32]。

きるのは銀河など天体であり、それが集まって銀河団や大規模構造のグレートウォールなど大スケールの構造になると考えられている。これを検証するためには高赤方偏移の銀河分布を直接観測すればよい。

近年、LBG や Lyα 輝線銀河の観測により、高赤方偏移に銀河の高密度領域が発見され、構造形成の過程がわずかずつではあるが見え始めてきた。前述した Steidel et al. は LBG の密度ピークとそれに付随する Lyα 輝線銀河の密集を発見した [34]。彼らの観測した面積は、この高密度領域のサイズよりも小さかったため、この領域がどれくらい広がっているかは分からなかった。また、すばる望遠鏡の Suprime-Cam チームは、$z = 4.86$ の Lyα 輝線銀河のブランクサーベイを行ない [32]、共動距離にして数 10Mpc のスケールの大構造を発見した。彼らの発見した構造も視野の中に全てが収まってはおらず、数 10Mpc より大きなスケールで広がっているものと思われる。今後、この領域の観測体積を増やしていくことが計画されており、現在の宇宙の大規模構造と同じスケールの構造が見つかるかもしれない。

第4章　すばる望遠鏡による高赤方偏移銀河サーベイ

4.1　すばる望遠鏡

すばる望遠鏡は、北緯 19 度 49 分 43 秒, 西経 155 度 28 分 50 秒、標高 4200 メートルのハワイ島マウナケア山頂にある光学赤外線望遠鏡である。マウナケア山頂は高い晴天率と安定した気流のため地球上で最も天文観測に適している場所の一つであり、すばるの他にも Keck 望遠鏡や Gemini 望遠鏡などの大望遠鏡が設置されている。光を集める主鏡の有効口径は 8.2 メートルであり、一枚鏡の望遠鏡としては世界最大のものである。薄い鏡の歪みを 264 本の可動式アームで支えて調製する「能動支持機構」や、望遠鏡まわりの空気の乱れを極力少なくする風速制御技術が導入されており、非常に高い解像度を誇る。望遠鏡は方位角、高度角の 2 軸で制御され、1 秒角の指向精度と 0.07 秒角の追尾精度を持つ。焦点は、主焦点、カセグレン、ナスミス (可視、赤外) の 4 つを備えており、観測目的や波長により 7 つの観測装置を使い分ける。特に 34'×27' の視野を持つ主焦点は 8 メートル級の望遠鏡としては異例の広視野であり、すばるの大きな特長であるといえる。

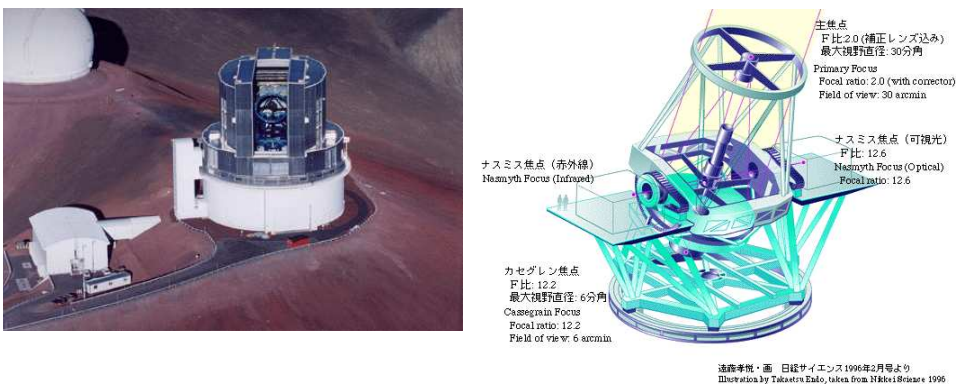

図 4.1: すばる望遠鏡のドームと制御棟 (左) と望遠鏡本体の図 (右)。国立天文台提供

4.2 Suprime-Cam

Suprime-Cam (Subaru Prime Focus Camera) は、すばる望遠鏡の主焦点に搭載される可視光の CCD カメラである [35]。2048×4096 画素の CCD チップを 10 枚隙間なく並べ、 主焦点の 34'×27' の視野をカバーする。主焦点の収差を補正するための大きな補正光学系 (Prime Focus Corrector;PFC) を持つ。CCD チップは MIT リンカーン研究所で製作されたもので、1 画素の大きさは 15μm、天球上での 0.2 秒角に相当する。Keck や VLT など、他の 8 メートル以上級の望遠鏡の高視野カメラの視野はどれも数分角四方程度であり、数 10 分以上の視野を持つ他の広視野カメラは 4 メートル級の望遠鏡に装備されるものしかない。したがって、すばる + Suprime-Cam は世界で最も広く深く解像度の高い画像を取得することのできる装置であり、最もディープサーベイに適した観測装置である、と言える。

CCD チップ	MIT リンカーン研究所製 裏面照射型 2048×4096 画素
CCD チップの数	10 チップ (5×2 の並び)
ピクセルサイズ	0.15μm
ピクセルスケール	0.2 秒角/pixel
視野	約 $30' \times 27'$
CCD のゲイン	2.5 e^-/ADU
読みだしノイズ	$10e^-$
読みだし時間	60 秒
サチュレーション	$80000e^-$

表 4.1: Suprime-Cam の基本スペック

4.3 $z = 3.1$ における銀河の大規模構造サーベイ

4.3.1 バックグラウンド

SSA22(R.A.=22^h17^m,Dec=+00°15′) は、Steidel et al. によって $z = 3.1$ に LBG 密度のピークが発見された領域である [27, 28]。彼らは、この領域の LBG のピークに合わせた狭帯域フィルターを用いて Lyα 輝線銀河探査を行なった [34]。その結果、検出された LAE は約 9 分角四方の視野に一様に分布しており、空間密度はそれまで知られていた値の 6 倍であった。Lyα 輝線銀河のこの高密度領域が LBG の密度ピークに付随しているものであることは明らかであるが、彼らの観測では視野の狭さのため、その高密度領域がどこまで広がっているのか、つまり構造のスケールが分からなかった。

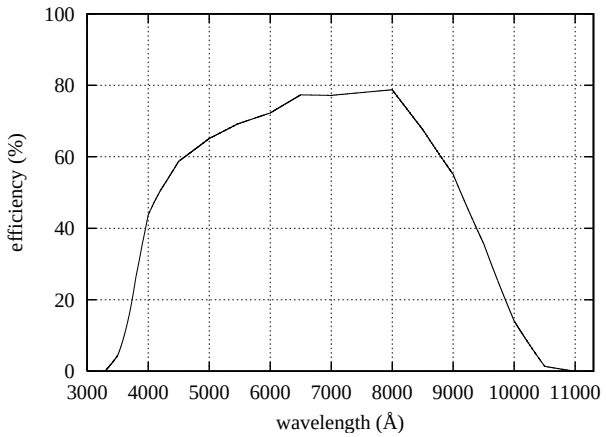

図 4.2: Suprime-Cam の検出効率。CCD の量子効率と主焦点補正光学系 (PFC) の透過率を含む

現在、標準的な構造形成モデルとされる CDM モデルによると、インフレーション時の量子揺らぎが構造の種となり、それが重力成長して構造を作ると考えられている。その過程ではまず小さなスケールの構造が先にでき、それが集まって大きなスケールの構造になると考えられ、階層的構造形成と呼ばれる。一般に大きなスケールの構造ほど形成される時期が遅いと考えられるので、銀河の個数密度にして他の天域の 6 倍という、$z = 3.1$ のこの構造がどの程度のスケールで広がっているのか、広い視野と高い赤方偏移決定精度で調べることができれば構造形成モデルに強く制限をつけることができるだろう。

Steidel et al. により見出された高密度領域の広がりを調べるためには、$z = 3.1$ の銀河を精度良く選択的に検出することが求められる。この目的のためには、広帯域フィルターのみによる LBG 検出では赤方偏移の精度が足りない。また、分光観測では、高い精度で赤方偏移を決定できるものの、8 メートルクラスの望遠鏡でも連続光で 25 等級程度が観測限界となる上に、視野の狭さから観測できる数が限られてしまう。一方、狭帯域フィルターを用いての観測ではフィルターの透過帯に輝線や吸収線が入る銀河の赤方偏移は狭い幅に入ることになるため、検出した銀河の赤方偏移の精度は通常の広帯域フィルター観測に比べて高いものになる。したがって高赤方偏移の大規模構造を調べるには、広い視野で深い狭帯域フィルター撮像を行ない、それによって検出された LAE を調べるのが最も効率が良い。すばる+Suprime-Cam+狭帯域フィルターの組合せは最も効率的な組合せである。

以上のような背景のもと、我々は狭帯域フィルターを用いて、高密度領域を狙ったピンポイント観測を行なった。$z = 3.1$ という若い宇宙に見え始めた大規模構造を Suprime-Cam の広視野で詳細に調べること、そこに属する輝線銀河、吸収線銀河の性質を調べることが目的である。

