

信州大学審査学位論文

**重力レンズクエーサーを用いた  
銀河周辺物質の局所的内部構造の解明**

2018年3月

総合工学系研究科 物質創成科学専攻

学籍番号:14ST301C

小山田涼香



# 概要

銀河の形成と進化の過程を解明するには、銀河周辺物質 (Circumgalactic Medium; CGM) の理解が必要不可欠である。CGM が銀河に降着することで星形成が起こり、銀河の形成と進化が促進される。また銀河内部での超新星爆発などによるアウトフローによって、物質が再び CGM に還元される。この銀河-CGM の物質循環を解明することが、銀河の形成と進化の有力な手がかりとなる。CGM は希薄なガス相の物質なので、クエーサー吸収線の手法を用いれば柱密度や速度分散などの物理量の探査が可能である。しかしながら、一視線方向の奥行き情報しか調査できないので、CGM の重要な要素である空間情報を取得することは困難である。その欠点を補う手法の一つに重力レンズクエーサーを背景光源に用いる多視線分光観測がある。重力レンズクエーサーとは重力レンズ効果を受けて複数のレンズ像を持つクエーサーであり、各レンズ像を分光観測すれば、多視線で CGM 吸収体を捉えることが可能になり、遠方宇宙に存在する CGM のサイズや分布といった空間情報が入手できる。

そこで本研究は数秒角 (物理的距離にして 100 pc – 10 kpc に相当する) の離角をもつ重力レンズクエーサーを用いて、そのスペクトル中の吸収線の情報から、CGM の局所的内部構造を調査することを目的としている。本研究が所有する 10 個の重力レンズクエーサースペクトルと先行研究の文献から引用した 3 個の重力レンズクエーサースペクトルを用いて、合計 13 個の重力レンズクエーサースペクトル上に、計 293 個の金属吸収線を検出した。各吸収線を高電離イオン ( $C^{3+}$  や  $Si^{3+}$  など) と低電離イオン ( $Mg^{+}$  や  $Fe^{+}$  など) に分割し、視線間実距離 ( $D_{tra}$ ) に対する吸収線の静止系等価幅 ( $REW$ )、視線間の等価幅変動値 ( $dEW = |EW_1 - EW_2| / \max(EW_1, EW_2)$ ) と吸収線欠落頻度 ( $R_{ion}$ ) を調査した。視線間実距離とは、吸収線の赤方偏移における重力レンズクエーサーの各視線間の物理的な実距離であり、各視線上の吸収線の有無によって吸収体のサイズの上限值や下限値に対応させることができる。静止系等価幅は吸収線の吸収強度を示し、等価幅変動値は視線間の吸収線の強度比、吸収線欠落頻度は片方の視線で吸収線が未検出となる比率を表している。

吸収線ペア間の各静止系等価幅の相関係数を調べたところ、 $REW < 1 \text{ \AA}$  の弱い吸収線に着目すると、高電離イオンに比べ、低電離イオンの静止系等価幅の視線間の分散が大きくなる傾向があった。等価幅変動値については、CGM の電離状態に関係なく、視線間実距離に強い依存性は示さず、 $dEW \sim 0.2$  という一定の値をとった。吸収線欠落頻度については、大きな距離スケール ( $D_{tra} \sim 10 \text{ kpc}$ ) で高電離イオ

ンが小さな値 ( $R_{1\text{on}} \sim 0.02$ ) をとるのに対し、低電離イオンは小さな距離スケール ( $D_{\text{tra}} \sim 0.5$  kpc) において、既に大きい値 ( $R_{1\text{on}} \sim 0.16$ ) をとることがわかった。この結果から、低電離イオンの方がより小さいサイズで密度揺らぎを有している可能性を導いた。

さらに本研究では、5つのフリーパラメータ (等価幅分布関数  $EW(r)$ 、ガス球の直径  $d$ 、CGM の全体サイズ  $L$ 、拡散ガス強度  $EW_{\text{diff}}$ 、配置密度  $C_f$ ) をつかって単純等価幅ガス球モデルによる観測値の再現を試みた。ベストモデルから各電離状態の吸収体の内部構造を推察した結果、高電離イオンが僅かな密度揺らぎをもつ  $\sim 500$  kpc の巨大なガス雲を形成している一方で、低電離イオンは  $< 1$  kpc スケールのクランプ状のガス球が密集して (または内部に隙間をもつフィラメント状のガス群を形成して)  $500$  kpc の広範囲に散らばっている、という描像を導くことができた。この傾向は先行研究で定性的に考察されていたが、吸収線欠落頻度に注目して定量的に CGM ガスの構造を評価したのは本研究が初めてである。

本研究の将来的展望として、Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program の大規模サーベイを利用し、銀河の測光的赤方偏移から CGM に対応する母銀河を特定知ることに加えて、距離依存性などを導入した新たな単純等価幅ガス球モデルを用いて、より詳細な CGM の構造を調査することを計画している。

# 目次

第1章 イントロダクション	5
1.1 クエーサーとは	5
1.2 クエーサー吸収線	6
1.2.1 クエーサー吸収線の物理	8
1.2.2 クエーサー吸収線の種類	11
1.3 銀河周辺物質	14
1.3.1 CGM の役割	16
1.3.2 CGM の探査法	17
1.3.3 CGM 探査の課題	23
1.4 本研究の目的	24
第2章 データと解析	25
2.1 クエーサーサンプルと吸収線の同定	25
2.2 視線間の吸収線ペアの評価方法	29
2.2.1 視線間実距離 $D_{\text{tra}}$	29
2.2.2 等価幅変動値 $dEW$	30
2.2.3 吸収線欠落頻度 $R_{1\text{on}}$	31
2.3 吸収線同定後のサンプル選定	31
第3章 結果	36
3.1 視線間実距離の赤方偏移分布	37
3.2 視線間の等価幅比較	37

3.3 視線間実距離と吸収線ペアの差異	.....	40
第4章 考察	.....	42
4.1 単純等価幅ガス球モデル	.....	42
4.1.1 等価幅関数 $EW(r)$	.....	43
4.1.2 ガス球の直径サイズ $d$	.....	47
4.1.3 全体サイズ $L$	.....	49
4.1.4 拡散ガスとその等価幅強度 $EW_{\text{diff}}$	.....	50
4.1.5 ガス球の配置密度 $C_f$	.....	52
4.2 ベストモデルの検証と CGM の描像	.....	54
4.2.1 高電離イオン	.....	54
4.2.2 低電離イオン	.....	55
第5章 将来的展望	.....	58
5.1 母銀河の特定	.....	58
5.2 距離依存性をもつフリーパラメータの導入	.....	61
第6章 まとめ	.....	64
参考文献	.....	66
付録	.....	70
謝辞	.....	76

# 第1章 イントロダクション

## 1.1 クエーサーとは

クエーサーは遠方宇宙に存在する超高光度を有する活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) の一種である。AGN とは星に由来しない活動的な現象が発生している銀河中心核 (銀河の中心領域) を意味している (図 1.1)。その高光度の発生原理は AGN の中心に存在する大質量ブラックホールエンジンの説が一般的である (Salpeter 1964 他)。まずブラックホールの重力エネルギーによって周囲の物質が中心方向に引き寄せられる。引き寄せられた物質は角運動量を保持しているので、降着円盤が形成される。降着円盤内の物質同士が摩擦によって加熱され、熱輻射を放出するというメカニズムである。クエーサーは AGN のうちで最も明るいクラスに属し、中心核の絶対等級は  $M_B < -21.5$  になる。クエーサーの中心放射領域は約  $0.01 \text{ pc}^1$  ほどであるにも関わらず、その強力な放射は約  $10 \text{ kpc}$  のサイズである銀河全体の恒星の光を凌駕するほどであり、地球の夜空で見ると星のような点光源のように見えるため準恒星状天体 (quasi-stellar radio source; quasar) と呼ばれている。

クエーサーの物理的特徴のひとつに、電波、赤外線、可視光線、紫外線、X 線、ガンマ線の非常に広範囲に及ぶ連続光を放射することが挙げられる。クエーサーのスペクトルエネルギー分布の形状は、降着円盤からの黒体放射などによる熱的放射とジェットやローブ部分で発生するシンクロトロン放射といった非熱的放射の複合的な放射形態を持つと考えられている。特に紫外・可視光帯の連続光は、降着円盤の内縁部ほど温度が高く外縁部ほど温度が低くなる、という黒体放射の重ね合わせで形成されていると説明できる (図 1.1(右) と図 1.2)。また、スペクトル中に見られる線幅の広い輝線<sup>2</sup>(速度幅に換算して数千 – 数万  $\text{km s}^{-1}$ ) もクエーサーの物理的特徴のひとつである。量子力学的なローレンツ関数の細い形状になる輝線が大きな線幅を持つ理由は、輝線放射をしているガスが非常に大きな速度分散を持つからである。この大きな速度分散は銀河の回転運動、乱流などの運動学的構造 (数百  $\text{km s}^{-1}$ ) では説明できず、クエーサーの中心核から数光日離れた領域に存在する広輝線領域 (Broad Emission Line Region; BELR) にいるガスの回転運動で広がっていると考え

---

<sup>1</sup>広輝線放射領域のサイズ。

<sup>2</sup>クエーサーの輝線赤方偏移やイオンの各遷移波長によって変化するが、おおよそ数十 – 数百  $\text{\AA}$  の波長幅として観測される。

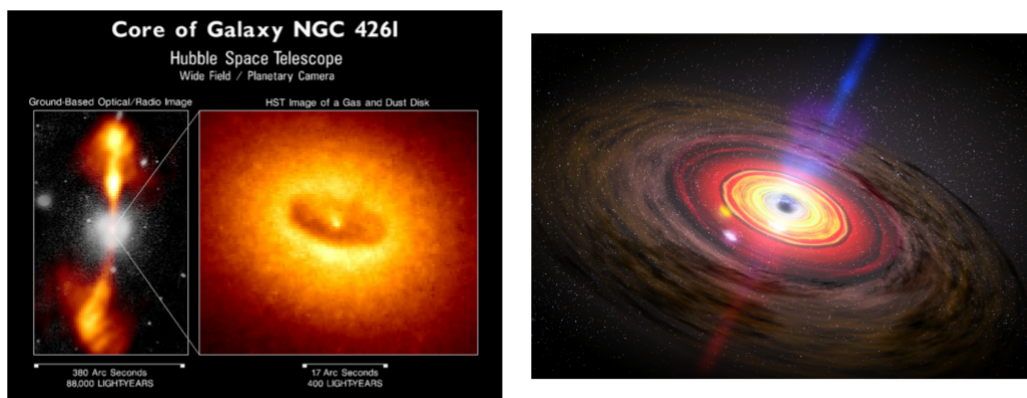


図 1.1: 左図:HST/WFPC2(ハッブル宇宙望遠鏡/Wide Field Planetary Camera2) で撮影された活動銀河核 NGC4261。左側は可視光帯と電波帯を重ね合わせた撮像図。中心光源領域とジェットから吹き出した電波ローブが見られる。右側は f675w-band(6000 – 7500 Å) で撮像された中心領域 (「HubbleSite (URL: <http://hubblesite.org>)」から引用; Ferrarese et al. 1996)。右図:クエーサーの中心領域の概念図。光源は大質量ブラックホール周辺の降着円盤などで構成されていると考えられている (「Nasa.gov (URL: <https://www.nasa.gov>)」から引用)。

られている。中心ブラックホール近傍の強い重力場による速度分散が非常に広い線幅の輝線の起源であると考えられている。

## 1.2 クエーサー吸収線

宇宙には電磁波を発する恒星や銀河だけでなく、自ら強力な光を発しないガス状の物質も存在する。他の天体の光を利用して蛍光放射<sup>3</sup>をするガスもあるが、近くに光源のない希薄なガス相の物質を直接観測することは困難である。また、たとえ電磁波を放射する天体であっても、遙か彼方に存在するものは実視等級が低くなるため、各観測装置の検出限界にもよるが、撮像観測が不可能になる。このような幽かな天体を捉えることを得意としているのが、クエーサー吸収線と呼ばれる観測手法である。図 1.3 のように、クエーサーから放たれた光は、クエーサー—地球間の視線上に存在するクエーサー自身に付随するガス、銀河、銀河間物質、銀河周辺物質、銀河系内の星間物質などに起因するガス相の物質を通過する。このときクエーサーのスペクトルの連続光部分に谷状の吸収構造が生じる。これがクエーサー吸収線であり、吸収線が刻まれた波長や吸収線の形状を解析することで、吸収ガスの様々な物理情報を入手することができる。

<sup>3</sup>光子による励起によって電子のエネルギー準位が上がる。その後下位エネルギー準位に遷移した時の損失エネルギーが光子となって放射される。



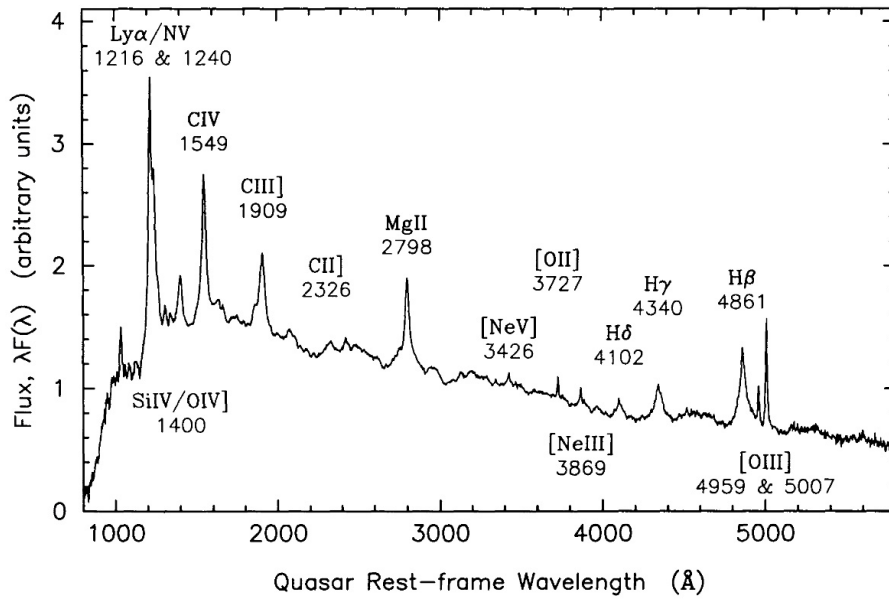


図 1.2: Large Bright Quasar Survey(LBQS; Francis et al. 1991) の 700 個のクエーサーの紫外・可視光帯の平均スペクトル。なだらかな連続光の中に様々なイオンや水素の再結合線による広輝線が存在する。

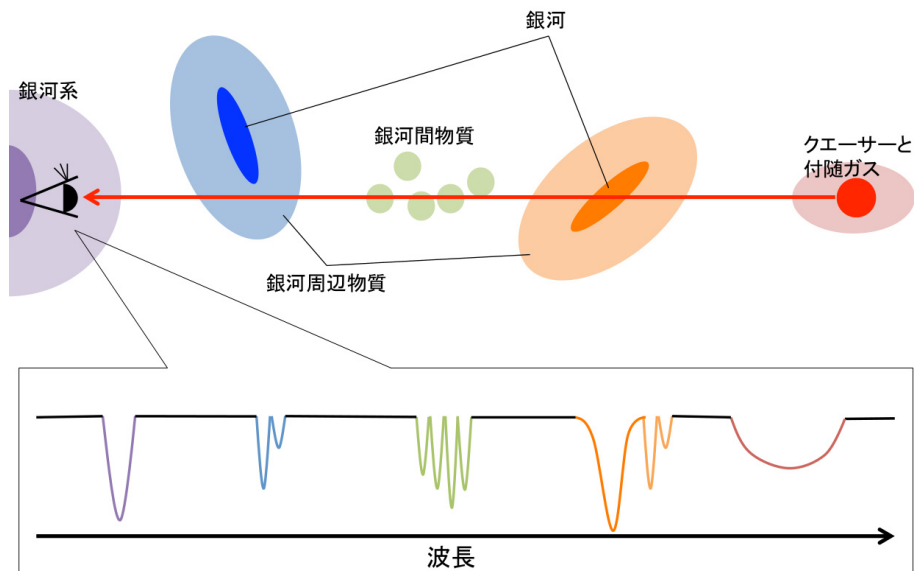


図 1.3: クエーサー吸収線の概念図。クエーサースペクトルにある吸収構造は、クエーサー視線上の様々なガス物質の吸収によるものである。

### 1.2.1 クエーサー吸収線の物理

この節では、吸収線の輪郭と吸収ガスの物理量の関係について議論する。波長  $\lambda$  を持つ光子が原子（またはイオン）に吸収される場合の相対的確率  $\phi(\lambda)$  を考える。吸収線輪郭の中心波長を  $\lambda_0$  とすると

$$\phi(\lambda)d\lambda = \frac{\gamma_i/\pi}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \gamma_i^2} d\lambda \quad (1.1)$$

となる。ここで、 $\gamma_i$  は吸収線の減衰定数である。速度成分のない吸収線輪郭  $\phi(\lambda)$  は規格化したローレンツ型の確率分布となる。現実の宇宙にあるガス中の粒子は視線方向に速度分布を持っているので、吸収線の線幅が広がる。速度  $v$  で観測者から遠ざかる原子はドップラー効果により見かけの中心波長  $\lambda' = \lambda_0(1 + v/c)$  となる。したがって式 (1.1) は、

$$\phi(\lambda, v)d\lambda = \frac{\gamma_i/\pi}{[\lambda - \lambda_0(1 + v/c)]^2 + \gamma_i^2} d\lambda \quad (1.2)$$

と書き換えられる。ここでガスの視線方向の速度分布が以下の規格化されたガウス分布を持っているとする。

$$P(v)dv = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} e^{-v^2/2\sigma^2} dv = \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}} e^{-v^2/b^2} dv \quad (1.3)$$

$\sigma$  はイオンの吸収断面積であり、 $b$  はドップラー  $b$  パラメータと呼ばれるものである。

ドップラー  $b$  パラメータはガスの熱運動の指標となる量である。マクスウェルの熱的速度分布では、視線方向の速度分散がガウス型になる。ドップラー  $b$  パラメータと熱運動だけをしているガスの温度  $T$  との関係は、

$$b = \sqrt{2}\sigma = \left(\frac{2kT}{\mu m_p}\right)^{1/2} = 0.129 \left(\frac{T}{\mu}\right)^{1/2} \text{ km s}^{-1} \quad (1.4)$$

となる。 $m_p$  は陽子質量、 $\mu$  はイオンの原子量である。

吸収原子 1 個あたりの吸収断面積はローレンツ型関数にガウス型関数の速度分布を畳み込んだ以下の関数となる。

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2 f \lambda_0^2}{m_e c} \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}} \frac{\gamma_i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-v^2/b^2} dv}{(\lambda - \lambda_0 - \lambda_0 v/c)^2 + \gamma_i^2} \quad (1.5)$$

ここで  $e$  は電気素量、 $m_e$  は電子質量、 $f$  はイオンの振動子強度である。吸収線の幅は「自然広がり」「減衰」「ドップラー広がり」の要素によるものである。自然広がりには有限の寿命を持つ遷移ではそのエネルギーを正確に決めることはできないという

ハイゼンベルグの不確定性理論から導かれる<sup>4</sup>。ドップラー広がりには吸収ガス雲内のガス粒子の運動によるものである。吸収線の中心波長部分では、「ドップラーコア」と呼ばれるガウス関数の成分が主となり、中心波長から離れるとローレンツ関数の成分が支配的になり幅の広い「減衰ウィング」が見えてくる。ここで  $y = v/b$  とおいて、ドップラーコアの幅を  $\Delta\lambda_0 b/c$  と定義する。さらに無次元量  $a$  および  $x$  を用いて、 $a = \gamma_i/\Delta\lambda_0$ 、 $x = (\lambda - \lambda_0)/\Delta\lambda_0$  とおく。これらを使って式 (1.5) を簡単に行うことができる。被積分関数の分母の第1項は、

$$\Delta\lambda_0[(\lambda - \lambda_0)/\Delta\lambda_0 - y] = \gamma_i(x - y)/a \quad (1.6)$$

となる。したがって、吸収断面積は

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0^2}{b} \frac{a}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(x - y)^2 + a^2} \equiv \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0^2}{b} U(a, x) \quad (1.7)$$

となるここで  $U(a, x)$  は規格化されたフォイクト関数と呼ぶ (Hummer et al. 1965)。中心波長  $\lambda_0$  の吸収線の強度は、ガスの吸収断面積を波長で積分することで求められる。規格化されたフォイクト関数を積分すると1なので、

$$\int \sigma(\lambda) d\lambda = \Delta\lambda_0 \int \sigma(\lambda) dx = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0^2}{c} = \frac{\lambda_0^4}{8\pi c} \frac{g_2}{g_1} A_{21} \quad (1.8)$$

となる。これはガス中のイオンがクエーサーの光を吸収し、エネルギー準位1から2へ遷移するときの吸収強度であり、自然放射に対応するアインシュタイン係数  $A_{21}$ 、統計的重率 (対象エネルギー準位に存在できる電子の数)  $g_1, g_2$  を用いて表している。吸収線解析に必要な吸収線輪郭に対するモデルフィットはこのフォイクト輪郭が用いられている。

吸収線の吸収強度を議論する際のシンプルな指標として等価幅が用いられる。等価幅で吸収線を評価するメリットは、スペクトルの分解能が低く吸収線輪郭がフォイクト輪郭でモデルフィットできない時でも、吸収強度を測定できることである。図 1.4 のように、等価幅は吸収部分と同じ面積をもつ長方形の波長方向の幅で定義される。連続光部分のフラックスを  $F_c(\lambda)$ 、吸収線部分の残余フラックスを  $F(\lambda)$ 、吸収線の波長領域が  $\lambda_1 - \lambda_2$  の時、等価幅  $EW(\lambda)$  は

$$\begin{aligned} EW(\lambda_0) &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F_c(\lambda) - F(\lambda)}{F_c(\lambda)} d\lambda \\ &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left( 1 - \frac{F(\lambda)}{F_c(\lambda)} \right) d\lambda \end{aligned} \quad (1.9)$$

で算出できる。吸収ガスの光学的厚さ  $\tau(\lambda)$  を用いると、 $F(\lambda) = F_c e^{-\tau(\lambda)}$  と表され

<sup>4</sup>エネルギーの測定誤差を  $\Delta E$ 、測定時間の誤差を  $\Delta t$  としたとき、 $\Delta E \Delta t \geq \hbar$  という関係性が導かれるため、遷移時間に一定の測定時間の誤差がある場合、エネルギー揺らぎを生じることを示唆している。

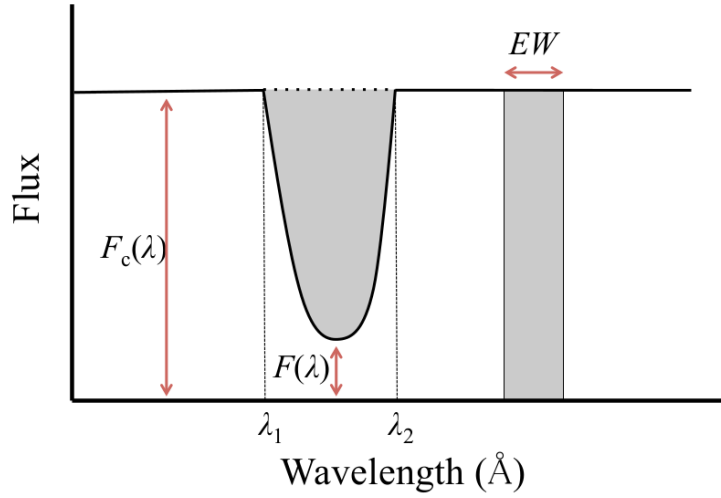


図 1.4: 等価幅  $EW$  の模式図。吸収線面積と長方形面積が等しくなる時の長方形の波長方向の幅が等価幅である。

るので、

$$EW(\lambda_0) = \int (1 - e^{-\tau(\lambda)}) d\lambda \quad (1.10)$$

と書き換えられる。光学的厚さは、視線上のガス密度  $n(l)$  と式 (1.7) の吸収断面積を使って、

$$\tau(\lambda) = \int n(l)\sigma(\lambda)dl = N\sigma(\lambda) = N \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f\lambda_0^2}{b} U(a, x) \quad (1.11)$$

で表される。 $N$  はガスの柱密度であり、 $N = \int n(l)dl \text{ cm}^{-2}$  で定義される。ここで、吸収線中心での光学的厚さを

$$\tau_0 = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f\lambda_0^2}{b} N \quad (1.12)$$

として、等価幅の式 (1.10) を変換すると、

$$EW(\lambda_0) = \frac{\lambda_0 b}{c} \int \{1 - \exp[-\tau_0 U(a, x)]\} dx \quad (1.13)$$

となる。したがって、等価幅は  $\tau_0$  の中身の  $b$  と  $N$  に依存している。式 (1.13) は  $\tau_0$  が増加すると等価幅がどのように「成長」するかを示す成長曲線と呼ばれている。吸収線の残余フラックスが大きく残されているような弱い吸収線の場合、 $\tau_0 \ll 1$  とすると式 (1.13) を第 1 次項まで展開すると、 $EW(\lambda_0) \propto \tau_0$  を得られる。この部分は成長曲線の線形部分に相当し、図 1.5 のように等価幅と柱密度も比例関係になる。したがって、たとえ分解能の低いスペクトルで吸収線のモデルフィットが行えなくても、弱い吸収線ならば柱密度が評価可能である。

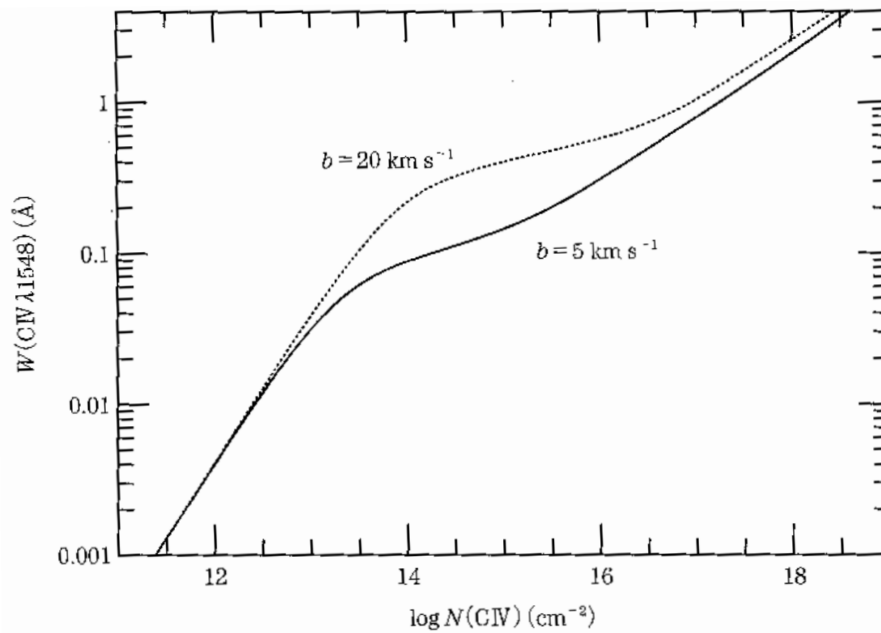


図 1.5: C IV  $\lambda 1548$  の成長曲線の例。2 種類のドップラー  $b$  パラメータについて示している。等価幅が  $\leq 0.03 \text{ \AA}$  以下ならば、柱密度と等価幅は比例関係になる (「ピーターソン活動銀河核」から抜粋)。

### 1.2.2 クエーサー吸収線の種類

クエーサー吸収線は「付随吸収線」と「介在吸収線」という名称で分類される。付随吸収線はクエーサーから噴出しているアウトフローガスを起源に持つ広吸収線 (Broad Absorption Line; BAL) などが例としてある (図 1.3 のクエーサー付随ガスが作る赤線の吸収線)。一方で介在吸収線はクエーサーの付随物以外の銀河、銀河間物質、銀河周辺物質、銀河系内のガスなどに由来する全ての吸収線のことを指し示す。また、各吸収体によって以下のような特徴的な吸収構造を作り出す。

#### 広吸収線 (Broad Absorption Line; BAL)

BAL はクエーサースペクトル中で現れる吸収線の中で、最も広い線幅を持ち、速度幅にして  $\text{FWHM} \geq 2000 \text{ km s}^{-1}$  になる。クエーサー中のアウトフローガスが作り出す付随吸収線の代表例である。アウトフローは非常に多様な速度を持つガス流群で構成されているため、これが並外れた線幅をもつ吸収構造を作り出す。図 1.6 のように、BAL はクエーサーの輝線のすぐそばの短波長側に現れることがほとんどである。これはガス流群が高速度で放出されて、視線手前方向に運動している青方偏移をしていることを示す。また介在吸収線には見られない BAL の特徴として、吸収線の時間変動が確認されている (Rodriguez et al. 2012; Horiuchi et al. 2016 他)。

