信州大学審查学位論文

AGNアウトフローにみられる 時間変動の起源の解明

2017年3月

堀内 貴史

総合工学系研究科 物質創成科学専攻

学籍番号:14ST306D

目 次

第1章	研究背	모. 	3
1.1 クェ	ーサー	の概説と発見の歴史	
1.2クェ	ーサー	の性質	
1.3 連続	光の放	射機構	
	2/4/2	光度変動	7
	2/4/3	紫外線・可視スペクトル	8
1.4 クェ	ーサー	吸収線とアウトフロー	
	2/5/2	吸収線の物理	21
	2/5/3	アウトフローガスの重要性とその吸収線	27
	2/5/4	Cspbe Bctpsrukpo Mof)CBM+	28
	2/5/5	n lokCBM	29
	2/5/6	Obsspx Bctpsrukpo Mof)OBM+	2:
1.5 アウ	トフロ	ーガスの時間変動とその原因について	
1.6 本研	究の目	的	
第2章	クェー	サーのサンプル選択、観測及び解析	27
2.1 サン	ァー プル選	アージアアプレの物理的特徴 振りための などの などの などの などの などの などの などの などの などの など	2.
2.2 可視	測光・	分光同時モニター観測	
	3/3/2	測光モニター観測に用いた 216dn シュミット望遠鏡と LX CD	42
	3/3/3	測光モニター観測	44
	3/3/4	分光モニター観測に用いた 299dn 反射望遠鏡と LPP MT	49
	3/3/5	I T2714, 4931 の分光モニター観測	51
2.3 デー	タ解析		
	3/4/2	測光データの一次解析と相対測光	52
	3/4/3	D _{IV} n lokCBMの検出と等価幅の測定	56
第3章	結果		47
3.1 サン	フルク		
3.2 谷ク	エーサ	ーに対するモニター観測の結果	
3.3 光度	変動の		
3.4 Stru	ucture ∙≖⊦	Function 解析	
3.5 巴发	劉		
第4章	考察		67
4.1 光度	変動傾	向のまとめと考察	
	5/2/2	光度変動幅と増光・減光傾向	78
	5/2/3	Tusvduvsf Gvodulpo	78
	5/2/4	色変動	7:
	5/2/5	D _{IV} n lokCBMの等価幅変動傾向	81

4.2 VIS シナリオの検証

4.3 VIS シナリ	オの補助機構	
5/3/4	WKTシナリオに要求される光度変動	87
5/3/3	case C について	86
5/3/2	case B について	86

4.4 アウトフローの密度と環境に対する制限

弗 5 草 枯諦

 $\mathbf{82}$

第6章	将来の展望	84
付録		93
∆ tnia	東影売をする宇宙	

A	加速膨張をする手由
в	縦軸に誤差を持つ場合の最小二乗法による直線回帰
С	横軸、縦軸ともに誤差を持つ場合の最小二乗法による直線回帰
D	相関係数とt検定

 ${f E}$ 複素関数論の留数定理を用いた $\int_{-\infty}^{\infty} {d\xi\over \xi^2+a^2}$ の解法

謝辞	
I H L W	

103

第1章 研究背景

1.1 クェーサーの概説と発見の歴史

遠方宇宙に存在する銀河の中には, その中心核が銀河全体に比べて 10-100 倍程度明るく輝く天体が数多く存在する. このような天体を活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) といい, 中でもクェーサーは最も明るいクラスに属する AGN である. 宇宙で最大規模を誇るその明るさは, 太陽光度 (*L*_☉)の 10¹²-10¹⁵ 倍に匹敵する (等級で表すと *M*_B < 21.5+5 log *h*₀ であり, *h*₀ はハッブル定数の 1/100 を単位とした量である). 特筆すべき事に, クェーサーは母銀河全体の半径に比べて 10⁴-10⁵ 分の 1 程度のサイズにも関わらず, その母銀河全体の 100-1,000 倍の明るさで輝いている. このことは, クェーサーが莫大なエネルギーを産むような特異な構造を有していることを示唆する. クェーサーのもつ莫大な光度により, 撮像観測では母銀河は観測できず, 通常の恒星のような点源として観測される.

第3ケンブリッジカタログ (3C: Edge et al. 1959) とよばれる電波サーベイで, 1958年 にクェーサー 3C48(視等級 V=16.1等) と 3C273(視等級 V=12.9等) が初めて発見された. しかしながら,当時クェーサーはまだ市民権を得ておらず, 3C48 と 3C273 は銀河系内電 波源として認識されるにとどまっていた.クェーサーという名称が公式に採用されたのは 3C273 が遠方宇宙にある極めて明るい天体であるという論文 (Schmidt 1963) が 1963年に 科学誌ネイチャーに掲載されて以降のことである¹. その赤方偏移² (*z*=0.158) は 3C273 が 我々から 24 億光年彼方 (光度距離;付録 A 参照) に存在することを意味する.クェーサー という名称は"準恒星状電波源 (quasi-stellar radio source)"を短縮した呼称 quasar に由来 する.以下にクェーサーの性質ついて述べる.

1.2 クェーサーの性質

クェーサー 3C273 の研究を皮切りに 1964 年までに 40 個のクェーサーが Schmidt らに よって調べられ, クェーサーの性質を以下のようにまとめた (Schmidt 1968).

(i) 電波源として同定される恒星状の天体である.

¹3C273 よりも 3C48 の発見の方が早いので, 3C48 は世界で初めて発見されたクェーサーといえる.

²宇宙膨張の効果により遠方の天体はより高速度で我々から遠ざかる (ハッブルの法則). このような天体を観測した場合, 観測され る連続光のスペクトルの波長は伸ばされ, 長波長側 (赤色側) にシフトする. この偏移の度合いを赤方偏移といい *z* で表される. 観測 される波長を λ , 静止系に対する波長を λ_0 とすると $z = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$ と定義される. また, 赤方偏移とは逆で天体などが我々に近づ き, 波長が短波長側にシフトすることを青方偏移という.

(ii) 連続光は変光 (光度変動) を示す.

(iii) 紫外線強度が非常に強い.

(iv) 大きな赤方偏移を示す.

(v) 速度幅の広い輝線を示す.

しかしながら後の X 線, UV や可視光観測の技術の発展により電波の強弱だけがクェー サーを同定する手段ではなくなってきた. むしろクェーサーの約 90% は電波の弱い (radioquiet) クェーサーであり, 電波の強い (radio-loud) クェーサーは少数である. 現在では電波 の強弱に関係なくクェーサーと呼ばれている. さらに観測技術の向上によって, クェーサー PG 0052+251 の観測においては Hubble Space Telescope(HST) を用いて母銀河 (渦巻銀 河) の撮像に成功している. すなわち, 恒星状に観測されないクェーサーも, その存在が確 認されたのである. また現在では Sloan Digital Sky Survey (SDSS) の Data Release 12 に よってクェーサー約 30 万天体のスペクトルとその性質が詳しく調べられている (Paris et al. 2016).

1.3 節ではクェーサーの連続光の放射機構及び, この節で挙げた性質 (ii), (iii) 及び, (v) について述べる.

1.3 連続光の放射機構

クェーサーの莫大な紫外・可視連続光の放出機構として, 最も有力視されているメカニズ ムは, $M_{\rm BH} = 10^8 M_{\odot}$ (太陽質量の1億倍)程度の大質量をもつブラックホール (supermassive black hole; SMBH) に引き寄せられたガスで形成された降着円盤からの放射である³ (図 1.1). クェーサーのもつ全光度 ⁴L_{bol} はエネルギーの変換効率を η , 全質量エネルギーを $E(=mc^2; m$ は降着ガスの質量, c は光速) とおくと

$$L_{\rm bol} = \eta \frac{dE}{dt} = \eta \dot{m}c^2 \tag{1.1}$$

である. ここで \dot{m} は, 質量降着率である. もともと降着ガスが保持していた万有引力によるエネルギー $U = GM_{\rm BH}m/r(r$ はブラックホールからの動径距離) が, 運動エネルギー, 熱エネルギーの順に変換され, 最終的にある効率 η で輻射エネルギーに変換される (この

³クェーサーの発光源としては,銀河中心のスターバースト説も挙げられている.この説は星団中の若い星 (O, B 型星など) が発光 源となり,光度変動は超新星爆発によるものであるとする.しかしながら,X 線光度の短時間変動や電波の強い AGN について説明が できないという欠点がある.

⁴単位時間あたりの天体からの全放射エネルギーであり、ボロメトリック光度と呼ぶ.

とき $L_{\text{bol}} \ll \eta G M_{\text{BH}} \dot{m}/r$). Schwarzschild 半径を $R_s (= 2G M_{\text{BH}}/c^2)$ とおくと, $r = \alpha R_s$ (α は係数) の位置での効率は

$$\eta \dot{m}c^2 = \frac{GM_{\rm BH}\dot{m}}{\alpha R_s}, \eta = \frac{1}{2\alpha} \tag{1.2}$$

となる. 例えば, 紫外・可視光線放射領域と考えられる $r \approx 5R_s$ では $\eta = 0.1$ となるが, 主系列星の水素ガス燃焼の核融合過程におけるエネルギー効率が 0.007 であることを考慮すると, 非常に効率が良いことが分かる.

ここで降着円盤は幾何学的に薄く,光学的に厚い(光学的厚さ *τ* > 1;後述)とする.第一 近似として,半径 *r*の位置にある粒子のエネルギーが摩擦で熱エネルギーに変換されると, そこからの輻射は局所的な黒体放射で近似でき,降着円盤の放射機構は Planck 分布関数

$$B_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT(r)} - 1}$$
(1.3)

で表される. ここで ν は電磁波の振動数, hは Planck 定数, kは Boltzmann 定数, T(r)は 中心からの半径rの位置での降着円盤の温度である. またビリアル原理 (2K + U = 0. (K, Uはそれぞれ運動エネルギーと重力エネルギー))から, 全重力エネルギーの半分がガスの 加熱に使われ, 残り半分が放射として失われるので

$$L_{\rm bol} = \frac{Gm\dot{m}}{2r} = 2\pi r^2 \sigma T(r)^4, \quad \therefore T(r) = \left[\frac{Gm\dot{m}}{4\pi\sigma r^3}\right]^{1/4} \tag{1.4}$$

となる. σ は Stefan Boltzmann 定数であり, $\sigma T(r)^4$ は単位面積あたりの黒体放射の強度 を意味し, 上式では円盤の上下面からの輻射を考慮している. Shakura & Sunyaev (1973) による降着流粘性のエネルギーの発散を考慮したモデルでは, 式 (1.4) は

$$T(r) = \left[\frac{3Gm\dot{m}}{8\pi\sigma r^3} \left(1 - \left(\frac{R_{in}}{r}\right)^{1/2}\right)\right]^{1/4}$$
(1.5)

と修正される. ここで, R_{in} は降着円盤の内縁半径である. $R_{in} \ll R_s$ とし, $r \rightarrow R_{in}$ とすれば近似的に

$$T(r) \ll \left[\frac{3Gm\dot{m}}{8\pi\sigma r^3}\right]^{1/4} \left(\frac{r}{R_{in}}\right)^{-3/4} \le T_* \left(\frac{r}{R_{in}}\right)^{-3/4}$$
(1.6)

と簡単に表される.しかしながら降着物質自身のもつ角運動量が大きい場合,降着物質は 中心の大質量ブラックホールへ降着しにくくなる.質量降着を促進するためには,降着物 質自身の角運動量を粘性やアウトフロー(図 1.1,後述)によって排除する必要がある.



図 2/2; クェーサーの構造の概念図/ ブラックホールを中心天体とし- その周辺には強力な重力で引き寄せられたガスの円盤)降着円盤+が形成される/ クェーサーの連続光の発光領域はおもに降着円盤であると考えられている/ 降着円盤面からはアウトフローが放出されており)特に 1/2c 程度の速度をもつガスは Vmsb Gbtu Pvu´px; VGP とよばれる+ ブラックホールのごく近傍からは- 円盤に対してほぼ垂直にジェットが放出されている)FTB0BPFT N felbhc +/

1.3.1 光度変動

クェーサーはどの波長帯でも光度変動 (性質 (ii)) を示すことが知られており, その変動 傾向には周期性がない (ランダムである). この性質の発見は, クェーサーが大きな赤方偏 移をもつという事実 (性質 (iv)) が知られる前のことであり, クェーサーの性質として最初 に認識されたものである. 一般的にクェーサーは数ヶ月間で 0.3-0.5 等の光度変動を示す. 光度変動が発生した発光領域の大きさは, 光度変動の間に光が進む距離以下になるはずな ので, 数ヶ月での変動はクェーサーの放射領域 (主に紫外・可視光域, 100Å-8300Å) がわず か数光月以下のサイズをもつことを意味する.

光度変動の性質についてはこれまで非常に多くの論文で検証されている.例えば近年, Giveon らは光学的に選択されたクェーサー 42 天体を使って (Giveon et al. 1999; 以降 G99), Vanden Berk らは SDSS クェーサー 25,710 天体を使って (Vanden Berk et al. 2004; 以後 VB04), そして Wilhite らは SDSS クェーサー 2,531 天体を用いて (Wilhite et al. 2008; 以後 W08) 以下の傾向を確認した.

1) 観測が長期間になるほど光度変動幅は大きくなる.

2) 観測波長が長いほど光度変動幅は小さい.

3) クェーサー光度が大きいほど光度変動幅は小さい.

4) 電波強度が大きいほど光度変動幅はやや大きくなる.

5) ブラックホール質量が大きいほど光度変動幅が大きくなる.

クェーサーの光度変動の主な原因は完全に解明されているわけではないが,降着円盤への質量降着率の変化や母銀河の超新星爆発などによる影響が提唱されている.特に質量降 着率の変化説はシミュレーションや VB04 などの多くの光度変動解析の研究で支持されて いる.

1.3.2 紫外線・可視スペクトル

クェーサーの特徴の一つに, 多波長にわたるスペクトルエネルギー分布 (spectral energy distribution: SED) が挙げられる (図 1.2). 特にクェーサーの紫外・可視連続光は非常に強力であり (性質 (iii)), ≈ 1,000-10,000Å の波長帯のスペクトルは以下のような長波長側に向かうにつれて, なだらかに減少するべき乗則

$$F_{\nu} = C\nu^{\alpha} \tag{1.7}$$

で表される ⁵(図 1.3). べき指数 α は 0 から 1 の値をとる. このスペクトルは多波長にわたる黒体放射か自由放射の重ね合わせによって形成されると考えられているが, 実際の放射形態はもっと複雑である. またさらに, スペクトル中には Ly α , C_{IV} や Mg II などの幅の広い輝線 (広輝線; 性質 (v)) も観測され, 典型的には数千 km s⁻¹の速度幅を持つが, この速度はガスの運動 (回転)の激しさを表す.

⁵波長 λ の関数で表すと $F_{\lambda} = C' \lambda^{\alpha-2}$ となる.