4.3.2　Suprime-Cam 用狭帯域フィルターの性能検査

フィルターの性質を特徴づける量は 3 つある。中心波長 (Center Wavelength; CW) と、バンド幅 (Band Width; BW)、透過率ピーク (Tpeak) である。CW は透過曲線を透過率の重みをつけた波長の平均であり、透過曲線の重心である。BW は透過曲線の半値全幅である。Tpeak は、透過曲線のピークである。

本研究では、狭帯域フィルターを用いて $z = 3.1$ の高密度領域の広がりを観測するのが目的であるため、$z = 3.1$ の銀河のみを選択的に検出する狭帯域フィルターを設計、製作し、その特性をよく掴んでおくことが必要である。また、高密度領域の空間的広がりを議論するのであるから、視野の中で $z = 3.1$ の銀河を検出する能力の一様さ、すなわちフィルターの CW, BW, Tpeak の一様性が求められる。

ガラス表面に干渉膜を施したフィルターは、フィルター面に対し斜めに光が入射すると透過する波長が垂直入射に比べて短くなるという特性を持つ。すばる主焦点の光学系は F1.9 という収束の早いものであるため、斜めに入射してくる光の成分が多く、この特性が大きく効いてくる。また、すばるの主焦点では CCD に結像する途中の光はフィルター面上では直径 30mm の円になる。干渉フィルターの透過曲線を精度良く調べるためには測定系においてすばる主焦点と同じ、フィルター面上で直径 30mm で F1.9 の収束光を再現する必要がある。この測定の詳細を付録に示す。このような測定をフィルター上でまんべんなく分布させた 13 点について行ない、一様性の確認も行なった。

4.3.3　観測とデータの一次処理

$z = 3.1$ で放射された Lyα 輝線 ($\lambda = 1216$Å) は赤方偏移により、4970Å にシフトしてくるため、$z = 3.1$ の銀河サーベイを行なうために、中心波長 4970Å、バンド幅 80Å の狭帯域フィルター $NB497$ を用いて観測を行った。$NB497$ は輝線を検出するためのバンドで、前節で触れたように注意深い透過率測定が行なわれ、CW/BW=4970/80Å であることが確認された。 また、連続光を検出するために広帯域フィルター B, V, R, i', z' バンドの撮像も行なった。

すばる共同利用観測 (プロポーザル ID : S02A-122) において、2002 年 9 月に観測した。さらにこの観測では $NB497$ によって Subaru-XMM Deep Field (SXDF) のデータも取得した。この天域は Suprime-Cam の試験観測で深い撮像データが取られており、また、2002 年 10 月より始まった国立天文台ハワイ観測所大プロジェクトのディープサーベイが行なわれている領域である。したがって、広帯域フィルターの深いデータが既に取得されており、我々は狭帯域フィルターのみの撮像で輝線天体を検出することができる。このフィールドは、銀河の高密度領域やクェーサー、電波銀河などが発見されていない領域 (ブランクフィールド) であり、$z = 3.1$ の平均的な性質を SSA22 と同じ条件で調べることができる。

取得された生データは付録に示したようなやりかたで一枚の画像に合成された。解析された

バンド	SSA22	SXDF
B	26.8	26.8
NB497	26.5	25.4
V	26.9	25.9
R	26.9	25.7
i'	26.6	25.4
z'	25.8	-

表 4.2: 各バンドの限界等級

面積は SSA22 では 699 平方分、SXDF では 606 平方分である。それぞれのバンドの 5σ の限界等級は表 4.2 に示した通りである。

また、各バンドの画像はわずかではあるがそれぞれ歪んでおり、平行移動と回転だけでは同じ天体が同じ座標になるようにできない。そのため各バンドで、同じ天体の座標のずれを多項式でフィットし、その結果を用いて画像を歪みを補正する。このようにして同じ天体が全てのバンドの画像で同じ x, y の値を持つようにした後、天体検出をし、SSA22 は直径 2 秒角、SXDF は直径 2.4 秒角のアパーチャーで測光した。

4.3.4 Lyα 輝線銀河候補の選別

$NB497$ は B バンドと V バンドの間にあるため、輝線、吸収線銀河を検出するための 4970Å 付近の連続光として、B バンド、V バンドの画像を 2:1 の割合で合成した「BV バンド」の画像を作成した。

SSA22

輝線天体を検出するためのカタログは $NB497$ の画像で天体検出をかけ、その場所を各バンドで測光したものである。色等級図を図 4.3 に示す。この図の横軸は $NB497$ の等級、縦軸は $BV - NB497$ であり、連続光に比べ $NB497$ で明るい天体は $BV - NB497 > 0$ の領域にプロットされる。

輝線天体として認定する条件は、

1. $NB497 < 26.2$
2. $BV - NB497 > 1.2$
3. $B - V > 0.2$

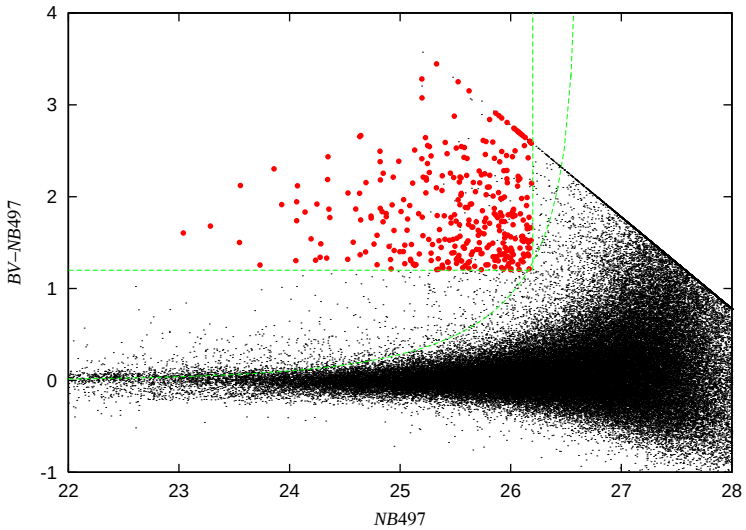

図 4.3: $NB497$ で検出した天体の色等級図。図中の直線は $BV - NB497 = 1.2, NB497 = 26.2$ を表し、曲線は $BV - NB497$ の 4σ を表す。赤い丸印が全ての条件を満たした輝線天体を表す。

4. $V < 27.9$

5. $V - i' < 1.5$

とした。(1) の条件は $NB497$ の等級がスカイノイズの 7σ よりも暗い天体は使わない、ということである。(2) の条件は輝線の観測者系での等価幅として $EW_{obs} > 160$Å を課したことに対応する。もし、検出した輝線が $z = 3.1$ の Lyα 輝線であれば、静止系での等価幅は $EW_0 > 39$Å という条件を課したことになり、その程度の輝線の強さを持つ Lyα 輝線銀河は数多く存在する。しかし、この輝線が [OII]λ3727 であれば赤方偏移は 0.33 ということになり、静止系の等価幅が $EW_0 > 120$Å の銀河がこの条件を満たすことになる。過去に行なわれた観測から、[OII] の静止系での等価幅は 100Å 程で頭打ちになることが知られており [36]、この条件は低赤方偏移輝線銀河の混入を防ぐ効果を持っている。また、$z = 3.1$ の銀河は中性水素雲の吸収により B バンドが V バンドに比べ平均 0.3 等暗くなる。一方、低赤方偏移の輝線銀河はそのような吸収は受けず、もともと青い銀河が多いので、(3) の条件によってさらに低赤方偏移輝線銀河はふるい落とされる。しかし V バンドが暗いと $B - V$ の下限値も定義できなくなってしまうので、V バンドはスカイノイズの 2σ 以上のフラックスが検出されていることが要請され、(4)$V < 27.9$ の条件を課すこととする。また、この 3 つの条件では非常に赤い銀河が入ってくることがある。高赤方偏移の Lyα 輝線銀河は若く青い星の割合が高いと思われるので、そのような赤い銀河は除外対象である。したがって (5) の条件を課す。