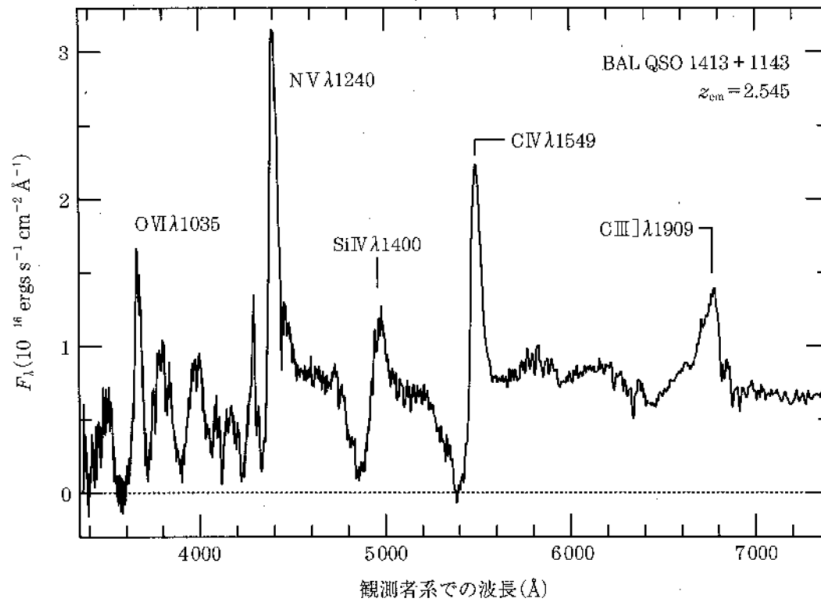


図 1.6: クエーサー 1413+1143 のスペクトル。Si IV と C IV 輝線の短波長側に幅の広い強い吸収が観測されている (「ピーターソン活動銀河核」から抜粋)。

### 中性水素の吸収線

宇宙に最も大量に存在する水素原子はクエーサースペクトル中でも最も多く見られる。特に電子の主量子数が  $n = 1$  から  $n = 2$  へ励起する際の吸収線は、水素の Ly $\alpha$   $\lambda 1216$  吸収線 (Ly $\alpha$  吸収線と略称) として観測される。図 1.7 のスペクトル中に大量に存在するように、クエーサー吸収線の中で最もポピュラーな吸収線である。水素が大量に存在する光学的に厚い銀河円盤などを通過した際の Ly $\alpha$  吸収線は、等価幅が  $\sim 10 \text{ \AA}$  になるほどの減衰ウィングが卓越した吸収線になる。このような吸収構造は減衰 Ly $\alpha$  システム (Damped Lyman-alpha system; DLA system) と呼ばれる。厳密には中性水素の柱密度が  $N(\text{H I}) > 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  のものを DLA と呼び、 $10^{18} < N(\text{H I}) < 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  のものは sub-DLA、 $10^{17} < N(\text{H I}) < 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  のものはライマンリミットシステム (Lyman Rimit system) というサブクラスに分類される。また、銀河間物質である宇宙の大規模構造のフィラメント中の水素も Ly $\alpha$  吸収線を作り出す。高赤方偏移のクエーサーの視線はそれらの水素を貫く頻度が高くなるので、クエーサーの Ly $\alpha$  輝線より短波長側が大量の Ly $\alpha$  吸収線で埋め尽くされることがある。これは Ly $\alpha$  の森 (Lyman-alpha forest) と呼ばれる吸収線群であり、 $10^{12} < N(\text{H I}) < 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  の柱密度を持つ中性水素が作り出す。銀河間物質の電離状態が比較的低い高赤方偏移ほど、クエーサースペクトルが Ly $\alpha$  の森が卓越して観測されるので、Ly $\alpha$  の森の波長範囲では他の赤方偏移の吸収線が埋もれてしまい、検出不可能になる場合がある。

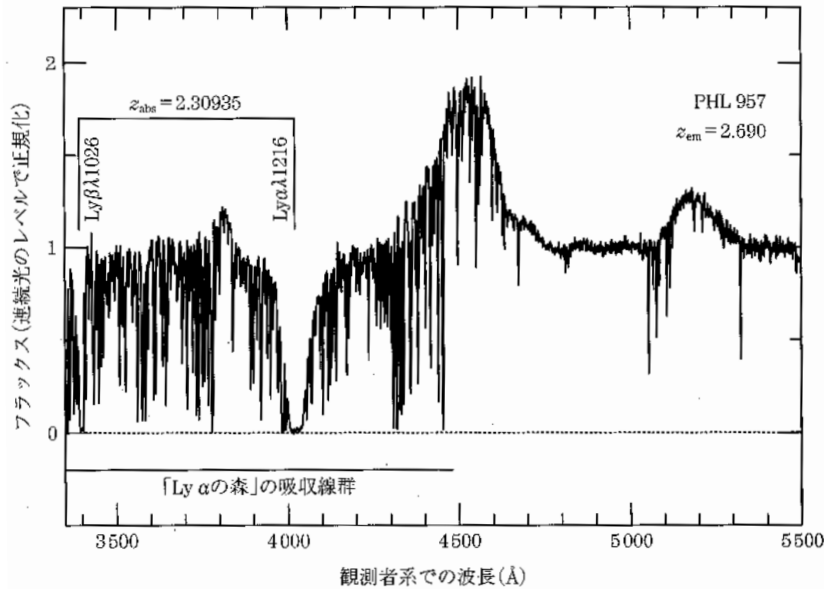


図 1.7: クェーサー PHL 957 のスペクトル。4500 Å の Ly $\alpha$  輝線から短波長側の多くの吸収線のほとんどは Ly $\alpha$  吸収線である (Ly $\alpha$  の森)。 $z_{\text{abs}} = 2.3$  の減衰 Ly $\alpha$  システムによる強い Ly $\alpha$ , Ly $\beta$  吸収線が確認できる (「ピーターソン活動銀河核」から抜粋)。

## 二重共鳴吸収線

天文学においてリチウムよりも原子番号の大きい元素は金属元素<sup>5</sup>と定義され、それらの原子による吸収線を金属吸収線と呼ぶ。金属吸収線は線幅が細く、速度幅にして  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  のものがほとんどである。速度幅が大きいもので  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  になるものもあるが、この線幅は吸収ガスの運動速度のばらつきの重ね合わせで説明できるものが多い (複数のコンポーネントに分かれた吸収線系と呼ぶ)。線幅の細い金属吸収線は BAL や DLA とは違い、吸収線の見ただけでは、どの種類のどこの赤方偏移に位置する吸収ガスがもたらしたものかを同定するのは難しい。そこで目印となるのが二重共鳴吸収線である。具体的には Mg II  $\lambda\lambda 2796, 2803$ 、C IV  $\lambda\lambda 1548, 1551$ 、Si IV  $\lambda\lambda 1394, 1403$ 、N V  $\lambda\lambda 1239, 1243$  である<sup>6</sup>。二重共鳴吸収線は元素の方位量子数の違いによりエネルギー準位が僅かに2つに分かれるので、一度の吸収で中心波長が僅かに異なる2つの吸収構造が同時にできる吸収線である。二重共鳴吸収線は各イオンごとに吸収波長と吸収強度比が既知であるのを利用して、吸収線が赤方偏移していてもその形状から同定が可能である。観測者系波長  $\lambda_{\text{obs}}$  と吸収線赤方偏移  $z_{\text{abs}}$  における

<sup>5</sup>炭素以上という定義もある。

<sup>6</sup>観測天文学では、中性炭素を C I、一階電離炭素 (C<sup>+</sup>) を C II のように表記する。Ly $\alpha$   $\lambda 1219$  や Mg II  $\lambda\lambda 2796, 2803$  は遷移波長を表す表記法であり、省略して用いることもある。

静止系波長  $\lambda_{\text{rest}}$  は以下の関係になる。

$$\lambda_{\text{obs}} = (1 + z_{\text{abs}}) \times \lambda_{\text{rest}} \quad (1.14)$$

したがって、図 1.8 のようなスペクトルの場合、吸収波長が  $1548 \text{ \AA}$  及び  $1551 \text{ \AA}$  である C IV の二重共鳴吸収線が  $\sim 4300 \text{ \AA}$  に出現してるので、吸収線赤方偏移は  $z_{\text{abs}} \sim 1.7$  と同定することができる。ひとつの吸収線系の赤方偏移が分かれば、同じ赤方偏移に他の金属吸収線が存在するはずなので、 $z_{\text{abs}}$  と  $\lambda_{\text{rest}}$  から  $\lambda_{\text{obs}}$  を逆算し、その観測波長帯に吸収線が無いか探査をする。このように二重共鳴吸収線を指標にして金属吸収線の同定を行う。

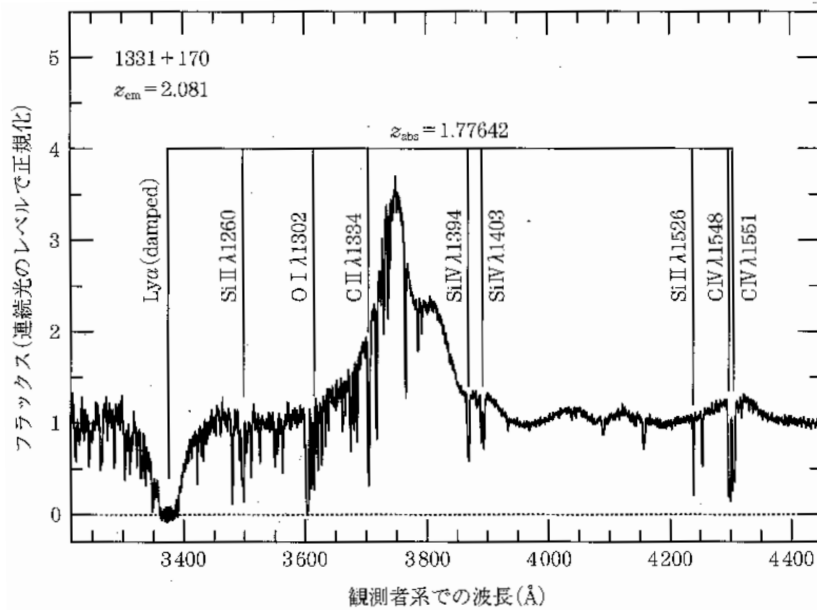


図 1.8: クエーサー 1331+170 のスペクトル。  $\sim 3900 \text{ \AA}$  にある Si IV と  $\sim 4300 \text{ \AA}$  にある C IV が  $z_{\text{abs}} = 1.77$  の吸収線であることを利用して、同じ吸収線系に属する他のイオンの吸収線を同定している (「ピーターソン活動銀河核」から抜粋)。

### 1.3 銀河周辺物質

クエーサーおよび銀河を背景光源とした吸収線観測 (Münch & Zirin 1961; Bahcall & Spitzer 1969 他) から、手前に存在する銀河の周辺物質 (Circumgalactic Medium; CGM) の存在が示唆されてきた。CGM は銀河の周囲約  $100 - 300 \text{ kpc}$  の領域に存在するガス相の物質であり、銀河のビリアル半径<sup>7</sup>内の天体とは独立した系である

<sup>7</sup>ビリアルの定理 ( $T = \frac{1}{2}U$ ;  $T$  は運動エネルギー、 $U$  は重力ポテンシャルエネルギー) が成り立っている力学的平衡状態に達している自己重力系の大きさを代表する半径。



(Barnes et al. 2014)。CGMは図1.9のように銀河を包み込むように存在するガス群であり、異なる形態のガスで構成されていると考えられている。降着ガスは銀河間物質を銀河内部に送り込む機能をもつ。降着したガスは星形成の材料となり、銀河進化を促進する。銀河から噴出されているガス流は、銀河内部の若い大質量星団の強力な放射や超新星爆発<sup>8</sup>によって引き起こされるアウトフローガスである。このアウトフローガスは星の進化の過程で生成された金属元素を銀河外に放出するという重要な役割を持っている。アウトフローガスの一部は銀河の重力圏を振り切れず、再び銀河内部に還元される。この循環ガスは単純にガスが再び銀河内部に戻るだけでなく、銀河円盤中心部から放出されたガスを銀河円盤外縁部に分配するような機能を持っていると考えられている。また明確な存在の確認はされていないが、銀河を包むような拡散ガスが存在すると考えられている。拡散ガスは銀河団中の銀河同士を接続するような役割を果たしているという見解もある。上記のようにCGMは銀河と銀河間空間の物質循環の仲介役を担っており、銀河の形成と進化および宇宙空間の化学進化<sup>9</sup>などに大きな影響を与える。

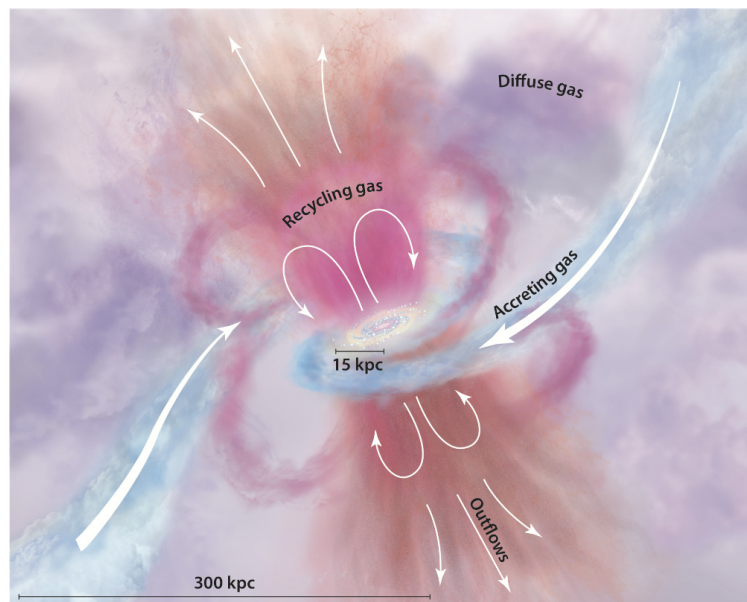


図 1.9: CGM の概念図 (Tumlinson et al. 2017)。中心にある銀河を取り巻くように、降着ガス、アウトフローガス、循環ガス、拡散ガスが存在すると考えられている。

<sup>8</sup>大質量の恒星が一生を終えるときに起こす爆発現象。爆発による衝撃波とともに星内部で生成された金属元素が拡散される。

<sup>9</sup>ビッグバン直後の初期宇宙のバリオン物質は水素とヘリウムしか含まれていなかったが、星内部で合成された重元素が超新星爆発や星風によって放出される。赤方偏移ごとに宇宙の金属組成は変遷しており、これを宇宙の化学進化と呼ぶ。

### 1.3.1 CGMの役割

銀河の形成と進化には未だ不透明なプロセスがある。CGMの存在がそれらを解明する糸口として近年になって注目されている。

まず、銀河の星形成活動の寿命にCGMが関連していると考えられている。銀河系を例にすると、銀河系が持っているガス質量は太陽質量の100億倍程度になるが、銀河系の星形成率は $6 - 10 M_{\odot} \text{year}^{-1}$ であり、このペースだと10 - 20億年でガスを使い切ってしまう。しかしながら銀河系はビッグバン後5億年ほどに形成されたと考えられている (Frebel et al. 2007) が、未だに活動している星形成領域が確認されている (Bania et al. 2010)。この結果は、銀河が自身の持つガスだけでなく新たにガスを外部から獲得していることを示唆している。また、CGMによる銀河の星形成活動の調整はガスを供給するだけではなく、銀河からガスを系外に放出することで星形成活動を抑制することもある。図1.10の上のパネルは、銀河の星質量のみを使った星形成活動による銀河のガス枯渇のタイムケールを示している。銀河の特徴的光度 (シェヒター光度<sup>10</sup>;  $L^*$ ) ごとに銀河を分類すると、各銀河ごとによってガス枯渇タイムケールに幅はある ( $\sim 20 - 60$  億年) もの、理論で示唆されている以上の期間で星形成活動を行っている銀河が数多く確認されている。したがって、宇宙の大部分の銀河は自身の持つガスだけでなく、外部から供給されたガスを使って星形成活動を維持しているはずである。

次に銀河内部で生成された金属元素はCGMを介して流失していると考えられている。星の内部で生成された金属元素は星の寿命と共に星間空間に放出される。大質量銀河の方が、星形成が活発なので金属元素の含有量は高くなるはずである。図1.10の下のパネルは、恒星が生成し銀河中に放出した全金属量に対する、星と星間ガスと星間塵が持つ金属量の比率を示したものである。暗い銀河ほど星間ガス、明るい銀河ほど星がもつ金属量が多くなるが、どの銀河でもその合計比率は $\sim 0.2$ しかない。銀河中で生成された残りの8割の金属はCGMに流出し、さらに銀河間空間へ放出されたと考えられている (Peeples et al. 2014)。銀河中で作られた金属元素の大部分をCGMが受け取り、銀河外へ運搬している可能性は非常に高く、銀河周辺で金属元素の分布調査ができれば、銀河とCGMの相互作用を特定できる。さらにCGMから銀河間空間への金属元素の流出を調査すれば、銀河間物質の化学進化の研究に繋がる。

---

<sup>10</sup>銀河の光度関数 (銀河の光度ごとの数密度分布) を記述する際の近似関数にシェヒター関数が用いられる。ある光度を境に、明るい銀河の頻度は指数関数的に減少し、暗い銀河の頻度はべき関数的に増加していく。この特徴的光度をシェヒター光度  $L^*$  と呼ぶ。

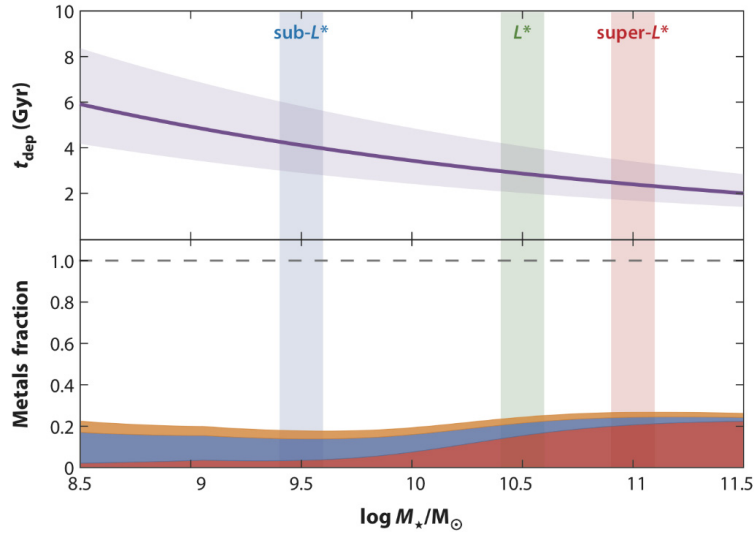


図 1.10: 銀河の星質量を関数としたガス枯渇タイムスケール (上) と銀河中の金属保持率 (下)。銀河の質量ごとに、銀河の特徴的光度  $L^*$  のクラスに分類している。下のパネルの金属保持率は、赤色が星の持つ金属量、青色が星間ガスが持つ金属量、橙色が星間塵がもつ金属量の比率である (Tumlinson et al. 2017; Whitaker et al. 2012; Peeples et al. 2014)。

### 1.3.2 CGM の探査法

前述の 1.3.1 節の通り、銀河の形成と進化に大きな影響を与えている CGM は物質循環の役割を担っており、最も注目すべきは CGM の分布や広がりといった空間情報であるといえる。中心銀河に対して CGM ガスはどの程度まで広がっているのか、銀河の特性や方向によって CGM ガスの分布は異なるのか、ガスの流入と流出の接続点はどこなのか等、これらを解明することが CGM を通して銀河の形成進化の解明に繋がる。銀河 – CGM の距離的な相関関係や CGM の空間分布を探る研究は様々な手法で行われており、ここでは 4 つの探査方法を紹介する。

#### 分光撮像観測

母銀河に対する CGM の広がりを調査することに特化した探査方法が、図 1.11 のような分光撮像観測である。まずクエーサーを背景光源にして、CGM ガスをクエーサー吸収線で捉える。さらに背景光源にしたクエーサー周辺の銀河を撮像観測で捉える。クエーサースペクトル中に現れた CGM ガスの吸収線赤方偏移  $z_{\text{abs}}$  と銀河の赤方偏移  $z_{\text{gal}}$  が一致すれば、CGM ガスとその母銀河をセットで特定できる。クエーサー吸収線の観測から CGM ガスの物理的特徴を取得し、さらに撮像観測からクエーサー – 銀河の配置や母銀河の放射特性 (例え

ば、表面輝度<sup>11</sup>、星形成率、色<sup>12</sup>)の情報を得ることができる。また、クエーサーと銀河の天球面上の離角 $\theta$ と測光的赤方偏移を用いれば、吸収線赤方偏移におけるクエーサー視線 – 銀河間の実距離 (インパクトパラメータ;  $D_{\text{imp}}$ ) を算出することができる (算出方法は2.2.1節に記述)。このインパクトパラメータが吸収体の広がりを示す空間情報となり、CGMの空間分布について考察することができる。Rakic et al. (2012, 2013) や Turner et al. (2014, 2015) では複数の銀河 – CGMの分光観測で得た水素または金属吸収線を基に、 $z_{\text{abs}} \sim 2 - 3$ の銀河に対するMpcスケールのインパクトパラメータや視線方向距離の関数としてCGMの柱密度 ( $\log N$ ) の2次元マップを作成している。図1.12は、母銀河に対する $\text{H I}$ と $\text{C IV}$ の光学的厚さに注目した2次元マップである。視線方向距離は $\text{C IV}$ の方が、インパクトパラメータは $\text{H I}$ の方がそれぞれ分布が広がっており、CGMの分布範囲は1 Mpc – 300 kpcであることを示している。ただし、視線方向距離はCGMの視線速度差の影響で広がる方向に過大評価 (finger-of-God 効果) され、インパクトパラメータは銀河円盤面の降着ガスの運動方向によって縮まる方向に過小評価 (カイザー効果) される。

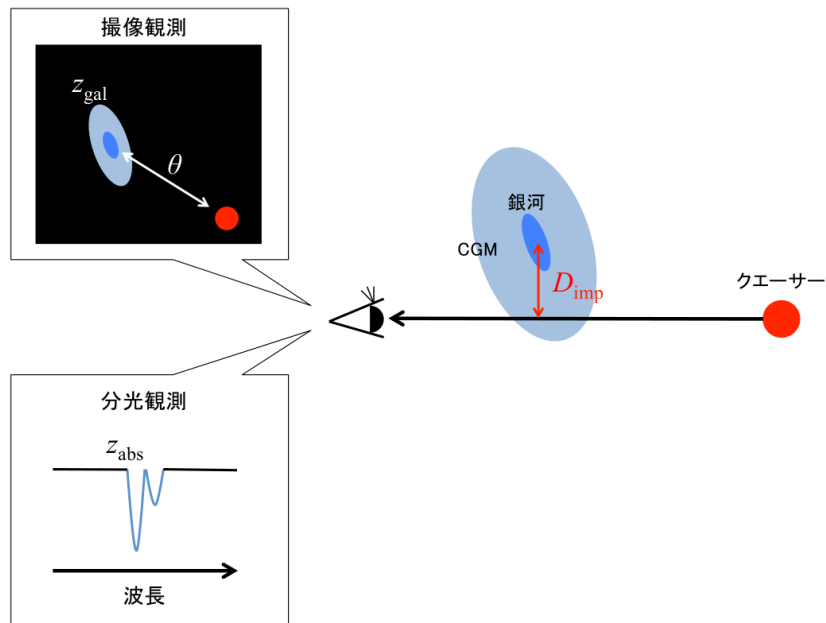


図 1.11: 分光撮像観測の模式図。分光観測で得た吸収線赤方偏移  $z_{\text{abs}}$  と銀河の赤方偏移  $z_{\text{gal}}$  が一致すれば、CGM とその母銀河を特定できる。離角  $\theta$  と銀河の赤方偏移  $z_{\text{gal}}$  からインパクトパラメータ  $D_{\text{imp}}$  が算出できる。

<sup>11</sup> 単位平方角あたりの放射流束。単位平方角あたりの等級に変換して用いることもあり、面輝度とも呼ぶ。

<sup>12</sup> 種類のバンドでの等級差を測定し、 $(B - V)$  などの色指数で表される (単位は等級)。

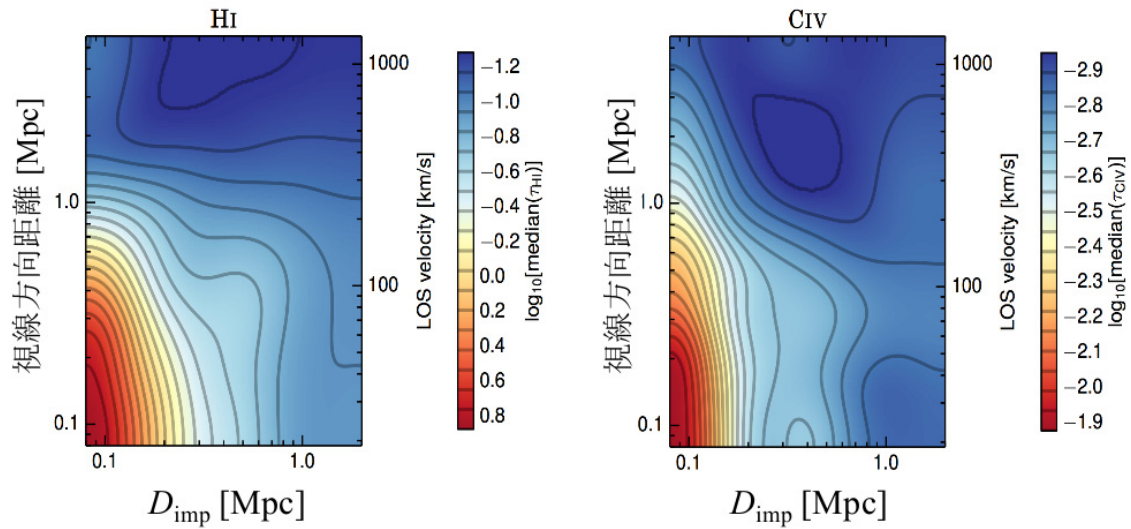


図 1.12: Keck Baryonic Structure Survey (KBSS; Turner et al. 2014) の 854 個の星形成銀河のサンプルを用いた H I (左) と C IV (右) の吸収ガスの光学的厚さの 2 次元マップ。母銀河の位置を原点とし、クエーサーの視線方向距離 (縦軸) とインパクトパラメータ (横軸) の分布をプロットしている。

### 深い撮像観測

CGM ガスは希薄なガスなので、吸収は起こすが放射はほとんど起こさない。しかしながらスターバースト銀河やクエーサーの CGM は母銀河の強い放射を受けて、蛍光放射を起こすものもある。CGM ガス中の水素の蛍光放射などに絞って、その光だけを透過する狭帯域フィルターを用いた「深い」撮像観測で CGM の空間分布を調査できる。水素の蛍光放射を Ly $\alpha$  の表面輝度 SB<sub>Ly $\alpha$</sub>  で評価すれば、CGM ガスそのものを撮像観測で浮かび上がらせることができる (Cai et al. 2017; Arrigoni Battaia et al. 2016; Cantalupo et al. 2014 他)。図 1.13 は Hennawi et al. (2015) で観測された AGN 群と CGM ガスである。右側の可視光帯の撮像データは背景光源のクエーサー (b/g QSO) およびターゲットである 4 つの AGN 群 (f/g QSO と AGN1 – 3) を捉えている。このフィールドを Ly $\alpha$  を捉える狭帯域フィルターで撮像したものが、左側の撮像データである。SB<sub>Ly $\alpha$</sub>  =  $1.4 \times 10^{-17}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> arcsec<sup>-2</sup> の表面輝度を持つ Ly $\alpha$  蛍光放射ガスが  $\sim 200$  kpc ほど広がっていることがわかる。ただし CGM ガスの蛍光放射は中心光源から離れすぎると光を発しなくなるので、蛍光放射していないガスはより広い領域まで拡散している可能性はある。また、観測装置による表面輝度の検出限界にも大きく左右される。

### シミュレーション

銀河は恒星の集合体であり、銀河の進化と特性は恒星の種類と数で決まると

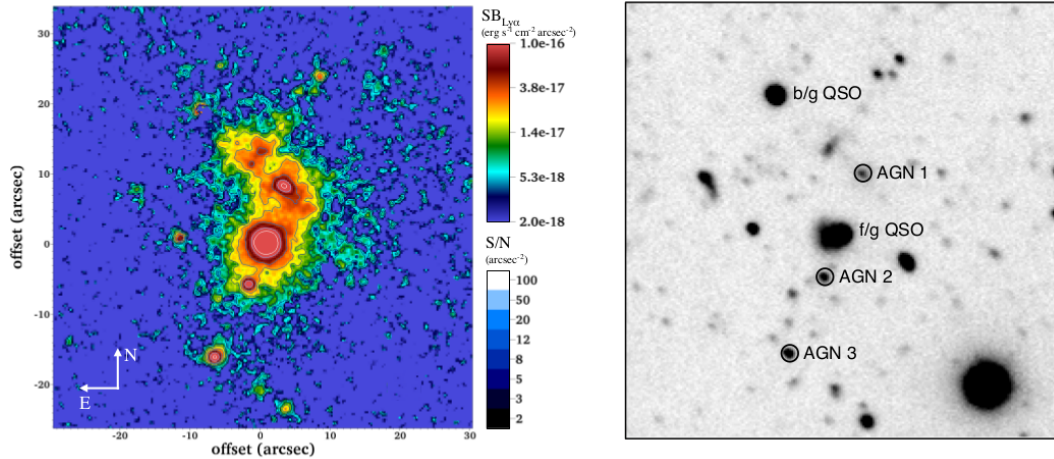


図 1.13: Keck/LRIS(ケック望遠鏡/Low Resolution Imaging Spectrometer) で撮像されたクエーサー SDSSJ0841+3921 周辺の AGN 群 (Hennawi et al. 2015)。左図:Narrow-band filter( $\sim 3640 \text{ \AA}$ ) で撮像された  $\text{Ly}\alpha$  の表面輝度分布。右図:V-band( $\sim 5000 - 6000 \text{ \AA}$ ) の撮像図。