図 2/3; クェーサーの TFE)S kit bset fu bm 3117 +/上)下+段はフラックス f_{ν}) νf_{ν} +を- 横軸は振動数)下+ 波長-エネルギー及び-黒体放射に対応したピーク温度)上+表す/実)破+線は電波の弱)強+いクェーサーの TFE である/スペクトルのべき指数 α の添え字 s-p及び-y は電波-可視光及び-a 線を意味する/赤-青-水色や-黒の実線は-同じ色で示したべき指数 α に対応する/カッコ内の 'bu)tuffr+は電波のスペクトルが 平坦)急峻+であることを-i bse)tpg+は高)低+エネルギー a 線の TFE に対応する/

1.4 クェーサー吸収線とアウトフロー

遠方宇宙に多く存在するクェーサーを背景光源として用いることで, クェーサーと我々の 視線上に存在する様々なガスを吸収線としてスペクトル上に検出することができる. この ような系をクェーサー吸収線系 (図 1.4) という. これらの吸収線のうち, クェーサーに由来 しないガス (例えば銀河間ガス, 銀河周辺物質や銀河風など) がもたらすものを intervening な吸収線といい吸収線系の大半を占める. 一方クェーサーに付随する吸収線を, クェーサー



図 2/4; Moshf Cskhi u Rvbtbs Tvswfz)MCRT; Gbodkt fu bm 2::2+の 811 個のクェーサーの平均スペクトル/様々なイオンや水素の再結合線による輝線がスペクトル上にみられる/

に intrinsic な吸収線という. この吸収線はクェーサーの降着円盤より放出されるガス流 (以降アウトフロー)がもたらすと考えられている. アウトフローによる吸収線はしばしば 青方偏移しており, このことはアウトフローが我々の視線に向かって高速度 (典型的には 10,000 km s⁻¹)で放出されていることを意味する. 以下に, 吸収線の物理とアウトフロー の重要性について述べる.



波長

図 2/5; クェーサーを背景光源として分光観測をした場合に観測される吸収線の概念図/ クェーサーと我々の視線上にはクェーサー- 母銀河- 銀河間物質- 銀河のディスクや銀河系内の高速度雲など様々な天体に由来する物質)ガス+が介在している/ クェーサーから放射される連続光は我々のもとに届くまでに様々な天体に由来するガスの吸収を受け- スペクトル上に様々な種類の吸収線を作る/ 青色の文字で示したクェーサーに由来しない吸収線) $Ma\alpha$ の森⁶- 減衰 $Ma\alpha$ システム) Ebn r fe Man bo bmi b- EMB+や- 高速度ガス雲) i khi wf mdkz dnyve=I WD+など+は koufswf okoh な吸収線と呼ばれる/ 一方- 赤色の文字で示したクェーサーに由来する吸収線は kouslotkd な吸収線と呼ばれる/ kouslotkd な吸収線はクェーサーより噴出されるアウトフローガス)後述+を起源にもつ/ この図では CBMCspbe Bctpsr ukpo Mof-後述+が例として示してある/

1.4.1 吸収線の物理

クェーサーの吸収線を調べることは宇宙のガス分布を探る上で大変有効である. この節 では吸収線の情報を調べることによって得られる吸収線の輪郭と吸収ガスの物理量の関係 を議論する.

波長λの光子が原子に吸収される場合の相対確率は,吸収線の中心波長をλ₀とおくと.

$$\phi(\lambda)d\lambda = \frac{\gamma_i/\pi}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \gamma_i^2}d\lambda$$
(1.8)

となる. ここで γ_i は吸収線の減衰定数であり物質の光吸収を表す量である. 波長の単位で 書くと

$$\gamma_i = \frac{\lambda_0^2}{4\pi c} \sum_{j < i} A_{ij} \tag{1.9}$$

⁶クェーサーや銀河のスペクトル中の中性水素の Lyα 遷移によって生じる吸収線の合計であり, おもに銀河間ガスに起因する.

である. 右辺の和は吸収線の遷移を作る Einstein 係数 (状態 i から j (j < i) へ遷移する場合の単位時間あたり, 1 原子あたりの自発放射確率) に対し, 下位順位への遷移をすべて足したものである (すなわち γ_i はその準位にいる寿命の逆数に比例する).速度成分等のない本来の吸収線輪郭 $\phi(\lambda)$ は規格化したローレンツ型の確率分布である ($\int \phi(\lambda) d\lambda = 1$). しかし実際のガスは視線方向に速度成分 v をもって運動しており, 観測者から遠ざかるあるいは近づくガスはドップラーシフトを受ける. それにより, 中心波長は $\lambda_{shift} = \lambda_0(1 + v/c)$ となる. 式 (1.8) は

$$\phi(\lambda, v)d\lambda = \frac{\gamma_i/\pi}{[\lambda - \lambda_0(1 + v/c)]^2 + \gamma_i^2}d\lambda$$
(1.10)

となる.また、あるガスの視線方向の速度分布が、規格化されたガウス分布

$$P(v)dv = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}}e^{-v^2/2\sigma^2}dv = \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}}e^{-v^2/b^2}dv$$
(1.11)

で表されるとする. *b*はドップラー*b*パラメータと呼ばれ, ガスの熱運動の指標となる量である. *b*とガスの温度*T* との関係は

$$b = \bar{2}\sigma = \left(\frac{2kT}{\mu m_p}\right)^{1/2} = 0.129 \left(\frac{T}{\mu}\right)^{1/2} \text{km s}^{-1}$$
(1.12)

となる. このとき *m_p*, μ はそれぞれ陽子の質量とイオンの原子量である. イオン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の速度分布を畳み込ませた以下の関数で 記述される.

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0^2}{c} \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}} \frac{\gamma_i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-v^2/b^2} dv}{[\lambda - \lambda_0(1 + v/c)]^2 + \gamma_i^2}$$
(1.13)

ここで*e*は電気素量, *m_e*は電子質量, *f*は振動子強度である⁷. 吸収線のもつ有限の幅は自 然広がり, 減衰及び, ドップラー広がりなどの独立な異なる要素によるものである. 自然 広がりはエネルギーが有限の寿命をもつ遷移では確定できないという Heisenberg の不確 定性原理から導かれる. Heisenberg の不確定性原理からエネルギーの測定誤差を ΔE , 測 定時間の誤差を Δt としたとき $\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar$ という関係が導かれるため, 遷移時間に一定の 測定誤差がある場合, エネルギー揺らぎが生じることを示唆する. 一方, ドップラー広が りは吸収ガス雲内のガス粒子の運動によるものである. 上記の吸収断面積 $\sigma(\lambda)$ は Voigt 輪 郭と呼ばれ, 自然幅とドップラー幅の両方を考慮したものである. 吸収線の中心付近では ガウス関数によるドップラーコア (中心波長付近のガウス関数成分) が主となる. 吸収ガス を通る光学的厚さはこの付近で波長に強く依存する関数となる. 吸収中心波長から離れる につれローレンツ関数による幅の広い減衰ウイングが主成分となる. ここで y = v/b, ドッ プラーコアの幅を $\Delta \lambda_0 = \lambda_0 b/c$ (すなわち $\lambda_0 v/c = \Delta \lambda_0 y$) と定義する. また, 無次元量 *a* と *x* をそれぞれ $a = \gamma_i / \Delta \lambda_0$, $x = (\lambda - \lambda_0) / \Delta \lambda_0$ とおく. これより, $\sigma(\lambda)$ の被積分関数の分母 第一項は

⁷紫外・可視連続光に吸収線をつくる粒子はイオン中の電子であり,原子核は影響を及ぼさない.原子核の場合,例えばガンマ線などの非常に強い光線を浴びないと吸収が起こらない.これは,電子と原子核の吸収断面積の波長依存性の違いによるものである.

$$\Delta\lambda_0[(\lambda \quad \lambda_0)/\Delta\lambda_0 \quad v/b] = \gamma_i(x \quad y)/a \tag{1.14}$$

と簡単になる. これらを用いると吸収断面積は

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f\lambda_0}{b} \frac{a}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(x-y)^2 + a^2} \le \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f\lambda_0}{b} U(a,x)$$
(1.15)

となる. ここでU(a,x)を規格化された Voigt 関数と呼ぶ (Hummer 1965). つまり, $\int U(a,x)dx = 1$ である. 中心波長 λ_0 の吸収線の強度はガスの吸収断面積を波長で積分した形で書くこと ができ

$$\int \sigma(\lambda)d\lambda = \Delta\lambda_0 \int \sigma(\lambda)dx = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f\lambda_0^2}{c} = \frac{\lambda_0^4}{8\pi c} \frac{g_2}{g_1} A_{21}$$
(1.16)

となる. このとき g₁, g₂ はそれぞれ状態 1, 2 での統計的重率である. 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には通常この Voigt 輪郭が用いられる.

ここで吸収線の等価幅を議論する. 吸収線の等価幅は吸収線と同じ面積をもつ長方形の 波長方向の幅で定義する (図 1.5). 長方形のフラックス方向の高さは吸収を受けていない フラックスの高さ (すなわち, 連続光) F_c に合わせる. 吸収線の残余フラックスを $F_l(\lambda)$ と し, 等価幅を W とおくと

$$W(\lambda_0) = \int \frac{F_c - F_l(\lambda)}{F_c} d\lambda$$
(1.17)

となる. 式 (1.17) から分かるように, 等価幅を求める際には連続光と吸収線の残余フラックスの差を連続光でわる (スペクトルの規格化をする) 必要がある. このとき残余フラックスは光学的厚さ $\tau(\lambda)$ を用いて $F_l(\lambda) = F_c e^{-\tau(\lambda)}$ と表されるので

$$W(\lambda_0) = \int (1 \quad e^{-\tau(\lambda)}) d\lambda \tag{1.18}$$



図 2,6; 等価幅 W の模式図/ 横軸は波長を表し- 縦軸はフラックス F_c を表す/ 等価幅を評価する際にはフ ラックスは規格化するので- F_c A 2 とする/ 吸収線)赤+の面積と長方形)斜線部+面積は等しく- この時の 長方形の波長方向の幅が等価幅として定義される/

と書ける. ここで光学的厚さは

$$\tau(\lambda) = \int n(l)\sigma(\lambda)dl = N\sigma(\lambda) = N\frac{\pi e^2}{m_e c}\frac{f\lambda_0}{b}U(a,x)$$
(1.19)

で表され、下位準位のイオンの吸収断面積 $\sigma(\lambda)$ と密度 n(l)cm⁻³の積を吸収ガスを通る経路 l で積分したものである. N は柱密度であり, $N = \int n(l) dl \text{ cm}^{-2}$ で定義される. ここで、

$$\tau_0 = N \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0}{b} \tag{1.20}$$

とおいて,変数変換により再び等価幅を書くと,

$$W(\lambda_0) = \frac{\lambda_0 b}{c} \int [1 \quad \exp[\quad \tau_0 U(a, x)]] dx \tag{1.21}$$

となる. 等価幅を用いるメリットは吸収線輪郭によらず吸収の大きさが分かることである. 実際の吸収線解析においても等価幅が頻繁に用いられ, Voigt 輪郭等による吸収線のモデ ルフィットができない BAL においても測定することができる.

式(1.21)はτ₀が増加すると等価幅がどのように成長していくかを表すので,成長曲線と

呼ばれる.以降は τ_0 の値によって吸収線の性質がどのように変化していくのかを議論する. (i) $\tau_0 \gg 1$, すなわち吸収ガスが光学的に薄く中心波長における残余フラックスが十分に大きい場合, 等価幅は近似的に

$$W(\lambda_0) \approx \frac{\tau_0 \lambda_0 b}{c} \int U(a, x) dx$$
 (1.22)

$$= \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f \lambda_0^2 N \tag{1.23}$$

$$\infty \tau_0$$
 (1.24)

$$\infty N$$
 (1.25)

となり柱密度に比例することが分かる.このような吸収線を不飽和吸収線といい,成長曲 線の線形部分にあたる.

(ii) 中心波長での吸収強度がほとんどゼロの場合, 吸収線が飽和しているといい, このような吸収線を飽和吸収線という. 中心波長から少しはずれたドップラーウィングでは透過光がゼロにならない. このときドップラーコアの形状を1辺が2x*の長方形に近似し, x*を

$$\tau_0 U(a, x^*) = 1 \tag{1.26}$$

となるように定義する. ドップラーコアは Voigt 関数中で $x \approx y \gg a$ をみたし指数関数部 分を exp(x^2) と近似すると

$$U(a, x^*) \approx \frac{a}{\pi^{3/2}} e^{-x^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{(x - y)^2 + a^2}$$
(1.27)

$$= \frac{a}{\pi^{3/2}} e^{-x^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{\xi^2 + a^2}$$
(1.28)

$$= \frac{1}{\pi} e^{-x^{*2}} (= 1/\tau_0) \tag{1.29}$$

となる (積分部分の計算は付録 E 参照). このとき $\xi = y - x$ とおいた. このため

$$W(\lambda_0) \approx \frac{\lambda_0 b}{c} \int (1 e^{-1}) dx^*$$
 (1.30)

$$\infty x^*$$
 (1.31)

$$\infty \sqrt{\ln \tau_0}$$
 (1.32)

となり, 等価幅が 70 の増加にたいしてゆっくり成長する. この部分を成長曲線の平坦部という.

(iii) 吸収線中心での光学的厚さが十分大きくなるとドップラーコアでも吸収線が飽和し,未飽和部分は減衰ウイングのみとなる.このような吸収線を過飽和吸収線という.ウィ

ングでは近似的に $(x-y)^2 \approx x^2 \rightarrow a^2$ なので, Voigt 関数は $U(a, x^*) = a/(\pi x^{*2})$ となる. したがって

$$W(\lambda_0) \approx \frac{\lambda_0 b}{c} \int (1 e^{-1}) dx^*$$
 (1.33)

$$\infty x^*$$
 (1.34)

$$\infty \quad \overline{\tau_0} \tag{1.35}$$

となる. ただし, $\tau_0 = 1/U(a, x^*) = \pi x^{*2}/a$ を用いた. このため, この減衰部分を成長曲線 の平方根部と呼ぶ. (i) (iii) の特徴をもつ成長曲線を図 1.6 に示す. *b* の小さい方が先に飽 和するが, これは *N* が同じ場合に *dv* あたりのイオン数が, *b* の小さいときの方が多いこと による.



図 2/7; 7 階電離酸素)P_{VII}+の吸収線に対する等価幅 柱密度分布)L bbtusb fu bm 3119+/ 実線- 一点鎖線 及び- 点線はそれぞれ 2t.3r 遷移- 2t.4r 遷移及び 2t.5r 遷移に対応する/ ガスの速度分散を)先に飽和する 曲線から順に+σ)A b/ 3+A21- 61 及び- 361 ln t⁻¹ にわけて曲線を描いている/

1.4.2 アウトフローガスの重要性とその吸収線

アウトフローガスの研究は観測やシミュレーションにより,以下の様な重要性をもつこ とが指摘されている.

- (I) 降着円盤から角運動量を排除するため、さらなるガスの降着を促進する (Murray et al. 1995, Proga et al. 2000). このことは、クェーサー及びその他 AGN の成長に不可 欠である.
- (II) 金属量の豊富なガスを銀河間領域に放出し、宇宙の化学進化⁸を促進する (Di Matteo et al. 2005; Moll et al. 2007).
- (III) エネルギーと運動量の放出により近傍の星間・銀河間領域における星形成を抑制し⁹, 銀河進化にも影響をもたらす (Granato et al. 2004, Chartas et al. 2007).

アウトフローを加速させるメカニズムとしては輻射圧 (Proga et al., 2000, Murray et al. 1995), 磁気遠心力 (Everett 2005) や熱輻射 (Chelouche & Netzer 2005) が挙げられており, これらのメカニズムに対する加速機構のシミュレーションは現在でも盛んに行われている (例えば, Ohsuga et al. 2011, Nomura et al. 2013).