このような条件で、300 個の Lyα 輝線天体の候補を発見した。図 4.4 にいくつかの画像と低

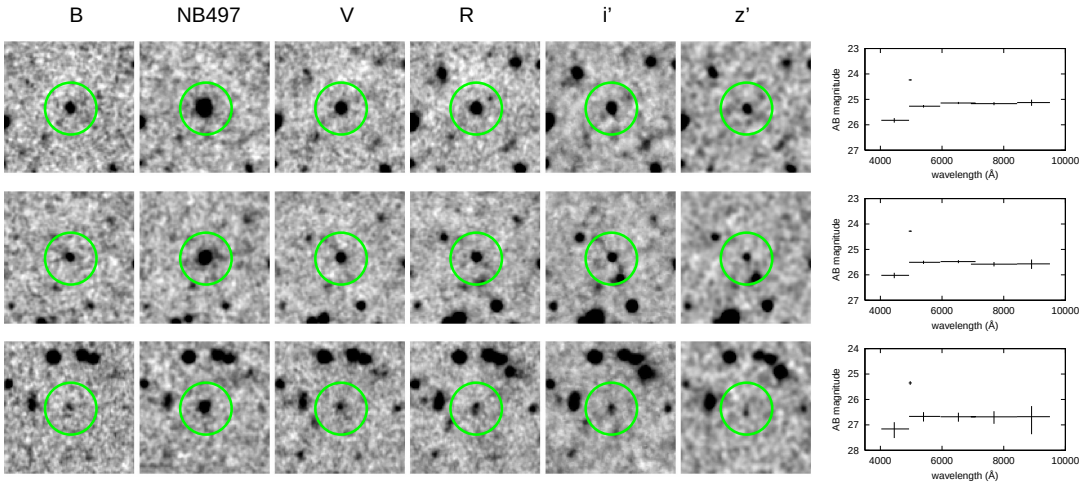

図 4.4: $z = 3.1$ の輝線天体候補の例。$NB497$ で明るくなっているのがわかる。

分散スペクトルを示す。

SXDF

SXDF についても、同様の解析をして輝線天体の選別を行なった。ただし、SXDF の $NB497$ は、観測時間が SSA22 の約 4 分の 1、アパーチャーが 1.2 倍であるため、7σ の限界等級は SSA22 より 0.8 等浅い 25.4 等である。また、V バンドの限界等級も 1 等浅い。したがって (1) の条件を $NB497 < 25.4$ に、(4) を $V < 26.9$ に変更し、他の条件は同一にして SXDF の $z = 3.1$ 輝線天体を選んだ。その結果、48 個の候補天体を発見した。この領域は高密度領域やクェーサー、電波銀河などが発見された領域ではないので、ここで検出された個数密度が $z = 3.1$ の宇宙の平均的な個数密度であると考えるのは妥当である。

4.3.5 Lyα 輝線銀河の空間分布

前節のようにして検出された輝線銀河の天球面上の分布を図 4.5 に示す。輝線銀河、吸収線銀河ともに北東から南東にかけてベルト状の領域に集中し、差し渡し > 60Mpc、幅 ~ 20Mpc の大構造を形成している ($\Omega_m = 0.3$,$\Omega_\Lambda = 0.7$,$h = 0.7$ の宇宙モデルを仮定)。Steidel et al. の観測した領域はこの視野の中心 9 分角四方であったので、この大構造の広がりがどれだけなのか分からなかった。しかしこのデータは、スローンデジタルスカイサーベイ (SDSS) 等で観測される近傍の大規模構造に匹敵するスケールであることを物語っている。

SSA22 と SXDF の輝線銀河の個数密度を比較するために、SXDF に対する輝線天体選別条件

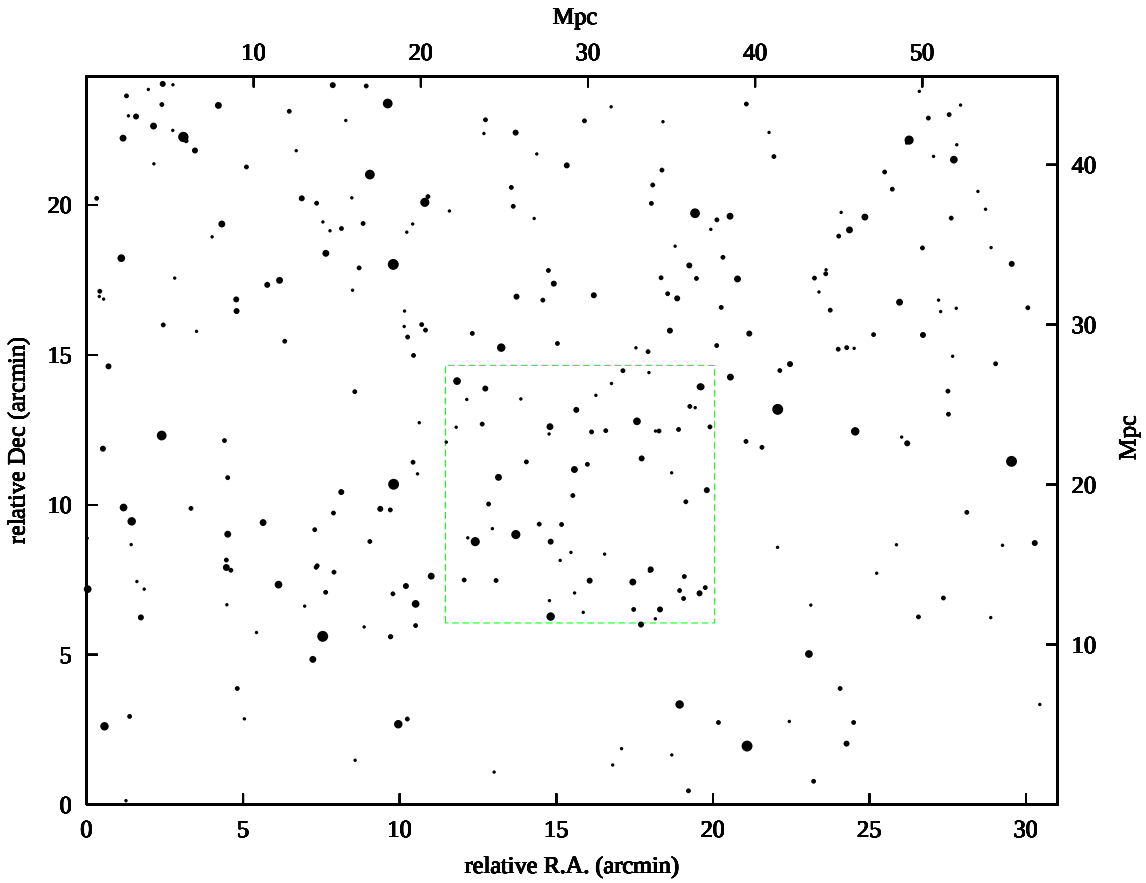

図 4.5: 輝線銀河の空間分布。印の面積は $NB497$ で検出されたフラックスに比例している。comoving length は $\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, h = 0.7$ の宇宙論モデルにより求めた。緑色の四角は Steidel et al. の観測領域である。高密度領域は北東- 南西のベルト状の領域に集中している。

	面積 (平方分)	個数	密度 (個/平方分)	SXDF との比
SSA22 全領域	699	91	0.13	1.6
SSA22 高密度領域	318	75	0.24	3.0
SSA22 低密度領域	381	16	0.042	0.53
SXDF	606	48	0.079	1.0

表 4.3: SSA22 と SXDF の Lyα 輝線銀河数密度の比較

を SSA22 にも適用すると、検出される個数は 91 個となる。SSA22 の輝線銀河の密度は SXDF に比べて 1.6 倍高いことになる。さらに SSA22 の中での密度分布を議論するために $\sigma = 1.5$ 分角のガウシアンスムージングによって数密度等高線を求めた。そして SSA22 全体の平均数密度よりも密度が高い領域を高密度領域と定義する (図 4.6)。この高密度領域は北東から南東にかけて、そして視野中央から北東に伸びており、面積は 318 平方分である。この閉曲線内部での銀河数密度は、SSA22 全体の平均数密度の 1.8 倍であり、SXDF で観測された密度を宇宙の平均とすると、この領域は平均の 3.0 倍の密度であることになる。これを $\rho_{gal} = \bar{\rho}_{gal}(1 + \delta_{gal})$ で定義される δ_{gal} で表すと、

$$\delta_{gal} = 2.0 \pm 0.5 \tag{4.1}$$

となる。ここで ρ_{gal} は観測される銀河の数密度、$\bar{\rho}_{gal}$ は宇宙全体での銀河の平均数密度である。

一方、構造形成モデルから予測される、ダークマターを含む質量密度揺らぎはどの程度であろうか？$NB497$ のバンド幅は 80Å であり、$\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, h = 0.7$ の宇宙論を仮定すると、奥行きは 61Mpc となる。角度方向には、面積 318 平方分であるので一辺 18 分角の正方形と同じ面積である。18 分角は $z = 3.1$ では 34Mpc に相当するので、この高密度領域の体積は 71000Mpc^3 となる。ここで定義した高密度領域はいびつな形をしているが、簡単のため体積 71000Mpc^3 となる球の密度揺らぎを考える。原始密度揺らぎとして Hurrison-Zel'dovichi スペクトル (HZ スペクトル) を仮定すると、パワースペクトルから揺らぎを求める式 2.33 と CDM モデルの遷移関数 (式 2.36) から、$z = 3.09$ の $r = 26$Mpc の球内の質量密度揺らぎの振幅の標準偏差は

$$\sigma \approx 0.15 \tag{4.2}$$

となる。銀河の数密度揺らぎ δ_{gal} は、$\rho_{mass} = \bar{\rho}_{mass}(1 + \delta_{mass})$ で定義されるダークマターを含む質量密度揺らぎと

$$\delta_{gal} = b\delta_{mass} \tag{4.3}$$

の関係があると考えられている。この b をバイアスパラメータと呼ぶ。

ここで求めた σ の値は質量密度揺らぎの 1σ の値であるが、この観測は Steidel et al. の LBG の分光観測で得られた赤方偏移分布の中で最も密度の高い赤方偏移を選んで行なったものであるため、質量密度の揺らぎも大きくなっていると考えられる。$NB497$ で観測される Lyα 輝線銀河の