いっても過言ではない。銀河形成の際の最初のガス質量で、その後の銀河の進化過程を観測的経験則から推察することができる。これは銀河の初期質量関数と呼ばれるものであり、銀河進化をシミュレーションで再現する理論研究分野にも大いに取り入れられている。例えば図 1.14 は母銀河と多種の金属 CGM ガスの分布をシミュレーションで再現した Shen et al. (2013) の結果の一部である。このシミュレーションから、CGM ガスは金属の種類によって分布や広がりが異なっていることが読み取れる。 $\text{H I}$  は銀河の円盤面方向に集中し、 $\text{Si II}$  と  $\text{C II}$  の電離状態の低いガスは円盤面方向に連続的、または垂直軸方向にクランプ状に分散している。同じ元素でもより電離状態の高い  $\text{Si IV}$  や  $\text{C IV}$  はより広い範囲にクランプが拡散しており、さらに高電離イオンガスである  $\text{O VI}$  は均一的な巨大ガス ( $\sim 500 \text{ kpc}$ ) を形成している。サイズに関するこれらの理論値は前述の観測の結果と良く一致している。

### 多視線分光観測

クエーサー吸収線は自ら光ることがない CGM ガスを影絵の要領で捉えることができる。しかしながらクエーサー視線上の一次元の情報しか手に入れないので、ガスの空間情報については探査できない。この弱点を克服する方法として、隣接する多数のクエーサーや銀河を背景光源として利用し、複数の視線でもってガスを捉えるのが多視線分光観測 (図 1.15) である。各背景光源を分光観測して、手前の空間に存在する吸収体の情報をそれぞれの視線ごとに取得する。さらに天球上の背景光源同士の離角と吸収線赤方偏移から、視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  を算出する (方法は 2.2.1 節で記述) ことで吸収体の空間情報を得

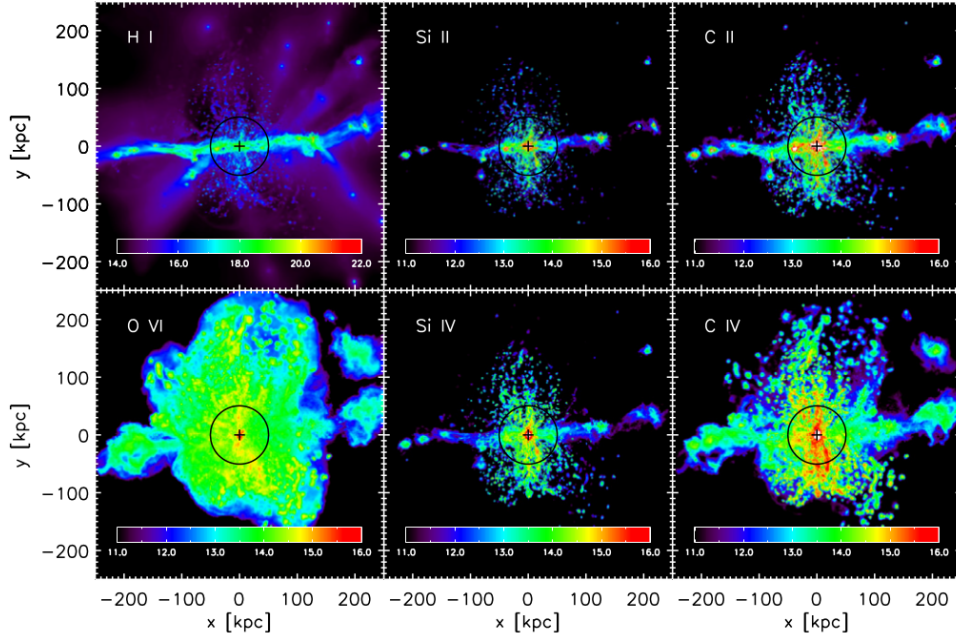


図 1.14: Shen et al. (2013) のシミュレーション再現による各イオンの柱密度のマップ。中心十字点が銀河の位置を示し、x 軸方向が銀河の円盤面、y 軸方向が垂直軸になるように配置されている。黒線の円は銀河のビリアル半径を示している。

ることができる。多視線分光観測は前述の分光撮像観測で得られるインパクトパラメータと違って、ガスそのものの空間情報を取得することができる。例えば、両方の視線で吸収線が検出されれば、視線間実距離は吸収体サイズの下限值に相当し、片方の視線だけで吸収線が検出されれば、視線間実距離は吸収体サイズの上限值と見なせる。Bowen et al. (2016) は、 $z_{\text{gal}} \sim 0$  の近傍銀河をターゲットにして、その背景にある 4 つのクエーサーの吸収線を観測した (図 1.16)。同じ赤方偏移到位置する吸収体を捉えているが、クエーサーの視線ごとに吸収線の形状が異なっていることが観測でわかった。ただし、 $z \sim 0$  では銀河形成がほぼ完了しているので、CGM の研究には向かない。また隣接する複数のクエーサー (マルチクエーサー; 図 1.15 の (1)) だけでなく、重力レンズクエーサーを用いた多視線分光観測もある (図 1.15 の (2))。重力レンズクエーサーとは重力レンズ効果を受けて多重レンズ像として観測されるクエーサーのことである。レンズ像ごとに分光観測を行うことで、複数の視線でひとつの吸収体を捉えることができる。(Smette et al. 1995; Monier et al. 1998; Misawa et al. 2014 他)。Ellison et al. (2004) では視線間の吸収線の吸収強度に注目し、 $\text{H I}$  吸収体や  $\text{C IV}$  吸収体のような高電離状態の吸収線系は  $\sim 100 - 300$  kpc に渡る視線間実距離で一貫性を示している一方で、 $\text{Mg II}$  のような低電離状態の吸収線系は  $\sim 100$  pc よりも大きな視線間実距離スケールで大きな変動を示し

た、という重要な傾向を報告している。

また重力レンズクエーサーを背景光源にした多視線分光観測のもうひとつのメリットとして、付随吸収線を利用したクエーサーの中心領域の立体視が可能になる点がある。マルチクエーサーを用いた多視線分光観測では、背景光源の手前に存在する介在吸収線の多視線観測は可能だが、背景光源はそれぞれ別の光源なので各クエーサーごとの付随吸収線には全く関連が無い。しかしながら、ひとつの光源から多視線で観測できる重力レンズクエーサーならば、クエーサー自身の情報である付随吸収線も多視線で観測することが可能である。Misawa et al. (2013) では、レンズ像間の離角が 22.5 秒角離れた重力レンズクエーサーの多視線分光観測を行った。その結果、付随吸収線である広吸収線の輪郭が視線間で異なっていることが確認された。さらに Misawa et al. (2014) では、これらの広吸収線が時間変動を示していないことから、輪郭の違いは視線間の光路差によるものではなく、見込む角度の違いであると結論づけている。アウトフローガスの視線間実距離は、光源のサイズや光源からの距離に不確定要素が多いので厳密な数値を定めることは非常に困難だが、数百 pc 以下スケールでアウトフローガスの立体視に成功している。この観測結果のように、重力レンズクエーサーを用いた多視線分光観測は小スケールの空間構造の解明において、絶対的なツールとして活用されている。

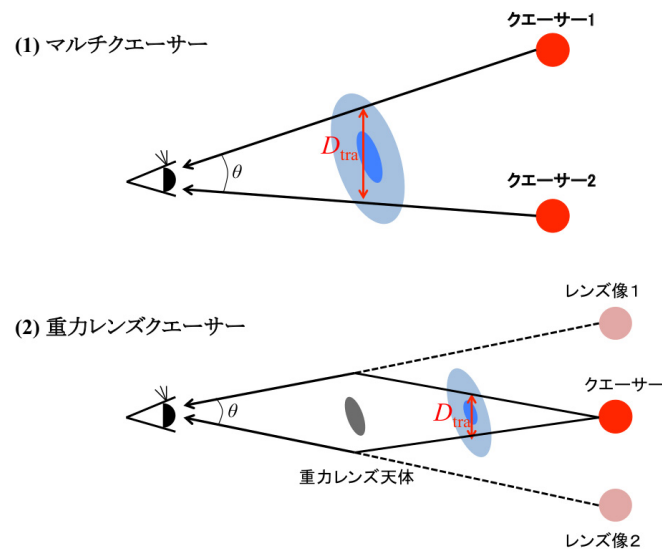


図 1.15: 多視線分光観測の模式図。(1) マルチクエーサーを用いた多視分光観測と、(2) 重力レンズクエーサーを用いた多視線分光観測を表している。離角  $\theta$  と各天体の赤方偏移から視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  が算出できる。



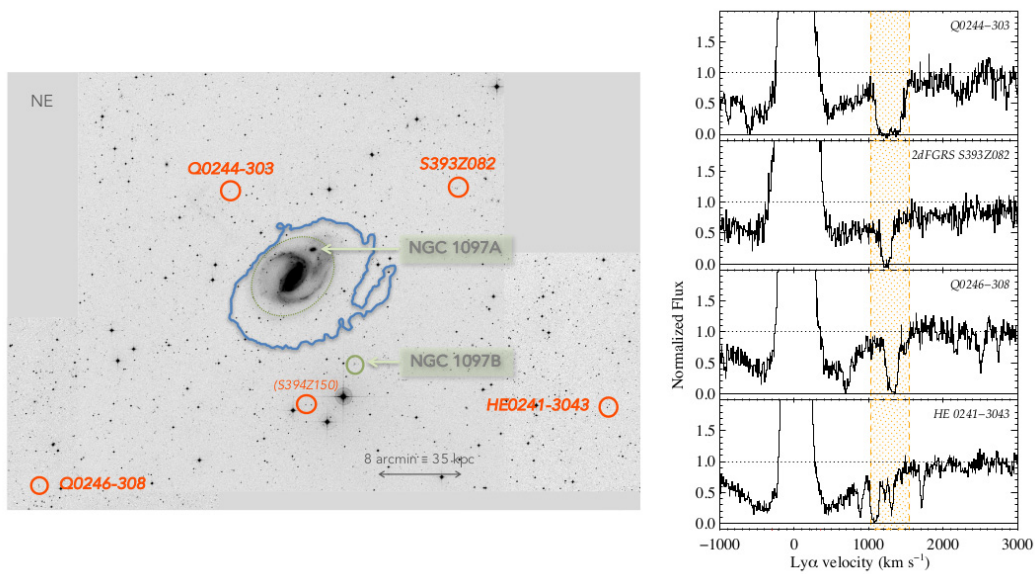


図 1.16: 左図:ターゲット銀河である NGC1097A とその背景にある 4 つのクエーサー (S394Z150 は白色矮星)。青色の太線は NGC1097A の水素の 21cm 線の放射範囲である。(Bowen et al. 2016)。右図:4 つのクエーサースペクトル中にある NGC1097A の  $\text{Ly}\alpha$  吸収線 (橙色で囲まれた波長範囲)。

### 1.3.3 CGM 探査の課題

前述の 1.3.2 節の先行研究から、CGM の大規模構造は徐々に解明されつつある。現在の CGM の一般的な描像は、「均一な高電離状態のガスが存在し、その内部にクランプ状の低電離状態のガスが埋め込まれている」と考えられている。一方で CGM の局所的な内部構造 (例えば  $\sim 1$  kpc スケール) についてはまだほとんど解明されていない。「より小スケールの内部構造は均一的なのかクランプ状なのか」、「もしクランプ状のガス球の集まりならば、典型的なサイズはどれほどになるのか」といった疑問点は大規模マッピングの技法で解明することは困難である。また、CGM の局所的な内部構造の特定なくして、降着ガスやアウトフローガスといったガス形態についても定量的な議論はできない。撮像分光観測では、クエーサー - 銀河のインパクトパラメータが Mpc スケールのサンプルがメインであり、kpc スケールのインパクトパラメータを持つクエーサー - 銀河のサンプルはほとんど無い (小さくとも  $\sim 50$  kpc; Rudie et al. 2012)。なぜなら、背景光源のクエーサーが明る過ぎるのでクエーサーに近接する銀河はクエーサーの光度に埋もれてしまって、撮像観測で母銀河を特定することは困難になるからである。深い撮像観測は CGM ガスの広がりを捉えることは得意だが、局所的な内部構造を捉えるほどの空間分解能はない。理論研究でも kpc スケールのガス構造に注目したシミュレーションは試みられているが、銀河のアウトフローや降着ガスは定性的な存在でしか議論できていない

ので、理論的解明は非常に困難である。マルチクエーサーを使った多視線分光観測は背景光源間の離角次第なので、数秒角で近接するクエーサーは極まれにしかない (Hennawi et al. 2015)。そこで、この課題を解決するための探査法は、重力レンズクエーサーを用いた多視線分光観測が最適である。しかしながら、この観測手法を用いた先行研究は、文献ごとに個々の重力レンズクエーサーを使っており、各吸収線系の限定的な調査しかされていない。したがって吸収線サンプルは統計的解析ができるほど集まっておらず、宇宙の普遍的な CGM 吸収体の性質を探ることは不可能である。CGM の内部構造の一般的傾向を解明する為にはサンプルサイズを大きくし、統計的に解析する必要がある。

## 1.4 本研究の目的

本研究は CGM の局所的内部構造を探る為に、重力レンズクエーサーを用いた多視線分光観測を行う。重力レンズクエーサーのレンズ像間の典型的な離角は数秒角であり、標準的な宇宙論モデルで計算すると  $z \sim 1.0 - 4.0$  で  $100 \text{ pc} - 10 \text{ kpc}$  の視線間実距離に相当する。さらに本研究では、複数の重力レンズクエーサーを背景光源に用いることで、先行研究に比べて吸収線サンプルを大量に収集し、大規模サンプルによる統計的解析を目指す。また吸収線の電離状態に注目し、各レンズ像の視線間における静止系等価幅と吸収線検出率を視線間実距離の関数として表すことを目的とする。本研究の目的は CGM の内部微細構造を解明することに絞っているので、他の研究とは違って母銀河と CGM の位置関係の情報は必要としない。

第 2 章では背景光源となる重力レンズクエーサーサンプルと吸収線の各パラメータの決定方法を記述する。第 3 章は CGM 吸収線の観測結果と解析結果を述べ、第 4 章で CGM 吸収体の描像を考察する。第 5 章で将来的展望を述べ、第 6 章で本研究の成果をまとめる。本稿ではハッブル定数を  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 、無次元バリオン密度パラメータを  $\Omega_m = 0.3$ 、無次元ダークエネルギー密度パラメータを  $\Omega_\Lambda = 0.7$  の宇宙論パラメータとしてを用いる。

## 第2章 データと解析

### 2.1 クエーサーサンプルと吸収線の同定

本研究では Sloan Digital Sky Survey Quasar Lens Search (SQLS; Oguri et al. 2012 とその文献中の参考文献参照) のクエーサーサンプルを用いる。SQLS は Sloan Digital Sky Survey (SDSS<sup>1</sup>) で特定された膨大な数のクエーサーから、重力レンズクエーサーの候補天体を探し出し追加の分光観測を行い、重力レンズクエーサーのカタログの作成を目指している。現時点では 62 個のレンズクエーサーが収録されている<sup>2</sup>。重力レンズクエーサーの同定用に観測されたスペクトルは波長範囲、波長分解能、S/N 比などが不均一なので、本研究では Gemini/GMOS (ジェミニ望遠鏡/Gemini Multi-Object Spectrographs) と Keck/ESI (ケック望遠鏡/Echelle Spectrograph and Imager) で観測された 10 個のレンズクエーサーのみをデータサンプルとする (表 2.1 と付録を参照)。この 10 個のレンズクエーサーは以下の 4 つの選定基準から選択している。

1. C IV, Mg II 吸収線が可視光帯範囲に含まれる。1.2.2 節の式 (1.14) から、C IV 吸収線が可視光帯 ( $\lambda > 3800 \text{ \AA}$ ) で観測されるには  $z_{\text{abs}} > 1.5$  が必要である。したがって背景光源となるクエーサーの赤方偏移  $z_{\text{em}}$  が 1.5 より大きいものでなくてはならない。
2. スペクトルの波長分解能が 1000 以上である。これ以下の分解能だと二重共鳴吸収線の輪郭が分解しにくい。
3. 波長範囲が  $\sim 4000 \text{ \AA}$  から  $\sim 1 \mu\text{m}$  までカバーされている。
4. データのクオリティが十分高いものである (全スペクトル平均で S/N 比が  $\sim 20 \text{ pixel}^{-1}$  を超えている)。

本研究では重力レンズクエーサーにおいて、より明るいレンズ像をレンズ像 1、もう一方のものをレンズ像 2 と定義する。以降、各重力レンズ像の視線上の吸収体の物理量

---

<sup>1</sup>アパッチポイント天文台に設置されている SDSS 望遠鏡によって収集された大規模アーカイブデータ。全天の 25% のフィールドを観測し、最新のデータリリースでは約 5 億個の星や銀河、クエーサーの撮像と分光データを公開している。

<sup>2</sup><http://www-utap.phys.s.u-tokyo.ac.jp> を参照

についても同様のナンバリングを施す。さらに本研究と類似の研究手法で吸収線の情報を取得した3つの先行文献のクエーサーサンプルも加える。

#### **Smette et al. (1995) (S95)**

3.9m-AAT/RGO(3.9 m アングロ-オーストラリアン望遠鏡/Royal Greenwich Observatory Spectrograph)で観測された重力レンズクエーサー HE1104–1805 のスペクトルから、吸収線の視線間の差異を調査している。クエーサーの輝線赤方偏移は  $z_{\text{em}} = 2.319$ 、重力レンズ天体である大質量銀河の赤方偏移は  $z_{\text{lens}} = 0.73$  であり、2つのレンズ像間の離角は  $\theta = 3''.19$  である。

#### **Monier et al. (1998) (M98)**

「クローバーリーフ」の愛称で有名な四重レンズクエーサー H1413+1143 を HST/FOS(ハッブル宇宙望遠鏡/Faint Object Spectrograph)で観測した研究である。クエーサーの輝線赤方偏移は  $z_{\text{em}} = 2.551$  であり、本研究では3つの視線ペアの離角を用いる ( $\theta = 1''.10, 0''.86, 0''.76$ )<sup>3</sup>。重力レンズ天体はまだ明確に特定されておらず、本研究では  $z_{\text{lens}} \sim 1.88$  を採用する (Goicoechea & Shalyapin 2010)。

#### **Ellison et al. (2004) (E04)**

三重レンズ像を持つ APM08279+5255 は BAL を持つクエーサーとしても有名である。この研究では、HST/STIS(ハッブル宇宙望遠鏡/Space Telescope Imaging Spectrograph)で分光観測を行い、比較的高い S/N 比のスペクトルを取得している。クエーサーの輝線赤方偏移は  $z_{\text{em}} = 3.911$ 、重力レンズ天体はまだ明確に特定されていないが、Petitjean et al. (2000) の吸収線で特定された  $z_{\text{lens}} = 1.062$  の銀河が最有力候補である。本研究では2つの視線ペアの離角を用いる ( $\theta = 0''.15, 0''.38$ )<sup>3</sup>。

---

<sup>3</sup>一番明るいレンズ像を基準とした離角のみ計測されている。

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
Lensed QSO	$z_{\text{em}}$	$z_{\text{lens}}$	$\theta(\text{arcsec})$	Instrument	$\lambda\text{-coverage}(\text{\AA})$	$R$	$T_{\text{exp}}(\text{s})$
SDSS J024634.11-082536.2	1.686	0.724	1.04	Keck/ESI	3900 - 11000	~ 27000	900
SDSS J074653.03+440351.3	1.998	0.513	1.08	Keck/ESI	3900 - 11000	~ 27000	1200
SDSS J080623.70+200631.9	1.538	0.573	1.49	Keck/ESI	3900 - 11000	~ 27000	900
SDSS J090404.15+151254.5	1.826	~ 0.30	1.13	Gemini/GMOS	3700 - 9800	~ 1000	4200
SDSS J092455.87+021924.9	1.523	0.394	1.81	Keck/ESI	3900 - 11000	~ 27000	1200
SDSS J100128.61+502756.8	1.841	0.415	2.86	Gemini/GMOS	3700 - 9800	~ 1000	4800
SDSS J113157.72+191527.7	2.915	~ 0.30	1.46	Gemini/GMOS	3700 - 9800	~ 1000	4800
SDSS J125819.24+165717.6	2.702	0.505	1.28	Gemini/GMOS	3700 - 9800	~ 1000	4800
SDSS J134929.84+122706.8	1.722	~ 0.65	3.00	Gemini/GMOS	3700 - 9800	~ 1000	3600
SDSS J135306.35+113804.7	1.624	~ 0.25	1.41	Keck/ESI	3900 - 11000	~ 27000	600
HE1104-1805	2.319	0.73	3.19	3.9m-AAT/RGO	3170 - 7570	~ 12000	~ 5200
H1413+1143	2.551	~ 1.88	0.76, 0.86, 1.10	HST/FOS	3250 - 6500	~ 1300	~ 4600
APM08279+5255	3.911	1.06	0.15, 0.38	HST/STIS	5970 - 8600	~ 5000	~ 14900

表 2.1: レンズクエーサーサンプルの一覧。(1) レンズクエーサーの名称、(2) クエーサーの輝線赤方偏移、(3) 重力レンズ天体の赤方偏移 (重力レンズ天体の赤方偏移が不確定であったり、分光観測ではなく撮像観測で確かめられたもの) に関しては、不確定値 ( $\sim z_{\text{lens}}$ ) で表記している)、(4) レンズ像間の離角、(5) 観測望遠鏡と装置、(6) 波長範囲、(7) 波長分解能、(8) 合計積分時間を示している。H1413+1143 は四重レンズ像のレンズクエーサーであり、 $\theta$  の値はレンズ像 AB、AC、AD 間の値に対応する。APM08279+5255 は三重レンズ像であり、同様に  $\theta$  の値はレンズ像 AB、AC 間に対応している。

次に各クエーサーのスペクトルの中から、吸収線の同定コード SEARCH(Churchill 1997; Churchill et al. 2003) を用いて、エラースペクトル<sup>4</sup>のノイズレベルに対して5倍以上の深さを持つ吸収構造を吸収線として検出する。また、吸収線の探査範囲は Ly $\alpha$  の森の影響を避けるためにクエーサーの Ly $\alpha$  輝線より長波長側の波長域から行う。次に検出した吸収線から 1.2.2 節で述べた二重共鳴吸収線を利用した吸収線系の同定法を用いて、まず C IV、Si IV、N V、Mg II の同定を行う。そして二重共鳴線から特定した吸収線系の赤方偏移  $z_{\text{abs}}$  を基にその他の金属吸収線を同定し、それぞれのサイトラインごとに吸収線赤方偏移  $z_1, z_2$  を決定する。本研究で用いたスペクトルデータは吸収線の輪郭をモデルフィットできるだけの分解能がなかった<sup>5</sup>ので、吸収線の強度のパラメータとして等価幅を使用する。1.2.1 節の式 (1.9) から、スペクトルを規格化すると連続光は  $F_c = 1$  とできるので、吸収線幅を  $\lambda_1 - \lambda_2$ 、各ピクセルの吸収線残余フラックスを  $f(\lambda)$ 、1 ピクセルあたりの波長幅  $\Delta\lambda$  を使うと、

$$EW_{\text{obs}}(\lambda) = \sum_{i=1(\lambda_1)}^{n(\lambda_2)} [1 - f(\lambda)] \Delta\lambda \quad (2.1)$$

の計算式で算出できる。等価幅のエラー値  $\sigma(EW)$  はエラースペクトルのノイズレベル  $\sigma(\lambda)$  を用いて、

$$\sigma(EW_{\text{obs}}) = \sqrt{\sum_{i=1(\lambda_1)}^{n(\lambda_2)} [\sigma(\lambda) \cdot \Delta\lambda]^2} \quad (2.2)$$

で算出する。また吸収線ごとに等価幅を観測者系から各吸収体の赤方偏移の静止系に変換する必要がある。1.2.2 節の式 (1.14) を使って、

$$REW = EW_{\text{obs}} \times \frac{1}{1 + z_{\text{abs}}} \quad (2.3)$$

$$\sigma(REW) = \sigma(EW_{\text{obs}}) \times \frac{1}{1 + z_{\text{abs}}} \quad (2.4)$$

のように各吸収線の静止系等価幅  $REW$  を算出する。C IV と Mg II の二重共鳴線はスペクトルデータの分解能が低いため、それぞれの青側吸収線と赤側吸収線がブレンドしてしまっている。したがってこの2種類の吸収線については、2つの吸収構造のトータルの等価幅を評価する。本研究では  $REW \geq 3\sigma(REW)$  の吸収線を検出、 $REW < 3\sigma(REW)$  の吸収線を未検出として扱う。

<sup>4</sup>天体のスペクトルに現れるエラーの値(天体のポアソンノイズ、観測装置のバックグラウンドノイズなど)をまとめて、スペクトル状に表示したもの。1ピクセルごとの各フラックスに対応する誤差を表す。

<sup>5</sup>Gemini/GMOS のスペクトルデータの分解能は  $\sim 1000$ 。Keck/ESI のスペクトルデータの分解能は  $\sim 27000$  だが、S/N 比を高める為にサンプリングを行ったので、実質 Gemini/GMOS と同程度の分解能に相当する。

## 2.2 視線間の吸収線ペアの評価方法

本研究の目的であるレンズクエーサーの視線間における吸収線の差異を調査する為に、まずレンズクエーサーの視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  が最も重要な物理量となる。本研究ではさらに  $D_{\text{tra}}$  を関数とする等価幅変動値  $dEW$  と吸収線欠落頻度  $R_{\text{lon}}$  の2つの指標を用いて、吸収体の空間分布について調査を行う。

### 2.2.1 視線間実距離 $D_{\text{tra}}$

視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  を算出するためにまずは角径距離を計算する。地球から見たある天体までの角径距離  $D$  は、天体の大きさ (または天体間の距離、レンズ像間の視線間実距離)  $D_{\text{tra}}$  と天球上の見た目の離角  $\theta$  から、

$$D_{\text{tra}} = \theta D \quad (2.5)$$

の関係で求めることができる。

曲率が0の宇宙空間で、ある赤方偏移  $z_1$  から赤方偏移  $z_2$  までの角径距離  $D(z_1, z_2)$  は、

$$D(z_1, z_2) = \frac{a(z_2)}{H_0} c \int_{a(z_2)}^{a(z_1)} [a\Omega_M + a^2(1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda) + a^4\Omega_\Lambda]^{-1/2} da \quad (2.6)$$

となる。ここでは  $z_1 < z_2$  である。  $a(z)$  は赤方偏移  $z$  における宇宙のスケール因子 ( $a = 1/(1+z)$ ) である。積分内の第2項は近年の Planck の結果により分かった標準的な宇宙モデルから  $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$  なので0となる。  $a(z)$  を  $z$  に変数変換すると、式2.6は

$$D(z_1, z_2) = \frac{c}{H_0} \frac{1}{1+z_2} \int_{z_2}^{z_1} \frac{1}{\sqrt{(1+z)^3 \Omega_M + \Omega_\Lambda}} dz \quad (2.7)$$

のように  $z$  の関数に書き換えることができる。

図2.1の左図のように吸収体の赤方偏移  $z_{\text{abs}}$  が重力レンズ天体の赤方偏移  $z_{\text{lens}}$  より小さい場合、地球から見て吸収体は重力レンズ天体の手前に存在する。地球の赤方偏移を  $z_1 = 0$ 、吸収体の赤方偏移を  $z_2 = z_{\text{abs}}$  として、式2.7から角径距離  $D(0, z_{\text{abs}})$  を計算した後、式2.5に離角  $\theta$  とともに代入すれば、吸収体の赤方偏移における視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  が算出できる。

次に図2.1の右図のように吸収体の赤方偏移  $z_{\text{abs}}$  が重力レンズ天体の赤方偏移  $z_{\text{lens}}$  より大きい場合、地球から見て吸収体は重力レンズ天体より奥に存在することになる。この場合でも先ほどと同様に幾何学的に視線間実距離を算出することは可能だが、注意すべき点はクエーサー側から見た離角  $\theta_{\text{QSO}}$  とクエーサーから吸収体までの角径距離  $D(z_{\text{em}}, z_{\text{abs}})$  が必要となってくる。クエーサー側から見た離角は