アウトフローは自ら連続光を放出しないと考えられるため, 吸収線としてその物理を探 るのが有効な手段である.アウトフローガスの吸収線は X 線領域で検出されるもの (例 えば鉄の 25 階電離イオン Fe XXVI) から紫外域で検出されるもの (例えば 3 階電離の炭素 C_{IV}, 3 階電離のケイ素 Si_{IV} や4 階電離の窒素 N_V など) まで多岐にわたる. ごく一部の クェーサーのスペクトルには Mg II や Fe II などの電離度の低い intrinsic な吸収線が確認 されることもある (例えば Rafiee et al. 2016).以下にクェーサーに intrinsic な (アウトフ ロー由来の) 吸収線の種類について述べる.

⁸銀河間空間あるいは銀河周辺において重元素 (ビッグバン元素合成で形成されなかった全ての元素. 金属元素とも呼ばれる.) の量 や組成比が時間変化すること. 一般に進化した銀河ほど, 重元素量が多い.

⁹星形成段階にあるガスが強力なアウトフローガスの運動エネルギーの流入を受けるとガスが拡散し星形成が抑制される.



図 2/8; 速度幅による CBM n lok CBMと OBMの分類/ 横軸は速度幅を表し- 縦軸は規格化したフラックス を表す/

1.4.3 Broad Absorption Line (BAL)

Broad Absorption Line (BAL; 図 1.7 上段) は吸収線では最も速度幅の大きい (FWHM ~2,000 km s⁻¹) カテゴリーである. BAL をつくるアウトフローは非常に多様な速度をも つガスの群れで構成されており, これが並外れて幅の広い構造の吸収線を生み出す要因と なる. また BAL は輝線の短波長側に吸収構造を有する (P-Cygni Profile¹⁰ のような形). こ のことはガスの群れが高速度で放出され, 大きく青方偏移 (数千-数万 km s⁻¹) しているこ とを意味している.

BAL クェーサー自体は Lynds によって初めて発見され (Lynds 1967), その後 Weymann & Foltz (1983) によって BAL が有する一般的な性質がまとめられた. また, BAL は C_{IV} の場合, C_{IV} 輝線から 3,000-25,000 km s⁻¹ 青方偏移した波長域において, 背景連続光を 10% 以上吸収する領域が 2000 km s⁻¹ を超えて連続的に広がる吸収線として定義された (Weymann et al. 1991). すなわち, BAL には定量的な指標が導入されており, その指標を

¹⁰高い熱運動速度と全方位への膨張によって大きなドップラー幅をもつ輝線と,その輝線の短波長側に青方偏移した吸収線のあるスペクトル構造.はくちょう座 P 型プロファイルと呼ばれる.

balnicity index (BI) という. BI の単位は km s⁻¹ であり, 以下の表式で定義される.

$$BI = \int_{25000}^{3000} \left[1 \quad \frac{f(v)}{0.9} \right] C dv \tag{1.36}$$

ここで f(v) は速度 v における規格化したフラックスの値である.また,吸収が 10% 未満 (f(v) が 0.9 より大きい) で BI が負とならないようにするために

$$C = \begin{cases} 1 & [] 内が 2,000 \text{ km s}^{-1} を超えて連続して正のとき \\ 0 & [] 内が負のとき \end{cases}$$

としてある. 積分の上限値の 3,000 km s⁻¹ は C_{IV} 輝線付近の複雑な形状の吸収線 (すな わちホスト銀河による吸収) を回避し, 下限値の 25,000 km s⁻¹ は短波長側での Si_{IV} の輝 線と吸収線を含めないための閾値である.

上述の定義により, 10% 以上の吸収が連続的に 2,000 km s⁻¹ 以上に広がる吸収線のみが BI>0 となる. 例えば, f(v) = 0の吸収線 (飽和吸収線) が 2001 km s⁻¹ の速度幅をもつ場 合は BI=1(実際の速度幅から 2,000 km s⁻¹ を引く) となる. つまり BI が最大値をとる場 合は, (過) 飽和吸収線が 22,000 km s⁻¹ (25,000 km s⁻¹ 3,000 km s⁻¹) の速度幅を有す るときであり, このときの BI は 20,000 km s⁻¹ となる.

Korista ら (1993) は 72 個の BAL クェーサーを, Gibson ら (2009) は 5039 個の BAL クェーサーを検出しているが, 現在 SDSS DR12 の BAL クェーサーカタログ¹¹ における検 出数は 29,580 個にも及ぶ. BAL は可視光 (静止系で紫外線) 観測で発見されたクェーサー の 12 15% 程度で検出されるが (Tolea et al. 2002, Hewett & Foltz 2003, Reicherd et al. 2003), これらのクェーサーは UV と軟 X 線の波長域での連続光強度が BAL を持たない クェーサーに比べて 10 30 倍程度小さい (Brandt et al. 2000) という性質があるため, 可視 光観測に対するバイアスを考慮すると, 実際の検出率は 20% 程度だと推測される (Knigge et al. 2008). この値のもつ意味については, BAL をもたらすアウトフローが全立体角の 20%の領域 ($\Omega/4\pi = 0.2$) にわたり放出されているとする仮説が有力である (角度依存説: 例えば Weymann et al. 1991, Ogle et al. 1999; Schmidt & Hines 1999, Hall et al. 2002).

これまで BAL はアウトフローの研究の主流として用いられてきでおり, その結果アウ トフローの位置, 質量放出率や幾何学的構造などに制限を加えることに成功している.し かしながら, BAL はその極めて強い吸収により, 個々のガス雲による吸収輪郭の情報が完 全に失われてしまうため, モデルフィットによるガスの物理量 (例えばガスの柱密度, 温度, 放出速度や, 乱流の大きさ) の評価は不可能という欠点がある.

1.4.4 mini-BAL

mini-BAL(500 km s⁻¹ < FWHM≥2,000 km s⁻¹; 図 1.7 中段) は BAL より狭い吸収線の カテゴリーとして Hall らによって導入された (Hall et al. 2002). このカテゴリーの最大の

 $^{^{11}} http://www.sdss.org/dr12/algorithms/boss-dr12-quasar-catalog/$

特長は、アウトフローに起源をもちながらも、高分散分光観測によって吸収線を個々の輪 郭に分解できるという点である (すなわちモデルフィットによる物理量の評価が可能; 例 えば Misawa et al. 2007b). mini-BAL の検出率はクェーサー中で 5% 程度未満と低いが, 上記の利点からアウトフロー研究における mini-BAL の重要度は近年急激に高くなってい る.

BIと似た指標で、クェーサーに Intrinsic な吸収線の指標である AI (Intrinsic Absorption Index; Hall et al. 2002) も導入されており以下のような表式で定義される.

$$AI = \int_{0}^{25,000} \left[1 \quad \frac{f(v)}{0.9} \right] C dv$$
 (1.37)

ただし、BIと異なる点は積分の下限値がゼロでなおかつ吸収線幅における C の値が

$$C = \begin{cases} 1 & [] 内が 450 \text{ km s}^{-1} を超えて連続して正のとき \\ 0 & [] 内が負のとき \end{cases}$$

となる点である. この指標は Intrinsic Absorption Index とあるように BAL だけでなく, mini-BAL や一部の NAL(後述) に対しても適応できる. AI の定義の仕方によっては mini-BAL のみを定義でき, 例えば BI=0 かつ AI>0 で速度幅が 1,000 km s⁻¹ を超えて連続して 正であれば mini-BAL とみなす研究もある (Wu et al. 2010).

1.4.5 Narrow Absorption Line (NAL)

最も幅が狭い吸収線 (FWHM≥500 km s⁻¹; 図 1.7 下段) のカテゴリーである. 検出頻度 はクェーサー全体の 50% 程度と一番高く, 高分散分光観測のデータを用いたモデルフィッ トによる物理量の評価も可能である.

従来 NAL はクェーサーに intervening な吸収線しかなくアウトフローに由来しないと考 えられてきた.しかしながら, Richards ら (1999) は C_{IV} NAL に対する検出数と背景光 源 (クェーサー) の性質の関係性を調査し, 電波強度が弱いクェーサーほど C_{IV} の検出率 が有意に高い (36%) ことを確認した. つまり, NAL の検出率は背景光源の性質に依存する のである.この結果はクェーサーに intrinsic な C_{IV} NAL, すなわちアウトフローに由来 する NAL の存在を示唆するものである.

NAL は以下に説明する部分掩蔽解析によって intrinsic なものと intervening なものを区 別することが可能である.部分掩蔽解析とはガスが背景光源 (本研究の場合はクェーサー の連続光領域と広輝線領域)を視線方向に対して覆う割合 (掩蔽率)を吸収線を用いて解析 する手法である.解析手法の具体例を C_{IV} イオンを用いて説明する.C_{IV} は二重共鳴吸 収線 (元素の方位量子数の違いにより作られる,中心波長がわずかに異なる同イオンによ る 2 つの吸収構造;以後 doublet line) がそれぞれ 1548Å と 1551Å に作られるが (図 1.8), 原子核物理理論によると掩蔽率が1の場合はそれぞれの光学的厚さ τ の比は2:1となる¹². 背景光源を完全に覆っている intervening な吸収体による doublet line の光学的厚さの比 はほぼ2:1 になるが,背景光源近傍のアウトフローは背景光源と同等以下のサイズを持つ と考えられるため,連続光の漏れだしの効果を受けて吸収線の強度が弱まる.したがって doublet line の吸収強度比は2:1 からずれ,掩蔽率は1より小さくなるので,この吸収線を intrinsic な C_{IV} NAL の候補とみなすことができる (図 1.9). 以下に C_{IV} の吸収線を用い た掩蔽率 C_f の導出及び,評価方法を述べる.

光源からのフラックス F_c が視線上のガスを通過した場合, その透過光のフラックスを F_t とおくと,

$$F_t = (1 \quad C_f)F_c + C_f e^{\tau} F_c \tag{1.38}$$

と表すことができ, 右辺の第 1(2) 項は背景光源がガスに覆われていない (いる) 部分から のフラックスである. ここで, 上式の両辺を F_c でわり, 規格化した透過光を $R(=F_t/F_c)$ とおくと,

$$R = \begin{pmatrix} 1 & C_f \end{pmatrix} + C_f e^{\tau} \tag{1.39}$$

と書き換えることができる. このとき, C_{IV} NALの doublet lineの中心波長 1548Å, 1551Å における透過光フラックスをそれぞれ R_b, R_r , それぞれの中心波長に対応する光学的厚さ を τ_b, τ_r とおく. 式 (1.39)を τ_b について表すと,

$$\tau_b = \ln \left(\frac{C_f}{R_b \quad 1 + C_f} \right) \tag{1.40}$$

となる. τ_r については, 式の R_b を R_r に書き換えた形になる. さらに, τ_b/τ_r を C_f, R_b 及び, R_r について表すと,

$$\frac{\tau_b}{\tau_r} = \frac{\ln\left(\frac{C_f}{R_b - 1 + C_f}\right)}{\ln\left(\frac{C_f}{R_r - 1 + C_f}\right)} \tag{1.41}$$

と書くことができる. $\tau_b/\tau_r \approx 2(振動子強度 f \text{ obt } 2:1, 脚注 11 を参照) なので, 式 (1.41) の自然対数の表記を消去すると,$

$$\left(\frac{C_f}{R_r \quad 1+C_f}\right)^2 = \frac{C_f}{R_b \quad 1+C_f} \tag{1.42}$$

となる. この式から掩蔽率 C_f を求めることができ,

$$C_f = \frac{(R_r - 1)^2}{R_b - 2R_r + 1} \tag{1.43}$$

¹²光学的厚さ τ と柱密度 N, 振動子強度 f, 波長 λ には比例関係 ($\tau \propto Nf\lambda$) がある. $N \ge \lambda$ はほぼ共通なので, f の比が 2:1 である.

と表される (Wampler & Petitjean 1995).

NALを intervening か intrinsic な吸収線に分ける方法として,部分掩蔽解析の他にも時間変動解析というものがあるがなお,その詳細は以下の章で述べる.



図 2/9; D_{IV}のエネルギー準位図/太線部が二重共鳴吸収線をもたらす遷移であり- 3*p*²*P*⁰ が二重項に分か れている/数字は各遷移に付随する/方位量子数の異なる二つの準位間に相互作用があり-同時に磁気共鳴 が発生するので-異なる中心波長に吸収構造をつくる/



図 2/:; 吸収体であるアウトフローガスが背景光源のクェーサーを部分掩蔽する様子/上の吸収線のイラスト は二重共鳴線を示す/吸収を受けていないフラックスの大きさを 2 とし- 短波長側の吸収線中心残余フラッ クスを *R*_b- 長波長側の吸収線中心残余フラックスを *R*_r とする/ 点線と規格化したフラックスの間の値はガ スの掩蔽を受けてたフラックス)*C*_f*e*^{-τ}-τ; ガスの光学的厚さ+ 点線より下は掩蔽を受けていないフラック ス)2.D_f+である/

1.5 アウトフローガスの時間変動とその原因について

アウトフロー由来の吸収線には時間変動を示す、すなわち時間を空けて観測した場合に 深さ,線幅や中心波長が変動するという興味深い性質がある (図 1.10). 特に 70 - 90% の BALはクェーサーの静止系で10年以内に時間変動を示すことが知られている (Capellupo et al. 2013). 近年では Misawa, Charlton & Eracleous (2014) (以後 M14) は mini-BAL と NALのモニター観測のデータを解析し、mini-BALのみ時間変動を示したことを確認して いる. このことは mini-BAL と NAL をもたらすアウトフローの間に物理的構造・環境に 決定的な違いがあることを意味する. intrinsic NAL は時間変動を示す例が非常に少ない ことがわかっており、例えば、クェーサーの静止系で2 4年以内に21-25%のクェーサーし か NAL の変動を示さないと結論づけた先行研究もある (Naravanan et al. 2004, Wise et al. 2004). 時間変動の大半は吸収線の深さ(光学的厚さ)の変動であるが、極端に短いタイ ムスケールでの深さの変動,劇的な吸収線幅の変動や中心波長の移動が観測されたケース もある. 例えば, SDSS J141007.74+541203.3 にみられる C_{IV} BAL はクェーサーの静止系 でわずか 1.20 日以内に変動したという報告があるが (Grier et al. 2015), この結果は今ま で確認された中で最短の時間変動のタイムスケールである. また, Rodríguez Hidalgo ら (2013) はクェーサー J115122.14+020426.3のC_W BAL がクェーサーの静止系で ≈2.86 年 以内に mini-BAL に変化するという驚くべき観測結果を得ている. また, Grier ら (2016) は SDSS クェーサー140 天体のスペクトルを解析し、そのうち3つのクェーサーに中心波 長のシフト (すなわちアウトフローの加速と減速)がみられることを確認した.