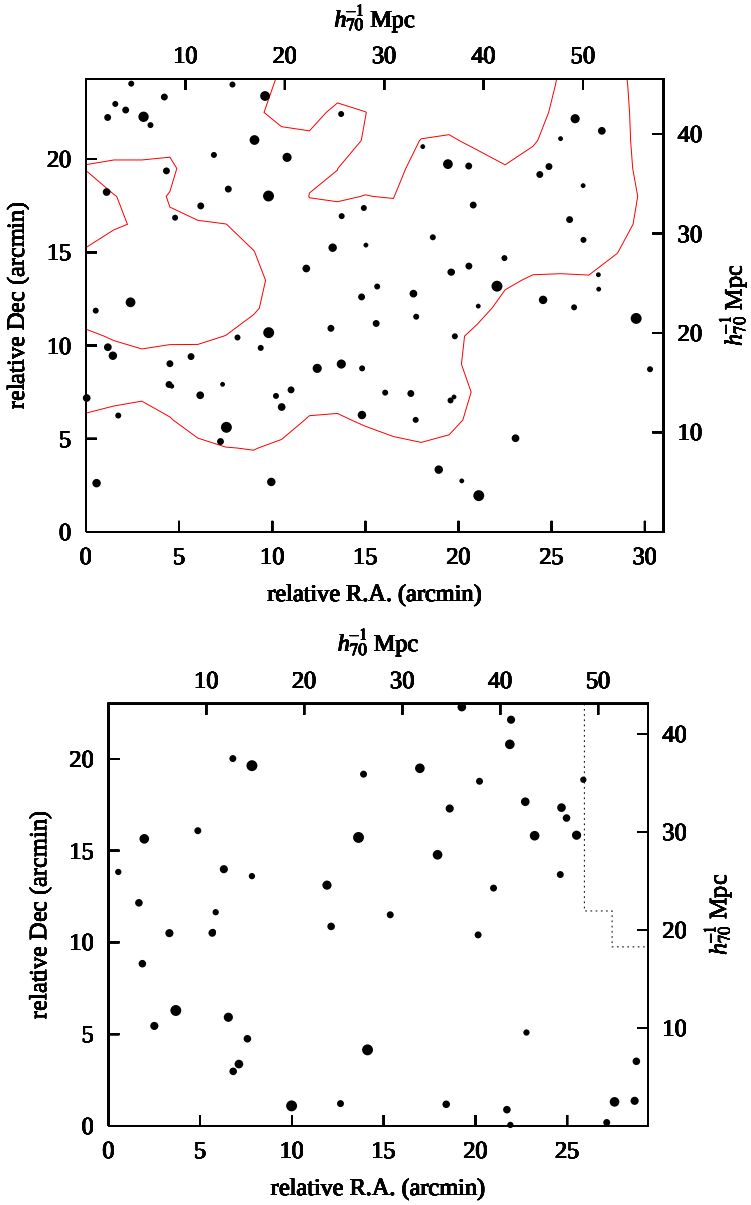

図 4.6: 上：SSA22。赤い曲線は、局所的な銀河数密度が SSA22 全体の平均数密度と等しくなる密度の等高線。この内部を高密度領域とする。下：SXDF で検出した Lyα 輝線銀河の天球上分布

赤方偏移の幅は $\Delta z = 0.06$ であり、Steidel et al. が観測した LBG の赤方偏移は $z = 2.75 \sim 3.35$ 程度の範囲に入るので、$NB497$ の幅は Steidel et al. の観測した幅に 10 個入ることになる。質量密度揺らぎの確率密度関数が $\sigma = 0.15$ のガウシアンであると仮定すると、観測される確率が $1/10$ となるのは 1.3σ であるので、質量密度揺らぎは 0.20 である。したがって Lyα 輝線銀河の密度超過から

$$b = \frac{\delta_{gal}}{\delta_{mass}} = 10 \pm 3 \tag{4.4}$$

となる。

4.3.6 Lyα 強吸収線銀河候補の選別

吸収線天体の選別は、BV 画像で検出したカタログについて行なった。4970Å 付近で吸収を受けているものを探すので、$NB497$ で検出される必要はないからである。図 4.7 に BV で検出した天体の色等級図を示す。以下の条件を満たすものを吸収線天体とした。

1. $BV < 26.7$
2. $BV - NB497 < -0.7$
3. $B - NB497 < -0.6$
4. $V - NB497 < -0.7$
5. $BV - NB497$ の絶対値が、誤差の 3σ よりも大きい

(1) の条件は BV がスカイノイズの 7σ よりも明るい、ということに対応する。(2) の条件は $EW_{obs} < -72$Å に対応する。(3),(4) の条件は $NB497$ が B と V の両方よりも暗く、確実に吸収線のようなスペクトルを持つ天体のみがこれを満たす。SN のよい BV で明るく、SN の悪い $NB497$ で暗い天体に焦点を当てているので、$BV - NB497$ の誤差が大きなものが多い。測光誤差による偽の吸収線天体の混入を防ぐために (5) の条件を採用した。

このような条件で 80 個の吸収線天体を検出した。図 4.8 に吸収線天体の例を、空間分布を図 4.9 に示す。

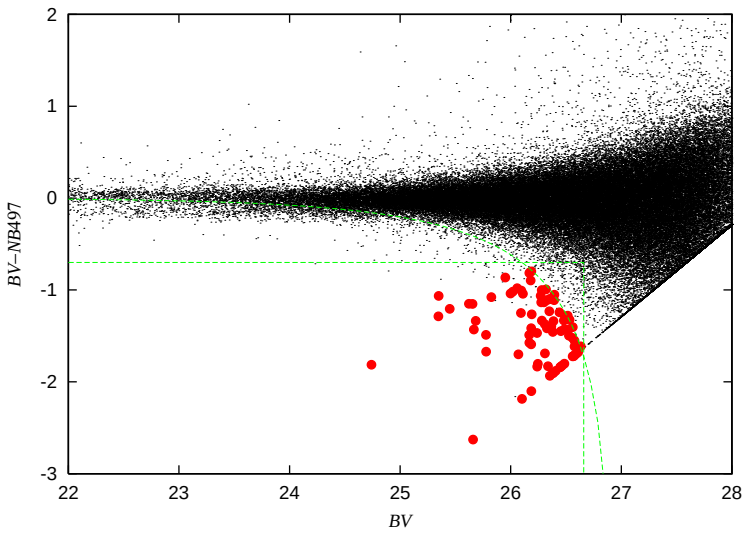

図 4.7: BV で検出した天体の色等級図。図中の直線は $BV - NB497 = -0.7, BV = 26.7$ を表し、曲線は $BV - NB497$ の 3σ を表す。赤い丸印が全ての条件を満たした吸収線天体を表す。