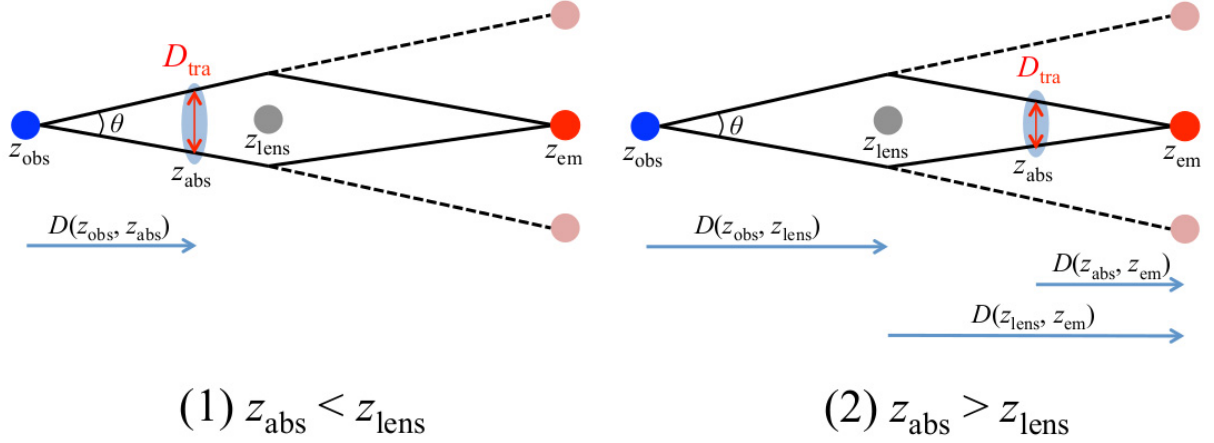


図 2.1: 地球、重力レンズ天体、クエーサー、吸収体の配置の模式図。(1) は吸収体が地球 – 重力レンズ天体間にあるとき。(2) は吸収体が重力レンズ天体 – クエーサー間にあるときを表す。

$\theta_{\text{QSO}} = D_{\text{tra}}/D(z_{\text{em}}, z_{\text{lens}})$  で求めることができるが、 $D(z_1, z_2) \neq D(z_2, z_1)$  であることを特筆する。なので  $z_1 < z_2$  という条件のついている式 2.6 だけでは、 $\theta_{\text{QSO}}$  も  $D(z_{\text{em}}, z_{\text{lens}})$  も計算できない。ここで、Smette et al. (1992) によると、

$$D(z_1, z_2) = D(z_2, z_1) \frac{1 + z_1}{1 + z_2} \quad (2.8)$$

の関係が成り立っているので、どんな視点からでも赤方偏移から角径距離の変換が可能になる。したがって地球から見た離角、クエーサー、重力レンズ天体、吸収体それぞれの赤方偏移から、重力レンズ天体より奥に存在する吸収体の視線間実距離は、

$$D_{\text{tra}} = \theta \frac{D(0, z_{\text{lens}})D(z_{\text{em}}, z_{\text{abs}})}{D(z_{\text{em}}, z_{\text{lens}})} = \theta \frac{D(0, z_{\text{lens}})D(z_{\text{abs}}, z_{\text{em}})}{D(z_{\text{lens}}, z_{\text{em}})} \frac{1 + z_{\text{lens}}}{1 + z_{\text{abs}}} \quad (2.9)$$

となる。

### 2.2.2 等価幅変動値 $dEW$

次にサイトライン間の吸収線の差異を表す指標として等価幅変動値  $dEW$  を用いる。Ellison et al. (2004) より以下の式で定義される。

$$dEW = \frac{|REW_1 - REW_2|}{\max(REW_1, REW_2)} \quad (2.10)$$

ここで  $\max(REW_1, REW_2)$  は値の大きい方の等価幅を使用し、 $dEW = 0 - 1$  を示すように規格化している。つまり  $dEW \sim 0$  でサイトライン間の等価幅に差異がないこ



とを示し、 $dEW \sim 1$ で片方にだけ吸収線が存在していることを示している。等価幅変動値のエラー  $\sigma(dEW)$  は各  $REW$  およびそのエラー値  $\sigma(REW)$  を使って誤差伝搬式で算出する。 $REW_1$  と  $REW_2$  で、大きい方を  $REW_{\max}$ 、小さい方を  $REW_{\min}$  として、各エラー値を  $\sigma(REW_{\max})$ ,  $\sigma(REW_{\min})$  とすると、

$$\sigma(dEW) = \sqrt{\left(\sigma(REW_{\max}) \frac{REW_{\min}}{REW_{\max}^2}\right)^2 + \left(-\frac{\sigma(REW_{\min})}{REW_{\max}}\right)^2} \quad (2.11)$$

で算出できる。

### 2.2.3 吸収線欠落頻度 $R_{1on}$

吸収線を検出する際、片方のサイトラインでは吸収線が検出されるが、もう片方のサイトラインでは未検出となるケースがある。このケースは吸収体が視線間実距離以下のサイズを有している可能性があると考えられる重要な観測結果である。そこで本研究では、両方のサイトラインで吸収線が検出された吸収線ペアを 2on-sample、片方のサイトラインのみ吸収線が検出された吸収線ペアを 1on-sample と呼び、各種ペアの個数を  $N_{2on}$ ,  $N_{1on}$  とした時、吸収線欠落頻度  $R_{1on}$  を以下のように定義する。

$$R_{1on} = \frac{N_{1on}}{N_{2on} + N_{1on}} \quad (2.12)$$

## 2.3 吸収線同定後のサンプル選定

前述の2.1節の過程で同定した吸収線について、以下の項目のサンプル選定を行う。

### クエーサーの影響が考えられる吸収線の除外

銀河に関連する CGM だけに注目するために、背景光源のクエーサーの影響下にある吸収体は除外する。クエーサーの輝線赤方偏移  $z_{em}$  から吸収線系赤方偏移の視線速度差が  $5000 \text{ km s}^{-1}$  以内の吸収線はクエーサーに属する関連吸収線と見なす。また、付随吸収線である BAL に該当するような線幅が  $> 2000 \text{ km s}^{-1}$  ある吸収線やクエーサーも除外する。クエーサーの輝線赤方偏移より大きい吸収線赤方偏移の吸収線も付随吸収線と見なす。クエーサーのアウトフローが観測者から遠ざかる速度成分をもっていると、クエーサーの輝線赤方偏移以上に赤方偏移した吸収線として観測される。このような吸収線はクエーサー周囲の銀河団銀河の可能性やクエーサーの広輝線が青方偏移している可能性があるため、クエーサー系に関連する吸収線として除外する。

### 評価不可能の吸収線の除外

他種の吸収線が偶然重なり合っていることを吸収線のブレンドと呼ぶ。吸収線がブレンドしていると、両方の吸収線が重なり合って個々の吸収線の輪郭を取り出すことは非常に困難になる。したがって、ブレンドしている吸収線はモデルフィットでの物理量の評価だけでなく、等価幅の評価もできないのでサンプルから除外する。また両方のサイトラインで  $REW < 3\sigma(REW)$  の吸収線ペアは等価幅評価が不可能なので除外する。

表2.2は本研究の全レンズクエーサーから同定できた金属吸収線の一覧である。静止系等価幅が上限値で記載されているものは未検出判定の吸収線であり、 $< 3\sigma(REW)$  の値を示している。上記のサンプル選定の結果、本研究のスペクトルから 112 本 (Gemini/GMOS から 81 本、Keck/ESI から 31 本)、Ellison et al. (2004) から 74 本、Monier et al. (1998) から 64 本、Smette et al. (1995) から 43 本、合計で 293 本の金属吸収線を同定した。

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
Lensed QSO	ion	$z_1$	$REW_1$	$\sigma(REW_1)$	$z_2$	$REW_2$	$\sigma(REW_2)$	$D_{\text{tra}}$	$dEW$	$\sigma(dEW)$
SDSS J024634.11-082536.2	Mg II 2800	0.7246	0.692	0.041	0.7256	0.978	0.068	7.86	0.292	0.064
	Mg I 2853	0.7242	0.284	0.037	0.7242	0.774	0.062	7.87	0.632	0.056
	Mg II 2800	1.1218	0.357	0.025	1.1221	0.278	0.050	3.33	0.221	0.151
	Mg II 2800	1.1568	0.837	0.029	1.1572	0.897	0.051	3.04	0.066	0.062
	Mg II 2800	1.3534	0.818	0.025	1.3534	0.774	0.044	1.66	0.053	0.061
	C IV 1550 <sup>a</sup>	1.6892	0.128	0.018	—	<0.077	—	—	>0.399	—
	C IV 1550 <sup>a</sup>	1.7323	0.432	0.024	1.7325	0.438	0.037	—	0.013	0.101
SDSS J074653.03+440351.3	Mg II 2800	1.6505	0.442	0.036	—	<0.116	—	0.642	>0.738	—
	C IV 1550	1.9342	0.700	0.053	1.9342	0.920	0.046	0.099	0.239	0.069
SDSS J080623.70+200631.9	Fe II 2600	0.5736	1.530	0.123	0.5743	2.291	0.271	9.729	0.332	0.095
	Mg II 2800	0.5735	6.398	0.163	0.5741	5.783	0.186	9.731	0.096	0.037
	Ca II 3935	0.5735	0.787	0.059	0.5739	1.021	0.072	9.733	0.229	0.079
SDSS J090404.15+151254.5	Mg II 2800	—	<0.158	—	0.5516	2.139	0.114	3.242	>0.926	—
	Fe II 2600	1.2169	0.964	0.035	1.2170	0.557	0.065	0.886	0.422	0.071
	Mg II 2800	1.2170	3.850	0.035	1.2169	2.452	0.070	0.886	0.363	0.019
	Mg I 2853	1.2166	0.221	0.024	—	<0.157	—	0.887	>0.287	—
	C IV 1550	1.6130	1.041	0.049	1.6127	0.769	0.117	0.237	0.261	0.118
	Mg II 2800	1.6125	0.434	0.025	1.6126	0.451	0.057	0.237	0.0374	0.134
	C IV 1550	1.6547	1.175	0.045	1.6540	1.039	0.104	0.186	0.116	0.094
	Al II 1670	1.6530	0.142	0.023	1.6499	0.218	0.057	0.189	0.346	0.202
	Mg II 2800	1.6523	0.605	0.024	1.6526	0.268	0.048	0.188	0.557	0.081
	C IV 1550	1.7686	0.457	0.032	1.7707	0.323	0.078	0.057	0.294	0.179
SDSS J092455.87+021924.9	Mg II 2800	—	<0.071	—	1.0785	0.245	0.042	1.341	>0.709	—
SDSS J100128.61+502756.8	Mg II 2800	—	<0.358	—	0.4145	1.893	0.206	15.700	>0.811	—
	Fe II 2600	0.8723	0.606	0.021	0.8720	0.478	0.036	7.794	0.211	0.066
	Mg II 2800	0.8718	2.045	0.068	0.8717	1.758	0.091	7.799	0.140	0.053
	Mg I 2853	0.8720	0.235	0.045	0.8719	0.219	0.058	7.797	0.068	0.303
	Si II 1526	1.6066	0.172	0.044	1.6065	0.275	0.058	1.103	0.372	0.208
	C IV 1550	1.6074	2.400	0.062	1.6071	2.194	0.113	1.100	0.086	0.053

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
Lensed QSO	ion	$z_1$	$REW_1$	$\sigma(REW_1)$	$z_2$	$REW_2$	$\sigma(REW_2)$	$D_{\text{tra}}$	$dEW$	$\sigma(dEW)$
SDSS J113157.72+191527.7	Al III 1854	1.6077	0.178	0.018	1.6075	0.218	0.027	1.098	0.181	0.131
	Fe II 2600	1.6072	0.352	0.019	1.6071	0.379	0.019	1.100	0.072	0.068
	Mg II 2800	1.6074	1.559	0.023	1.6073	1.363	0.028	1.099	0.126	0.022
	Mg I 2853	1.6072	0.193	0.020	1.6071	0.225	0.015	1.100	0.142	0.103
	C IV 1550	1.7542	0.644	0.041	1.7563	0.421	0.064	0.368	0.347	0.108
	Si IV 1393 <sup>b</sup>	1.7711	0.856	0.083	1.7704	1.029	0.152	0.299	0.168	0.148
	C IV 1550 <sup>b</sup>	1.7748	5.201	0.064	1.7742	1.738	0.078	0.282	0.666	0.016
	C IV 1550 <sup>c</sup>	1.8151	1.508	0.035	1.8147	1.076	0.046	0.108	0.286	0.035
	Fe II 2600	1.1902	0.944	0.034	1.1902	1.719	0.098	1.923	0.451	0.037
	Mg II 2800	1.1902	2.841	0.028	1.1902	4.577	0.080	1.924	0.379	0.012
SDSS J125819.24+165717.6	Mg I 2853	1.1902	0.082	0.017	1.1899	0.522	0.059	1.924	0.842	0.038
	Fe II 2600	1.4215	1.958	0.026	1.4191	2.597	0.092	1.416	0.246	0.029
	Mg II 2800	1.4202	6.484	0.030	1.4190	5.753	0.105	1.418	0.113	0.017
	Mg I 2853	1.4215	0.472	0.024	1.4189	0.707	0.081	1.416	0.333	0.084
	Mg II 2800	1.5615	0.578	0.027	—	<0.246	—	1.168	>0.574	—
	Mg II 2800	1.7943	0.965	0.030	—	<0.301	—	0.837	>0.688	—
	C IV 1550	1.8474	1.361	0.058	1.8475	1.298	0.066	1.103	0.047	0.063
	Si IV 1393	1.9957	1.096	0.086	1.9960	1.112	0.090	0.837	0.015	0.111
	C IV 1550	1.9973	1.159	0.053	1.9989	1.374	0.064	0.833	0.156	0.055
	C IV 1550	2.1062	1.019	0.047	2.1066	0.855	0.056	0.664	0.161	0.067
SDSS J134929.84+122706.8	Si IV 1393	2.2501	0.198	0.028	2.2505	0.147	0.024	0.466	0.259	0.158
	C IV 1550	2.2500	0.555	0.092	2.2500	0.358	0.110	0.466	0.355	0.224
	Si IV 1393	2.3868	0.631	0.045	2.3865	0.813	0.064	0.304	0.223	0.082
	C IV 1550	2.3848	0.521	0.066	2.3852	0.783	0.078	0.305	0.335	0.107
	Al II 1670	2.3842	0.344	0.036	2.3846	0.407	0.036	0.306	0.154	0.116
	Fe II 2600	2.3840	0.428	0.036	2.3843	0.472	0.037	0.306	0.093	0.104
	Mg II 2800	0.4913	0.936	0.083	—	<0.622	—	18.141	>0.336	—
	Mn II 2576	—	<0.050	—	1.2395	0.213	0.035	5.780	>0.765	—
	Fe II 2600	1.2374	1.559	0.032	1.2376	1.974	0.070	5.812	0.210	0.032

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
Lensed QSO	ion	$z_1$	$REW_1$	$\sigma(REW_1)$	$z_2$	$REW_2$	$\sigma(REW_2)$	$D_{\text{tra}}$	$dEW$	$\sigma(dEW)$
SDSS J135306.35+113804.7	Mg II 2800	1.2373	3.383	0.035	1.2375	4.456	0.071	5.814	0.241	0.014
	Mg I 2853	1.2373	0.546	0.027	1.2375	0.817	0.058	5.814	0.332	0.058
	Mg II 2800	0.6377	1.032	0.052	0.6378	0.982	0.025	2.663	0.049	0.058
	Fe II 2600	0.9047	0.773	0.022	0.9048	1.263	0.009	1.537	0.387	0.018
	Mg II 2800 <sup>d</sup>	0.9047	2.300	0.033	0.9048	3.460	0.017	1.537	0.335	0.010
	Mg I 2853	0.9045	0.317	0.015	0.9048	0.292	0.045	1.538	0.080	0.149
	Fe II 2600	1.2386	0.204	0.022	1.2389	0.103	0.012	0.636	0.493	0.079
	Mg II 2800	1.2387	0.983	0.026	1.2385	0.941	0.017	0.636	0.042	0.031
	C IV 1550	—	<0.534	—	1.5689	0.978	0.062	0.073	>0.454	—

表 2.2 本研究で解析したレンズクエーサーのスペクトルから同定された吸収線サンプルの一覧。(1) レンズクエーサーの名称、(2) 吸収線の種類、(3) レンズ像 1 の視線上の吸収線赤方偏移と (4) 静止系等価幅 ( $\text{\AA}$ ) と (5) 等価幅のエラー、(6) レンズ像 2 の視線上の吸収線赤方偏移と (7) 静止系等価幅 ( $\text{\AA}$ ) と (8) 等価幅のエラー、(9) 視線間実距離 (kpc)、(10) 等価幅変動値、(11) 等価幅変動値のエラーを示している。各注釈について、a) 吸収線赤方偏移がレンズクエーサーの輝線赤方偏移を超えている。b) BAL 吸収線系である。c) レンズクエーサーの赤方偏移に対し吸収線赤方偏移の視線速度差が  $5000 \text{ km s}^{-1}$  である。d) 他の吸収線とブレンドをしている。

## 第3章 結果

本研究では先行研究に習い、全ての金属吸収線を電離状態の違いでサブサンプル化する。吸収ガスの電離状態の基準に電離ポテンシャル (ionization potential; IP) を用いて、表 3.1 のように  $IP > 40$  eV のものを高電離イオン、 $IP < 20$  eV のものを低電離イオンとする。残りの金属吸収線は中間電離イオンに分類する。したがって高電離イオンの 2on-sample は 64 個、1on-sample は 4 個、低電離イオンの 2on-sample は 82 個、1on-sample は 28 個となる。

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
Ion	IP	class	$N_{2on}$	$N_{1on}$
Mg I	7.65	L	7	2
Ca II	11.87	L	1	0
O I	13.62	L	3	0
N I	14.53	L	0	1
Mg II	15.04	L	33	13
Mn II	15.64	L	0	2
Fe II	16.19	L	22	7
Si II	16.35	L	8	1
Ni II	18.17	L	1	0
Al II	18.83	L	7	2
C II	24.38	I	1	0
Al III	28.45	I	5	1
Si III	33.49	I	4	1
Si IV	45.14	H	16	0
C IV	64.49	H	45	4
N V	97.89	H	3	0

表 3.1: 全金属吸収線サンプルの種類。(1) イオンの種類、(2) 電離ポテンシャル (eV)、(3) 電離状態のクラス、(4) 2on-sample の数、(5) 1on-sample の数を示している。L は低電離イオン、I は中間電離イオン、H は高電離イオンを示す。

### 3.1 視線間実距離の赤方偏移分布

図 3.1 は高電離および低電離イオンの吸収線赤方偏移  $z_{\text{abs}}$  に対する視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  の分布を示したものである。黒色の曲線は SQLS カタログにおける典型的な重力レンズクエーサーが作り出す視線間実距離を示している ( $z_{\text{em}} = 2.3$ ,  $z_{\text{lens}} = 0.5$ ,  $\theta = 2''.0$ )。全サンプルの大部分の吸収体がレンズ銀河より奥に位置している (すなわち、 $z_{\text{abs}} > z_{\text{lens}}$ ) ので、赤方偏移が小さいほどより大きな視線間実距離になる傾向がある。したがって Mg II や Fe II のような低電離イオンは C IV や Si IV のような高電離イオンに比べて遷移波長が大きいので、より小さい赤方偏移領域で優先的に発見されている。

高電離イオンでは、本研究の Gemini/GMOS と Keck/ESI から得たサンプル (黒・赤色の丸点) は  $z_{\text{abs}} \sim 1.5 - 2.5$  の領域で  $D_{\text{tra}} \sim 0.1 - 1$  kpc を示している。E04 のサンプル (青色の丸点) はより高赤方偏移 ( $z_{\text{abs}} \geq 3$ ) だが本サンプルと同じような  $D_{\text{tra}}$  範囲を示している。それに比べて M98 と S95 のサンプル (緑・紫色の丸点) は、より大きな  $D_{\text{tra}} \sim 10$  kpc のサンプルが多く見られる。一方で低電離イオン (十字点) はそのほとんどが  $z_{\text{abs}} \sim 0.5 - 2.0$  の  $D_{\text{tra}} \sim 0.1 - 10$  kpc に属しているが、E04 の一部のサンプルで  $z_{\text{abs}} \sim 3$  という高赤方偏移のサンプルが存在する。本研究のサンプル収集の結果、高電離イオンサンプルで本研究のサンプルと E04 のサンプル (図 3.1 の赤色線内のサンプル) で等価幅や等価幅変動値、吸収線欠落頻度の検証を行えば、 $D_{\text{tra}} \sim 0.1 - 1$  kpc の局所的な視線間実距離における赤方偏移進化の調査が行える。また、 $z_{\text{abs}} \sim 2$  のサンプル (図 3.1 の青色線内のサンプル) に注目すれば、最も数多くのサンプル数かつ広い範囲の視線間実距離 ( $D_{\text{tra}} \sim 0.1 - 10$  kpc) で吸収線の傾向調査を行えることがわかる。

### 3.2 視線間の等価幅比較

次に吸収線ペアごとの吸収線の静止系等価幅  $REW$  について、高電離イオンおよび低電離イオンごとに比較を行った (図 3.2)。まず全サンプルをプロットしている図 3.2(a, c) を見ると、E04 と S95 のサンプル (青・紫色の点) は比較的小さい  $REW$  を持ち、M98 と本研究のサンプル (黒・赤・緑色の点) は大きい  $REW$  を持つサンプルが多い。これは前者の 2 つは分解能の高い観測装置であることと分光観測の積分時間が長い (表 2.1 を参照) ことによって、比較的高い S/N 比のスペクトルを取得できているからである (すなわち、技術的な差異によるもの)。吸収線ペア間の等価幅のばらつきを見るために相関係数を算出した。相関係数とは、2 つの変数の類似性の度合いを表す。1 から  $-1$  の値をとり、1 に近ければ強い正の相関、 $-1$  に近ければ強い負の相関があり、0 に近ければ両者に相関が無いことを示す。 $n$  組の 2 つの変数

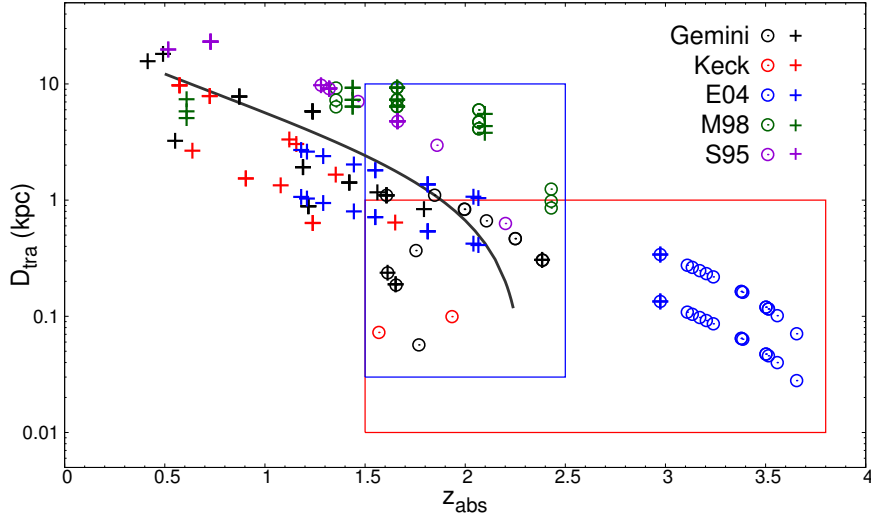


図 3.1: 吸収線の赤方偏移  $z_{\text{abs}}$  と視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  の分布。各データソースごとに色分けをしている。それぞれ丸点が高電離イオン、十字点が低電離イオンのサンプルを示している。黒色の曲線は SQLS カタログにおけるの典型的なレンズクエーサーが作りだす視線間実距離を示している。赤色四角領域は小スケールの  $D_{\text{tra}}$  についての赤方偏移進化が調査できるサンプル範囲、青色四角領域は最も幅広い  $D_{\text{tra}}$  スケールを調査できるサンプル範囲を示している。

$x, y$  の相関係数  $r$  は、

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (3.1)$$

で定義される。視線間の  $REW$  の相関係数は高電離イオン、低電離イオンそれぞれで  $r = 0.981$  と  $r = 0.933$  と同程度の値である。しかしながら、図 3.2(b, d) が示す  $REW < 1 \text{ \AA}$  の弱い強度の吸収線サンプルだけで相関係数を算出すると、高電離イオンは  $r = 0.941$  である一方で、低電離イオンは  $r = 0.594$  となった。つまり強度の弱い吸収線においては電離状態が低いサンプルの方がより分散が広がるということである。

これは電離状態の低い吸収ガスは構造が細分化されている可能性を示唆している。1.3.2 節で提示した Shen et al. (2013) の図 1.14 のシミュレーション結果から分かるように、電離状態の高いガスは広い空間に一様に分布している傾向があるので、どの視線を貫いてもガスの物理状態に大きな差は生じないと考えられる。一方で低電離状態のガスは、塊状に散らばった強度の弱いガスが点在していると考えられる。したがって、強度の弱い低電離ガスは、視線間で別のガスクランプを貫く可能性が高くなり、図 3.2(d) のような分散が広がった観測結果をもたらしたと推察できる。



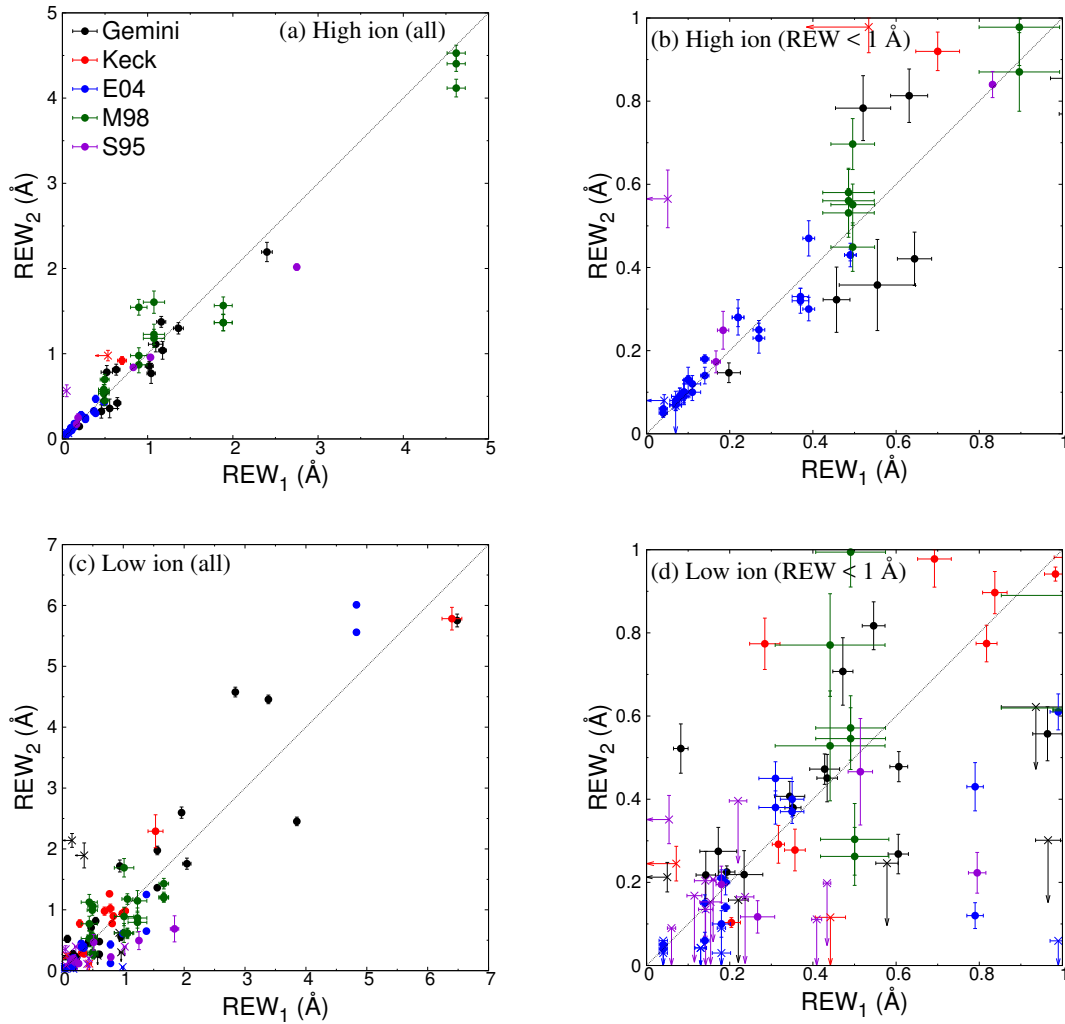


図 3.2: 各吸収線のレンズ像1の視線上の吸収線静止系等価  $REW_1$  とレンズ像2の視線上の吸収線静止系等価幅  $REW_2$  の比較図。図 3.1 と同様の配色で各データソースを区別している。1on-sample の場合は上限値の矢印で示している。(a) のパネルは高電離イオン、(c) のパネルは低電離イオンの全サンプルを表示している。(b) と (d) のパネルはそれぞれ高電離、低電離イオンの  $REW < 1$  Å 以下のサンプルの拡大図である。