Observed Wavelength (Å)

図 2/21; Tvcbsv0I ET と I FU0N ST による高分散分光観測により取得されたクェーサー I T2714, 4931)*z_{em}* A3/653+のスペクトル上で検出された D_{IV} n lokCBMの時間変動の様子)N k. bx b ら 3118c +/ 横軸は観測者系でみた波長を表し- 縦軸は規格化したフラックスを表す/ この吸収線は複数 の異なる速度成分をもつガスによって広がった構造を見せる/ 図中の fr pdi 2.9 は順に 3113 年 4 月 34 日-3114 年 8 月 8 日- 3116 年 3 月 37 日- 3116 年 6 月 21 日- 3116 年 8 月 3: 日- 3116 年 9 月 4- 9 日- 3116 年 9 月 2: 日と- 3117 年 6 月 42 日.8 月 2 日に対応し- なかでも fr pdi 2)3113 年 4 月 34 日+から fr pdi 3)3114 年 8 月 8 日+の間に激しい時間変動がみられる/

しかしながら現状では, アウトフローの時間変動の物理的な起源については完全に解明 されていない. 現在までに時間変動の起源としては3つのシナリオが提唱されている: (1) 角運動量をもつアウトフローがクェーサーと我々の視線上を横切ることにともなう吸収線 の変動 (以下, ガス運動シナリオ), (2) クェーサー周辺で生じる (偏光した) 散乱光による 吸収線の希釈の程度の変動 (以下, 散乱光増減シナリオ), (3) アウトフローの電離状態の 変動にともなう吸収線強度の変動 (電離状態変動シナリオ; 以後 VIS (variable ionization state) シナリオ).

Misawa ら (2005) ではクェーサー HS1603+3820 の C_{IV} mini-BAL を 4 年以上にわたり モニターした結果, mini-BAL を構成する個々の輪郭が一斉に変動する様子が確認された. しかしながら, 速度成分の異なるガス群が我々の視線上を同時に横切ることは不自然であ るため、少なくともこの天体に関してはガス運動シナリオが通用する可能性が低い.また Misawa ら (2010) では HS1603+3820 の偏光分光観測によって mini-BAL における散乱光 の偏光度がわずか \approx 0.6 % であることが確認された.散乱光増減シナリオを支持するには 少なくとも \approx 10 % の偏光度が必要であるため、散乱光増減シナリオも排除された.残さ れた VIS シナリオは、アウトフロー中のイオン電離度が変化することで相対的なイオンの 存在比が変化し、特定のイオンによる吸収線が時間変動するというプロセスをたどる.電 離度を変動させる要因として最も有力なメカニズムはクェーサーの光度変動である.例え ばクェーサーの減光 (増光) によりガスを電離させる光子 (電離光子) の量が減る (増える) と、C_V ↔ C_{IV} あるいは C_{IV} ↔ C_V という変化が起こり、C_{IV} の吸収強度が変動する.こ こで、前者の変化を再結合、後者を光電離という.特に再結合に関しては、再結合時間 $t_{\rm rec}$ とガス密度 n_e は以下の関係で結びつけられる.

$$t_{\rm rec} = \frac{1}{\alpha_r n_e} \tag{1.44}$$

ここで、 α_r は再結合係数であり、物質、温度や電離状態によって決まる量である.アウトフローのように数週間-数年で変動するガスは比較的高い密度 ($n_e \approx 10^{3-5}$ cm⁻³)をもつ. 一方で、同じイオンであっても密度の低い銀河間物質 ($n_e \approx 10^{-5}$ cm⁻³)の再結合時間は $\approx 10^{8-10}$ 年と推定される.すなわち NAL であっても数週間-数年のタイムスケールで変動を示せば、それはクェーサーに intrinsic な NAL の候補になり、電離光源の変動との相関を 調べることで VIS シナリオを検証することが可能である.

Gibson ら (2008) は赤方偏移が 1.7 < z < 2.8 にある 13 個クェーサーの BAL を用いて (図 1.11 左), また Wildy ら (2014) は 1.9 < z < 4.2 にある 50 個の BAL クェーサーを用 いて, 光度と吸収強度の関連を調査したが, 両者の時間変動の振る舞いに相関は確認でき なかった. 一方で Trévese ら (2013) は BAL クェーサー APM 08279+5255 の UV 光度と C_{IV} BAL の等価幅の同時モニター観測を 9 年にわたって行ったところ, 両者の時間変動 傾向に明確な相関関係があることが確認された (図 1.11 右). さらに, Wang ら (2015) は SDSS DR10 において BAL の変動が確認された 452 個のサンプルを解析し, クェーサー光 度と BAL の強度の時間変動傾向に相関関係が確認されたので, VIS シナリオが統計的に 支持できるという結論を下した. このように BAL クェーサーにおいては VIS シナリオの 正当性の賛否が未だに分かれており, 今後, サンプル数の増加によって問題が解決すると いう見通しはたたない. 一方で, mini-BAL / NAL クェーサーに対しては, VIS シナリオの 正当性が評価されていない.



図 2/22; 左; CBMクェーサー 24 天体のフラックスの変動に対する D_{IV} CBMの等価幅の変動)Hk tpo fu br/ 3119+/ 横軸は rph スケールでのフラックスの変動を表す/上段と中段の縦軸はそれぞれ静止系における 3611 を 2511 のフラックスの変動に対する等価幅の変動を表す/フラックスの変動と等価幅の変動との 間には相関が確認できない/下段の縦軸は 2511 でのフラックスの変動を表し- 3611 のフラックスの変動 との強い相関が確認できる/右; CBMクェーサー BQN 1938: , 6366 における D_{IV} CBMの等価幅の変動お よびクェーサー光度の変動)Usf wftf fu br/ 3124+/ 横軸は修正ユリウス通日 ¹³ から 61-111 日を差し引いた 日数を表す/最上段-上から第 3)4+段目の縦軸は D_{IV} CBMと-D_{IV} CBM中の短)長+波長側の狭い吸収構 造の rph スケールでの等価幅を表す/最下段の縦軸は S バンドでのクェーサー)R+の等級を表す/R は光度 変動をしない標準星)T+との相対的な測光をしており-Tが標準星であることを参照星 T2 で確かめている/ 大きな等価幅の変動と光度変動のタイミングに相関があることが確認できる/

1.6 本研究の目的

アウトフローガスの VIS シナリオを検証することによって, アウトフローの時間変動の 原因に迫ることができる.また, アウトフローの再結合時間の見積もりからガス密度を制 限でき, さらにクェーサー光度との関係から, 中心核からのアウトフローの位置に制限を つけることができる.すなわち VIS シナリオの検証はアウトフローのみならず AGN の物 理を議論する上でも重要である.本研究では mini-BAL と NAL の時間変動の原因として 最も有力な VIS シナリオを, 可視測光・分光観測同時モニター観測により検証する.こ

^{- 13}ユリウス通日 (ユリウス暦紀元前 4713 年 1 月 1 日の正午を 0 日目として, 日の単位で数えた日数) から 2,400,000.5 日を差し引 いた日数で, 1858 年 11 月 17 日正子を 0 日とする.

の観測により, mini-BAL と NAL クェーサーにおいて, (1) 光度変動と吸収強度の変動傾向に相関が確認される, あるいは, (2) mini-BAL クェーサーのみに大きな光度変動が確認された場合は, VIS シナリオを支持する観測結果となる. VB04 では BAL クェーサーと non-BAL クェーサーとで光度変動幅・傾向に差異は確認できなかったと報告しているが, mini-BAL と NAL クェーサーにおいてこのような議論は行われていない. 観測するサンプルや観測方法などについては第2章で詳しく述べる. 第3章では可視測光・分光同時モニター観測の結果及び解析結果を述べ, 第4章では VIS シナリオの正当性を議論する. 第5章では本研究の結論をまとめる. 最後に, 第6章では将来の展望を述べる. また, 本研究ではハッブル定数 $H_0=70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (1pc=3.08±10¹⁸ cm), 無次元バリオン密度パラメータ $\Omega_m=0.27$, 無次元ダークエネルギー密度パラメータ $\Omega_{\Lambda}=0.73$ を宇宙論パラメータ (付録 A 参照) として使用する.

第2章 クェーサーのサンプル選択, 観測及び解析

2.1 サンプル選択とそのサンプルの物理的特徴

本研究では、M14 によって高分散分光モニター観測(望遠鏡及び観測装置は、Subaru/ High Dispersion Spectrograph (HDS, 分解能 $R \approx 45,000$), Keck/High Resolution Echelle Spectrometer (HIRES, $R \approx 36,000$), 及び Very Large Telescope (VLT) / Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES, $R \approx 40,000$)が行われ,かつ日本国内で観測が可能な mini-BAL クェーサー4個 (HS1603+3820, Q1157+014, Q2343+125, 及び UM675) と, NAL クェーサー5個 (Q0450-1310, Q0940-1050, Q1009+2956, Q1700+6416, 及び Q1946+7658) に対して可視測光・分光同時モニター観測を行った. これらの mini-BAL クェーサーは, M14 によって吸収線が数ヶ月-数年のタイムスケールで時間変動を示すことが確認されて いる (観測期間は4 12年). 吸収線の変動が確認できなかった NAL クェーサーも同時に 観測する理由は,アウトフローの変動を頻繁に示す mini-BAL クェーサーのみに大きな光 度変動が確認されれば VIS シナリオを支持する結果となるからである.

表 2.1 に、本研究で用いるサンプルクェーサーの物理的特徴 (赤経・赤緯, 赤方偏移, ア ウトフローの放出速度, アウトフローの変動の有無, C_{IV} 吸収線の等価幅, C_{IV} 吸収線 の時間変動の平均値・最大値, 電波強度, ボロメトリック光度, ブラックホール質量及び, Eddington 比) を示す. サンプルクェーサーは z = 2 3 と高赤方偏移にある. C_{IV} の 吸収線等価幅の変動の平均値・最大値は M14 の観測値から計算した. ボロメトリック光 度 (p.7 脚注参照) は $\lambda = 1450$ Å における単一光度 (V-band 等級) を計算したのち, $L_{bol} \approx$ 4.4_{λ} (Narayanan et al. 2004) を適用し, 算出した. ブラックホール質量を見積もるために Vestergaard & Peterson (2006) による経験則

$$\log\left(\frac{M_{\rm BH}}{M_{\odot}}\right) = 0.660 + 0.53\log\left(\frac{\lambda L_{\lambda}}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}}\right) + 2\log\left(\frac{\rm FWHM}{\rm km s}^{-1}\right), \qquad (2.1)$$

を用いた. ここで C_{IV} 広輝線の FWHM は VLT/UVES のアーカイブスペクトルから求めた. 広輝線は mini-BAL や NAL の影響を受けていないため, ブラックホール質量の評価には問題無い. 次に, Eddington 光度の意味と Eddington 比の評価方法について述べる. 中心天体からの輻射が等方的かつ定常であると仮定した場合, 天体が輻射圧で吹き飛ばされずに存在するためには, 天体の自身の輻射圧と重力がバランスしている必要がある. 輻射圧と重力が等しい状態における光度を Eddington 光度といい, 以下の形で表される.

$$L_{\rm Edd} = \frac{4\pi G M c m_p}{\sigma_e} \tag{2.2}$$

$$\approx 6.31 \pm 10^4 M \text{ erg s}^{-1}$$
 (2.3)

$$\approx 1.26 \pm 10^{38} (M/M_{\odot}) \text{ erg s}^{-1}$$
 (2.4)

ここで, $G(= 6.67 \pm 10^{-11} \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2})$ は万有引力定数, Mは中心天体の質量, $c(= 3.0 \pm 10^8 \text{m s}^{-1})$ は光速度, $m_p(= 1.67 \pm 10^{-27} \text{kg})$ は陽子の質量で, $\sigma_e(= 6.65 \pm 10^{-29} \text{m}^2)$ は自由電子によるトムソン散乱断面積である. Eddington 比 ϵ はボロメトリック光度 L_{bol} とEddington 光度 L_{Edd} の比

$$\varepsilon = \frac{L_{\rm bol}}{L_{\rm Edd}} \tag{2.5}$$

で表される. 例えば, 球対象な恒星は輻射が等方的なので, さらに輻射が定常ならこの値 は1以下である. しかしながら, クェーサーの輻射は非等方的でなおかつ, そのエネルギー は変換効率の高いブラックホールによる重力エネルギーで賄われている. そのため, 核融 合エネルギーと重力のバランスでで形状を維持する恒星とは異なり, Eddington 比が1を 超えることがある. なお, クェーサーに対して Eddington 比を求める場合は, 中心天体の 質量 *M* をブラックホール質量 *M*_{BH} として求める.

図 2.1 は SDSS Data Release 7 (DR7) の z = 2 3 にある ≈17,000 個のクェーサーと本 研究で解析する 9 つのサンプルクェーサーの光度, ブラックホール質量及び, Eddington 比 を比較したものである. サンプルクェーサーの最も顕著な特徴は, 一般的なクェーサーと 比べて高光度 (10-100 倍程度) を有することである (平均 L_{bol} | = 2.29 ± 10⁴⁸ erg s⁻¹). そ の一方でサンプルクェーサーのブラックホール質量は平均的なクェーサーと同程度である. そのため Eddington 比が 1 を超えるクェーサーが 9 天体中 8 天体 (UM675 を除く) と大半 を占め, 平均の Eddington 比は $|\varepsilon|$ = 3.02 と非常に大きな値をもつ. SDSS DR7 のクェー サーカタログの平均光度・Eddington 比はそれぞれ 5.13±10⁴⁶ erg s⁻¹ と 0.41 である (Shen et al. 2011). 本研究では, 光度の大きいクェーサーをターゲットとすることで, 比較的短 い観測時間で, 高い S/N 比をもつ測光・分光データを得ることができる.

次に、サンプルクェーサーの電波の強弱を調べるために Radio-loudness というパラメー タを用いる. Radio-loudness は $R = f_{\nu}(5 \text{GHz})/f_{\nu}(4400 \text{Å})$ (5GHz と 4400Å のフラックスの 比) で定義され、FIRST radio measurements の電波強度の観測結果をもとに算出した. サ ンプルクェーサーにおいて、2つのクェーサー Q1157+014 と UM675 は radio-loud クェー サー (R > 10; Kellermann et al. 1989) であり、残りの7つは radio-quiet クェーサーで ある.