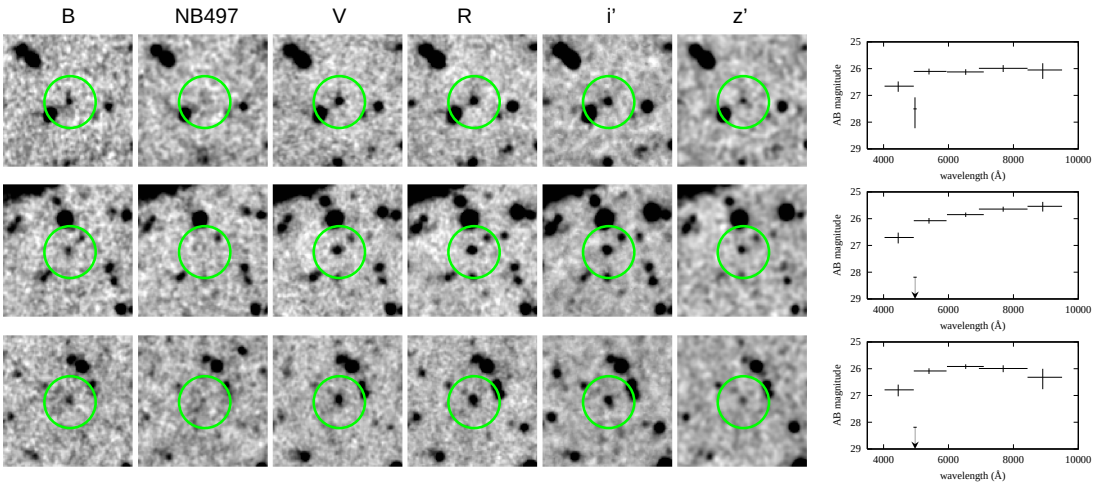

図 4.8: 強吸収線天体の例。$NB497$ では検出できないほど暗くなっているものも多い。

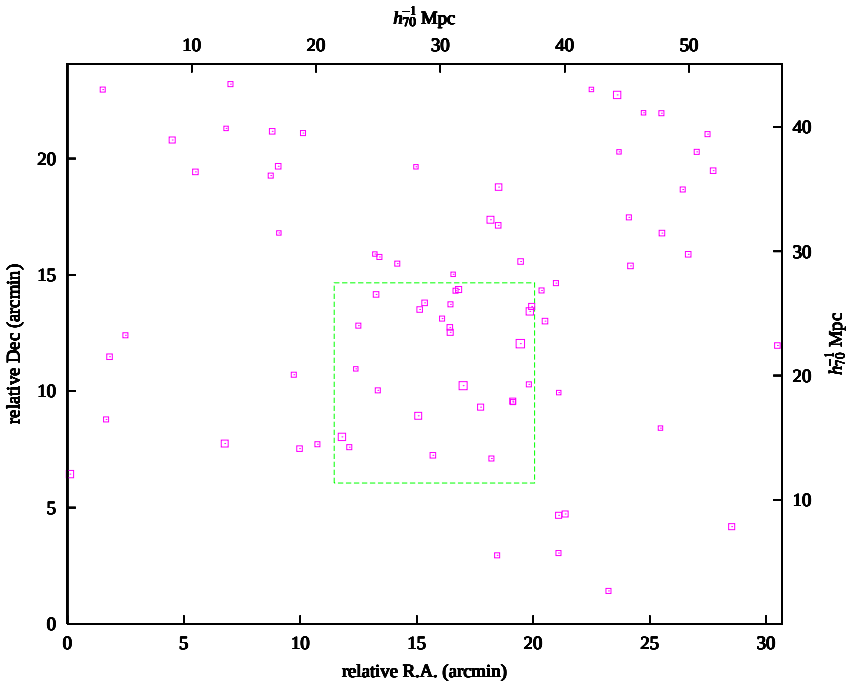

図 4.9: 強吸収線天体の空間分布。

4.3.7 Lyα ブロッブ

SSA22 の $z = 3.1$ には、通常の銀河の数 10 倍の大きさにわたって Lyα 輝線を放射する巨大水素ガス雲、Lyα ブロッブが Steidel et al. によって発見されている [34]。当然、この Lyα ブロッブは我々の画像でも検出されているが、我々の取得した画像は彼らのものよりも深いため、微細構造がよく見てとれる (図 4.10)。Lyα ブロッブの起源は超新星爆発による銀河風モデル、収縮冷却ガスモデル、反射 (散乱) 光モデル、隠されたクェーサーによる光電離モデルなど、いくつかのモデルが提案されているが、未だその正体は明らかになっていない。超新星爆発による銀河風モデルを受け入れると、中心にある銀河では年間 1 個のペースで超新星爆発が起きていることになり、このペースは我々の銀河系の 1000 倍近いものである。いずれにせよ、Lyα ブロッブはこの銀河高密度領域に付随したものであると考えられ、銀河の形成・進化に関わる重要な現象であることは言うまでもない。

$NB497$ の画像から BV の画像を引くことによって $NB497$ から連続光成分を引いた輝線成分のみの画像を作り、その中に広がりを持った天体が残っていないか調べ、Lyα ブロッブが他にもないか探してみた。この引き算画像では、通常の輝線天体はプラスの方向に、吸収線天体はマイナスの方向に FWHM で 1 秒角程度の凹凸を作るが、もし Lyα ブロッブがあれば数秒角にわたってプラスの値を持つ領域となって見えるはずである。画像を直接見ることによってこ

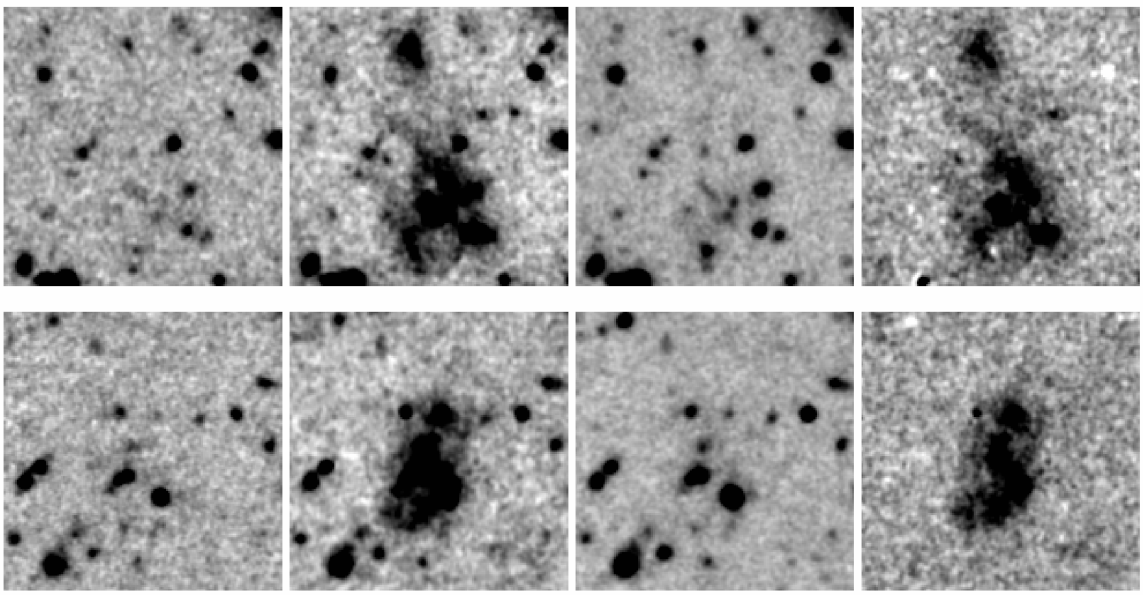

図 4.10: 今回観測された Steidel et al. の Lyα ブロッブの画像。画像の大きさは 1 辺約 40 秒角であり、左から、$B, NB497, V, NB497 - BV$ の画像である。

のような天体を探し、206 個の候補を発見した。

定量的には、これらの天体を直径 2 秒角のアパチャーと直径 4 秒角のアパーチャーで測光 (図 4.11、図 4.12 参照) し、4 秒角のアパーチャーのフラックス F_4 から 2 秒角のアパチャー F_2 を引いた残りが引き算画像のスカイノイズの 4σ 以上であったものを「Lyα ミニブロッブ」と定義する。つまり、中心から $2 \sim 4$ 秒角の距離において、統計的に有意な輝線成分のフラックスがあるかどうかを判断基準とした。この結果、スカイノイズの 4σ 以上のフラックスが検出されたのは 55 個であった。図 4.13 に例を示す。

Lyα 輝線銀河、吸収線銀河、Lyα ミニブロッブの空間分布には強い相関が見られた。これらを重ねてプロットした図が、図 4.15 である。Lyα ミニブロッブには中性水素ガスが大量に含まれていると考えられ、活動性の高い、若い銀河である Lyα 輝線銀河や強吸収線銀河の多い領域に付随していることから、この領域は多くの銀河がまさに誕生している領域、「巨大銀河形成領域」であると期待される。