### 3.3 視線間実距離と吸収線ペアの差異

図 3.2 の結果から、吸収体の典型的なスケールはおそらくその電離状態に依存すると考えられる。1.3.2 節で述べたが、より電離状態が高いほど吸収体のサイズは大きくなる傾向が複数の先行研究で示唆されている。ここで本研究は図 3.3 に視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  に対する等価幅変動値  $dEW$  と吸収線欠落頻度  $R_{1\text{on}}$  の傾向を示す。留意点として、この節での吸収線サンプルは静止系等価幅  $REW < 2 \text{ \AA}$  のサンプルのみを用いて結果を示す。なぜなら、強度の強い金属吸収線は減衰  $\text{Ly}\alpha$  システムに起因する可能性があるため、CGM ガスではなく銀河円盤由来の恐れがある。また吸収線欠落頻度について、2.2.3 節で述べた 1on-sample の定義 (一方のサイトラインで検出;  $REW \geq 3\sigma(REW)$ )、もう一方で未検出;  $REW < 3\sigma(REW)$ ) をより厳密化する。その理由は、レンズ像で明るさに差があるようなレンズクエーサーサンプルで弱い吸収線ペアが存在した場合、S/N 比が低いスペクトルで見た場合だと 1on-sample に該当するが、S/N 比が高いスペクトルだと 2on-sample に該当する、といった観測精度によるバイアスが考えられるからである。したがって図 3.3 では、「未検出側 (undetected) の  $3\sigma(REW)$  が検出側 (detected) の  $REW$  の 50 % 以下」である 1on-sample (すなわち、 $6\sigma(REW_{\text{undet}}) < REW_{\text{det}}$ ) を信頼性の高い 1on-sample として扱い、2.2.3 節の式 (2.12) を用いて吸収線欠落頻度を算出した。

等価幅変動値と吸収線欠落頻度の傾向をより見やすくする為に、視線間実距離をサンプルをほぼ等分するような範囲で 3 つにビン分けした。図 3.3 の橙色の四角領域は等価幅変動値の分散幅を示し、各  $D_{\text{tra}}$  範囲内での  $dEW$  強度が上位 30% 番目 – 70% 番目のサンプル範囲<sup>1</sup> (以降、 $dEW$  box と呼ぶ) を表している。橙色の菱形点は各  $D_{\text{tra}}$  範囲内の 2on-sample と信頼性の高い 1on-sample の数から吸収線欠落頻度の値を表している。高電離イオンの  $dEW$  box は各  $D_{\text{tra}}$  範囲 0.02 – 0.2, 0.2 – 2.0, 2.0 – 10 kpc において、 $dEW$  幅は 0.10 – 0.20, 0.10 – 0.26, 0.08 – 0.17 を示している。一方で低電離イオンの  $dEW$  box は各  $D_{\text{tra}}$  範囲 0.1 – 1.0, 1.0 – 3.0, 3.0 – 20 kpc において、 $dEW$  幅は 0.13 – 0.42, 0.07 – 0.33, 0.17 – 0.42 を示している。この結果から、1) 高電離および低電離イオン両方において今回の  $D_{\text{tra}}$  スケール (0.01 – 10 kpc) では、等価幅変動値のスケール依存性はない、2) 低電離イオンの方が等価幅変動値の分散が大きい、ということがわかった。次に吸収線欠落頻度に注目すると、高電離イオンが  $D_{\text{tra}} \sim 5$  kpc のスケールになって初めて  $R_{1\text{on}} \sim 2\%$  に上昇することに対し、低電離イオンはどの  $D_{\text{tra}}$  スケールでも常に  $R_{1\text{on}} \sim 16\%$  を示すことがわかった。したがって図 3.2 の結果と同様に、高電離に比べて低電離ガスの方が、スケールが広がると強度のムラも大きくなり、ガスサイズそのものが小さい可能性が推察できる。

<sup>1</sup> $dEW$  の強度-個数分布がガウス分布ではなかったため。

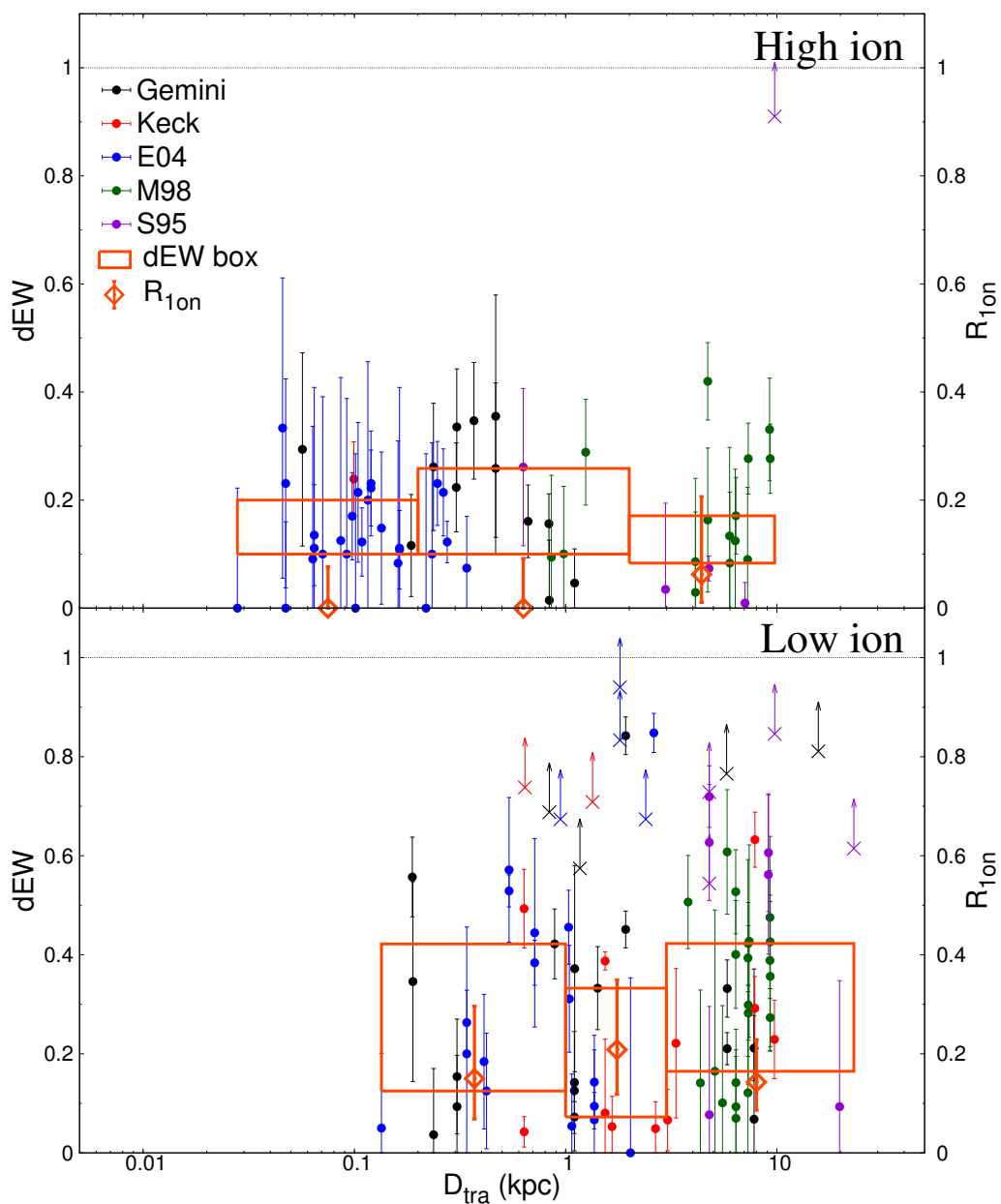


図 3.3: 吸収線の視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  に対する等価幅変動値  $dEW$  と吸収線欠落頻度  $R_{1\text{on}}$  の分布。上のパネルは高電離イオン、下のパネルは低電離イオンである。図 3.1 と同様の配色で各データソースを区別している。丸点は 2on-sample の等価幅変動値を表し、矢印付きバツ点は信頼性の高い 1on-sample の等価幅変動値の下限値を表している。オレンジ色の四角領域は各  $D_{\text{tra}}$  範囲内の等価幅変動値の分散幅 ( $dEW$  box) を示している。オレンジ色の菱形点は各  $D_{\text{tra}}$  範囲内の吸収線欠落頻度を示している。

# 第4章 考察

## 4.1 単純等価幅ガス球モデル

前章で、高電離イオンおよび低電離イオンに対する視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  と等価幅変動値  $dEW$  と吸収線欠落頻度  $R_{\text{ion}}$  の相関関係を調査した。ここで本研究の観測結果を CGM の内部構造と結びつける為に、観測データを再現できるようなガスのモデリングを行い、ベストモデルの特徴から実際の CGM の内部構造を特定することを目指す。本研究では、このモデルを単純等価幅ガス球モデルと名付け、5つのフリーパラメータを持つシンプルな球状ガスの集合体を想定する。CGM を構成する5つのフリーパラメータを以下のように設定した。

### 1. ガス球の中心からの距離に依存する等価幅関数 $EW(r)$

図 3.2 と図 3.3 の観測結果から、CGM ガスの吸収強度は一様ではなく何らかの変化勾配を持っていることが分かった。ガス雲の中でどのようにガス強度が変化するかを距離に依存する等価幅関数を用いて考察する。後節 4.1.1 にて詳細を述べるが、本研究では楕円の関数、反比例の関数、1次関数の3種類を設定する。

### 2. 1つのガス球の直径サイズ $d$

CGM ガスが連続的なガス流ではなく、クランプ状のガス球の集合体であると仮定して、個々のガス球のサイズを設定する。本研究の観測値の  $D_{\text{tra}}$  スケールと Stern et al. (2016) のカバリングファクター<sup>1</sup>から推察されたイオンのガスサイズを参考にし、 $d = 0.5, 1, 5, 10$  kpc を用いる。

### 3. CGM 領域の全体サイズ $L$

$d$  のサイズを持つガスを一定空間に敷きつめることで、CGM の拡散領域のスケールを設定する。CGM 領域を1辺が  $L$  の正方形型<sup>2</sup>として、本研究の観測値の最大視線間実距離の5倍の大きさを最小値 ( $\sim 50$  kpc) とし、Turner et al. (2014) の結果の参照値を最大値として、 $L = 50, 100, 500$  kpc を用いる。

<sup>1</sup>吸収線の視線占有率  $f_c$ 。  $f_c = (\text{吸収線が検出された視線の数}) / (\text{全視線数})$ 。

<sup>2</sup>正方形型の領域と同じスケールの円形の領域のモデルを試行した結果、 $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{\text{ion}}$  の分布は数% の違いしかなかったため、本研究では計算を容易にするために正方形型の領域を採用する。

#### 4. CGM 領域を満たすように存在する拡散ガスの等価幅強度 $EW_{\text{diff}}$

塊状のガスだけではなく、CGM 領域全体を満たすような拡散ガスがあると仮定する。敷きつめた拡散ガスに等価幅強度を設定する。後節 4.1.4 にて詳細を述べるが、拡散ガスの等価幅強度は等価幅関数によって調節する。

#### 5. ガス球の配置密度 $C_f$

塊状のガスが CGM 領域中にどれほどの数密度で満されているかを設定する。ガス球を隙間無く隣接させる配置を  $C_f = 1$  として、隙間を設ける ( $C_f < 1$ )、さらにガスを重ねるように敷きつめる ( $C_f > 1$ ) ことで配置密度を調整する。

まず始めに、周囲に 10 kpc の余白 (図 4.1 の左のパネル参照) を持たせた正方形の CGM 領域内に球状ガスを配置する。次に 6 つの範囲<sup>3</sup>に分けた距離スケールで、1 ビンにつき 1000 個のランダムな視線ペアを選択する (すなわち合計 6000 個のランダムな視線ペア)。次に、視線ペアごとの視線間実距離を算出する。さらに選択された視線の場所の各等価幅設定から等価幅変動値を算出する。最後に視線ペアごとの 2on-sample または 1on-sample を判別して、吸収線欠落頻度も算出する。上記の 5 つのフリーパラメータをモデルごとに様々に変化させて、 $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{10n}$  の分布を調査し、観測値に対するベストモデルを模索する。本研究で検証したモデルは表 4.1 に一覧を示し、4.1.1 - 4.1.5 節の  $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{10n}$  の分布にて、各フリーパラメータの変化によるモデルの傾向と特徴を考察する。

考察において、 $EW(r)$  が楕円の関数、 $d = 1$  kpc、 $L = 50$  kpc、 $C_f = 1$ 、拡散ガス無し ( $EW_{\text{diff}} = 0$ ) のパラメータのモデルをデフォルトモデル (表 4.1 の Model A と図 4.1) とし、今後のモデル比較で基準として用いる。

#### 4.1.1 等価幅関数 ( $EW(r)$ )

個々のガス球の特徴を決めるフリーパラメータの 1 つとして、ガス球中心からの距離  $r$  のみに依存する等価幅関数 ( $EW(r)$ ) を定義する。ガスの分布について、本来ならば柱密度のような物理量で評価すべきなのだが、本研究の観測値とダイレクトに比較するために等価幅分布で評価する<sup>4</sup>。本研究では以下に述べる 3 つのシンプルな等価幅関数を用いる (図 4.2)。

#### 楕円の関数 (Elliptical)

吸収体が内部構造を持たない (すなわち均一密度の) 球形の場合、等価幅は吸

<sup>3</sup>観測結果の  $D_{\text{tra}}$  範囲を参照し、 $D_{\text{tra}} = 0.01 - 0.03, 0.03 - 0.1, 0.1 - 0.3, 0.3 - 1.0, 1.0 - 3.0, 3.0 - 10.0$  kpc に分割した。

<sup>4</sup>もし成長曲線の線形部分 (1.2.1 節を参照) に該当するような弱い吸収線ならば、等価幅と柱密度が比例関係になるので、柱密度を見積もることができる。

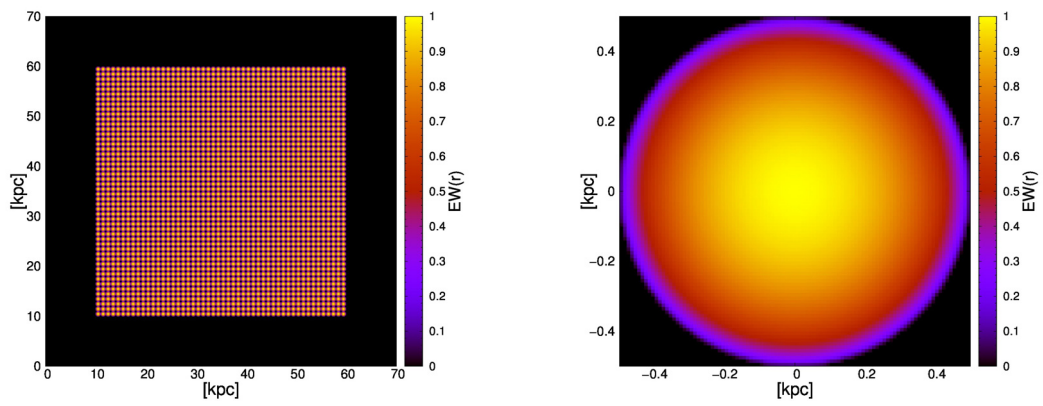


図 4.1: 考察したモデルの一例。等価幅関数  $EW(r)$  が楕円の関数、ガス球の直径  $d = 1$  kpc、全体サイズ  $L = 50$  kpc、拡散ガス無し ( $EW_{\text{diff}} = 0$ )、 $C_f = 1$  のモデル (デフォルトモデル、表 4.1 の Model A)。左のパネルはモデル計算を行う全領域、右のパネルはガス球 1 つ分 ( $1 \times 1$  kpc) の拡大図である。

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Model	$EW(r)$	$d$ (kpc)	$L$ (kpc)	$EW_{\text{diff}}$	$C_f$
A	ell.	1	50	...	1
B	inv.	1	50	...	1
C	lin.	1	50	...	1
D	ell.	0.5	50	...	1
E	ell.	5	50	...	1
F	ell.	10	50	...	1
G	ell.	1	100	...	1
H	ell.	1	500	...	1
I	ell.	1	50	0.01	1
J	ell.	1	50	0.05	1
K	ell.	1	50	0.1	1
L	ell.	1	50	0.5	1
M	inv.	1	50	0.01	1
N	inv.	1	50	0.02	1
O	inv.	1	50	0.05	1
P	ell.	1	50	...	2
Q	ell.	1	50	...	1.5
R	ell.	1	50	...	0.5
Best Model 1 (high-ion)	ell.	1	500	...	2
Best Model 2 (high-ion)	ell.	0.5	500	0.5	1
Best Model 3 (low-ion)	ell.	1	500	...	1.5

表 4.1: 本研究で計算したモデルの一覧。(1) モデルの名称、(2) 等価幅関数、(3) ガス球の直径、(4) 全体サイズ、(5) 拡散ガスの等価幅強度、(6) ガス球の配置密度をそれぞれ設定している。ell. は楕円の関数、inv. は反比例の関数、lin. は一次関数を表している。

収体が光学的に厚い場合を除いて、吸収体の投影密度は視線の深さに比例する。この場合の等価幅関数は、

$$EW(r) = EW_{\max} \sqrt{1 - \frac{r^2}{(d/2)^2}} \quad (4.1)$$

で表すことができる。ここで  $r$  は1つのガス球の中心からの距離、 $d$  はガス球の直径、 $EW_{\max}$  は  $r = 0$  の等価幅の強度である (図 4.2 の (1))。

### 反比例の関数 (Inverse proportional)

ガス球が単一等温な球形の場合、その密度は中心距離に対して  $\rho(r) \propto r^{-2}$  の関係を持つ。このケースでは、中心からの距離  $r$  における投影密度は非常に大きな半径を除いて、反比例の関数に近似できる。発散を避ける為に、中心での値を  $EW_{\max}$  として、

$$EW(r) = EW_{\max} \left( \frac{EW_{\min}}{EW_{\max} - EW_{\min}} \frac{d}{2} \right) / \left( r + \frac{EW_{\min}}{EW_{\max} - EW_{\min}} \frac{d}{2} \right) \quad (4.2)$$

で表す。ここで  $EW_{\min}$  は本研究の吸収線サンプルの観測値の最小等価幅を当てはめる (図 4.2 の (2))。

### 一次関数 (Linear)

物理的なガス分布としてはありえないが、上記2つの等価幅関数との比較の為に

$$EW(r) = -\frac{EW_{\max}}{(d/2)} r + EW_{\max} \quad (4.3)$$

のような一次関数の等価幅関数を定義する (図 4.2 の (3))。

本研究で最終的に検証するのは等価幅変動値  $dEW$  であり、2.2.2 節の式 (2.10) のように、 $dEW$  は規格化された比で算出するので、 $EW_{\max}$  と  $EW_{\min}$  は具体的な数字を当てはめる必要はない。したがって、モデルにおける中心最大等価幅は  $EW_{\max} = 1$  という無次元量に置き換える。また観測値の吸収線サンプルの最大等価幅と最小等価幅の比が  $\sim 100$  なので、モデルにおける等価幅検出限界値も  $EW_{\min} = 0.01$  という無次元量で設定する。

図 4.3 は、他のフリーパラメータをデフォルトパラメータで固定 ( $d = 1$  kpc,  $L = 50$  kpc,  $C_f = 1$ , 拡散ガスなし ( $EW_{\text{diff}} = 0$ )) し、等価幅関数  $EW(r)$  を変化させた  $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{1\text{on}}$  の分布を示している。楕円の関数と反比例の関数は  $dEW$  box の分布において、 $D_{\text{tra}}$  が大きくなるにつれ  $dEW \sim 0.2 - 0.5$  で頭打ちになるようなよく似た傾向を示している。観測値の  $dEW$  box は  $D_{\text{tra}}$  に依存せず  $\sim 0.2$  ほどで頭打ちの傾向を示しているので、一次関数ではなく、楕円または反比例の関数の方が適切であると考えられる (図 3.3 参照)。ただし  $R_{1\text{on}}$  はどのモデルも観測値



より過大評価しているので、他のフリーパラメータを調節する必要があると考えられる。

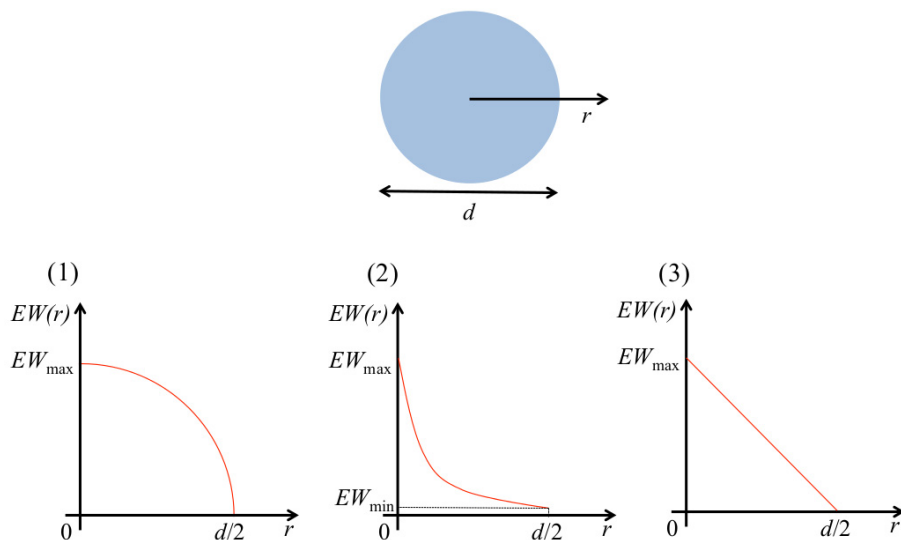


図 4.2: 等価幅関数  $EW(r)$  の模式図と各関数。直径  $d$  のガス球において、中心からの距離  $r$  にのみ依存する等価幅関数を設定する。(1) は楕円の関数、(2) は反比例の関数、(3) は一次関数である。

#### 4.1.2 ガス球の直径サイズ $d$

図 4.4 では、1つのガス球の直径を  $d = 0.5, 1, 5, 10$  kpc と変化させてモデル比較を行っている。 $d$  が小さいほど  $dEW$  box はより小さい  $D_{\text{tra}}$  スケールで頭打ちの傾向を示している。同様に  $R_{1\text{on}}$  についても、 $d$  が小さいほどより小さい  $D_{\text{tra}}$  スケールで値が上昇し始めている。ガス球のサイズを調節することで、 $dEW$  box および  $R_{1\text{on}}$  の変化し始める距離スケールを決定できることがわかる。観測値の  $dEW$  box は高電離および低電離イオンどちらも  $D_{\text{tra}} \sim 0.1$  kpc から頭打ちが始まっているので、 $d$  は 1 kpc 以下が妥当であると推察できる。しかしながら、低電離イオンは観測値は  $D_{\text{tra}} > 0.1$  kpc のサンプルしかないので、 $d$  の上限値しか見積もれない。 $R_{1\text{on}}$  に注目すると、高電離イオンの観測値を再現するにはどれも大き過ぎる。低電離イオンの  $R_{1\text{on}}$  は頭打ちの変化を見せているので、 $d = 0.5$  kpc のモデルの  $R_{1\text{on}}$  が近いがこれも過大評価している所以他のフリーパラメータで調整する必要があると思われる。

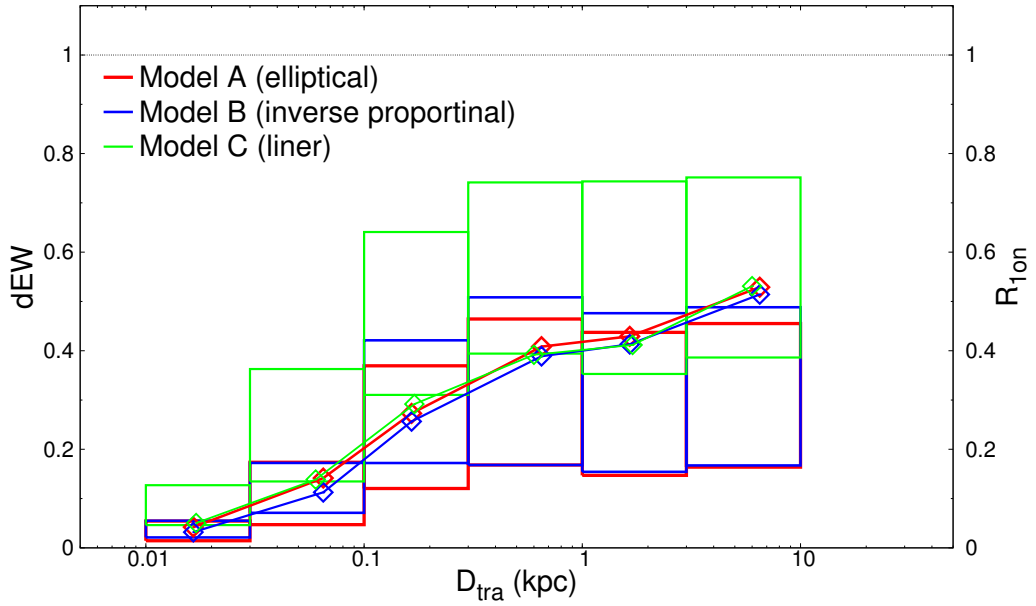


図 4.3: 3 種類の等価幅関数  $EW(r)$  を採用したときの  $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{10n}$  の分布。  $d = 1 \text{ kpc}$ ,  $L = 50 \text{ kpc}$ ,  $C_f = 1$ ,  $EW_{\text{diff}} = 0$  (拡散ガス無し) のデフォルトパラメータで固定し、赤色は楕円の関数、青色は反比例の関数、緑色は一次関数のモデルを示している。

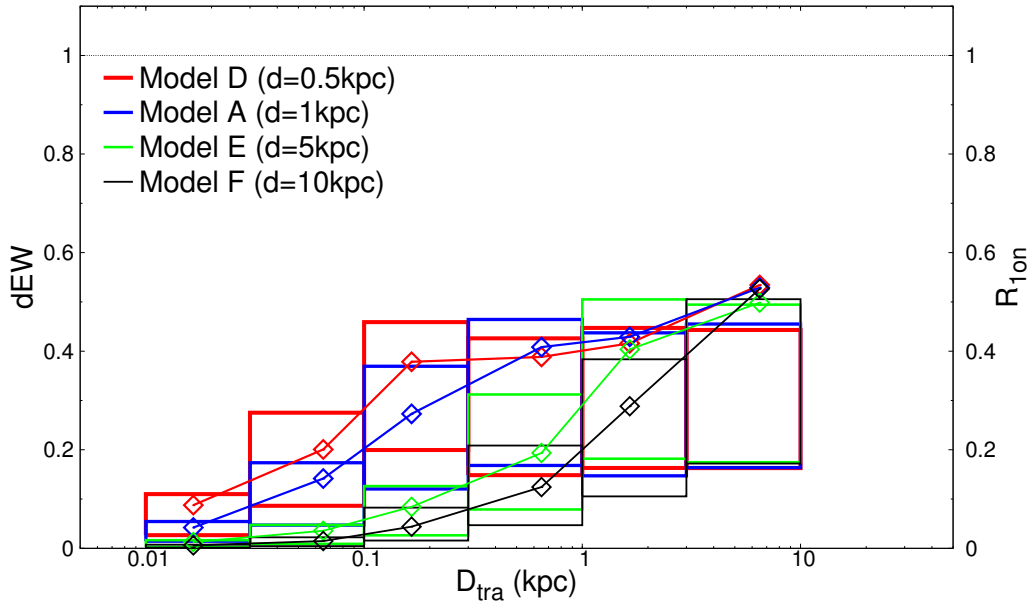


図 4.4: 4 種類のガス球の直径サイズ  $d$  を採用したときの  $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{10n}$  の分布。  $EW(r)$  は楕円の関数  $L = 50 \text{ kpc}$ ,  $C_f = 1$ ,  $EW_{\text{diff}} = 0$  (拡散ガス無し) のデフォルトパラメータで固定し、各色ごとに  $d = 0.5, 1, 5, 10 \text{ kpc}$  のモデルを示している。

### 4.1.3 全体サイズ $L$

図 4.6 では、CGM の全体サイズを  $L = 50, 100, 500$  kpc と変化させてモデル比較を行っている。 $dEW$  box については、 $L$  が変化してもモデルに大差は現れない。これは  $dEW$  が全体サイズではなく、内部構造 (ガス球の等価幅関数とサイズ) に強く依存していることを示している。一方で  $L$  が大きくなるほど、 $D_{\text{tra}} \sim 10$  kpc 付近で  $R_{1\text{on}}$  が僅かに低くなっている。これは大きな  $D_{\text{tra}}$  スケールの場合、全体サイズ領域外の余白部分を選択した 1on-sample (図 4.5 の A の視線ペア) の発生率が全体サイズに関わってくるからである。 $D_{\text{tra}}$  スケールが小さいとき ( $< 1$  kpc)、余白部分を選択する A のような 1on-sample は  $L$  にも内部構造のガス球サイズ  $d$  にも依存せず、一定数発生する。内部のガスの隙間を選択した 1on-sample (図 4.5 の B の視線ペア) の発生率は  $d$  のスケールに最も依存するが、 $L$  には依存しない。ただし  $D_{\text{tra}}$  スケールが大きいと ( $> 10$  kpc)、 $L$  が小さいほど A のような視線ペアの発生率が高くなるので、 $R_{1\text{on}}$  は  $L$  の影響を受けるようになると推測できる。本研究の  $D_{\text{tra}}$  は最大で  $\sim 10$  kpc のスケールまでしか議論できないので各モデルで優位な差異があるとはいえない。観測値を比較すると、高電離イオンの  $R_{1\text{on}}$  は  $D_{\text{tra}} \sim 10$  kpc で僅かに上昇傾向を示したので、 $L > 100$  kpc であると考えられる。低電離イオンの  $R_{1\text{on}}$  は  $D_{\text{tra}}$  のによらず一定なので、 $L = 500$  kpc が適切であると考えられる。より大きい  $D_{\text{tra}}$  のサンプルについて考察できれば、 $R_{1\text{on}}$  に対する  $L$  依存性が、より顕著になるはずである。