図 3/2; TETTフィールドの約 28-111 個のクェーサー)3/1 ≥ z < 4/2+に対する)b+ボロメトリック光度-)c+ ブラックホール質量及び-)d+Feekohupo 比の分布)Ti fo fu bm/ 3122- ヒストグラム+と我々のサンプル)下 矢印+の値)詳細な値は表 3/2 を参照+/

Ref. ¹⁵	0 M	1, 5, 8	2, 5, 2	11, 5, 9	3, 5, 10		4, 12, 12	4, 12, 12	4, 6, 8	4, 6, 2	4, 7, 7	
ε^{14}		2.87	1.70	4.90	0.91		1.90	3.59	7.21	3.02	1.12	
$\log M_{ m BH}/M^{13}$	c M	9.72	9.14	9.08	9.52		9.59	9.48	9.53	10.4	10.23	アウ ウト). 11 武二 — 数がが
$\log L_{\rm bol}^{12}$	11 0 0	48.27	47.47	47.87	47.58		48.01	48.11	48.49	48.98	48.38	移、 ⁵ C IV 1積もったア 代変動値(A 代変動値(A 転の参考文 ainor & Std ainor & Std
R^{11}	0	< 0.2	471	1.27	438		<1.69	$<\!2.58$	$<\!1.58$	$<\!1.24$	$<\!1.35$	<u>の赤方編</u> 14 から県 晒福の最7 見積もる ¹ , (9) Tr a, M14)
$(\Delta EW)^{10}_{max}$		7.83 ± 2.16	$1.41{\pm}1.61$	1.25 ± 0.82	1.54 ± 0.32		1	0.04 ± 0.06	0.01 ± 0.07	0.03 ± 0.02		ξ . 4 C $_{\rm IV}$ 捕線 4 を参照、 8 M $_{\rm IV}$ の吸収線等値 $_{\rm V}$ log $M_{\rm BH}$ を $_{\rm fantska 5 2014}$ sańska 5 2017 wa et al. 2007
$\langle \Delta \mathrm{EW} \rangle^9$		2.03 ± 0.38	1.09 ± 1.21	0.84 ± 0.48	17			0.03 ± 0.04	17	0.02 ± 0.01		の値は絶対等級 あ or No). M1. 見積もった C 1 3, log L _{bol} , 及i 3, log L _{bol} , 及i 日きわた (Misa 12014).
$\langle EW_{abs,CIV} \rangle^8 $ (Å)	Quasar	13.10	37.96	2.48	4.51	asar	1	1.64	1.73	0.30	0.29	(ega 等級: 括弧内 の変動の有無 (Ye A). ¹⁰ M14 から, Lbol/LEdd: ¹⁵ 10, (7) Kuhm ち 訂意度で変動が統比 ton & Eracleous
Variability ⁷	mini-BAL	Y	γ^{16}	Z	Υ	NAL Qu	Z	Z	Z	Z	Z	よる V-band V s ⁻¹). ⁷ 吸収線 の平均変動値 (の平均変動値 (Eddington 比 Eddington 比 (6) Wu 5 20 に ~ 2.4 の利 Aisawa, Charl
$\stackrel{v_{\rm ej}^6}{({\rm km~s^{-1}})}$	0	$\sim 9,500$	~ 3.000	$\sim 24,400$	$\sim 1,900$		37037	18578	33879	767	927	
$z_{\rm abs}^5$	0	~ 2.43	~ 1.97	~ 2.24	~ 2.13		2.2307	2.8347	2.2533	2.7125	2.8928	y を Vérv ローの放け C IV の販 ビックホー マックホー ゴ IV min ゴ IV min
$z_{ m em}^4$	0	2.542	2.00	2.515	2.15		2.300	3.080	2.644	2.722	3.051	iron-Cett アウトフ 遺もった ごするブラ ニオるブラ () Misawu ff究 ¹⁶ S
$m_{\mathrm{V}} (M_{\mathrm{V}})^3$ (等)	00 / 00 4 4	15.99(-30.60)	17.52 (-28.49)	17.0(-29.62)	17.4(-28.81)		16.5(-29.89)	16.90(-30.26)	16.05 (-30.71)	16.17(-30.66)	16.20(-30.94)	点での赤緯. ³ V(赤方偏移からみた い, ⁹ M14 から見 太陽質量を単位 2 六陽質量を単位 2 iffith 5 1994, (c urvey と (12) 本品 AL は 1 回しか観
Dec^2	. 00	+38:12:01	+01:12:07	+12:49:00	-20:01:06		-13:05:55	-11:04:25	+29:41:41	+64:12:09	+77:05:52	 ² 2000年分 C_{IV} 輝線の 電の平均値(序 目)ック光度、13 1ック光度、13 1) FIRST 5 ¹¹ FIRST 5 ¹⁸ C_{IV} N_V
RA^{1}		16:04:55.4	11:59:44.8	23:46:28.2	01:52:27.3		04:53:13.6	09:42:53.4	10:11:56.6	17:01:00.6	19:44:55.0	 (1) 点での赤経 の赤方偏移。 の赤方偏移。 い 吸収線等価値 い 2) ボロメトリ (2) Shen 5 ch 5 2009, (5 ch 5 2009, (5)
Quasar	00000 - 0000 - 0000	HS1603 + 3820	Q1157 + 014	Q2343 + 125	UM675		Q0450-1310	Q0940-1050	Q1009 + 2956	Q1700+6416	Q1946 + 7658	脚注 — ¹ 2000 4 トフローの見かけ フロー曲来の C ₁ Radio loudness. (1) Just 5 2007 2012, (10) Dietri わずか 2 回だけな

表 3/2; サンプルクェーサー

2.2 可視測光・分光同時モニター観測

本研究では VIS シナリオを検証すべく, 可視測光・分光同時モニター観測を実施した. 光 度変動を調査する測光モニター観測を木曽観測所の 105cm シュミット望遠鏡/KWFC(Kiso Wide Field Camera), 吸収線の変動を調査する分光モニター観測を国立天文台岡山天体物 理観測所の 188cm 反射望遠鏡/KOOLS(Kyoto Okayama Optical Low-dispersion Spectrograph, Yoshida 2005) をそれぞれ用いて行った. 観測期間は 2012 年 4 月 14 日 2015 年 5 月 13 日までの約 3 年である. 以下に, 測光・分光同時モニター観測に用いた望遠鏡/装置 の仕様と, 各望遠鏡での観測記録について述べる.

2.2.1 測光モニター観測に用いた 105cm シュミット望遠鏡と KWFC

測光モニター観測を行うために、木曽観測所の 105cm シュミット望遠鏡/KWFC (Sako et al. 2012) を用いた (図 2.2 左). KWFC の 2K±4K CCD (charge coupled device) は 2.2° ± 2.2° の field-of-view (FoV) を有し、8 枚の CCD で構成されている (図 2.2 右). サンプルクェーサーの9 天体中5 天体は SDSS 領域に存在する.また SDSS *u*-band (中心波 長 λ_c =353nm) は木曽観測所の保有するフィルターでは最も短い波長帯を測光できるので、 クェーサーのより大きな光度変動が見込まれる. そこでより広範囲の可視光帯における 光度変動を調べるため、測光は SDSS フィルター*u*-, *g*-(λ_c =467nm) と, *i*-band(λ_c =756nm) を用いた. さらに *u*-band の感度は *g*-や *i*-band に比べて低いので、2±2 binning モード¹⁴ (1.89 arcsec/pixel) を *u*-band での観測に適用した. 105cm シュミット望遠鏡/KWFC の仕 様については表 2.2 にまとめた.

 $^{^{14}1\}times1$ binning モードでは 0.94 arcsec/pixel となる.



図 3/3; 左; 木曽 216dn シュミット望遠鏡 ¹⁵/右; 216dn シュミット望遠鏡に搭載されている L kp X lef Glf m Dbn fsb)LX GD+¹⁶/9 枚の 3L±5LDDE を並べることで-3°±3° という広視野を一度に撮像できる/

 $^{^{15} \}rm http://www.astroarts.co.jp/news/2011/09/28 canon_cmos/index-j.shtml <math display="inline">\& b$. $^{16} \rm http://www.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/kisohp/INSTRUMENTS/instruments_a.html <math display="inline">\& b$

	DDE		
検出器	TKUf 社 3L±5L DDE ±5台		
	NKU社 3L±5L DDE±5台		
総画素数	9L±9L ピクセル		
画素サイズ	$26\mu n \pm 26\mu n$		
	読み出し		
モード名	利用可能 DDE	3 ± 3 clooloh	オーバーヘッド1
29	NKU5枚, TKUf5枚	なし	$255 \mathrm{tfd}$
39	NKU5枚,TKUf5枚	あり	71tfd
25	N KU 5 枚のみ	なし	$79 \mathrm{tf d}$
35	N KU 5 枚のみ	あり	$39 \mathrm{tf} \mathrm{d}$
	光学性能		
視野	$3/3^{\circ} \pm 3/3^{\circ}$		
ピクセルスケール	1/:5 bsdtfd0ピクセル		
	搭載フィルタ ²		
フィルター名	中心波長 λ_c)on +	波長幅 fl λ)on +	
С	556	233	
W	662	21:	
S	76:	236	
Κ	91:	264	
TETT.v	464	67	
TETT.h	578	242	
TETT.s	724	234	
TE TT.k	867	231	

表 3/3; LX GD の仕様

脚注—

¹ CCD のワイプ, 読み出しやファイルの生成を合わせた観測に付加的に要求される時間.² Sako ら (2012). ここでは 波長幅の広いフィルター (broad band) のみ紹介する.

2.2.2 測光モニター観測

サンプルクェーサーは1ヶ月または3ヶ月に一度の頻度 (これは BAL の典型的な変動時 間に対応する; 例えば Capellupo ら 2011) で 19 回の観測ラン (42 夜¹⁷) で測光モニター 観測を行った. 各クェーサーの観測記録は表 2.3 にまとめた. Q0450-1310 と Q1946+7658 の連続光は *u*-band で非常に弱く, 観測できない. 天候や観測割り当て時間に依存するが, クェーサー1天体に対し各 epoch ごとに, 3 5 枚の画像データを取得した.

¹⁷天候不順で観測を行えなかった夜数を除く.

QSO	Obs-Date	フィルター	$\Delta t_{\rm rest}^1$	$t_{ m exp}^2$
	(yyyy mmm dd)		(day)	(sec)
HS1603+3820 (mini-BAL QSO)	2012 Apr 14	u	0	180 ± 5
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	g	0	$60{\pm}5$
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	i	0	$60{\pm}5$
	2012 May 12	i	7.9	$60{\pm}5$
	2012 May 12	g	8.2	$60{\pm}5$
	2012 May 13	u	8.2	300 ± 5
	$2012~{\rm Aug}~24$	u	37.3	300 ± 5
	$2012~{\rm Aug}~24$	g	37.3	$60{\pm}3$
	$2012~{\rm Sep}~21$	g	45.2	180 ± 3
	2013 Jan 15	g	77.9	180 ± 5
	$2013 \ {\rm Feb} \ 6$	g	84.1	$60{\pm}5$
	$2013 \ {\rm Feb} \ 7$	i	84.4	300 ± 3
	$2013~{\rm Mar}~4$	u	91.5	$300{\pm}3$
	$2013 { m May} 17$	g	112.4	$60{\pm}5$
	$2013 { m May} 17$	i	112.4	$60{\pm}5$
	2013 May 18	u	112.6	$420\pm1, 480\pm3, 600\pm1$
	$2013~{\rm Sep}~27$	g	149.9	120 ± 5
	$2013 { m Sep} { m 27}$	i	149.9	120 ± 5
	$2013~{\rm Sep}~29$	u	150.5	300 ± 5
	2014 May 19	g	215.0	$60{\pm}5$
	2014 May 21	u	216.5	$300{\pm}4$
	$2014~{\rm Sep}~2$	g	245.9	$120\pm 2, 180\pm 2, 240\pm 1$
Q1157+014 (mini-BAL QSO)	2012 Apr 14	u	0	$300{\pm}5$
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	g	0	120 ± 5
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	i	0	$60{\pm}1, 120{\pm}4$
	2012 May 12	u	9.3	$300{\pm}5$
	2012 May 12	g	9.3	120 ± 5
	2012 May 12	i	9.3	120 ± 5
	2013 Jan 15	g	92	$180\pm1,\ 300\pm5$
	$2013 \ {\rm Feb} \ 6$	g	99.3	180 ± 5
	$2013~{\rm Mar}~3$	g	107.7	180 ± 5
	$2013~{\rm Mar}~3$	i	107.7	180 ± 3
	$2013~{\rm Mar}~4$	u	108.0	600 ± 3
	2013 May 17	g	132.7	120 ± 5

表 2.3: 測光モニターの観測記録

QSO	Obs-Date	フィルター	$\Delta t_{\rm rest}^1$	$t_{\rm exp}^2$
	(yyyy mmm dd)		(day)	(sec)
	2013 May 17	i	132.7	120 ± 5
	$2013 \ \mathrm{Dec}\ 10$	u	201.7	600 ± 4
	$2013 \ \mathrm{Dec}\ 10$	g	201.7	$360{\pm}3$
	$2013 \ \mathrm{Dec}\ 10$	i	201.7	180 ± 5
	2014 May 19	g	255.0	120 ± 5
Q2343+125 (mini-BAL QSO)	2012 Aug 25	g	0	$120\pm1, 180\pm1, 240\pm1$
	$2012~{\rm Sep}~8$	g	4.0	120 ± 5
	2012 Oct 21	g	16.2	120 ± 5
	2012 Oct 21	i	0	120 ± 5
	2012 Nov 16	g	23.6	120 ± 4
	2012 Nov 16	i	7.4	120 ± 5
	$2013~{\rm Sep}~27$	g	113.2	$120\pm 4, 240\pm 1$
	$2013~{\rm Sep}~27$	i	97.0	120 ± 5
	$2013~{\rm Sep}~28$	u	0	$300{\pm}5$
	$2014~{\rm Sep}~2$	g	209.9	$120\pm 1, 180\pm 4$
	2014 Oct 16	u	109.0	$300\pm1, 360\pm4$
	2014 Oct 16	g	222.5	120 ± 5
	2014 Oct 16	i	206.2	120 ± 4
UM675 (mini-BAL QSO)	2012 Aug 26	g	0	$300{\pm}2$
	$2012~{\rm Sep}~8$	g	4.1	120 ± 5
	2012 Oct 21	g	17.8	120 ± 5
	2012 Oct 21	i	0	120 ± 5
	2012 Nov 17	g	26.0	120 ± 4
	2012 Nov 18	i	8.9	120 ± 5
	$2013~{\rm Sep}~27$	g	126.0	$180\pm1, 240\pm3$
	$2013~{\rm Sep}~28$	u	0	420 ± 5
	$2013~{\rm Sep}~28$	i	108.6	120 ± 5
	$2014~{\rm Sep}~2$	g	234.0	180 ± 3
	2014 Oct 16	u	121.6	$300{\pm}2$
	2014 Oct 16	i	230.2	120 ± 4
Q0450-1310 (NAL QSO)	$2012~{\rm Sep}~9$	g	0	$60\pm 2, 120\pm 3$
	2012 Oct 20	g	12.4	$60\pm 3, 120\pm 2$
	2012 Oct 20	i	0	120 ± 5
	$2012 \ \mathrm{Nov} \ 17$	g	20.9	180 ± 3

表 2.3: 測光モニターの観測記録
QSO	Obs-Date	フィルター	$\Delta t_{\rm rest}^1$	$t_{ m exp}^2$
	(yyyy mmm dd)		(day)	(sec)
	2012 Nov 18	i	8.8	$60{\pm}5$
	$2013 \ {\rm Feb} \ 6$	g	45.4	$180\pm 2, 240\pm 1$
	$2013~{\rm Sep}~27$	g	116.0	120 ± 5
	$2013~{\rm Sep}~27$	i	103.6	$60{\pm}5$
	$2013 \ \mathrm{Dec}\ 10$	g	138.5	240 ± 5
	$2013 \ \mathrm{Dec}\ 10$	i	126.1	$60{\pm}5$
Q0940-1050 (NAL QSO)	2012 Apr 14	u	0	$300{\pm}5$
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	i	0	$60{\pm}5$
	2012 May 11	g	0	$60{\pm}5$
	2012 May 12	i	6.9	$60{\pm}5$
	2012 May 13	u	7.1	$300{\pm}3$
	2012 Nov 17	g	46.6	$300\pm 4, 240\pm 1$
	2013 Jan 15	g	61.0	180 ± 5
	2013 Feb 6	g	66.4	180 ± 5
	2013 Mar 3	g	72.5	120 ± 5
	$2013~{\rm Mar}~4$	u	79.4	600 ± 2
	2013 May 17	g	90.9	$60{\pm}5$
	2013 Dec 10	g	142.0	180 ± 5
	2013 Dec 10	i	148.3	120 ± 5
Q1009+2956 (NAL QSO)	2012 Apr 14	u	0	$300{\pm}5$
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	g	0	$60{\pm}5$
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	i	0	$60{\pm}4$
	2012 May 11	u	8.0	$300{\pm}5$
	2012 May 11	g	7.4	$60{\pm}5$
	2012 May 12	i	7.7	$60{\pm}5$
	2012 Nov 18	g	59.8	$180\pm1,\ 300\pm4$
	2012 Nov 18	i	59.8	120 ± 5
	2013 Jan 15	g	75.7	180 ± 6
	2013 Feb 6	g	81.8	$60 \pm 4, 180 \pm 1$
	2013 Feb 7	i	82.0	$300{\pm}5$
	$2013~{\rm Mar}~3$	g	88.6	$60 \pm 4, 120 \pm 1$
	2013 Mar 3	i	88.6	$60\pm 4, 120\pm 1$
	$2013~{\rm Mar}~4$	u	88.9	$300{\pm}3$
	2013 May 17	g	109.2	$60{\pm}5$