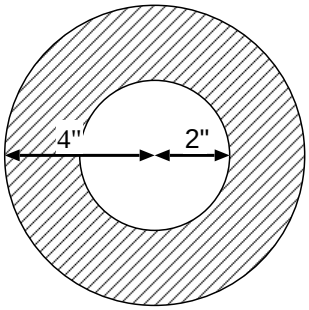

図 4.11: ブロッブ測定用アパーチャー。斜線部分のフラックスを測定し、広がりがあるかどうかを調べる。

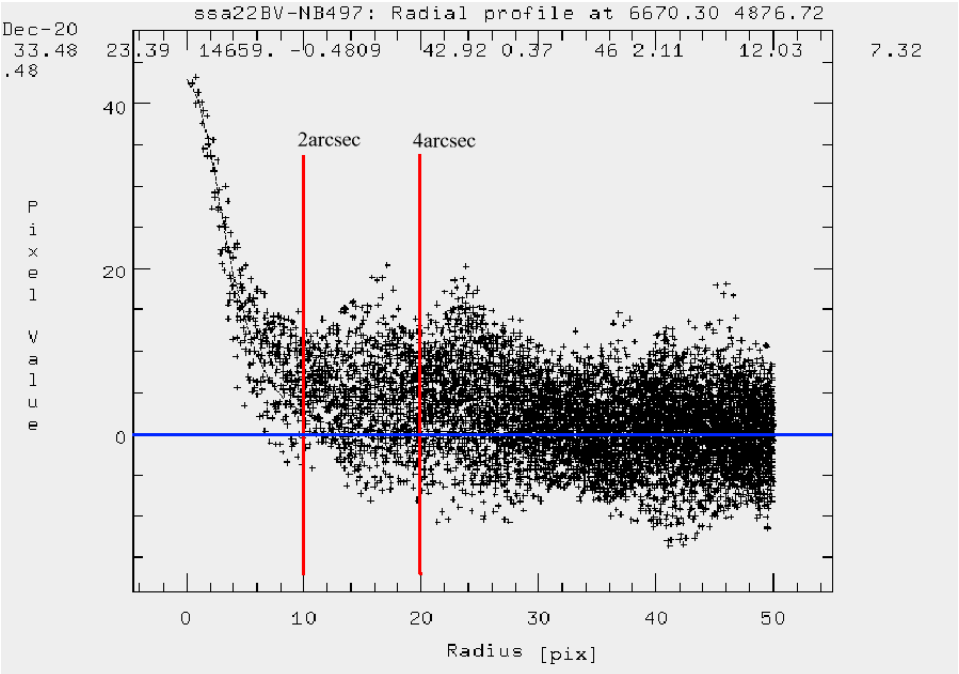

図 4.12: Lyα ミニブロッブのフラックス測定の例。中心から 2 秒角 $\sim$4 秒角の範囲のフラックスを測定する。

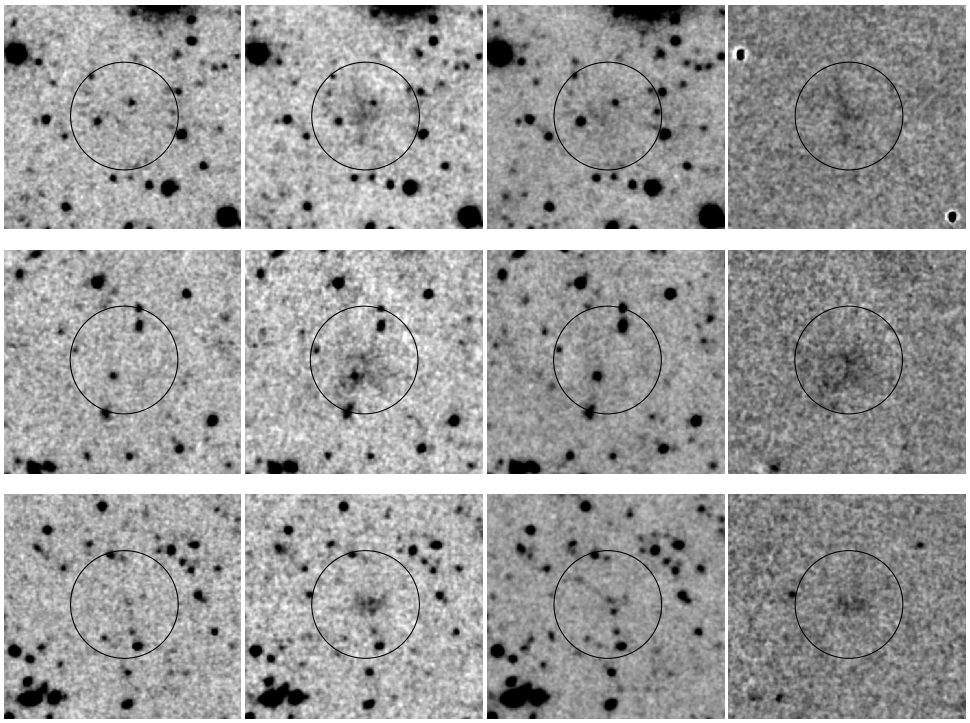

図 4.13: 今回の観測で発見された Lyα ミニブロッブの例。左から $B, NB497, V, NB497 - BV$ の画像である。円の大きさは 10 秒角である。

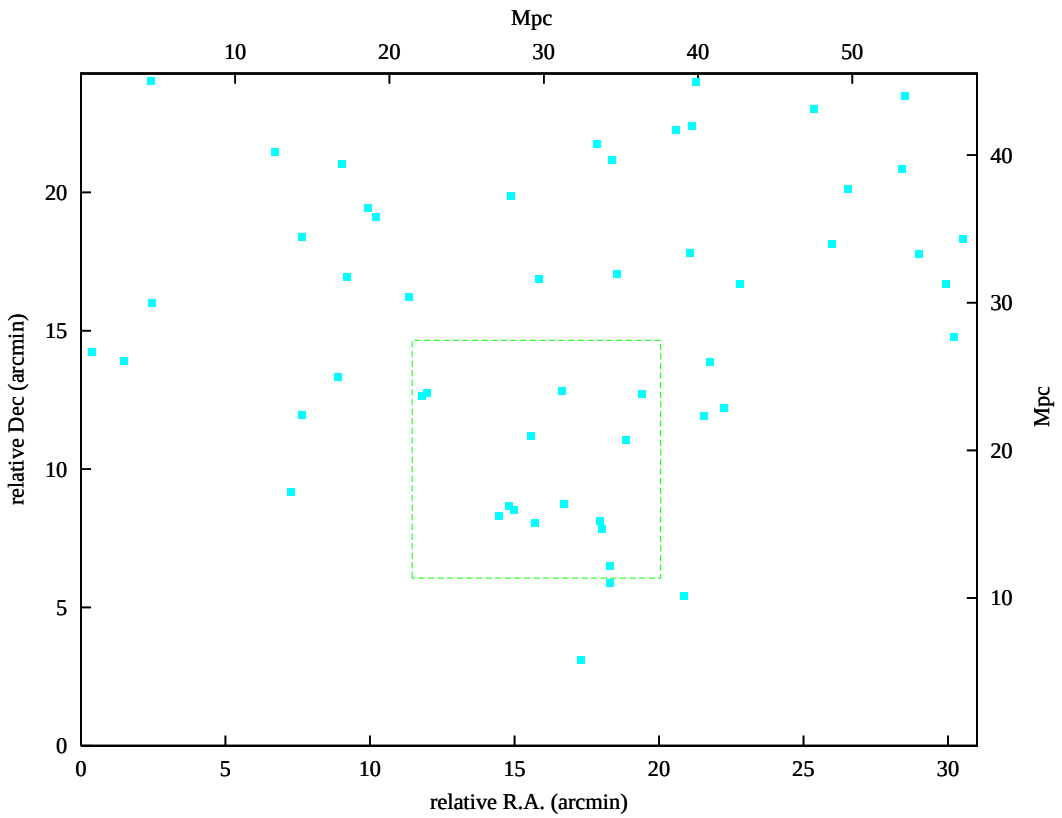

図 4.14: Lyα ミニブロッブの空間分布

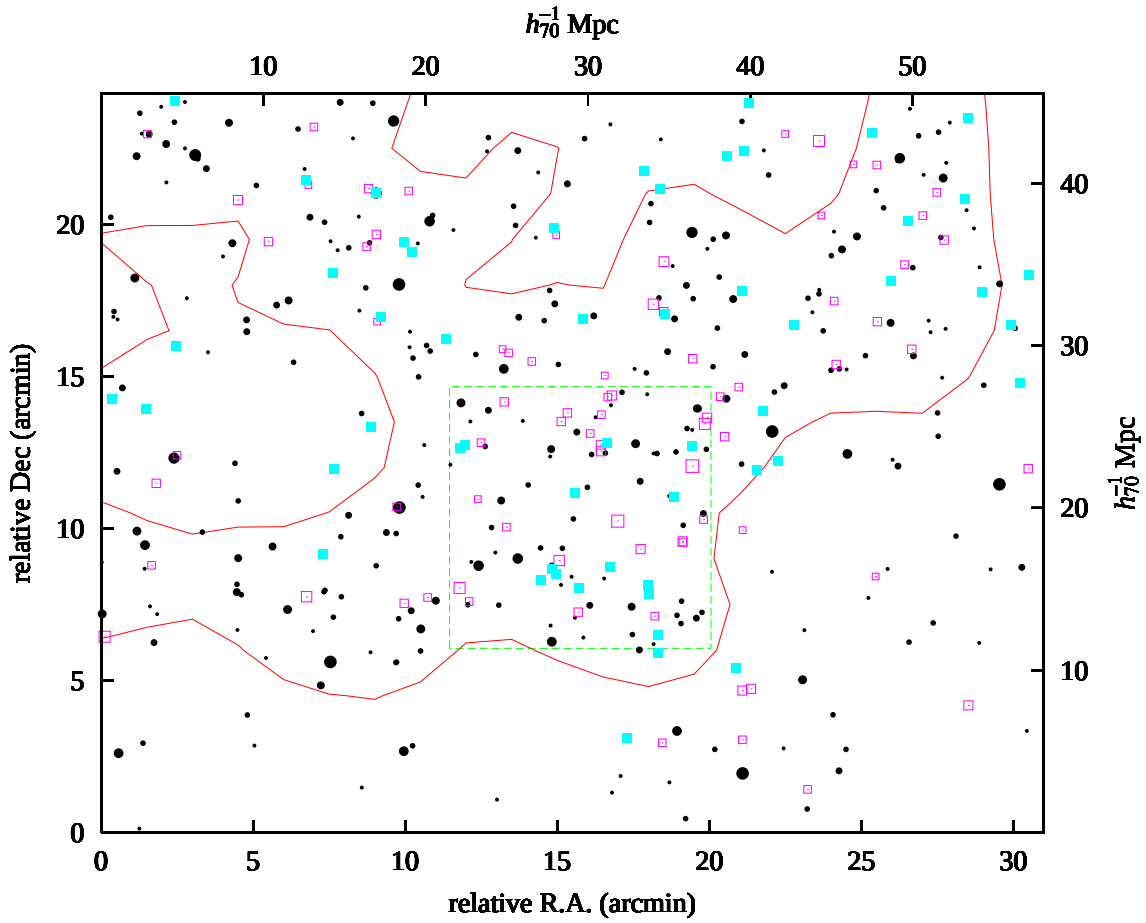

図 4.15: Lyα 輝線銀河、吸収線銀河、Lyα ミニブロッブの空間分布。黒丸は Lyα 輝線銀河、赤四角は Lyα 吸収線銀河、青四角は Lyα ミニブロッブ、赤い線は Lyα 輝線銀河の数密度分布から求めた高密度領域、緑の線は Steidel et al. 2000[34] で観測された領域である。3 者の分布に強い相関が見てとれる。