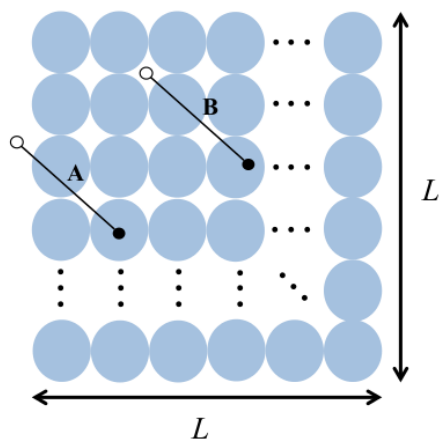


図 4.5: 一辺が  $L$  の正方形型の CGM 領域。余白部分を選択した 1on-sample (A) とガス内部の隙間を選択した 1on-sample (B) の例。

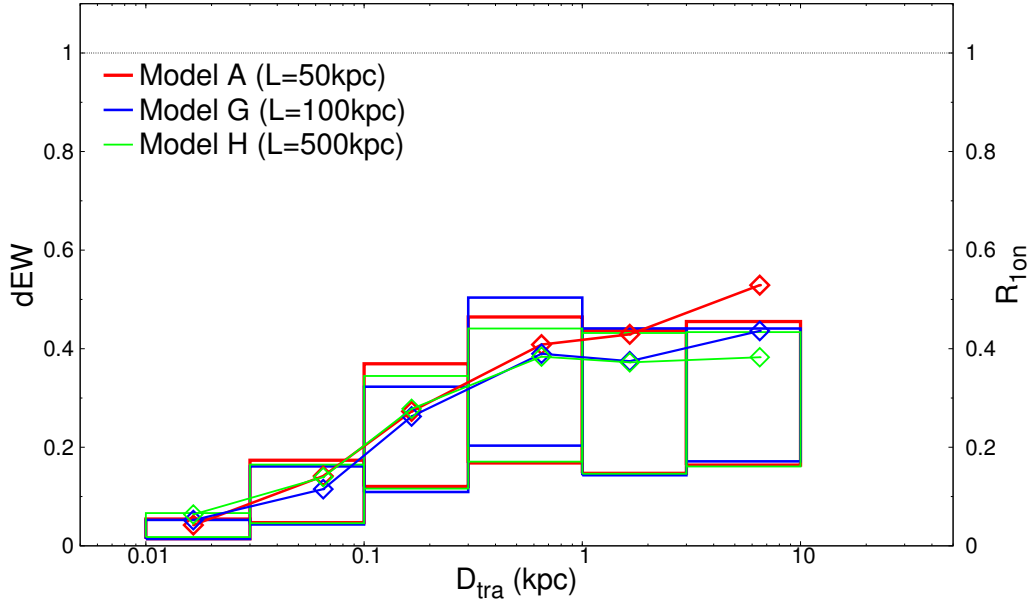


図 4.6: 3 種類の全体サイズ  $L$  を採用したときの  $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{1\text{on}}$  の分布。 $EW(r)$  は楕円の関数  $d = 1 \text{ kpc}$ ,  $C_f = 1$ ,  $EW_{\text{diff}} = 0$  (拡散ガス無し) のデフォルトパラメータで固定し、各色ごとに  $L = 50, 100, 500 \text{ kpc}$  のモデルを示している。

#### 4.1.4 拡散ガスとその等価幅強度 $EW_{\text{diff}}$

ここまでのモデルは全てにおいて、 $R_{1\text{on}}$  を観測値と比べて過大評価してしまっている。この不一致を解決する要素として、均一的な拡散ガスについて考察する。図 4.7 のように、CGM の全体サイズに合わせて  $EW_{\text{diff}}$  の等価幅強度を持つ拡散ガスで満たす。等価幅関数が  $EW_{\text{diff}}$  以下になる部分は  $EW_{\text{diff}}$  に置き換える (図 4.7 の関数を参照)。図 4.8 はデフォルトモデル ( $EW_{\text{diff}} = 0$ ) と  $EW_{\text{max}}$  の 10% の強度をもつ拡散ガス (すなわち、 $EW_{\text{diff}} = 0.1$ ) をプラスしたモデルとの比較である。拡散ガスが追加されると、ガス内部の隙間を選択する 1on-sample は出現しなくなり、 $R_{1\text{on}}$  は余白領域を選択した 1on-sample のみで再現されることになる (全体サイズ領域の端の部分でしか出現しなくなる)。したがって  $R_{1\text{on}}$  が全体的に押し下げられるようになる。しかしながら、このモデルは  $dEW \text{ box}$  の値を過大評価してしまっている。これは拡散ガス部分とガス球部分の等価幅の強度差によって、 $dEW \text{ box}$  のばらつきが拡大されているからである。

図 4.9 と図 4.10 にて、 $EW_{\text{diff}}$  を変化させるモデルの比較を行った。楕円の関数と反比例の関数のそれぞれで観測値の  $dEW \text{ box}$  に適応する拡散ガスの等価幅強度を特定できたが、その値は採用した関数の形で大きく異なっている。楕円の関数は  $EW_{\text{diff}} = 0.5$  のモデル、反比例の関数は  $EW_{\text{diff}} = 0.01$  のモデルが観測値に最も近くなる。図 4.10 の  $EW_{\text{diff}} = 0.05$  (緑色) のモデルは、 $dEW \text{ box}$  が全  $D_{\text{tra}}$  範囲で 0 に

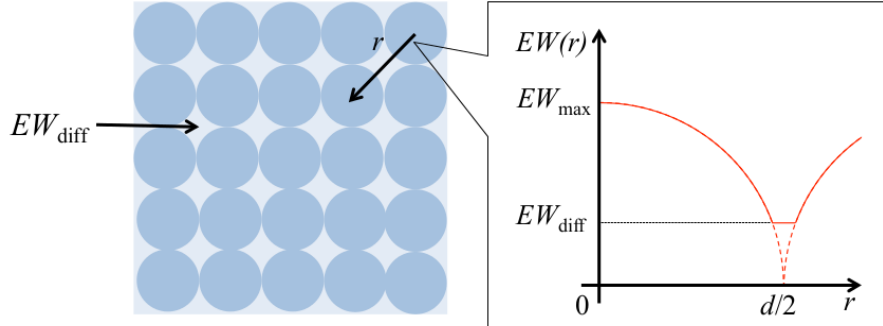


図 4.7: 拡散ガスの模式図。CGM の正方形型の領域に合わせて、等価幅強度  $EW_{\text{diff}}$  の拡散ガスを満たす。 $EW(r) < EW_{\text{diff}}$  の場合、 $EW(r) = EW_{\text{diff}}$  に置き換える。

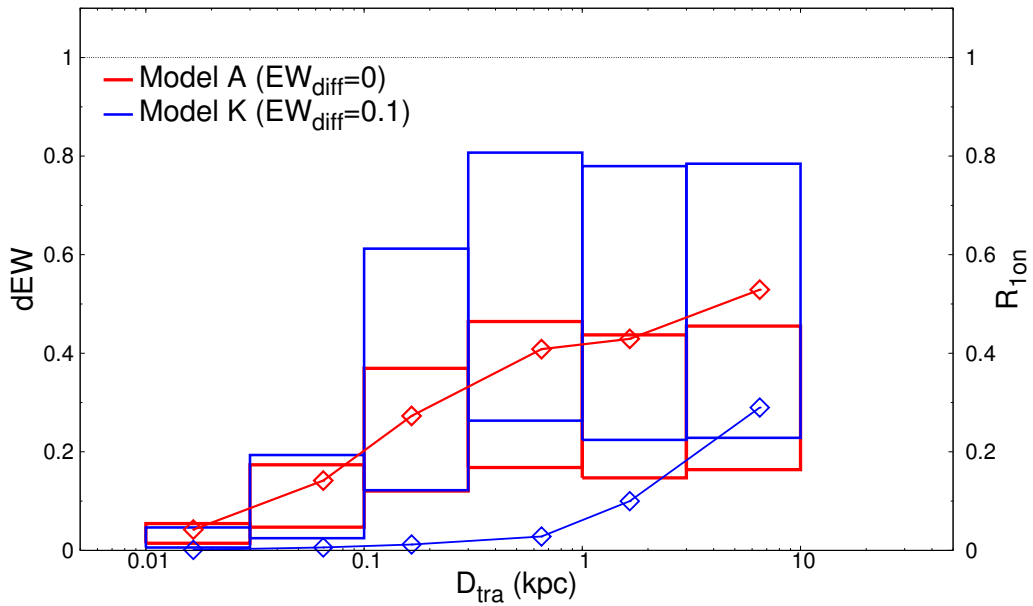


図 4.8: デフォルトモデル (赤色) とデフォルトモデルに拡散ガス ( $EW_{\text{diff}} = 0.1$ ) を追加したモデル (青色) の  $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{10n}$  の分布の比較。

なってしまう。これは、等価幅分布の変化勾配が失われてしまっていることを示している。

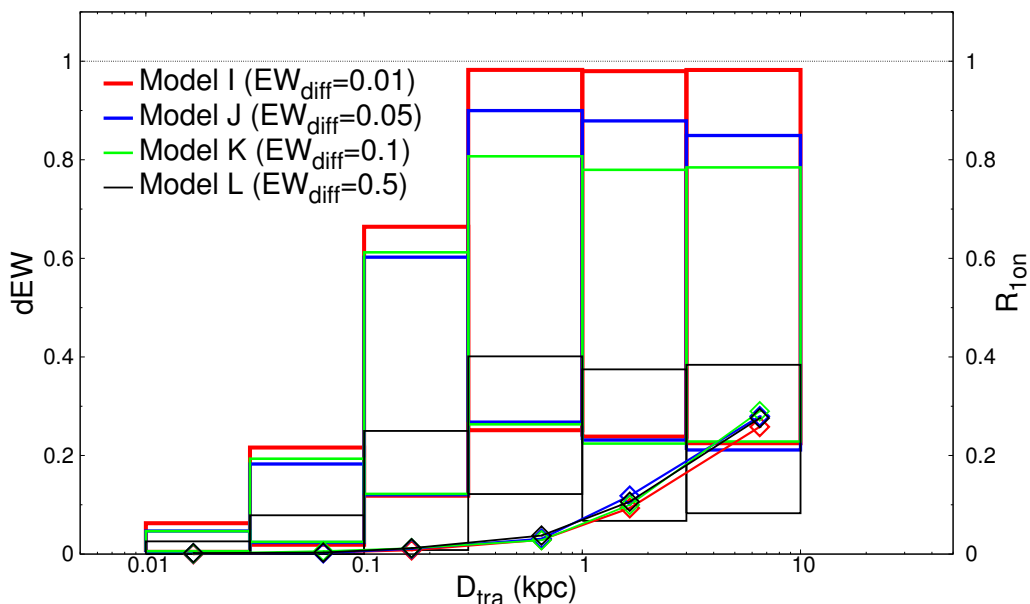


図 4.9: 4 種類の拡散ガスの等価幅強度  $EW_{\text{diff}}$  を採用したときの  $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{1\text{on}}$  の分布。 $EW(r)$  は楕円の関数  $d = 1 \text{ kpc}$ ,  $L = 50 \text{ kpc}$ ,  $C_f = 1$  のデフォルトパラメータで固定し、各色ごとに  $EW_{\text{diff}} = 0.01, 0.05, 0.1, 0.5$  のモデルを示している。

#### 4.1.5 ガス球の配置密度 $C_f$

最後にガス球の配置密度  $C_f$  の比較を行った。これは全体サイズ領域中のガス球の占める比率である。図 4.11 のように、 $C_f = 1$  は正方形領域に対してガス球を隣接するように敷きつめた状態のことを指す。 $C_f < 1$  はガス球が無い部分を設ける。 $C_f > 1$  のモデルはガス球を敷きつめて残った隙間に対して、さらにガス球を埋め込んだものであり、この際重なり合った等価幅関数部分は単純に足し合わせた値を採用している。図 4.12 ではそれぞれ  $C_f = 2, 1.5, 1, 0.5$  のモデルで比較を行っている。 $C_f$  を変化させても  $dEW$  box の傾向は大きく変化しないが、 $C_f$  が低いほど  $R_{1\text{on}}$  が大きくなる。この傾向は前節 4.1.4 の拡散ガスを導入したモデルと同じような特性であり、内部構造のガス球の個数密度によってガス内部の隙間を選択した 1on-sample の発生率が調節されるからである。 $C_f = 2$  のモデルは他とは違い  $dEW$  box の分散が低めになる。これは、ガス球の重なり合った部分が等価幅の足し合わせになるので、結果として領域全体の等価幅分布のムラが少なくなるからである。

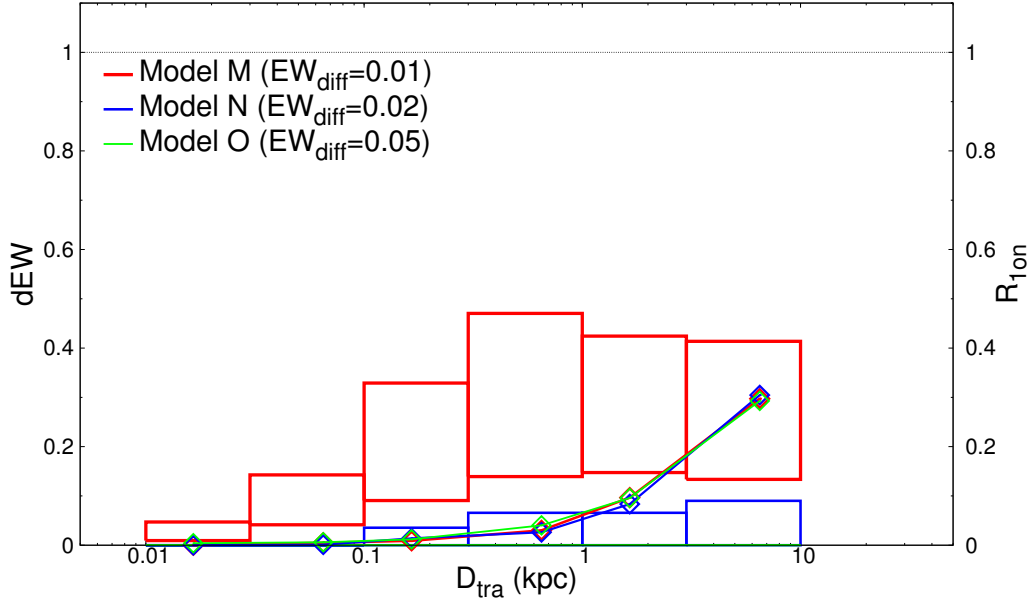


図 4.10: 3種類の拡散ガスの等価幅強度  $EW_{\text{diff}}$  を採用したときの  $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{10n}$  の分布。 $EW(r)$  は反比例の関数  $d = 1 \text{ kpc}$ ,  $L = 50 \text{ kpc}$ ,  $C_f = 1$  のパラメータで固定し、各色ごとに  $EW_{\text{diff}} = 0.01, 0.02, 0.05$  のモデルを示している。

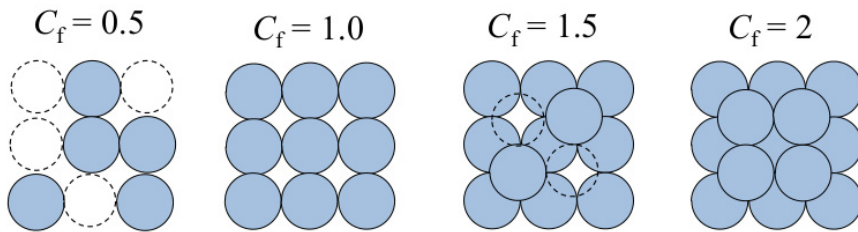


図 4.11: ガス球の配置密度の模式図。例えば  $C_f = 0.5$  では、ガス球が無い部分は 50% の確率でランダムに出現させる。

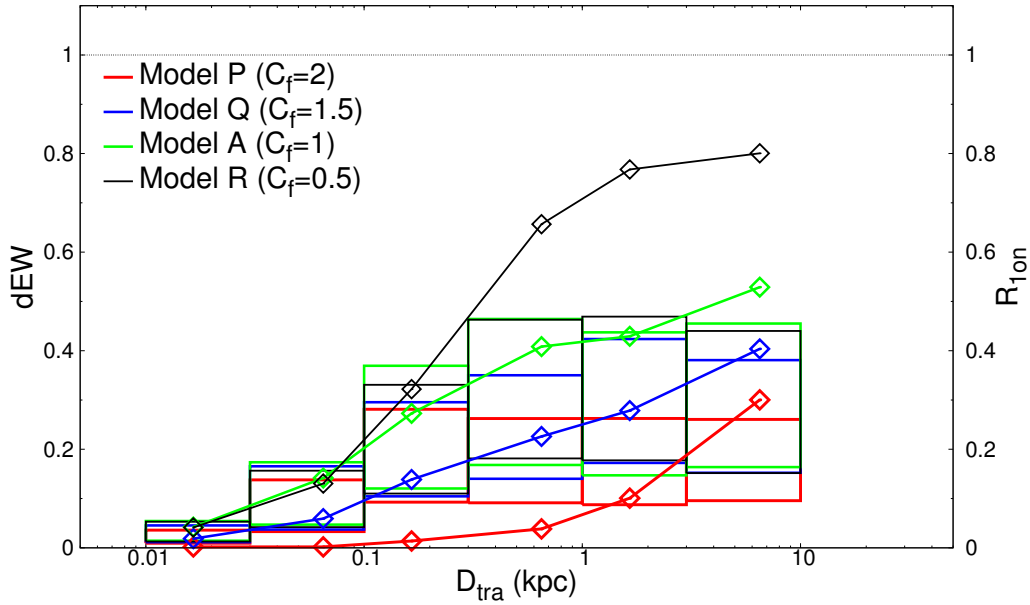


図 4.12: 4 種類 of ガス球の配置密度  $C_f$  を採用したときの  $D_{\text{tra}} - dEW$  および  $D_{\text{tra}} - R_{10n}$  の分布。EW( $r$ ) は楕円の関数  $d = 1$  kpc,  $L = 50$  kpc,  $EW_{\text{diff}} = 0$  (拡散ガス無し) のデフォルトパラメータで固定し、各色ごとに  $C_f = 2, 1.5, 1, 0.5$  のモデルを示している。

## 4.2 ベストモデルの検証と CGM の描像

4.1.1 - 4.1.5 節の全てのフリーパラメータの特性を吟味し、高電離イオンおよび低電離イオンそれぞれのベストモデルを決定する。ベストモデルを選択する条件として、1) まず  $R_{10n}$  の一致度を優先する。モデルの  $R_{10n}$  の値が観測値の  $R_{10n}$  と  $1\sigma$  内で全ての  $D_{\text{tra}}$  で一致していることに加えて、2) 観測値とモデル値の  $dEW$  box の共通面積がより大きくなるものをベストモデルとして採用する。

### 4.2.1 高電離イオン

まず 3.3 節の図 3.3 の結果で示した通り、観測値の高電離イオンの  $D_{\text{tra}}$  に対する  $dEW$  box は、 $D_{\text{tra}} \sim 0.1$  kpc のスケールにおいてすでに  $\sim 0.1 - 0.2$  の分散幅を示している。このことからガス球のサイズ  $d$  を比較した図 4.4 の結果から、 $D_{\text{tra}} \sim 0.1$  kpc のスケールで  $dEW$  box の頭打ちが見られる  $d \leq 1$  kpc が良く一致しているので、高電離イオンのガス球サイズは  $\leq 1$  kpc であると考えられる。 $R_{10n}$  の値は  $D_{\text{tra}}$  が  $\sim 10$  kpc のスケールになって初めて上昇する。この観測結果を再現するには、図 4.6 の結果から全体サイズを大きくして、 $D_{\text{tra}} \sim 10$  kpc スケールにおける  $R_{10n}$  の上昇を抑える必要がある ( $L = 100, 500$  kpc が妥当)。また、図 4.8 と図 4.12 の傾向から、



$D_{\text{tra}} \sim 0.05 - 0.1$  kpc スケールでの  $R_{1\text{on}}$  の上昇を抑える効果がある拡散ガスの導入 ( $EW_{\text{diff}} > 0$ ) または高いガス球配置密度 ( $C_f = 2$ ) の要素を取り入れる必要がある。

上記の考察に基づいて本研究では高電離イオンのベストモデルを2つ挙げる。ひとつめのベストモデルは  $EW(r)$  が楕円の関数、 $d = 1$  kpc,  $L = 500$  kpc、 $EW_{\text{diff}} = 0$  (拡散ガス無し)、 $C_f = 2$  のモデルである (表 4.1 の Best Model 1 と図 4.13 の上)。このモデルはガス球の配置密度を高くすることでガス内部の隙間を無くし、低い  $R_{1\text{on}}$  の値の再現に成功している。ふたつめのベストモデルは  $EW(r)$  が楕円の関数、 $d = 0.5$  kpc,  $L = 500$  kpc、 $EW_{\text{diff}} = 0.5$ ,  $C_f = 1$  のパラメータを持つモデルである (表 4.1 の Best Model 2 と図 4.13 の下)。こちらのモデルは拡散ガスを導入することで全体サイズ領域の隙間を無くし、低い  $R_{1\text{on}}$  の値の再現をしている。

どちらのモデルも全体サイズ内部で隙間が無い状態であるので、ガスクラumpの集合体というより、巨大な一塊のガス雲であると考えられる。本研究の結果から、高電離イオンの CGM は 500 kpc 以上のサイズをもつ巨大なガス雲であり、その内部に 0.5 – 1 kpc スケールの密度揺らぎを形成しているような比較的均一な吸収体であると推察される。本研究の提示した全体サイズや均一的な構造については Turner et al. (2014) や Hennawi et al. (2015) と一致する。ただし Prochaska et al. (2014) や Stern et al. (2016) は高電離イオンの CGM 吸収体は中心母銀河から離れるほど数密度が低下するというを示唆しており、このような CGM 構造は母銀河が検出できていない本研究では、モデルとの比較が困難である (後節 5.1 参照)。

## 4.2.2 低電離イオン

3.3 節の図 3.3 において、低電離イオンの  $dEW$  box は  $D_{\text{tra}} \sim 0.1 - 10$  kpc のスケールで変化の少ない平坦な値を示している。ガス球の直径サイズを比較した図 4.4 の結果から、高電離イオンと同じようなガス球サイズ  $\leq 1$  kpc であると考えられる。 $R_{1\text{on}}$  はどの  $D_{\text{tra}}$  範囲もフラットな値を示しているので、全体サイズを大きくして  $R_{1\text{on}}$  の変化を抑える必要がある (図 4.6 参照)。ガスの配置密度を検証した図 4.12 から、 $C_f = 1.5$  にすることで観測値の  $R_{1\text{on}}$  を最も良く再現できる。上記から低電離イオンのベストモデルは  $EW(r)$  が楕円の関数、 $d = 1$  kpc、 $L = 500$  kpc、 $EW_{\text{diff}} = 0$  (拡散ガス無し)、 $C_f = 1.5$  のモデルとなる (表 4.1 の Best Model 3 と図 4.14)。高電離イオンのベストモデルと異なるパラメータはガス球の配置密度であり、低電離イオンは全体サイズ領域内で隙間が存在し、内部の隙間も出現する。したがって低電離イオンの CGM はサイズが 1 kpc 以下のクラumpガスが密集しているような吸収体であると考えられる。Ellison et al. 2004 や Shen et al. (2013) から再現されている低電離イオンの CGM 吸収体はクラump構造であるという描像は本研究のモデル再現でも確認することができた。しかしながら、Stren et al. (2016) のカバリングファクターから導き出された Mg II のガスサイズは 50 pc であり、本研究のモデル再

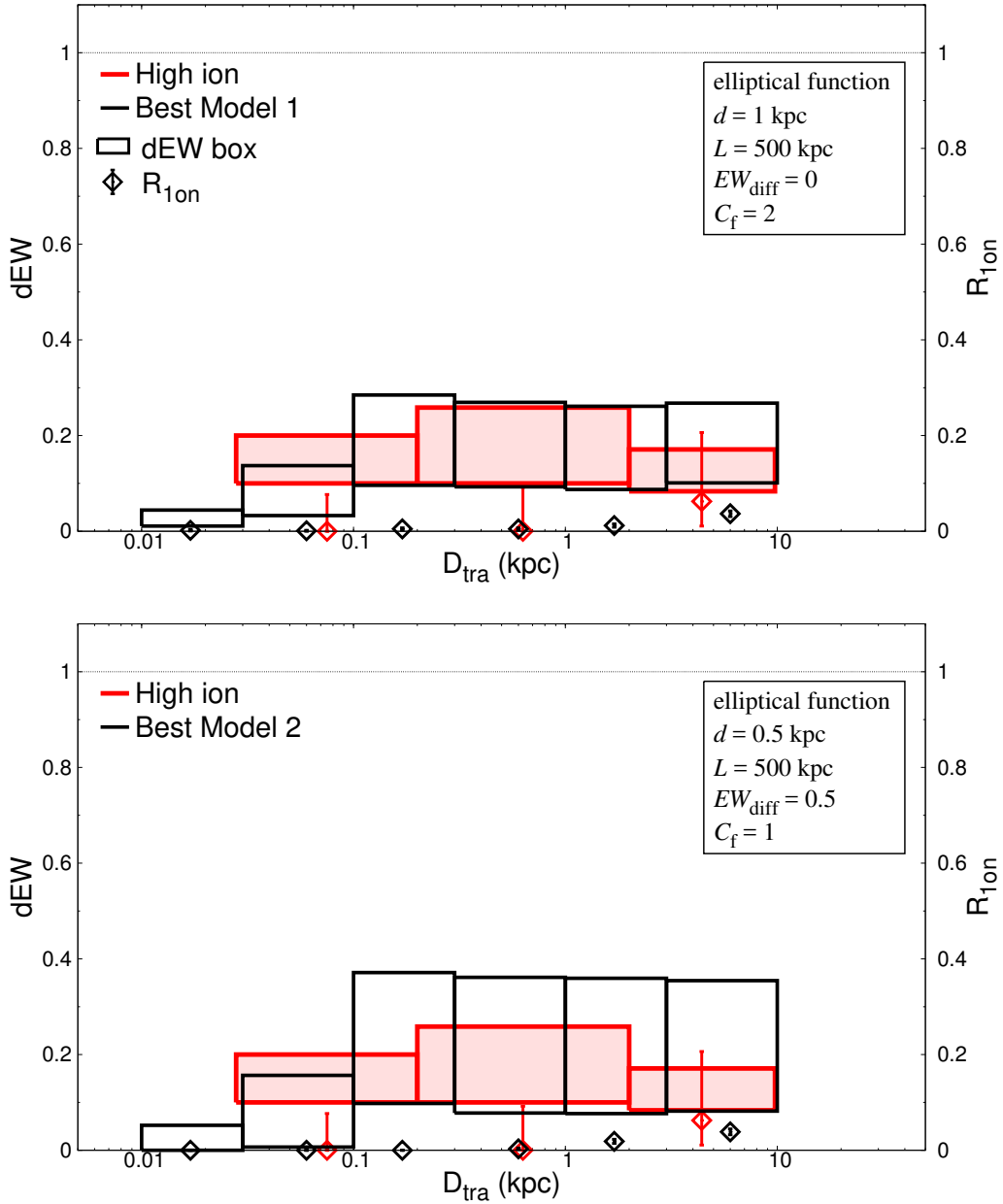


図 4.13: 観測で得た高電離イオンの  $D_{\text{tra}}$  に対する  $dEW$  box および  $R_{10n}$  の分布とそのベストモデル。赤線は高電離イオンの観測値を表し、黒線はベストモデル値を示している。上は Best Model 1、下は Best Model 2 である。詳しいパラメータは表 4.1 を参照。

現で導いたガス球サイズ  $\leq 1$  kpc は上限値としても大き過ぎる。また一辺 10 kpc 立方の空間中の  $\text{Mg II}$  ガスクラump の数は 240 個であると考察されており、 $\text{Mg II}$  ガスの体積占有率は 0.003% しかないことになる。本研究のベストモデルは 500 kpc 四方の投影面に 1 kpc のガス球が  $C_f = 1.5$  の配置密度で低電離イオンの CGM ガスが構成されているという描像なので、Stren et al. (2016) と比較すると空間に対するガスの占有率が高過ぎる<sup>5</sup>。この不一致の原因を解明するには、低電離イオンに対する  $D_{\text{tra}} < 0.1$  kpc の観測サンプルを増やす必要がある。