表 2.3: 測光モニターの観測記録

QSO	Obs-Date	フィルター	$\Delta t_{\rm rest}^1$	$t_{\rm exp}^2$
	(yyyy mmm dd)		(day)	(sec)
	2013 Dec 10	u	166.0	300 ± 5
	$2013 \ \mathrm{Dec}\ 10$	g	166.0	120 ± 5
	$2013 \ \mathrm{Dec}\ 10$	i	166.0	60 ± 5
	2014 May 19	g	209.9	$60{\pm}5$
Q1700+6416 (NAL QSO)	2012 Apr 14	u	0	180 ± 5
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	g	0	60 ± 5
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	i	0	60 ± 5
	2012 May 11	g	7.2	60 ± 5
	2012 May 12	i	7.5	$60{\pm}5$
	2012 May 13	u	7.8	$300{\pm}5$
	$2012~{\rm Aug}~25$	g	35.7	$120\pm 1, 240\pm 1, 300\pm 1$
	$2012~{\rm Aug}~25$	i	35.7	$300{\pm}3$
	$2012~{\rm Sep}~9$	g	39.8	$180\pm 2, \ 300\pm 1$
	2012 Oct 19	g	50.5	$60{\pm}5$
	2012 Oct 20	i	50.8	$60{\pm}5$
	2012 Oct 21	u	51.0	$300{\pm}5$
	2013 Jan 15	g	74.2	180 ± 5
	$2013 \ {\rm Feb} \ 6$	g	80.1	$60{\pm}5$
	$2013~{\rm Mar}~3$	g	86.5	180 ± 5
	$2013~{\rm Mar}~4$	u	87.0	$300{\pm}5$
	2013 May 17	g	106.9	$60{\pm}5$
	2013 May 17	i	106.9	$60{\pm}5$
	2013 May 18	u	107.2	$300\pm1, 480\pm1, 600\pm2$
	$2013~{\rm Sep}~27$	g	142.7	120 ± 5
	$2013~{\rm Sep}~27$	i	142.7	60 ± 4
	$2013~{\rm Sep}~28$	u	142.9	$300{\pm}5$
	2014 May 19	g	205.5	$60{\pm}5$
	$2014~{\rm Sep}~2$	g	234.0	120 ± 5
	2014 Oct 16	u	238.0	$300{\pm}5$
	2014 Oct 16	g	245.8	$60 \pm 4, 120 \pm 1$
	2014 Oct 16	i	245.0	$60{\pm}1, 120{\pm}3$
Q1946+7658 (NAL QSO)	2012 Apr 14	g	0	$60{\pm}5$
	$2012 {\rm ~Apr} {\rm ~14}$	i	0	60 ± 5
	2012 May 11	g	6.7	60 ± 5

表 2.3: 測光モニターの観測記録

050	Obs-Date	フィルター	Δt^1 .	t^2
Q00	(yyyy mmm dd)	2 T. T.	(day)	(sec)
	2012 May 11	i	6.7	60±5
	$2012~{\rm Aug}~24$	g	32.6	$300{\pm}3$
	$2012 { m Aug} 25$	i	32.8	$120\pm 1, 300\pm 2$
	$2012~{\rm Sep}~8$	g	36.3	$60\pm 2, 120\pm 3$
	2012 Oct 19	g	46.4	60 ± 6
	2012 Oct 20	i	46.6	$60{\pm}5$
	2013 Nov 18	g	53.8	120 ± 5
	2012 Nov 18	i	53.8	120 ± 5
	2013 Feb 6	g	73.6	$60{\pm}1, 300{\pm}2$
	$2013~{\rm Mar}~3$	g	79.7	$60{\pm}5$
	2013 May 17	g	98.2	$60{\pm}5$
	2013 May 17	i	98.2	$60{\pm}5$
	$2013~{\rm Sep}~27$	g	124.4	$120\pm1, 180\pm2, 240\pm1$
	$2013~{\rm Sep}~28$	i	131.3	$60{\pm}5$
	2014 May 19	g	188.8	$60{\pm}5$
	$2014~{\rm Sep}~2$	g	215.0	$60{\pm}1, 120{\pm}4$

表 2.3: 測光モニターの観測記録

1 初回観測時からのクェーサーの静止系での時間経過. ゼロは初回観測時であることを意味する.

脚注

²使用可能データの総積分時間(積分時間 × 回数).データが使用可能かどうかは天候に左右される.

2.2.3 分光モニター観測に用いた 188cm 反射望遠鏡と KOOLS

岡山天体物理観測所 188cm 反射望遠鏡は日本国内最大級の光学赤外望遠鏡である (図 2.3). 主鏡のF比は 4.9 で, 鏡筒は長い 8 角トラス構造 (三角形を基本単位としてその集合 体で構成する構造形式) となっている. また, 2013 年に行った駆動系の改修により指向精 度が ≡10″ と非常に良くなっている. この望遠鏡は 3 つの焦点をもち, 観測目的により観 測機器, 副鏡の交換を行う.

KOOLS (Kyoto-Okayama Optical Low-dispersion Spectrograph) は, 京都大学で開発された京都三次元分光器第一号機 (Kyoto 3D1) を, 188cm 反射望遠鏡の汎用低分散分光撮 像装置として利用するために, CCD および制御系を改良して基本性能と使い勝手を向上 させた装置である (Ohtani et al. 1998, Ishigaki et al. 2004). KOOLS の仕様を表 2.4 にま とめた.

表 3 <i>5</i> ; LPPMFの仕様						
	DDE と Gkmf s					
DDE	TKUf $3L \pm 5L$					
QkyfmTdbrfn	$1/\!\!445''$					
DDE dpouspm	Nfttlb6, NGspou					
撮像視野	$6'\pm5/5'$					
ゲイン	3/36 f0BEV					
Glanf s	C- W- S d- K d- TE TT g' - z' - I α					
Mpoh.tnku分光モード)Hsktn +	波長範囲)發+	波長分解能	検出限界)6σBC等級+			
Op/3 7674 & Crh f	6-811 9-611	S≈811)2/9″trku+	28/6			
Op/6 5511& Crh f	4-: 11 7-: 11	$\mathrm{S}{\approx}611$) 2/9"trk u+	28/7			
WQI 794; 7941	7-111 8-311	$S \approx 3-111$)2/1"tnku+	29/5			
WQI 5: 6; 5: 71 \bigstar	5-611 6-511	S ${\approx}3\text{-}111$)2/1″trku+	28/2			



図 3/4; 299dh 反射望遠鏡とカセグレン焦点に取り付けた LPPMT)国立天文台+ 黄緑色の部分がカセグレン装置共用のガイド/アクイジション系-その下の紺色の部分が LPPMT本体-右上のラックが LPPMT制 御系である/

2.2.4 HS1603+3820の分光モニター観測

mini-BAL クェーサー HS1603+3820 については 188cm 反射望遠鏡/ KOOLS (Yoshida 2005)を用いて,分光モニター観測も行った. この観測では 4,500-5,400Å の波長域で感度の高い VPH495 グリズムと 1.8″(分解能 *R* ≈1,100)を用いた. C_{IV} mini-BAL の波長域は ≈5,280-5,350Å なので,高感度でデータを取得することができる. CCD は 2±2 pixel ビニ ングモードを用いた.

観測は 2012 年 9 月 19 日から 2015 年 5 月 21 日までの約 3 年間にわたり行った. 観測頻 度は 3ヶ月に 1 度である. 使用可能データは 2012 年 9 月 19 日, 2014 年 5 月 30 日, 2015 年 2 月 23 日と, 2015 年 5 月に取得できた. 以後これら 4 つの観測期間をそれぞれ epoch 1, 2, 3 及び, 4 とする. 観測記録は表 2.5 にまとめた.

観測 fr pdi	観測日時	$t_{\rm exp}^{1}$
)zzzz nnn $ee+$)t+
2	3123 Tfr 2:	2-311±3
3	$3125~\mathrm{N}\mathrm{bz}$ 41	$2\text{-}311{\pm}9$
4	3126 Gfc 34	$2\text{-}311\pm4$
5	$3126~\mathrm{N}\mathrm{bz}$ 32	$2\text{-}311\pm4$
脚注—		

表 3/6; I T2714, 4931 における分光モニター観測記録

1 使用可能データにおける総積分時間.

2.3 データ解析

2.3.1 測光データの一次解析と相対測光

測光データの一次解析とは,取得したデータに含まれているバイアス,各ピクセル感度の 補正 (フラットフィールディング), 夜光 (スカイバックグラウンド) などの除去をし, 画像を 重ね合わせる際の座標合わせ (World coordinate system (WCS) マッチング) や像のシーイ ング補正のことを指す.一次解析を経て,以下の相対測光,光度変動解析 (後述) などの二次 解析を行うことができる.測光の生データに対するバイアス引き,フラットフィールディン グ,スカイ引き及び,WCS マッチングは自動解析パイプラインによって行った. 同様の解析 パイプラインは超新星探査プロジェクトのKiso Supernova Survey (KISS; Morokuma et al. 2014) で主に使用されている.シーイング補正は天文データ解析ソフト Image Reduction and Analysis Facility (IRAF) を用いて行う. IRAF により取得した複数枚の画像の中で シーイングの一番大きなもの以外の画像に gaussian をかけ, FWHM を合わせてから画像 全ての重ね合わせを行う.

次に取得した CCD の画像からクェーサーと測光参照星 (以後, 比較星) の測光を行った. これらの解析は SExtractor(Bertin & Arnouts 1996) を用いて行った. クェーサーは点光 源であるが, 観測の際にわずかに像が歪むことがある. そこで, 楕円形の天体の測光に主 に適用できる, FLUX_BEST という測光アルゴリズムを用いた.

本研究ではおもにクェーサーの光度曲線を調査するので (つまり観測期間ごとの相対 的な等級),真の等級を求める必要はない.すなわち,本研究ではクェーサーと画像上で クェーサーに近い比較星の同時モニター観測による相対測光を行った.比較星は以下のよ うに選択した.同一 CCD 上でクェーサーの近くにある,明るい二つの星 (saturate してい ない)を選び,それらの相対測光値 Δs (= m_{s1} m_{s2}),を調べる.ここで, m_{s1} と m_{s2} は明 るい星の等級である.もしこれら2つの比較星の変動値 Δs) Δs | () Δs | は全観測にお ける光度変動の平均値)が0.05等か, 3 σ level の測光エラ⁻を下回われば,(つまり Δs が非 常に安定であれば,)より明るい方の星を比較星として指定する.上記の条件を満たさな ければそれらを変光星として扱い,条件を満たす比較星が見つかるまで探し続ける.一つ の比較星をすべての観測,フィルターで適用し,観測データ精度の問題などにより,それが できない場合にのみ,各フィルターごとで異なる比較星を用いる. サンプルクェーサーに対しここで決定した比較星と相対測光を行った.クェーサーの見 かけの等級はポグソンの式

$$m_{QSO} \quad m_{\text{star}} = 2.5 \log_{10} \frac{f_{QSO}}{f_{\text{star}}} \tag{2.6}$$

を用いて算出した. ここで, m_{QSO} と m_{star} はそれぞれクェーサーと, 比較星の見かけの等級であり f_{QSO} と, f_{star} はそれぞれクェーサーと, 比較星のフラックスである. クェーサー測光の総計のエラー σ_{qso} は以下のように決定した.

$$\sigma_{\rm qso}^{2} = \sigma_{\rm ph}^{2} + \sigma_{\rm star}^{2}, \qquad (2.7)$$

ここで σ_{ph} は各観測期間のクェーサーの測光誤差で, σ_{star} は比較星の変動の重み付き平均であり, 以下のように定義した.

$$\sigma_{\text{star}} = \frac{\sum_{i,i < j} \Delta s_i \quad \Delta s_j \, w_{ij}}{\sum_{i,i < j} w_{ij}}, \ w_{ij} = 1/\sigma_{ij}^2.$$

$$(2.8)$$

式 (2.8) で, σ_{ij}^2 は観測期間 i, j 間の比較星の測光誤差における平方和である. これらの基準に従い作成した比較星の光度曲線を図 2.4, 2.5 に示す.



図 3/5; 5 つの n lok CBM クェーサー))b+I T2714, 4931-)c-R2268, 125-)d+R3454, 236 及び-)e+VN 786+ に用いた比較星の光度曲線/フィルターは TETT *u*.cboe)紫四角+*g*.cboe)緑四角+及び- *i*.cboe)赤丸+を 用いた/ 横軸は観測時期)zfbs.n poui + 縦軸は初回観測からの光度変動)等+を表す/ すなわち- 初回観測時 の光度変動はゼロ等級に設定してある/ 比較星の光度変動に対し- 重み付き平均値の 4*σ*_{star} の閾値を紫破線)*u*.cboe + 緑点線)*g*.cboe+及び- 赤一点鎖線)*i*.cboe+で表す/



図 3/6; 6 つの OBMクェーサー))b+R1561.2421-)c+R1: 51.2161-)d+R211:, 3: 67-)e+R2811, 7527 及び-)f+R2: 57, 8769+に用いた測光標準星の光度曲線/ 横軸は観測時期)zf bs.n poui + 縦軸は初回観測からの光 度変動)等+を表す/ フィルターは TETT u.cboe)紫四角+g.cboe)緑四角+及び- i.cboe)赤丸+を用いてい る/比較星の光度変動に対し- 重み付き平均値の 4σ_{star} の閾値を紫破線)u.cboe+ 緑点線)g.cboe+及び- 赤 ー点鎖線)i.cboe+で表す/ R1561.2421 に対する比較星の g.cboe の光度変動値)最大 1/13 等+は 4σ_{star} を 超えているが- その値は 1/16 等を下回っており- 比較星としての基準を満たす/

2.3.2 C_{IV} mini-BAL の検出と等価幅の測定

KOOLS で取得した HS1603+3820 の分光データを用いて, C_{IV} mini-BAL の検出とその 等価幅の測定を行った.分光データの解析は全て IRAF を用いて行い, バイアス引き, フ ラットフィールディング, スカイ引き, スペクトルの一次元化や規格化などの解析手順は 「美星天文台 101 cm 望遠鏡 IRAF による分光データ整約のすすめ」¹⁸ に従った.