第5章　今後の展開と課題

本研究では、LBG の高密度領域を狭帯域フィルターで狙った観測を行なうことにより、存在が明らかになりつつある高赤方偏移の大規模構造を、はじめてこれほどの大統計で観測することができた。しかし、Suprime-Cam の広視野をもってしても今回発見した大構造の全容をおさえるには至っておらず、この大構造のスケールを知るためには、さらに観測体積を増やすことが必要である。視野を広げて隣の天域の観測を行なうのみならず、隣の赤方偏移の幅にある銀河の探索を行なうことにより、大規模構造の 3 次元マッピングが可能となる。

また、$NB497$ で Lyα 輝線を捕らえることのできる赤方偏移の幅は、$\Delta z \sim 0.06$ である。これは共動距離にして 61Mpc の奥行きに相当し、検出した Lyα 輝線銀河は視線上でその中のどこにあるのか、という情報は全くない。大構造の詳しい構造を調べるためには分光観測によってより正確に赤方偏移を決める必要がある。

今回の観測では Lyα 輝線銀河の他に Lyα 吸収線銀河の候補や Lyα ブロッブの縮小版である、Lyα ミニブロッブも多数発見した。しかも、それらの分布は Lyα 輝線銀河と非常に強い相関があり、この大構造は Lyα 輝線銀河だけでなく、Lyα 吸収線銀河や Lyα ミニブロッブもその構成要素であることは明らかである。Lyα の吸収や Lyα 輝線でのみ光るガス雲がこれほどに多量に存在することは、この領域が豊富な中性水素を含んでいることを示し、銀河形成が活発に行なわれている場所であることを示唆する。一般に高赤方偏移の宇宙を深く広く観測することは困難であるため、これほど巨大なスケールで一斉に銀河形成が起きている例はこれまでに発見されていない。

今後、この領域での銀河の性質を詳しく調べることにより、高赤方偏移大規模構造領域の他の領域との違いを明らかにしていく予定である。

さらに我々は、Suprime-Cam 開発グループ及びハワイ大学との共同研究で、SSA22 の $z = 5.7$ の Lyα 輝線銀河サーベイのデータを解析中である。また、SXDF 領域では、バンド幅 240Å$\sim$320Å の中帯域フィルターを 7 枚用いた観測も行なっている (プロポーザル ID : S02B-163)。これらの観測は高密度領域やクェーサーなどが存在する領域の観測ではなく、宇宙の平均的な姿を観測することができるものと期待される。これらの解析を通じて、高赤方偏移宇宙の平均的な様子について理解が深まれば、ここで発見された大規模構造の構造形成、進化の中での位置づけが明らかになるだろう。

付 録A　フィルター透過率の測定

本研究では、狭帯域フィルターを用いて $z = 3.1$ の高密度領域の広がりを観測するのが目的であるため、$z = 3.1$ の銀河のみを選択的に検出する狭帯域フィルターを設計、製作し、その特性をよく掴んでおくことが必要である。また、高密度領域の空間的広がりを議論するのであるから、視野の中で $z = 3.1$ の銀河を検出する能力の一様さ、すなわちフィルターの CW, BW, Tpeak の一様性が求められる。

そこで国立天文台天文機器開発実験センターにて、島津分光光度計 UV-3100PC の F16 ビームをフィルター面上で直径 30mm で F1.9 の収束光に変換する光学を製作し各種フィルターの透過曲線の測定を行った。この光学系によって、F= 1.9 ± 0.05、フィルター面での直径 $D_{beam} = 30$mm の収束光を作ることができた。光学系の概要を図 A に示す。また、主焦点フィルターは大面積 (205mm × 170mm) であるため 透過率、中心波長、バンド幅等の一様性を確認するために 1 枚のフィルターにつき 13 点、測定を行った。

我々は本研究で用いられる $NB497$, $NB816$ の 2 枚の狭帯域フィルターの他に、6 枚の Suprime-Cam 用狭帯域フィルターと 20 枚の中帯域フィルター (バンド幅 $200 \sim 400$Å) の製作を行なっている。それらの測定も上記のような方法で測定し、結果は
http://www.awa.tohoku.ac.jp/~tamura/filter.html で公開している。

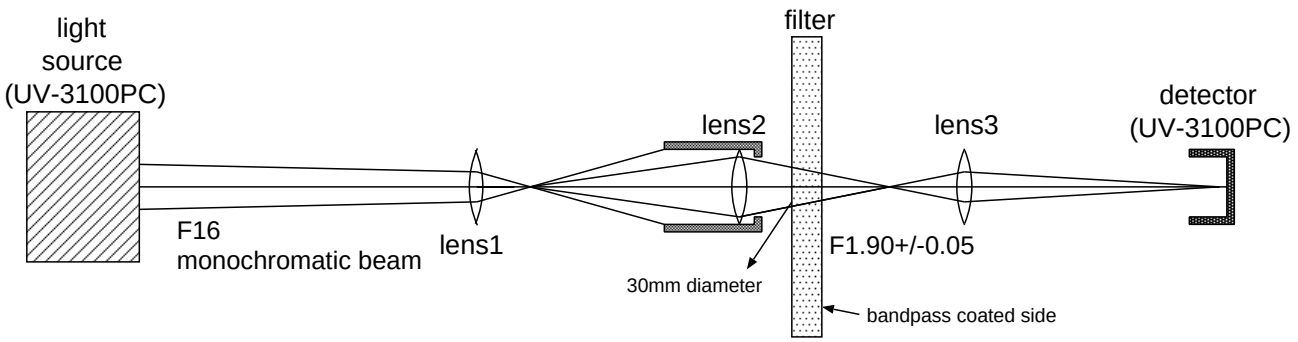

図 A.1: F1.9 光学系の概念図。

図 A.2: フィルター透過率の測定風景

付 録B　画像データの一次処理

通常の撮像観測では、CCD の飽和 (サチュレーション) を防ぐため 1 バンドにつき 10∼20 回に分け、視野を ±3 分角程度ずらして (ディザリング) 積分する。さらに Suprime-Cam は 10 枚の CCD チップから成り立っているため、1 回の積分 (1 ショット) で 10 枚の画像ファイルが生成される。つまり、1 バンドの観測につき 100 ∼ 200 個の画像ファイルが取得されることになる。一つ一つの画像データは積分時間が短いので SN が悪く、CCD の電荷転送による電流の成分や測定系全体の感度ムラが残っているため、適当な画像処理によってこれらの成分を取り除いた上で一つの画像に合成することが必要である。この画像処理を一次処理という。

今回の解析では Suprime-Cam 開発グループのメンバーである国立天文台の八木雅文氏、および東京大学の大内正己氏が開発したソフトウェアにより一次処理を行なった。

以下に一次処理の各工程をまとめる。

バイアス引き

CCD のデータを読み出す際、電荷を転送するために電流 (バイアス電流) を流す。生のデータにはその電流によるカウント値が残っている。通常、0 秒積分で読み出した画像データ (バイアスフレーム) をとり、画像同志の引き算によってバイアスのカウントを引き去る。

しかし、Suprime-Cam では、CCD の画素の一部を電荷が蓄積しないようにしておき、電荷を読み出す際にこの画素からはバイアス電流しか流れてこないようにしてある。この領域を「オーバースキャン領域」とよぶ。オーバースキャン領域のピクセルのカウント値はバイアス値と等しいとすれば、この値を全体から引くことによりバイアス引きをされた画像が得られる。

オーバースキャン領域はバイアス引き後には不要であるので、この工程が終った後に画像から切り取る。

フラットフィールディング

CCD の個々のピクセルの感度は厳密には一様ではない。さらに望遠鏡やフィルターを含む測定系全体の効率も視野内で一様ではない。したがって、このような感度ムラは画像データに残っており、これを補正しなければ正しい測光値が得られない。