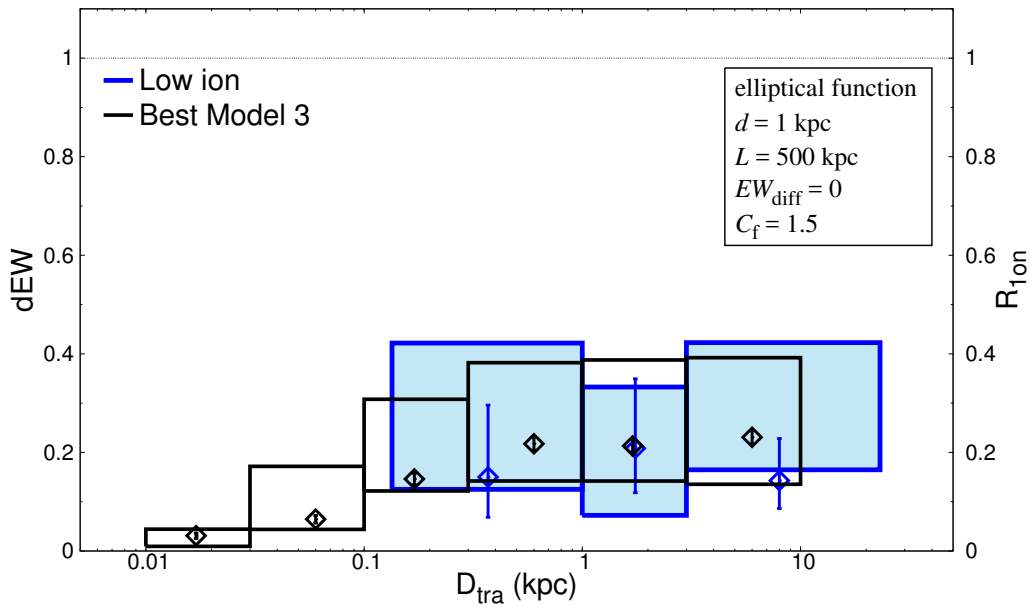


図 4.14: 観測で得た低電離イオンの  $D_{\text{tra}}$  に対する  $dEW$  box および  $R_{10n}$  の分布とそのベストモデル。青線は低電離イオンの観測値を表し、黒線はベストモデル値を示している。詳しいパラメータは表 4.1 を参照。

<sup>5</sup>本研究の  $C_f = 1.5$  のモデルにおける平面でのガスの占有率は 90% である。平面でのガス分布はそのままにして、奥行きを持たせて Stren et al. (2016) と同じ体積占有率にするには、約 2.5 Mpc ( $\gg 500$  kpc) の奥行きが必要になる。

## 第5章 将来的展望

前章では、高電離イオンおよび低電離イオンのベストモデルを導き出した。高電離イオンは内部に  $\leq 1$  kpc の密度揺らぎをもつ比較的均一な  $\sim 500$  kpc の巨大なガス雲であり、低電離イオンは  $\sim 500$  kpc の領域内で  $\leq 1$  kpc スケールの密度揺らぎを持ち、さらに内部に隙間が存在するガス群 (すなわち、クランプガスの集合体かバブルを持つフィラメント状ガス) を形成していると考えられる。ただし、これらの電離状態の異なるガスはそれぞれが異なった場所で上記のような形態をとっているのではなく、CGM ガス中で混在していると考えられる。1.3.2 節や 1.3.3 節で述べたように、高電離状態のガスの内部に低電離状態のガスが点在しているという描像を踏襲すると、高電離イオン中の密度揺らぎによって、密度が高くなっている場所に低電離イオンのクランプが存在していると推察できる。しかしながら、本研究で試行したモデル再現は、銀河周辺の空間に対して各パラメータを一様に決めている。本研究と先行研究とのガス球サイズとガスの配置密度の不一致を是正するには、CGM 中心にある銀河の諸性質や銀河からの距離依存性を考慮する必要がある。

### 5.1 母銀河の特定

本研究の手法である重力レンズクエーサーを用いた多視線観測は、小離角のレンズクエーサーを使って小さな kpc スケールの視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  を調査できることが最大の特徴である。しかし多視線分光観測で得られる視線間実距離は吸収ガス自体のサイズや平均的な分布を調査することはできるが、CGM と母銀河との関連性の議論はできない。そこで、母銀河の特定と CGM – 銀河の関連性を研究するためには、分光撮像観測を行う必要がある。1.3.2 節で述べた分光撮像観測は、背景光源視線上の吸収体とその母銀河との距離であるインパクトパラメータ  $D_{\text{imp}}$  を評価することができる。視線間実距離とインパクトパラメータを組み合わせれば、CGM そのものの構造と CGM – 銀河の関連性を同時に調査することができる。Nielsen et al. (2013) では、分光撮像観測で集められた Mg II の CGM 吸収体のカタログ (MAGI ICAT; Mg II Absorber-Galaxy Catalog) を使って、Mg II 吸収体と銀河の関連性を調べており、図 5.1 はインパクトパラメータに対する Mg II の等価幅分布を示した結果である。インパクトパラメータが大きくなると等価幅の分散が大きくなり、さらに未検出のサンプルが増える。この  $D_{\text{imp}} - EW$  の傾向を本研究で調査した  $D_{\text{tra}} - dEW$

分布に追加すれば、母銀河の距離依存性の調査が可能である。例えば、 $D_{\text{imp}}$  スケールが小さいサンプル (母銀河に近い CGM) と  $D_{\text{imp}}$  スケールが大きいサンプル (母銀河から離れた CGM) で分割した場合、小  $D_{\text{imp}}$  スケールの  $D_{\text{tra}}-dEW$  分布の分散は小さく、大  $D_{\text{imp}}$  スケールの  $D_{\text{tra}}-dEW$  分布の分散は大きくなるような傾向が見られるかもしれない。このような結果が得られれば、母銀河に近いほど、個々のガスクランプのサイズが大きくなるまたは配置密度が高くなると推察できる。

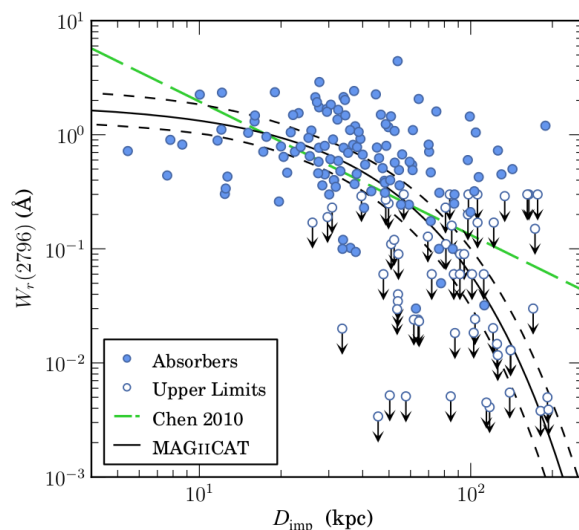


図 5.1: MAGII-CAT サンプルを使ったインパクトパラメータ  $D_{\text{imp}}$  に対する Mg II 吸収線の等価幅分布 (Nielsen et al. 2013)。緑色の点線は Chen et al. (2010) によるべき乗関数によるフィッティング。黒色の曲線は対数線形関数によるフィッティング (黒色の点線は  $1\sigma$  エラーを表している)。

さらに分光撮像観測では、母銀河の撮像データから母銀河の諸性質 (光度、色、赤方偏移など) との関連を調査できる。母銀河の特徴によって CGM 吸収体に変化する様子を調べたものが図 5.2 である (Nielsen et al. 2013)。上段のパネルは母銀河の明るさ  $L_B/L_B^*$  の比較、中段のパネルは青い銀河と赤い銀河 ( $B-K$ ) の比較、下段のパネルは低赤方偏移と高赤方偏移の銀河の比較である。各サンプルの境界は中央値が採用されている ( $L_B/L_B^* = 0.611$ ,  $(B-K) = 1.482$ ,  $z = 0.359$ )。Mg II 吸収線を等価幅で 4 種類の強度に分けてあり、インパクトパラメータとカバリングファクターの分布を示している。注目すべきは大  $D_{\text{tra}}$  スケール ( $\geq 50$  kpc) で各サブサンプル間の違いが現れていることである。明るい銀河、青い銀河、高赤方偏移の銀河の方がカバリングファクターが高くなっている。強い吸収線のみで見ると、その傾向は徐々に弱くなっていく。明るい、青い、高赤方偏移の銀河に共通するものは、星形成活動との関連性である。星形成が活発かそうではないかによって、CGM の降着やアウトフローの程度も異なってくるはずである。先行研究のように、銀河の種類ごとに本研究の手法で CGM の局所的内部構造の調査を行えば、銀河によって CGM

ガスの広がり方が違うだけでなく、CGM ガス中のガス形態の詳細を解明できるかもしれない。

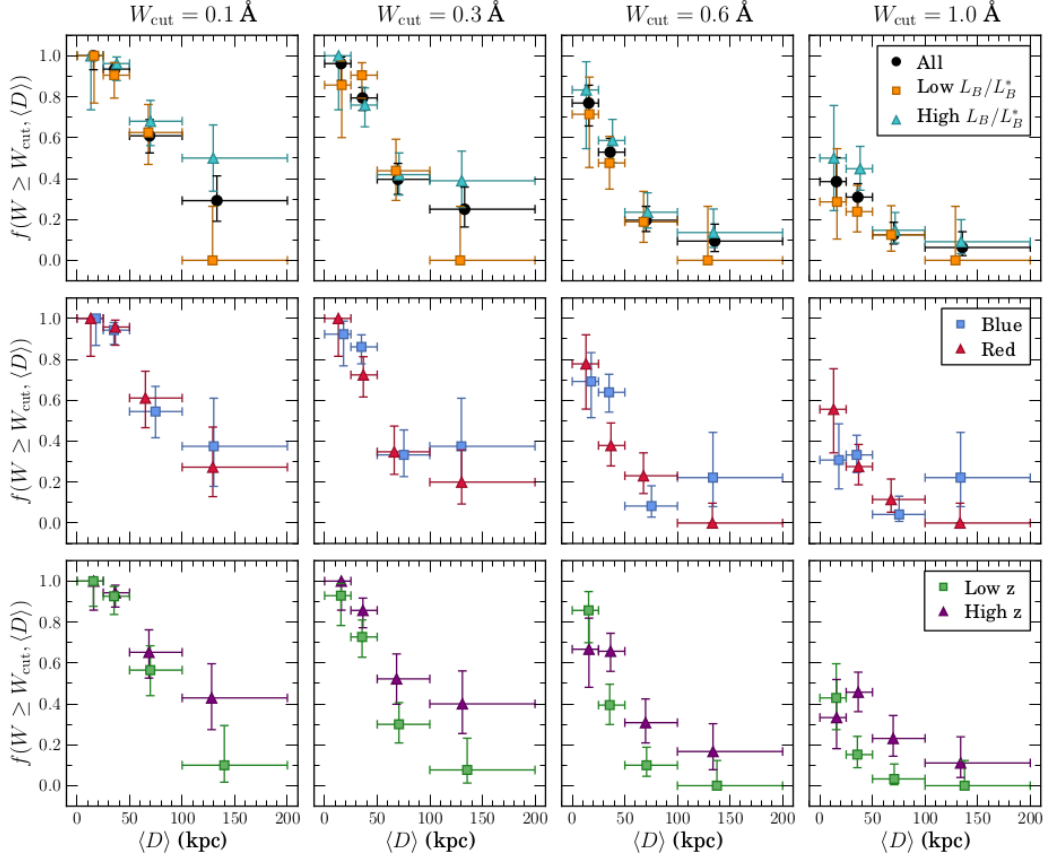


図 5.2: インパクトパラメータ  $D_{\text{imp}}$  に対する Mg II 吸収線のカバリングファクター分布 (Nielsen et al. 2013)。上段のパネルは明るい銀河と暗い銀河、中段のパネルは青い銀河と赤い銀河、下段のパネルは高赤方偏移銀河と低赤方偏移銀河のサンプルに分けている。吸収線の等価幅のしきい値で 4 種類に分けてあり、右のパネルほど強い吸収線だけのサンプルになる。

具体的な今後の計画として、本研究で使用した重力レンズクエーサー周辺の母銀河を、Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC-SSP; Aihara et al. 2017) の撮像データを用いて特定する。すばる望遠鏡に搭載されている HSC は一度の観測で 1.77 平方度の天域を撮像でき、多色フィルターを使って測光的赤方偏移<sup>1</sup>も同時に取得できる。プロジェクトは最大で 1400 平方度の領域を撮像し、現在は第 1 期のデータがリリースされている。本研究で既に CGM ガスの吸収線赤方偏移は特定で

<sup>1</sup>photo-z 観測と呼ばれる手法で特定できる赤方偏移。まず銀河を複数のフィルターで測光観測し、各バンド (波長帯) のフラックスを取得する。各バンドのフラックス強度から、経験則的に再現した銀河の静止系のスペクトルがどれだけ赤方偏移しているかを見積もる。超低分解能のスペクトルエネルギー分布のようなものである。

きているので、HSCの銀河のカタログの測光的赤方偏移と照合すれば、母銀河の特定が容易にできるはずである。

## 5.2 距離依存性をもつフリーパラメータの導入

Stern et al. (2016)では、CGMガス中の各イオンのカバリングファクターを基に、図5.3のようなCGMの内部構造を再現している。最も電離状態の高いO VIガスの内部に2番目に電離状態の高いSi IVガスが10分の1のサイズのクランプを形成している。さらにSi IVガスの内部で、次に電離状態の高いN IIガスがさらに小さいクランプを作っている。このように電離状態ごとにサイズを縮小させながら、クランプを形成している。この想像図でもうひとつ注目すべきは中心銀河に近いほどガス球の数密度が大きくなることである。したがって本研究の単純等価幅ガス球モデルにおいて、ガスの配置密度 $C_f$ や拡散ガスの等価幅強度 $EW_{\text{diff}}$ に中心銀河からの距離依存性を導入することで、観測値の再現性が向上すると思われる。また1.3.2節で紹介したシミュレーション再現によるCGM分布では、銀河の短軸方向と長軸方向でガスの分布が異なることが示唆されていた。つまり銀河の距離依存性だけでなく、方向依存性も重要である。モデルのフリーパラメータを増やしてベストモデルを模索することは難しいことではないが、観測で銀河の傾きを確認することは困難である。銀河の形態と傾きを調べるためには、観測対象を低赤方偏移の明るい銀河に限定するのが確実だが、星形成活動が完了している銀河ばかりになってしまう。クエーサーのCGMではあるが、高赤方偏移の銀河の形態と傾きを調査した研究例にBorisova et al. (2016)が挙げられる。これはVLT/MUSE(超大型望遠鏡/Multi Unit Spectroscopic Explorer)を使ってクエーサーCGMの3D分光を試みたユニークな研究である。3D分光とは1.3.2節で述べた「深い撮像観測」の発展であり、水素の表面輝度分布を観測するだけでなく、水素の蛍光放射ガスにスリットを当てて面分光観測を行う。そうすることで水素ガスの視線速度差の空間分布を観測することができる(図5.4; Borisova et al, 2016)。統計的解析には向かないが、ひとつの銀河-CGMサンプルに的をしぼって、様々な銀河とCGMガスの物理量を取得し、距離依存性と方向依存性を導入した単純等価幅ガス球モデルでモデル再現すれば、より鮮明なCGMの描像が得られるはずである。

COS-Halos CGM  
(covering factors)

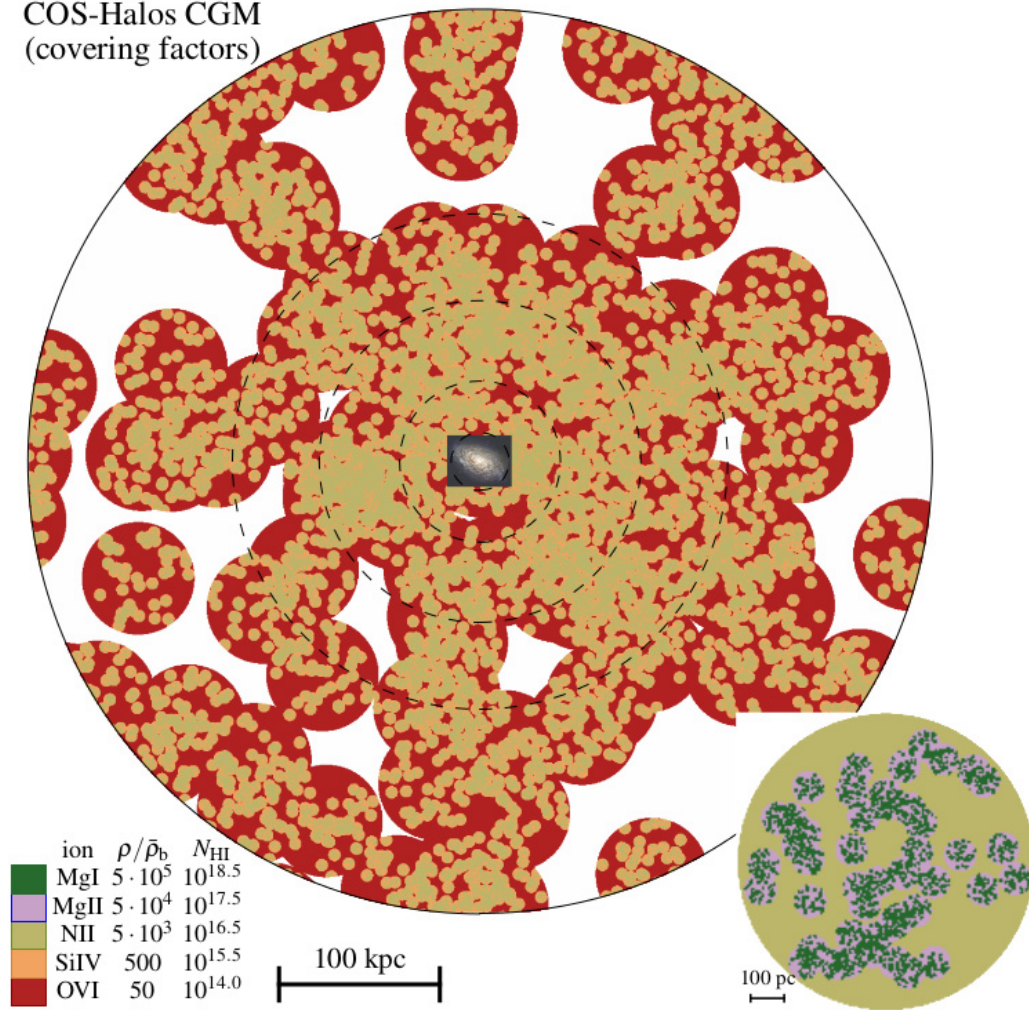


図 5.3: 各イオンのカバリングファクターを基に、CGM の内部構造を再現した Stern et al. (2016) による CGM の概念図。  $\rho/\bar{\rho}_b$  は各イオンの (ガスの数密度) / (宇宙の平均バリオン密度) である。



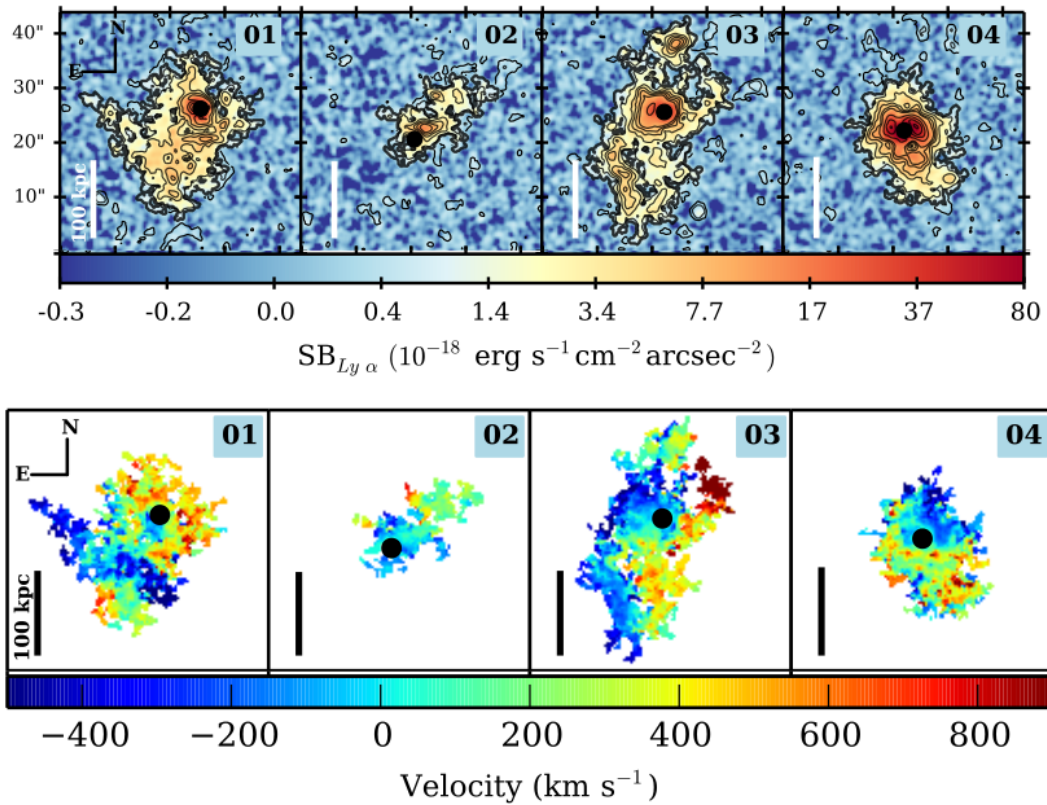


図 5.4: 4つのクエーサーについて、CGMガスの水素の蛍光放射による  $Ly\alpha$  の表面輝度分布 (上) と、面分光による  $Ly\alpha$  ガスの視線速度差分布 (下)(Borisova et al. 2016)。下のカラーマップは視線速度差が青い部分ほど手前方向に、赤い部分ほど奥行き方向にガスが運動していることを表している。

## 第6章 まとめ

銀河周辺物質 (CGM) の局所的な内部構造を解明するために、本研究は SDSS Quasar Lensed Search catalog から 10 個のレンズクエーサー、さらに過去の文献から 3 つのレンズクエーサー、合わせて 13 個のレンズクエーサーサンプルを収集した。クエーサースペクトルから同定した 293 本の金属吸収線について、サイトライン間の吸収線の差異を示す指標に等価幅変動値  $dEW$  と吸収線欠落頻度  $R_{1\text{on}}$  を用いて、視線間実距離  $D_{\text{tra}}$  に対する特性を調査した。kpc スケールの視線間実距離を調査できる重力レンズクエーサーを用いた多視線観測の研究において、本研究は背景光源の数、吸収線サンプルの数ともに最大規模である。この大規模サンプルから統計的解析を行い、宇宙の普遍的な CGM 吸収体の性質を調査した。本研究では 5 つのフリーパラメータを定めて、観測値を再現する為のシンプルなモデリングも行った。以下に主な結果をまとめる。

- 吸収線ペア間の吸収線強度  $REW$  の相関係数において、電離状態の違いによる有意な差異は見られなかったが、 $REW < 1 \text{ \AA}$  の弱い吸収線に着目すると高電離イオン ( $\text{C IV}$  や  $\text{Si IV}$  など) に比べ、低電離イオン ( $\text{Mg II}$  や  $\text{Fe II}$  など) のサンプルの方が分散が大きくなる傾向があった。
- 高電離イオンサンプルは大きな距離スケール ( $D_{\text{tra}} \sim 10 \text{ kpc}$ ) でも非常に小さい吸収線欠落頻度 ( $R_{1\text{on}} \sim 2\%$ ) を示す。一方で低電離イオンサンプルはさらに小さい距離スケール ( $D_{\text{tra}} \sim 0.5 \text{ kpc}$ ) においてより高い吸収線欠落頻度 ( $R_{1\text{on}} \sim 16\%$ ) を示した。この結果から、高電離イオンの典型的なガスサイズのスケールは低電離イオンのそれよりも大きいと推察される。この傾向は先行研究で定量的に考察されているが、吸収線欠落頻度を用いて定量的に評価したのは本研究が初めてである。
- 電離状態に関係なく、視線間実距離が  $D_{\text{tra}} \sim 0.1 - 10 \text{ kpc}$  の範囲では、等価幅変動値  $dEW$  は  $D_{\text{tra}}$  に強く依存しない。
- 観測結果から CGM の具体像を考察する為に、単純等価幅ガス球モデルを用いてモデル比較検証を行った。モデルに 5 つのフリーパラメータ、等価幅関数  $EW(r)$ 、ガス球の直径サイズ  $d$ 、全体サイズ  $L$ 、拡散ガスの等価幅強度  $EW_{\text{diff}}$ 、

ガス球の配置密度  $C_f$  を導入し、各パラメータを変化させることにより視線間実距離に対する等価幅変動値と吸収線欠落頻度の分布傾向を調査した。

- 観測値とモデル値の比較から、高電離イオンは 1) 等価幅関数が楕円の関数、 $d = 1$  kpc、 $L = 500$  kpc、 $C_f = 2$ 、拡散ガス無し、または 2) 等価幅関数が楕円の関数、 $d = 0.5$  kpc、 $L = 500$  kpc、 $C_f = 1$ 、最大等価幅強度の半分の強度を持つ拡散ガス、の 2 つのモデルがベストモデルに該当した。一方で低電離イオンについては、等価幅関数が楕円の関数、 $d = 1$  kpc、 $L = 500$  kpc、 $C_f = 1.5$ 、拡散ガス無しのモデルがベストモデルとなった。
- 高電離イオンの CGM は  $< 1$  kpc の内部揺らぎを持つ  $\sim 500$  kpc ほどの比較的均一的な巨大なガス雲であり、低電離イオンの CGM は  $< 1$  kpc のサイズをもつクランプ状のガス球が密集しているまたはフィラメント状のガス群と推察される。

本研究が導いた CGM の描像はすでに先行研究で定性的に考えられていたものと同じだが、本研究は大規模サンプルを使った統計的解析に基づく定量的な結果として導くことに初めて成功した。また等価幅変動値と吸収線欠落頻度に注目したモデル再現の試みは新規性のある手法であり、今後の研究の進展に道筋をつけるものである。

本研究のデータサンプルはスペクトル分解能と S/N 比といったデータのクオリティが不均一であるため、今後は同じ望遠鏡と観測装置でデータを取得し、均一かつより大規模なサンプルを用いて詳細な統計解析を行う計画である。また、高い分解能のスペクトルから吸収線を完全な形で取得することができれば、各吸収線にフォイクト関数によるフィッティングが適用できるので、柱密度を用いた CGM の内部構造について議論できる。さらに分光撮像観測の手法をプラスし、CGM の局所的内部構造だけでなく、銀河 – CGM の関連性の解明も目指す。その為に Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program の大規模サーベイを利用し、銀河の測光的赤方偏移から CGM に対応する母銀河の特定することを計画している。将来的に銀河 – CGM の観測サンプルがそろえば、距離依存性などを導入した新たな単純等価幅ガス球モデルを用いて CGM の構造を描写できるだろう。

## 参考文献

1. Adelberger K. L., Steidel C. C., Shapley A. E., & Pettini M. 2003, ApJ, 584, 45
2. Adelberger K. L., Shapley A. E., Steidel C. C., et al. 2005, ApJ, 629, 636
3. Aihara H., Armstrong R., Bickerton S., et al. 2017, arXiv:1702.08449
4. Arrigoni Battaia F., Hennawi J. F., Cantalupo S., & Prochaska J. X. 2016, arXiv:1604.02942
5. Bania T. M., Anderson L. D., Balser D. S., & Rood R. T. 2010, ApJL, 718, 106
6. Bergeron J., & Boissé P. 1991, A&A, 243, 344
7. Bordoloi R., Tumlinson J., Werk J. K., et al. 2014, ApJ, 796, 136
8. Borisova E., Cantalupo S., Lilly S. J., et al. 2016, arXiv:1605.01422
9. Bowen D. V., Chelouche D., Jenkins E. B., Tripp T. M., et al. 2016, ApJ, 826, 50
10. Burchett J. N., Tripp T. M., Bordoloi R., et al. 2016, ApJ, 832, 124
11. Cai Z., Fan X., Yang Y., Bian F., et al. 2017, ApJ, 837, 71
12. Cantalupo S., Arrigoni-Battaia F., Prochaska J. X., Hennawi J. F., & Madau P. 2014, Nature, 506, 63
13. Chen H.-W., Helsby J. E., Gauthier J.R., et al. 2010, ApJ, 714, 1521
14. Chen H.-W., Wild V., Tinker J. L., et al. 2010, ApJ, 724, L176
15. Chen H.-W., Lanzetta K. M., & Webb J. K. 2001, ApJ, 556, 158
16. Churchill C. W., Trujillo-Gomez S., Nielsen N. M., & Kacprzak G. G. 2013, ApJ, 779, 87