規格化スペクトル中で C_{IV} mini-BAL は Misawa ら (2005) 同様に \approx 5,280 5,350Åの 波長域に検出された (図 2.6). 次に mini-BAL の等価幅を 4 つの期間のデータに対して評価した. なお, 等価幅のエラー σ (EW) はエラースペクトル

$$\sigma(\lambda) = \sqrt{Gf_{obs} + \frac{2Gf_{sky}}{L} + L(RN)^2}$$
(2.9)

を用いて評価できる. ここで f_{obs} はクェーサーのフラックス, G はゲイン (=2.25e/ADU), f_{sky} スカイフラックス, L はスペクトルを 1 次元化する際に足しあわせた空間方向のピク セル数, RN は読み出しノイズである. さらに, エラースペクトル $\sigma(\lambda)$ を連続光のフラッ クス $F_c(\lambda)$ で割り, 規格化エラースペクトル

$$\sigma_{\rm norm} = \frac{\sigma(\lambda)}{F_c(\lambda)} \tag{2.10}$$

を算出することで,等価幅のエラーが

$$\sigma(\text{EW}) = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} (\sigma_{norm} \Delta \lambda)^2}$$
(2.11)

と求まる. ここで, *n* は C_{IV} mini-BAL の波長範囲のピクセル数, $\Delta\lambda$ は 1 ピクセルあたり の波長幅 (=1.79Å) である.

 $^{^{18} \}rm http://www.bao.go.jp/koubo/manual/irafspbao0505.pdf$



第3章 結果

この章では光度曲線 (図3.1-3.2) から測定した各クェーサーの光度変動及び, HS1603+3020 の可視測光・分光同時モニター観測の結果 (図3.3, 3.4 及び3.5) を述べる. サンプルクェー サーの光度変動の特徴は Structure Function (SF, 後述) や色変動解析によって比較した.

3.1 サンプルクェーサーの光度変動

サンプルクェーサー 9 天体の光度変動を調べるために, 我々は Borgeest & Schramm (1994) と G99 に従い光度変動の標準偏差 σ_m , 平均値 〉 Δm |, 最大値 Δm_{max} , 勾配の平均値 〉 $\Delta m/\Delta t_{\text{rest}}$ | 及び, 勾配の最大値 $\Delta m/\Delta t_{\text{rest max}}$ を評価した. 光度変動と光度変動勾配の平均値は, N 回の観測のデータ点を比較する全組み合わせ (つまり合計 $_NC_2$ 個のデータ点) をもとに計算した. 光度変動勾配は単位時間 (年) あたりの値と定義している. これらのパラメータは表 3.1 にまとめた. 光度変動とその勾配の最大値はたとえそれが変動に対する 3 σ レベルの信頼度を下回ったとしてもリストに挙げている. 最も顕著な傾向は短波長側の (すなわち, より青い) 方がより大きく光度変動するという点である. この傾向は クェーサーの性質としてはよく知られているものであり (例えば, Cristiani et al. 1997, VB04, Zuo et al. 2012, Guo & Gu 2014), 様々な文献で繰り返し議論されている. 最大の光度変動は *u*-band に対するものであり, mini-BAL クェーサーでは HS1603+3820 において 0.23 等 ($\Delta m_{\text{max}} \approx 0.23$), NAL クェーサーでは Q1700+6416 において 0.30 等 ($\Delta m_{\text{max}} \approx 0.30$) であった. 一方で最大の光度変動勾配は, mini-BAL クェーサーでは Q1157+014 の $\Delta m/\Delta t_{\text{rest max}} \approx 5.0$ 等/yr (*i*-band), NAL クェーサーでは Q1946+7658 の $\Delta m/\Delta t_{\text{rest max}}}$ ~ 16.9 等/yr(*g*-band) であった.

3.2 各クェーサーに対するモニター観測の結果

この節では、詳細な光度変動の特徴を各クェーサーごとに述べる. 以下の Δu , Δg 及び, Δi は u, g及び, i-band における光度変動幅である.

HS1603+3820 (mini-BAL, z_{em} =2.542, V=15.9)

このクェーサーにみられる mini-BAL は 9, 500 km s⁻¹ の放出速度をもつアウトフローに 由来することがわかっている (Misawa et al. 2007b). また本研究において, 測光・分光同 時モニター観測のデータを示すことができる唯一のクェーサーである.

測光モニター観測の結果、このクェーサーは mini-BAL クェーサーの中で u-band におい

Quasar	Type	N^1	$\sigma_m{}^2$	$\langle \Delta m \rangle^3$	$ \Delta m_{\rm max} ^4$	$\langle \Delta m / \Delta t_{\rm rest} \rangle^5$	$ \Delta m/\Delta t_{\rm rest} _{\rm max}^{6}$
			(等)	(等)	(等)	(等/yr)	(等/yr)
				SDSS <i>u</i> -band	b		
HS1603+3820	mini-BAL QSO	7	0.068	$0.104{\pm}0.015$	$0.229 {\pm} 0.035$	0.387 ± 0.040	1.116 ± 0.204
Q1157 + 014	mini-BAL QSO	4	0.084	$0.086{\pm}0.033^8$	$0.189{\pm}0.045$	$0.285{\pm}0.070$	$0.676 {\pm} 0.196$
Q2343 + 125	mini-BAL QSO	2	7	7	$0.054{\pm}0.020^8$	7	$0.181{\pm}0.068^8$
UM675	mini-BAL QSO	2	7	7	$0.101{\pm}0.040^8$	7	$0.304{\pm}0.119^{8}$
Q0940-1050	NAL QSO	3	0.080	$0.138 {\pm} 0.042$	$0.236{\pm}0.098^8$	$0.634{\pm}0.402$	$1.191{\pm}0.496^{8}$
Q1009 + 2956	NAL QSO	4	0.023	$0.041 {\pm} 0.008$	$0.056 {\pm} 0.016$	$0.116{\pm}0.028$	$0.123 {\pm} 0.035$
Q1700 + 6416	NAL QSO	7	0.076	$0.128 {\pm} 0.017$	$0.302{\pm}0.019$	$0.326{\pm}0.063$	$3.546 {\pm} 0.831$
				SDSS g-band	ł		
HS1603+3820	mini-BAL QSO	10	0.049	$0.069 {\pm} 0.007$	$0.193{\pm}0.009$	0.229 ± 0.021	2.909 ± 0.451
Q1157 + 014	mini-BAL QSO	8	0.030	$0.040 {\pm} 0.005$	$0.094{\pm}0.010$	$0.109 {\pm} 0.020$	$1.549{\pm}0.358$
Q2343 + 125	mini-BAL QSO	7	0.020	$0.023 {\pm} 0.004$	$0.067 {\pm} 0.001$	$0.042{\pm}0.014$	$4.634{\pm}0.058$
UM675	mini-BAL QSO	6	0.083	$0.110 {\pm} 0.021$	$0.220{\pm}0.017$	$0.334{\pm}0.041$	$0.691{\pm}0.045$
Q0450-1310	NAL QSO	6	0.047	$0.070 {\pm} 0.012$	$0.158 {\pm} 0.010$	$0.301{\pm}0.056$	$2.568 {\pm} 0.169$
Q0940-1050	NAL QSO	7	0.028	$0.046 {\pm} 0.006$	$0.115 {\pm} 0.012$	$0.304{\pm}0.023$	$0.929 {\pm} 0.196$
Q1009 + 2956	NAL QSO	9	0.014	$0.015 {\pm} 0.002$	$0.054{\pm}0.011$	$0.052{\pm}0.009$	$0.303 {\pm} 0.080$
Q1700 + 6416	NAL QSO	13	0.044	$0.069 {\pm} 0.005$	$0.170 {\pm} 0.016$	$0.193{\pm}0.019$	9.248 ± 1.545
Q1946 + 7658	NAL QSO	12	0.052	$0.076 {\pm} 0.007$	$0.237 {\pm} 0.017$	$0.249{\pm}0.033$	16.900 ± 1.778
				SDSS <i>i</i> -band	1		
HS1603+3820	mini-BAL QSO	5	0.024	0.012 ± 0.005^8	$0.053 {\pm} 0.016$	$0.033 {\pm} 0.020^8$	$0.630 {\pm} 0.208$
Q1157 + 014	mini-BAL QSO	5	0.065	$0.065 {\pm} 0.013$	$0.138 {\pm} 0.021$	$0.145 {\pm} 0.050^8$	$5.027 {\pm} 0.489$
Q2343 + 125	mini-BAL QSO	2	0.024	$0.044 {\pm} 0.009$	$0.081 {\pm} 0.011$	$0.117 {\pm} 0.040^8$	$0.238 {\pm} 0.032$
UM675	mini-BAL QSO	4	0.066	$0.102{\pm}0.027$	$0.163 {\pm} 0.017$	$0.273 {\pm} 0.043$	$0.456{\pm}0.058$
Q0450-1310	NAL QSO	4	0.010	$0.020 {\pm} 0.004$	$0.035 {\pm} 0.005$	$0.086{\pm}0.009$	$0.090 {\pm} 0.019$
Q0940-1050	NAL QSO	3	0.052	$0.083 {\pm} 0.025$	$0.105 {\pm} 0.007$	$0.254{\pm}0.011$	$0.260{\pm}0.017$
Q1009 + 2956	NAL QSO	6	0.008	$0.014{\pm}0.002$	$0.028 {\pm} 0.007$	$0.049 {\pm} 0.013$	$0.174{\pm}0.046$
Q1700 + 6416	NAL QSO	7	0.024	$0.042 {\pm} 0.005$	$0.092{\pm}0.007$	$0.119{\pm}0.018$	$1.934{\pm}0.392$
Q1946 + 7658	NAL QSO	7	0.014	$0.020 {\pm} 0.003$	$0.051{\pm}0.014$	$0.094{\pm}0.020$	$0.674{\pm}0.220$

表 4/2; n lokCBM0 OBMクェーサーの光度曲線における各パラメータの変動

脚注 —

¹ 観測回数.

1 観測回数.
 2 光度変動の大きさの標準偏差.
 3 光度変動の大きさの平均値.
 4 光度変動の大きさの最大値.
 5 クェーサー静止系における光度変動勾配の大きさの平均値.
 6 クェーサー静止系における光度変動勾配の大きさの最大値.
 7 観測回数が 2 回のみの為, 計算不可.
 8 光度変動の信頼度が 3σ を下回る.

ては最大の光度変動 ($\Delta u \approx 0.23$ 等, 減光)を, *g*-band においては 2 番目に大きな光度変動 ($\Delta g \approx 0.19$ 等, 減光)を示した. 一方で, 平均の光度変動は小さく, 特に *i*-band においてはそれぞれ, 0.01 等, 0.05 等程度 (減光) であった. また, *u*-と *g*-band の光度変動傾向はお互いに同期しており, 相関のタイムラグも小さい. 一方で, それらと *i*-band の変動傾向は弱く, タイムラグは概算で約 8ヶ月と大きい.

分光モニター観測によって、HS1603+3820のC_{IV} mini-BALを計4つの期間で取得し、 その変動傾向を探ったものを図 3.3 と表 3.2 に示す. さらに、C_{IV} mini-BALを吸収線強度 として等価幅に変換し、測光モニター観測の結果と共にプロットしたものを図 3.4 に示す. 等価幅は epoch 1(2012年9月19日) と 3(2015年2月23日) で観測期間中最大の変動を示 し (Δ EW = 6.0 = 4.1Å, 有意度: 1.5 σ)、その後 epoch 4(2015年5月21日) まで減少した. 一方、*u*-band のクェーサー光度は 2012年9月から 2014年5月まで減光し 2015年5月に かけて増光した. すなわち、光度と等価幅の変動が 9ヶ月のタイムラグを伴い同期する傾 向を確認できる. この結果は VIS シナリオを支持できるケース (1)(1.6 節を参照) に該当 する可能性の高いものである.

次にHS1603+3820の光度変動と吸収線等価幅変動の関係を詳細に確かめる為に以下の 解析を行った.(i)光度・吸収線等価幅の変動を同時期に比較できるデータ点の組み合わせ を図 3.4 から選択し、縦軸に吸収線等価幅の変動、横軸に光度変動をプロットした (図 3.5). 本研究の場合、使用可能な吸収線等価幅データの観測数は4回なので光度変動のデータと 比較できる組み合わせの最大数は 4C2=6 である. (ii) 9ヶ月のタイムラグを補正, すなわち 吸収線等価幅が最も大きくなる点 (2015年2月)を 2014年5月 (u-band の光度が最も小さ くなり減光から増光に転じるデータ点)に合わせ、他の吸収線等価幅のデータも同様に9ヶ 月ずらす.その後(i)と同じ方法で吸収線等価幅の変動と光度変動の関係をプロットする. このとき光度・吸収線等価幅の初回観測時データ点は5ヶ月ずれるので、吸収線等価幅の 初回観測時のデータのみ解析から除外した((ii)では,等価幅と光度変動のデータと比較で きる組み合わせの数は₃C₂=3 である). (i), (ii) いずれの場合も *i*-band の光度と吸収線等 価幅の変動を比較できる組み合わせは1つのみであり, u-band においては (ii) のケースで データ点が1つとなるので、この2つのフィルターは除外した. したがって、プロットは *q*-band の測光データのみを用いた. 図 3.5 より, (i), (ii) の両方の場合において, 光度変動-等価幅変動に高い相関が確認できる. また (i) と (ii) の分布に対して, g-band の相関係数 r はそれぞれ 0.57 と, 0.78 なので, (ii) の方が (i) に比べてやや強い相関をもつ.

Q1157+014 (mini-BAL, z_{em} =2.00, V=17.6)

この radio-loud クェーサー (R = 471, $L_{bol}=3.0\pm10^{47}$ erg s⁻¹) はサンプルクェーサー中で 最も光度が小さい. 2012年4月 (初回観測時) から5月 (2回目の観測) のわずか1ヶ月の間 に, *i*-band での急激な光度変動 ($\Delta i \approx 0.14$ 等, 増光) が観測され, その光度変動の大きさ は *u*-band と *g*-band のものよりも大きな値をもつ. その後は *i*-band の変動傾向は穏やか になり一方で, *u*-band の光度変動が激しくなるという傾向がみられる.

Q2343+125 (mini-BAL, z_{em} =2. 515, V=17.0)

mini-BAL クェーサー中では最大の Eddington 比 ($\epsilon = 4.90$)を有する一方で, *g*-band の平 均光度変動は最も小さかった () $\Delta g \mid_{\sim} 0.02$ 等). *u*-band での観測は 2 回のみであるため, このバンドでの光度変動値のデータ点はわずか 1 つで, その値は ≈ 0.05 等である.

UM675 (mini-BAL, z_{em} =2.15, V=17.1)

この radio-loud クェーサー (R = 438) は sub Eddington 比 ($\epsilon = 0.91$) をもち, g-band と *i*-band において mini-BAL クェーサーの中で最大の光度変動が確認された (それぞれ $\Delta g \approx 0.22$ 等, $\Delta i \approx 0.16$ 等, いずれも増光). Q2343+125 と同様に *u*-band における光 度変動傾向は 2 回のみのため光度変動傾向を調べることはできなかった.

Q0450-1310 (NAL, z_{em} =2.30, V=16.5)

2013 年 9 月から同年 12 月にかけて, *g*-band における突発的な光度変動が確認された ($\Delta g/\Delta t_{\text{rest}} \approx 2.57 \ \#/yr$). また, 3 回目 (2012 年 11 月) から 5 回目 (2013 年 12 月) の 観測にかけて *g*-band と *i*-band の光度変動傾向がリンクしていないように見える. しかし ながら, この傾向は *g*-band の減光傾向が見られた 2012 年 11 月から 2013 年 12 月に *i*-band で測光データが取得されていないことが原因の可能性がある.