そのために、一様な光りを望遠鏡に入社させて感度ムラのマップを作る。この画像は「フラッ

トフレーム」と呼ばれる。バイアス引き後の画像をフラットフレームで割算してやれば感度ムラは補正されることになり、この工程をフラットフィールディングと呼ぶ。

フラットフレームにはいくつか種類があり、ドーム内側に設置されたスクリーンに人工光を当ててそのスクリーンを撮影して得られるドームフラットや、夕方や明け方の白み始めた空を撮影したトワイライトフラット、明るい天体のない領域の画像をメディアン合成し、天体を消してスカイだけの画像を作ることによって得られるスカイフラットがある。

Suprime-Cam の場合、ドームフラットとトワイライトフラットの一様性が良くないことがわかったため、この解析ではスカイフラットを使用した。

ディストーション (歪み) 補正

Suprime-Cam の画像には、光学家の問題から光軸中心に軸対称な歪みが存在する。この歪みによって、天体の位置が正しく再現されないばかりか、後の画像合成の際に正しく画像の位置を揃えられなくなるため、この歪みを補正することが必要である。歪みは光軸中心からの距離の多項式として近似される。

$$\frac{R-r}{r} = ar + br^2 + cr^3 + dr^4 \tag{B.1}$$

ここで R は天球上での光軸中心からの距離、r は Suprime-Cam の焦点面での光軸中心からの距離である。試験観測で得られた画像から、a, b, c, d の値として

$$a = 7.16417 \times 10^{-8} \qquad b = 3.03146 \times 10^{-10}$$

$$c = 5.69338 \times 10^{-14} \qquad d = -6.61572 \times 10^{-18}$$

を用いると位置の誤差が最も少なく、rms で 0.1 秒角程度になることが判っており、この多項式とパラメータを用いて画像を変形させる。

さらに、この操作では大気微分差[1]による天体の相対位置の補正も行なっている。

PSF 合わせ

地上観測では大気の揺らぎを通して天体を観測するため、恒星のような点源でも広がりをもった像として観測される。この広がり具合をシーイングと呼び、星像の広がりをポイントスプレッドファンクション (PSF) というガウシアンに似た関数でフィットした際の半値全幅をとして評価する。大気の揺らぎは観測中、時々刻々と変化するので、画像によってシーイングの値は違

[1]地上観測では、天体のからの光は大気による屈折で浮き上がって見える。浮き上がりの大きさは天体の仰角に依存するため、画像の中で天体の距離は仰角方向に縮んで見える。この縮みを大気微分差と呼ぶ。Suprime-Cam は視野が広いために大気微分差が無視できない。

う。後にする画像合成は各ピクセルのメディアンまたは 3σ 以上の値を持つピクセルを取り除いた上での平均を合成後のピクセルの値とするので、PSF の大きさが違う画像が混ざっていると正しくフラックスを保存して合成できない可能性がある。そこで、各フレームのシーイングを、最も悪い画像に合わせるためにガウシアンでスムージングする。このようにして全ての画像をほぼ同じシーイングに揃える操作を PSF 合わせと呼ぶ。

スカイ引き

大気の発光により、夜空は一様に光っている。この光は天体の画像にはバックグラウンドの光として写っており、スカイフラットを作る際にはこの背景光を利用した。この背景光を「スカイ」と呼ぶ。

スカイの高さは画像によって異なるため、画像を合成する前にスカイによるフラックスを画像から引いておかなければならない。すでにフラットフィールディングをしているので、理想的にはスカイの値は一定で画像からは定数を引けばよいはずだが、通常、完全なフラットは作れないのでフラット後の画像も完全には一様になっておらず、この非一様部分はスカイ引きによって対応する。スカイ引きは以下の手順で行なわれる。

まず、画像を一辺 $30 \sim 100$ ピクセル程度の正方形のメッシュで区切り、その中のピクセルの値の最頻値 (mode) をそのメッシュ中央のピクセルの値とする。その間のピクセルは、メッシュ中央のピクセルの値の線形補間によって求める。こうして決めた各ピクセルのスカイの値を引いてバックグラウンドの高さがゼロの画像を作る。

モザイキング

ここまで各フレームは独立なものとして扱ってきたが、個々の画像を合成して一つの大きな画像にするには、位置合わせの平行移動のシフト量と回転角、フラックスを合わせるためのファクターを、合成するべき全ての画像について決めなければならない。

まず、同じチップの画像は写っている天体の位置パターンを照合して組合せ規則を作ることができる。さらに、隣接するチップの画像を接続する際には、ディザリングによって重なり合う領域に写っている天体のパターンが一致するように接続する。このようにして、全てのフレームについてシフト量、回転角とフラックスの比を求め、これらを用いて全ての画像を合成し、一枚の大きな画像を作る。宇宙線などの天体の光以外の原因で、他のフレームにおける対応する場所のピクセルの値から大きく離れたピクセルの影響をなくすために、合成には各フレームの値のメディアンまたは cliping mean [2]が採用されている。

[2]合成するピクセルの値で統計をとり、その中で $N\sigma$ 以上の値のピクセルがあれば、それを使わずに平均を取る。この解析では $N = 3$ である。

参考文献

[1] 池内了, 1997, 観測的宇宙論, 東京大学出版会

[2] 二間瀬敏史, 1998, なっとくする宇宙論, 講談社

[3] 須藤靖, 1993, ダークマターと銀河宇宙, 丸善

[4] 岡村定矩, 1999, 銀河系と銀河宇宙, 東京大学出版会

[5] J.A. Peacock, 1999, *Cosmological Physics*, Cambridge University Press

[6] P.J.E. Peebles, 1980, *The Large-Scale Structure of the Universe*, Princeton University Press

[7] W.L. Freedman *et al*, 2001, *ApJ*, **553**, 47

[8] S. Burles & D. tytler, 1998, *ApJ*, **499**, 699

[9] S.D.M. White *et al*, 1993, *MNRAS*, **262**, 1023

[10] A.G. Riess *et al*, 1998, *AJ*, **116**, 1009

[11] S. Perlmutter *et al*, 1999, *ApJ*, **517**, 565

[12] D.J. Fixsen *et al*, 1996, *ApJ*, **486**, 623

[13] G.F. Smoot *et al*, 1992, *ApJ*, **396**, L1

[14] C.L. Bennett *et al*, 2003, Submitted to *ApJ*; astro-ph/0302207

[15] S.M. Carroll *et al*, 1992, *ARA&A*, **30**, 499

[16] J.M. Bardeen *et al*, 1986, *ApJ*, **304**, 15

[17] N. Sugiyama, 1995, *ApJ*, **100**, 281

[18] M. Giavalisco *et al*, 1998, *ApJ*, **503**, 543

[19] M.J. Geller & J.P. Huchra, 1989, *Science*, **246**, 897

[20] S.A. Shectman *et al*, 1996, *ApJ*, **470**, 172

[21] M. Colless *et al*, 2001, *MNRAS*, **328**, 1039

[22] D.G. York *et al*, 2000, *AJ*, **120**, 1579

[23] J.A. Peacock *et al*, 2001, *Nature*, **410**, 169

[24] P.J. Francis *et al*, 1991, *ApJ*, **373**, 465

[25] X. Fan *et al*, 2001, *AJ*, **122**, 2833

[26] X. Fan *et al*, 2003, *AJ*, in press

[27] C.C. Steidel *et al*, 1999, *lssu.conf*, 153

[28] C.C. Steidel *et al*, 1998, *ApJ*, **492**, 428

[29] R.B. Partridge & P.J.E. Peebles, 1967, *ApJ*, **147**, 868

[30] L.L. Cowie & E.M. Hu, 1998, *ApJ*, **502**, L99

[31] J.E. Rhoads *et al*, 2000, *ApJ*, **545**, L85

[32] M. Ouchi *et al*, 2003, *ApJ*, **582**, 60

[33] K. Kodaira *et al*, 2003, submitted to *PASJ*; astro-ph/0301096

[34] C.C. Steidel *et al*, 2000, *ApJ*, **519**, 1

[35] S. Miyazaki *et al*, 2002, *PASJ*, **54**, 833

[36] D.W. Hogg *et al*, 1998, *ApJ*, **504**, 622

謝辞

本研究を行なうにあたり、多くの方々より御指導、御助言を頂きました。この場を借りて感謝の意を表したいと思います。

林野友紀助教授には、この研究を行なう機会を与えて下さるとともに、多くの御教示、熱心な御指導を頂きました。心より感謝致します。

研究グループの先輩である松田有一さんと後輩の山内良亮君には観測やデータの解析を共に行なっただけでなく、両氏との議論を通じて多くのことを学ぶことができました。本当に有難うございました。

国立天文台ハワイ観測所の方々にもお世話になりました。所員の皆様の御尽力により良質のデータを取得することができました。Suprime-Cam 開発グループの皆様には、解析ソフトの提供など、多大な御協力を頂きました。特に東京大学天文学教室の大内正己氏には、Suprime-Cam の画像解析法について多くの御指導を頂くとともに、共同研究者として多大な御協力を頂きました。皆様に厚く御礼申し上げます。

最後に、私の研究生活をサポートしてくれた両親、伯父母に深く感謝致します。

2003 年 2 月 18 日

田村 一