17. Churchill C. W., Vogt S. S., & Charlton J. C. 2003, *AJ*, 125, 98
18. Churchill C. W. 1997, Ph.D. Thesis, Univ. California, Santa Cruz
19. Ellison S. L., Ibata R., Pettini M., et al. 2004, *A&A*, 414, 79
20. Faerman Y., Sternberg A., & McKee C. F. 2016, arXiv:1602.00689
21. Ferrarese L., Ford H. C., & Jaffe W. 1996, *ApJ*, 470, 444
22. Ferland G. J., Chatzikos M., Guzman F., et al. 2017, *RMxAA*, 53, 385
23. Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A., et al. 1998, *PASP*, 110, 761
24. Francis P. J., Hewett P. C., Foltz C. B., Chaffee F. H., et al. 1991, *ApJ*, 373, 465
25. Frebel A., Christlieb N., Norris J. E., Thom C., et al. 2007, *ApJL*, 660, 117
26. Goicoechea L. J., & Shalyapin V. N. 2010, *ApJ*, 708, 995
27. Haardt F., & Madau P. 2012, *ApJ*, 746, 125 2000, *A&A*, 359, 457
28. Hennawi J. F., Prochaska J. X., Cantalupo S., & Arrigoni-Battaia F. 2015, *Science*, 348, 779
29. Hennawi J. F., Prochaska J. X., Burles S., et al. 2006, *ApJ*, 651, 61
30. Horiuchi T., Misawa T., Morokuma T., Koyamada S., et al. 2016, *PASJ*, 68, 48
31. Inada N., Becker R. H., Burles S., et al. 2003, *AJ*, 126, 666
32. Inada N., Burles S., Gregg M. D., et al. 2005, *AJ*, 130, 1967
33. Inada N., Oguri M., Becker R. H., et al. 2006, *AJ*, 131, 1934
34. Inada N., Oguri M., Becker R. H., et al. 2007, *AJ*, 133, 206
35. Inada N., Oguri M., Shin Min-Su., et al. 2009, *AJ*, 137, 4118
36. Inada N., Oguri M., Shin Min-Su., et al. 2012, *AJ*, 143, 119
37. Kacprzak G. G., Churchill C. W., & Nielsen N. M. 2012, *ApJL*, 760, L7
38. Koyamada S., Misawa T., Inada N., Oguri M., et al. 2017, *ApJ*, 851, 88

39. Lanzetta K. M., & Bowen D. 1990, ApJ, 357, 321
40. Lau M. W., Prochaska J. X., & Hennawi J. F. 2015, arXiv:1510.06018
41. Misawa T., Inada N., Ohsuga K., Ganchi P., Takahashi R., & Oguri M. 2013, AJ, 145, 48
42. Misawa T., Inada N., Oguri M., Gandhi P., et al. 2014, ApJ, 794, 20
43. Monier E. M., Turnshek D. A., & Lupie O. L. 1998, ApJ, 496, 177
44. Nielsen N. M., Churchill C. W., & Kacprzak G. G. 2013, ApJ, 776, 115
45. Oguri M., Inada N., Hennawi J. F., et al. 2005, ApJ, 622, 106
46. Oguri M., Inada N., Strauss M. A., et al. 2012, AJ, 143, 120
47. Peebles M. S., Werk J. K., Tumlinson J., Oppenheimer B. D., et al. 2014, ApJ, 786, 54
48. Prochaska J. X., Lau M. W., & Hennawi J. F. 2014, ApJ, 796, 140
49. Prochaska J. X., Hennawi J. F., Lee K. G., et al. 2013, ApJ, 776, 136
50. Prochaska, J. X., Weiner, B., Chen, H.-W., Mulchaey, J., & Cooksey, K. 2011, ApJ, 740, 91
51. Petitjean P., Aracil B., Srianand R., & Ibata R. 2000, A&A, 359, 457
52. Rakic O., Schaye J., Steidel C. C., et al. 2013, MNRAS, 433, 3103
53. Rakic O., Schaye J., Steidel C. C., & Rudie G. C. 2012, ApJ, 751, 94
54. Rubin K. H. R., Hennawi J. F., Prochaska J. X., et al. 2015, ApJ, 808, 38
55. Rudie G. C., Steidel C. C., Trainor R. F., et al. 2012, ApJ, 750, 67
56. Salpeter E. E. 1964, ApJ, 140, 796
57. Smette A., Robertson J. G., Shaver P. A., et al. 1995, A&AS, 113, 199
58. Steidel C. C., Erb D. K., Shapley A. E., et al. 2010, ApJ, 717, 289
59. Stern J., Hennawi J. F., Prochaska J. X., & Werk J. K. 2016, arXiv:1604:02168
60. Tumlinson J., Thom C., Werk J. K., et al. 2011, Sci, 334, 948

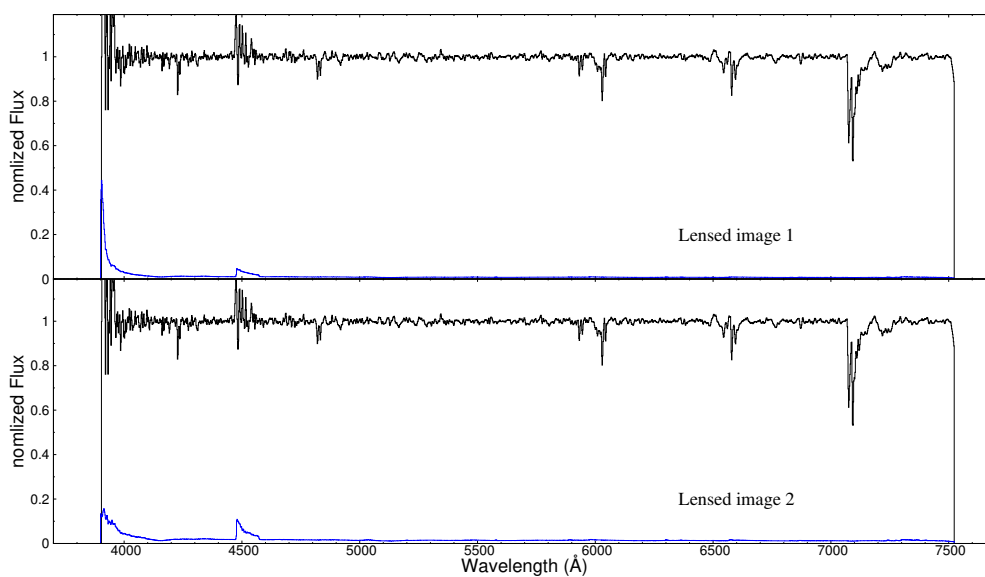
61. Turner M. L. 2015, PhD thesis Leiden Univ.
62. Turner M. L., Schaye J., Steidel C. C., Rudie G. C., & Strom A. L. 2014, MNRAS, 445, 794
63. Turner M. L., Schaye J., Steidel C. C., Rudie G. C., & Strom A. L. 2015, MNRAS, 450, 2067
64. Werk J. K., Prochaska J. X., Cantalupo S., et al. 2016, ApJ, 833, 54
65. Whitaker K. E., van Dokkum P. G., Brammer G., & Franx M. 2012, ApJL, 754, 29
66. S. フィリップス 著 福井康雄 監約 竹内努 訳「銀河 その進化と構造」2013年 (日本評論社)
67. 谷口義明、岡村定矩、祖父江義明 編「シリーズ現代の天文学 4 銀河 I 銀河と宇宙の階層構造」2009年 (日本評論社)
68. 和田圭一、栗木久光、亀野誠二、谷口義明、寺島雄一、長尾透 共訳「ピーターソン 活動銀河核 巨大ブラックホールが引き起こす AGN 現象のすべて」2010年 (丸善株式会社)

# 付録

## Gemini/GMOSおよびKeck/ESIで観測したクエーサー スペクトル

本研究のデータソースである Gemini/GMOS と Keck/ESI で観測した 10 個の重力レンズクエーサーのスペクトルを掲載する。全ての図において、横軸は観測者系波長、縦軸は規格化されたフラックス量、上段がレンズ像1、下段がレンズ像2のスペクトルである。青線は各スペクトルに対応するエラースペクトルである。

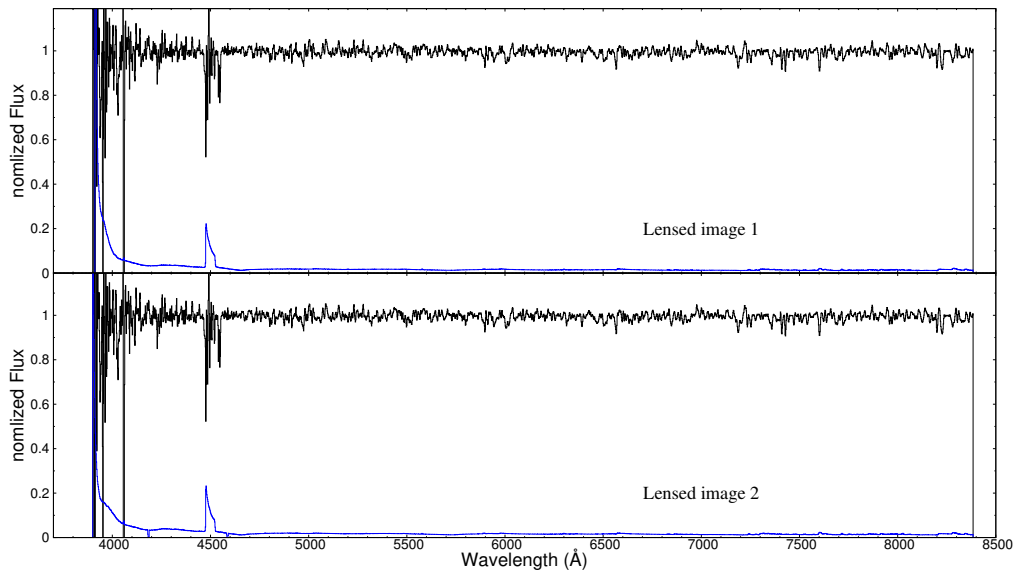
### SDSS J024634.11–082536.2



Keck/ESIにて取得したスペクトル。

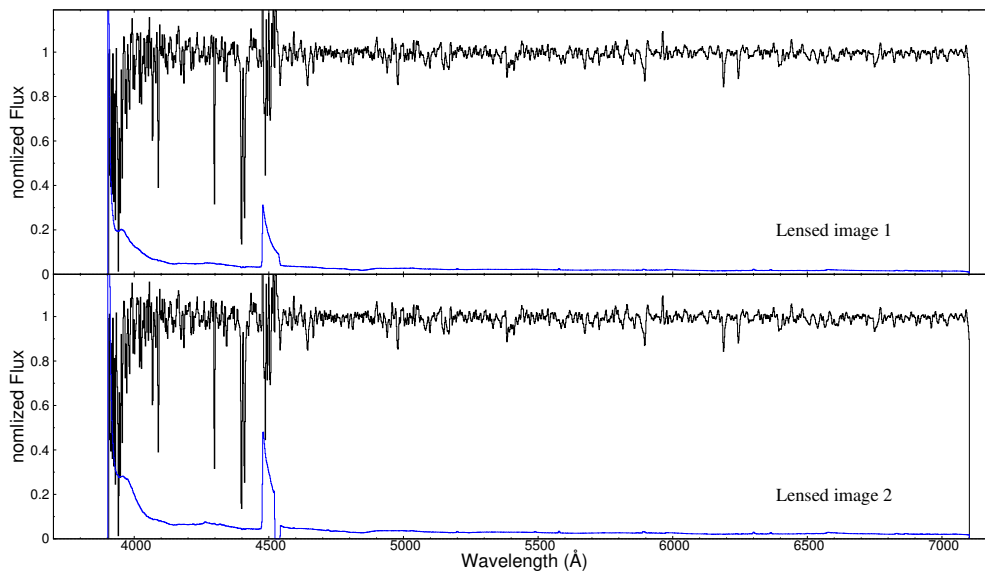


### SDSS J074653.03+440351.3



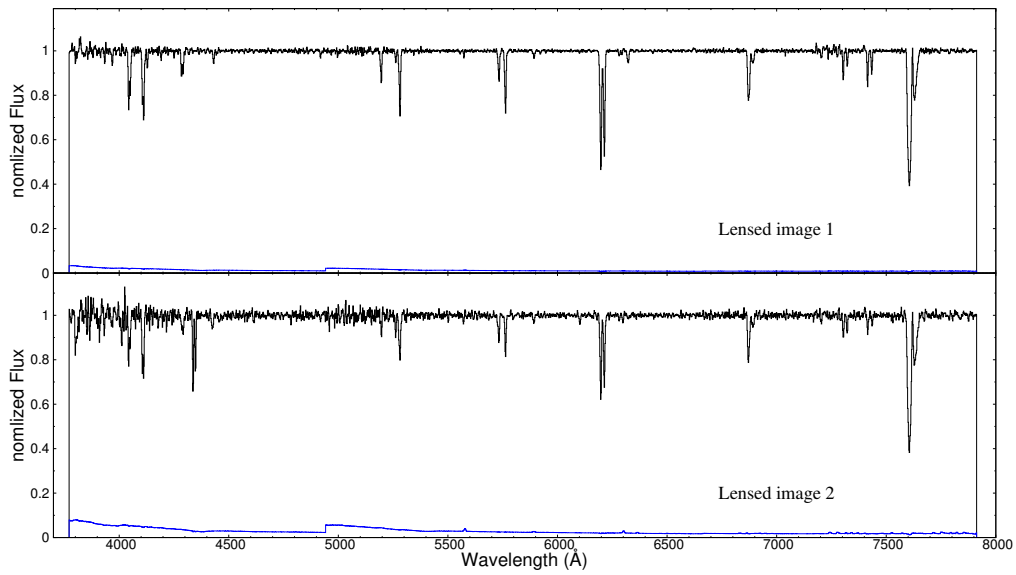
Keck/ESIにて取得したスペクトル。

### SDSS J080623.70+200631.9



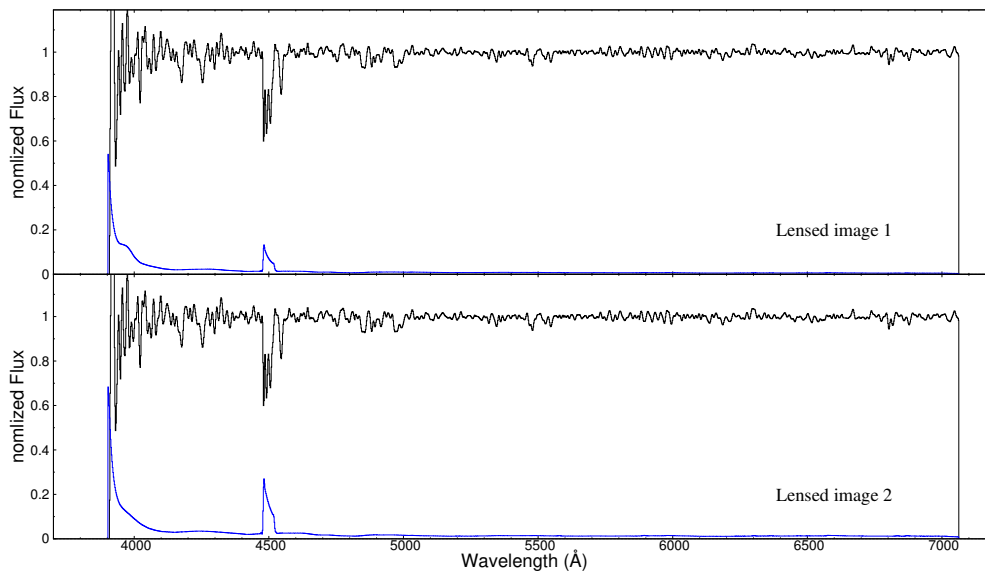
Keck/ESIにて取得したスペクトル。

### SDSS J090404.15+151254.5



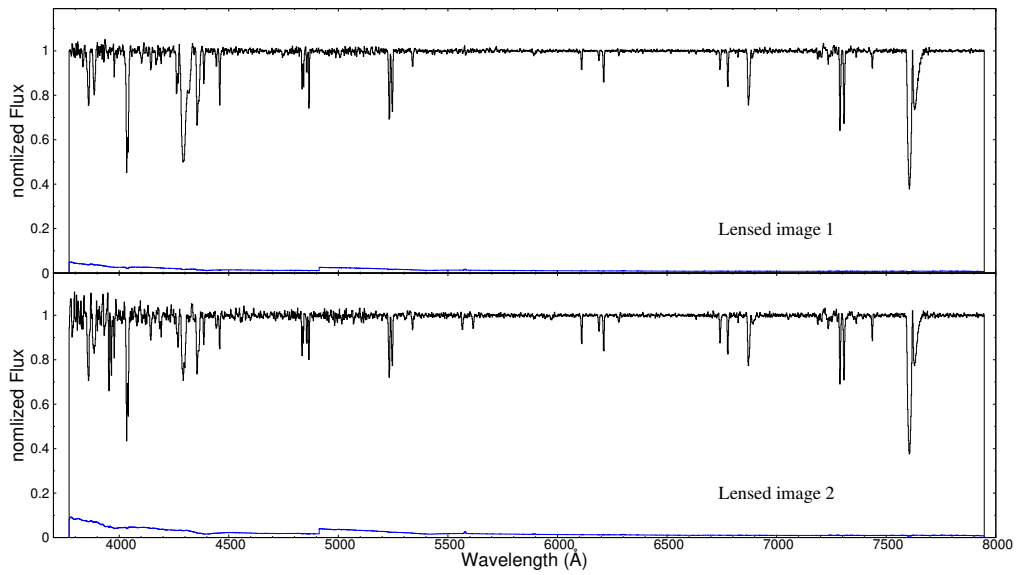
Gemini/GMOSにて取得したスペクトル。

### SDSS J092455.87+021924.9



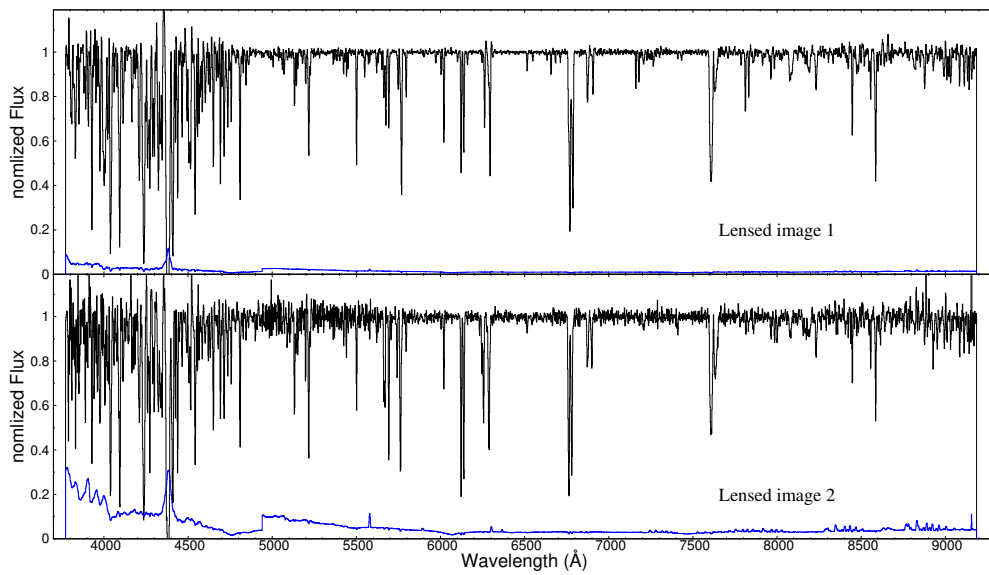
Keck/ESIにて取得したスペクトル。

### SDSS J100128.61+502756.8



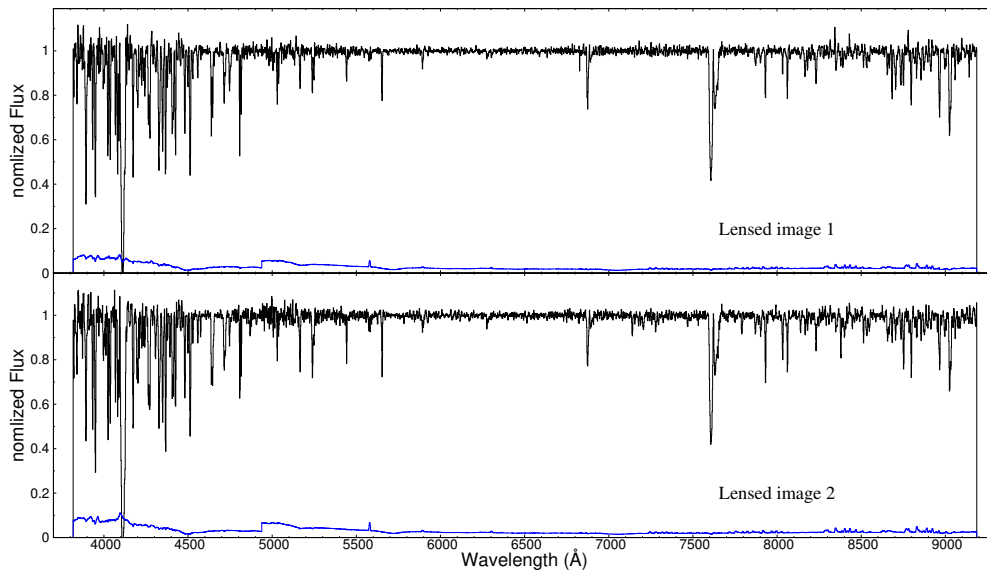
Gemini/GMOSにて取得したスペクトル。

### SDSS J113157.72+191527.7



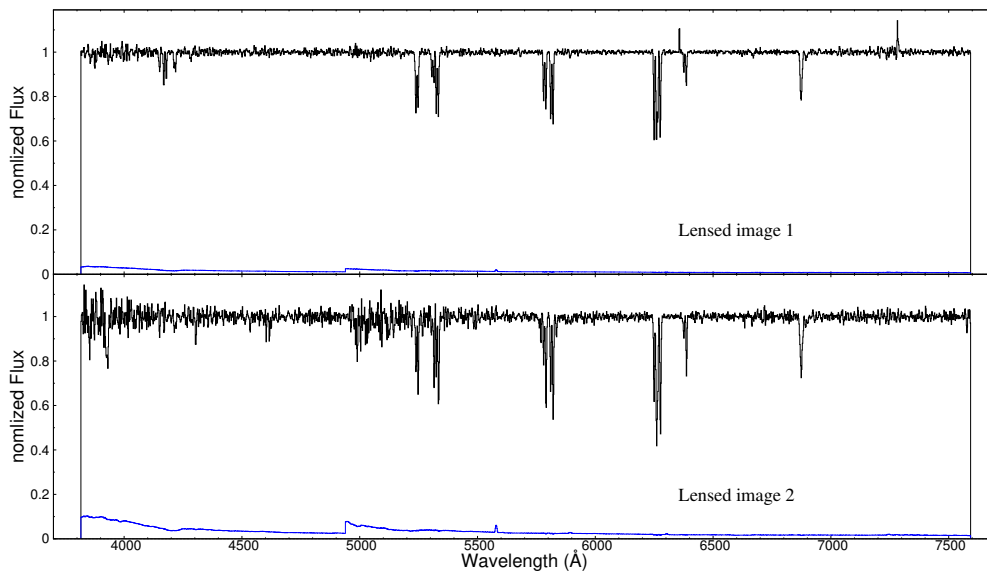
Gemini/GMOSにて取得したスペクトル。

### SDSS J125819.24+165717.6



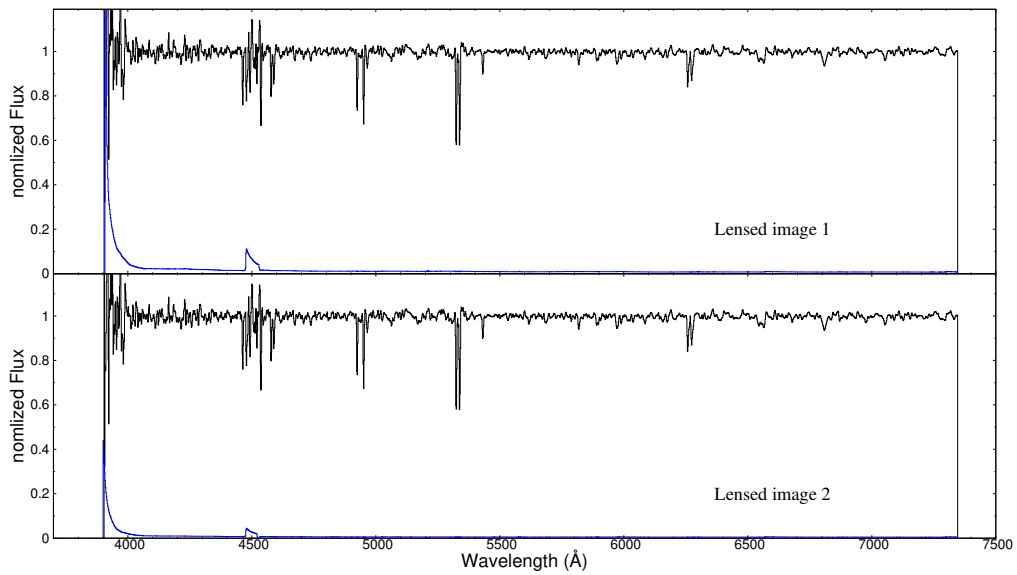
Gemini/GMOSにて取得したスペクトル。

### SDSS J134929.84+122706.8



Gemini/GMOSにて取得したスペクトル。

### SDSS J135306.35+113804.7



Keck/ESIにて取得したスペクトル。

# 謝辞

博士論文を完成させるにあたり、たくさんの方々にお世話をいただきました。この場を借りて深く御礼申し上げます。

指導教員である三澤透准教授には、学部4年生の時からご指導いただき、その後の修士課程と現在の博士課程に渡り、約7年間多大な恩恵と知識を賜りました。普段の観測データの解析作業の指導や論文の添削など、貴重なお時間を割いていただいたことに深謝いたします。私の学術論文がアクセプトされた時や進路が決まったときに、私以上に喜びの気持ちを表してくださったことは、三澤准教授への尊敬の念とともに今生忘れません。未熟者の私ですが、三澤准教授のご指導ご鞭撻のおかげで、研究者としても人としても成長することができました。

共同研究者である稲田直久准教授、大栗真宗助教、柏川伸成准教授、大越克也准教授にも、ご協力とご助力いただきお礼を言わせていただきます。稲田准教授と大栗助教には重力レンズクエーサーのサンプルを提供していただき、その時から私のCGM研究がスタートしました。研究者としての最初のきっかけを作ってくくださったことに御礼申し上げます。柏川准教授には、単純等価幅ガス球モデルの最初のアイデアを頂きました。初めて聞いた時は素晴らしいアイデアだったのですが、私の実力が足りずモデル構築にはかなりの時間を要してしまい、ご心配とご迷惑をおかけしました。おかげさまで論文の考察で大いに活用させていただきました。誠にありがとうございました。大越准教授とはたくさんのCGM研究のディスカッションをさせていただきました。学術論文のアドバイスだけでなく、日本学術振興会のPD申請の際のご協力や新しい観測データの解析にも関わらせていただきました。私の研究者としての進路にお気遣いいただいたことに感謝しきれません。

銀河、銀河間物質関連の研究会にて、お世話になりました梅村雅之教授、大内正己准教授、井上昭雄准教授、長峰健太郎教授、嶋作一大准教授、長谷川賢二助教ほか、たくさんの方々の前で研究発表させていただきました。発表の際には、ありがたいご意見とご質問をたくさん頂き、ありがとうございました。また同じ研究分野の東京大学の学生の皆様にも、たくさんのディスカッションと楽しい雑談をさせていただきました。同世代の皆様と研究の話ができて、毎度感激させてもらいました。研究の話だけでなく、お食事会の思い出も私の支えになっております。ありがとうございました。

研究室のメンバーにもたくさん支えていただきました。石垣島天文台に配属され

た同期の堀内貴史さんは、共に切磋琢磨し合った大切な学友です。データ解析、グループミーティング、発表練習など、堀内さんと励まし合いながら頑張らせていただきました。私のたわいのない冗談や談笑にいつもお付き合いいただけたことは、頭が上がりません。また、信州大学卒業生で同級生である岡本理奈さんにも感謝の言葉を述べさせていただきます。岡本さんと一緒に三澤准教授の部屋を訪れたのが、全ての始まりであって、岡本さんと一緒に信州大学天文学グループを発足できたのは私の人生の誇りです。親友として一緒に卒業論文を完成させたことは私のかげがえの無い思い出です。修士2年生の伊東大輔君とは、研究対象がクエーサーアウトフローながらもガス構造についてたくさんディスカッションし合えたことがとても嬉しかったです。理論計算が苦手な私を手伝ってくれたり、先輩後輩の垣根を越えて和やかに雑談し合えたことは、研究室生活でなくてはならないものでした。学部4年生の奥谷椋一君と千葉洋輝君も共に研究室で過ごしたメンバーとしてお世話になりました。奥谷君と千葉君の今後の活躍を願っております。

私より先に卒業した研究室メンバーの山崎綾紗さん、高橋一馬君、和田久君、川口美穂さん、大畑幸大君、佐藤侑介君にも感謝を伝えさせていただきます。皆さんのおかげさまで素敵な学生生活になりました。

また、宇宙線実験研究室の宗像一起教授、加藤千尋准教授、技官の小山守一さんやPDの小財正義さん、同期の中村佳昭君にもたくさんお世話になりました。学部生の頃からご面倒を見ていただき、院生になってからも中間発表ではいつも貴重なご意見ご質問を頂きました。御礼申し上げます。

私の10年間の信州大学生生活は家族の支援無くしてありませんでした。経済面、生活面など全てにおいて、たくさんの心配と迷惑をかけたことにお詫びがしたいのと、たくさんの応援と愛情をもらったことに感謝したい気持ちでいっぱいです。大学院生として無事学業を修められたことを一緒に喜んでいただけたら嬉しいです。

最後に、ここで挙げられなかった多くの人たちのもたくさんお世話になりました。皆様の援助無くして本研究の遂行および学術論文・博士論文の執筆はできませんでした。全ての人に重ね重ね感謝の意を申し上げます。