Q0940-1050 (NAL, z_{em} =3.080, V=16.6)

g-と*i*-bandのフラックスは観測期間中は共に単調に減少しており,光度変動の大きさも同 程度である. *u*-band おける光度変動は,2回目 (2012年5月)の観測結果に付随する大きな 誤差 (原因は悪天候によるもの)のため,光度変動値の有意度は3σを下回る (0.236=0.098).

Q1009+2956 (NAL, z_{em} =2.644, V=16.0)

サンプルクェーサー中で最も大きな Eddington 比 ($\epsilon = 7.21$)をもつこのクェーサーは, 全てのバンドにおいて最小の光度変動 (最大でも $\Delta u \gtrsim 0.06$ 等の増光)を示した.

Q1700+6416 (NAL, z_{em} =2.722, V=16.13)

このクェーサーの光度 ($L_{\text{bol}}=9.5\pm10^{47}\text{erg s}^{-1}$) とブラックホール質量 ($M_{\text{BH}}=2.5\pm10^{10}M_{\odot}$) はサンプルクェーサー中で最大である.またこのクェーサーは, *u*-band においてサンプル クェーサー中で最大の光度変動 $\Delta u \approx 0.3$ 等 (減光) を示した.

Q1946+7658 (NAL, z_{em} =3.051, V=15.85)

このクェーサーは *g*-band において周期的な光度変動を示した.また, 2012年8月から 2014 年9月までの約2年間には、このバンドにおいて最大の光度変動 $\Delta g \approx 0.24$ 等 (増光)を 示した.それに対し, *i*-band では期間中,常に光度変動は穏やかである.



図 4/2; 5 つの n lok CBM クェーサーの光度曲線))b+I T2714, 4931-)c+R2268, 125-)d+R3454, 236 及び-)e+VN 786+/ フィルターは TETT u.cboe)紫四角+g.cboe)緑四角+及び- *i*.cboe)赤丸+を用いた/ 横軸は 観測時期)zf bs.n poui + 縦軸は初回観測からの光度変動)等+を表す/

TX ·	4/3; 1 12/14	, 4951 0	D IV II KKCDMの全価	幅の変遷
fr pdi 1	v_{shift}	fl $t_{\rm rest}^2$	FX D $_{\rm IV}{}^3$	検出の有意度
)l n t $^{-1}$ +)ebzt+) & +	
2	\approx :,611	1	4/4≡1/:)22/4≡4/2+	$4/7\sigma$
3		291/3	5/2=1/6)25/3=2/9+	8/9σ
4		369/7	6/1=1/9)28/4=3/9+	$7/3\sigma$
5		395/1	4/9=1/8)24/3=3/4+	$6/7\sigma$

表 4/3; I T2714, 4931 の D _{IV} n lok CBMの等価幅の変遷

脚注 -

¹表 2.5 の定義と同様.
 ²クェーサーの静止系での初回観測からの時間経過. ゼロは初回観測で

あることを意味している.

³ 静止系 (カッコ内の数値は観測者系) での C _{IV} mini-BAL の等価幅.



図 4為; 6 つの OBMクェーサー))b+R1561.2421-)c+R1: 51.2161-)d+R211:, 3: 67-)e+R2811, 7527 及 び-)f+R2: 57, 8769+の光度曲線/フィルターは TETT u.cboe)紫四角+g.cboe)緑四角+及び- *i.*cboe)赤 丸+を用いた/ 横軸は観測時期)zfbs.n poui + 縦軸は初回観測からの光度変動)等級+を表す/



図 4/4; 299dn 反射望遠鏡0LPPMFで取得した-n kkCBMクェーサー I T2714, 4931 の D _{IV} n kkCBM周 辺のスペクトル/ 横軸は観測者系での波長- 縦軸は規格化したフラックスを表す/ また- 3123 年:月 2:日) Fr pdi 2+に取得された D _{IV} n kkCBM黒+の形状を-)b-B125 年 6 月 41 日) Fr pdi 3+)マゼンタ+)c-B126 年 3 月 34 日) Fr pdi 4+)シアン+)d-B126 年 6 月 32 日) Fr pdi 5+)緑+に取得した D _{IV} n kkCBMとそれぞ れ比較している/平行破線は規格化フラックスの基準値を表す/



図 4*b*;)b+n lokCBMクェーサー I T2714, 4941 の TE TT *u*.)紫+*g*.)緑+及び-*i*.cboe)赤+の光度曲線/ 横軸 は観測時期)zfbs.n poui + 縦軸は初回観測からの光度変動)等+を表す/)c+同クェーサーの D_{IV} n lokCBM の観測者系でみた等価幅の変動/ 光度.等価幅の変動傾向の比較のため- 光度曲線の縦軸は図 4/2)b+のもの を反転させている/



図 4,6; クェーサー I T2714, 4931 の n lok CBMの等価幅の変動)fl FX +と- このクェーサーの光度変動)fl m+ の相関関係/: ヶ月のタイムラグ補正無し)青+と補正あり)黒+の場合の関係を個別にプロットしている/ ぬ りつぶされた四角は g.cboe のデータを表す/ 鎖線は g.cboe のデータ点に対する回帰直線である/ 右下の r は相関係数を表す/ タイムラグを補正した場合- Fr pdi 2 の等価幅の横軸の値が 3122 年 23 月までずれ込 み- 光度変動傾向との比較ができないため- タイムラグの補正後の- データ点が少なくなっている/

3.3 光度変動の分布

この節ではサンプルクェーサーの減光・増光を考慮した光度変動分布を調べることで, クェーサーを含む 23 個の AGN の光度変動の性質を調査した先行研究 (Webb & Malkan 2000)の結果と比較する. それにより, mini-BAL と NAL クェーサーの光度変動分布に特 異性があるか否かを検証することを目的とする.

一般的にクェーサーはランダムな光度変動を示すことが知られている (G99). もし光度 変動の分布に大きな偏りが確認された場合は, mini-BAL あるいは, NAL を有するクェー サーは特殊なカテゴリーに属する可能性がある.

検証のために光度変動の分布をヒストグラムによって各フィルターごとに調べた (図 3.6). 図 3.6の横軸は (減光・増光を考慮した) 光度変動の平均値からの差 (Δm_{QSO}) Δm_{QSO}) である. この図から mini-BAL と NAL クェーサーは, 平均値付近で分布数が最大となり, 分布の偏りはほとんどみられない. mini-BAL クェーサーの *u*-band に若干の非対称性がみ られるが, これはサンプル不足が原因であると考えられる. この傾向は Webb & Malkan 2000(図 3.6下) にみられる傾向と同様である. このように, mini-BAL と NAL クェーサー の光度変動には, 明確な特異性はみられないことがわかる.





図 4/7; 上図; n lokCBM左+と OBMクェーサー)右+の減光・増光傾向のヒストグラム/ 横軸は光度変動の 平均値からのずれを表す/ 色の違いバンドの違いを表す)u.cboe)紫+g.cboe)緑+ i.cboe)赤++/ 破線は平均 値)1+を表す/ 下図; BHO34 天体の平均光度)1+からの光度変動値の分布)X fcc (N brhbo 3111+/ このヒ ストグラムはほぼ対象な分布をもつ/

3.4 Structure Function 解析

典型的な光度変動のタイムスケールの抽出には一般に,構造関数 (Structure Function; 以後 SF) が用いられる. ここで SF は, ノイズに対する光度変動の大きさを表し,以下のように定義されるものである.

$$S = \sqrt{\sigma_m^2 \quad \left| \sigma_n^2 \right|},\tag{3.1}$$

このとき σ_n^2 は異なる2つの観測の時間 t_i, t_j における測光ノイズの平方和 $(\sigma_n = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_j^2})$ である. 一方, σ_m は,

$$\sigma_m = \bigvee_{\mathcal{N}} \Delta m(\Delta \tau) |_{\mathcal{N}} C \tag{3.2}$$

と定義され、 $\Delta m(\Delta \tau)$ はi番目とj番目の観測の静止系の時間間隔 $\Delta \tau (= t_j t_i)$ での光度変動の絶対値であり、*C*は定数である. ブラケットは観測期間のペア数分の光度変動の データに対し、平均値をとったものである. このとき $\Delta m(\Delta \tau)$ の平均値 (期待値) は

$$\sum_{\tau \to \infty} \Delta m(\Delta \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta m(\Delta \tau) f(\Delta m) d(\Delta m(\Delta \tau))$$

$$(3.3)$$

と表せる. ここで, $f(\Delta m)$ は正規分布

$$f(\Delta m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_m^2}} \exp\left(-\frac{(\Delta m)^2}{2\sigma_m^2}\right)$$
(3.4)

に従うとする. ただし $\sigma_m^2 (\neq \sigma_n^2)$ は光度変動の分散である. すると式 (3.3) は,

$$\sum_{n=1}^{\infty} \Delta m(\Delta \tau) = 2 \int_{0}^{\infty} \Delta m(\Delta \tau) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{m}^{2}}} \exp\left(-\frac{(\Delta m)^{2}}{2\sigma_{m}^{2}}\right) d(\Delta m)$$
(3.5)

$$= 2\sqrt{\frac{2\sigma_m^2}{\pi}} \int_0^\infty x e^{-x^2} dx \tag{3.6}$$

$$= \sqrt{\frac{2}{\pi}}\sigma_m \tag{3.7}$$

と求められる. ただし $x = \Delta m / \sqrt{2\sigma_m^2}$ とおいた. 両辺に $\sqrt{\pi/2}$ をかけると Δm の標準偏 差 σ_m となる. したがって

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum_{n=1}^{\infty} \Delta m(\Delta \tau) |_{\mathcal{N}} C = \sqrt{\frac{\pi}{2}}$$
(3.8)

となる. このため (3.1) より, SF は以下の形をとる (di Clemente et al. 1996).

$$S = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Delta m(\Delta \tau)}{\sqrt{2}} \frac{2}{\sqrt{2}} \sigma_n^2 , \qquad (3.9)$$

この式を光度変動と観測の時間間隔 (あるいは波長帯)の相関関係の解析に用いる. SFの 誤差 σ_S は誤差伝搬の法則を用いると

$$\sigma_{S}^{2} = \left(\frac{\partial S}{\partial \lambda \Delta m} \sigma(\lambda \Delta m)\right)^{2} + \left(\frac{\partial S}{\partial \lambda \sigma_{n}^{2}} \sigma(\langle \sigma_{n}^{2} \rangle)\right)^{2}$$
(3.10)

$$= \left(\frac{\pi}{2}S^{-1} \bigvee_{\sqrt{n}} M \bigvee_{\sqrt{n}} \sigma(\bigvee_{\sqrt{n}} M \bigvee_{\sqrt{n}})\right)^{2} + \left(\frac{1}{2}S^{-1}\sigma(\langle \sigma_{n}^{2} \rangle)\right)^{2}$$
(3.11)

となり,最終的に

$$\sigma_S = \frac{1}{2} S^{-1} \sqrt{\pi^2} \bigwedge_{\mathcal{N}} m \bigvee_{\mathcal{N}}^2 (\sigma(\bigwedge_{\mathcal{N}} m \bigvee_{\mathcal{N}}))^2 + (\sigma(\bigwedge_{n} \sigma_n^2 |))^2$$
(3.12)

と求まる.

本研究のサンプル数は9天体と,一般的なクェーサーを扱った先行研究(例えば VB04の サンプル数は25,710 天体)と比べて少ない上に、 $\Delta m(\tau)$ のデータ数も少ない.そこで SF のエラーをなるべく小さくでき,なおかつフィッディング(後述)が可能となるように SFの bin 数は4に設定した.各 bin の区切り方としては、 $\Delta m(\tau)$ の全データ点を τ が小さいも のから並べ、それらのデータを4分割(4等分)するどいう方法を採用する.ここで *u*-band, *g*-band 及び,*i*-band のカバー波長領域は個々のクェーサーの赤方偏移に依存することを 断っておく(図 3.7).しかしながら、サンプルクェーサーの赤方偏移の3分の2(9天体中6 天体)は≈2.5 であり、これらに対しては同程度のカバー波長のシフトが見込める.残りの3 天体(Q1157+014(*z* = 2.00),Q0940-1050(*z* = 3.08)及び,Q1946+7658(*z* = 3.05))を加え たとしても、*g*-band と*i*-band の観測波長帯は重なっていない(図 3.7).また、*u*-band にお いては、*g*-bandの観測波長帯と重なる部分があるが、より短波長側の光度変動を調べるこ とができる.*z*≈2 3における*u*-bandの静止波長帯のフラックスはLy α の森(< 1216Å) による吸収を受けているが、光度変動のみを調べる上では問題はない.ゆえに、サンプル クェーサー9天体に対して、SF の波長依存性を別々のフィルター(*u*-band, *g*-band 及び, *i*-band)で調査することは可能である.詳細な波長依存性の傾向は後述する.

図 3.8 は SF を静止系の観測時間間隔 (タイムラグ) の関数としてプロットしたものである. 全バンドで, クェーサーの変動はタイムラグ $\Delta \tau$ と共に増加している. *u*-と *i*-band での観測回数は *g*-band よりも少ないので, *g*- band のデータに比べてエラーが大きい.

SF はしばしば power-law でフィットされる (Hook et al. 1994, Enya et al. 2002, VB04, W08):

$$S_p(\Delta \tau) = \left(\frac{\Delta \tau}{\Delta \tau_p}\right)^{\gamma},\tag{3.13}$$

ここで, γ はべき指数で, タイムスケール $\Delta \tau_p$ は $S_p(\Delta \tau_p)$ が 1 等になるような値をとる. このモデルのフィッティングパラメータを, 表 3.3 にまとめた. $\Delta \tau_p$ は特に本研究のよう な少ないサンプル数では非常に大きなエラーを持つので (W08 も参照), $\Delta \tau_p$ を除き, γ , $\Delta \tau = 100$ days での S_p の代表値 (すなわち $S_p(\Delta \tau = 100$ days)) も同表にまとめる. また, SF は以下の漸近関数 (例えば Trévese et al. 1994, Hook et al. 1994, Enya et al. 2000) で もフィットした.

$$S_a(\Delta \tau) = V_a(1 \quad e^{-\Delta \tau / \Delta \tau_a}), \tag{3.14}$$

ここで, V_a は $\Delta \tau = /$ における漸近値である.この関数に対するフィッティングパラメータを同表にまとめる.なお,2つの関数に対する,先行研究の結果 (VB04, W08) についても同表にまとめる.すべてのケースで,クェーサーの変動は赤側より青側の波長域方が大きいことが分かる¹⁹.

¹⁹先行研究における静止波長域は各研究で異なることを強調しておく.



図 4/8;各クェーサーの静止系における TE TT u.) 紫+g.) 緑+ 及びi)赤+バンドの観測波長領域/実線と破線)2 :まで各クェーサー名をラベリングしている+はそれぞれ n kok CBMと OBMクェーサーの観測波長領域を表す/

		2	S_p	S_a				
Quasars	Authors	γ	$\begin{array}{c} S(\Delta\tau=100\mathrm{d}) \\ (\clubsuit) \end{array}$	$\frac{\Delta \tau_a \text{ (Asymptotic)}}{\text{(days)}}$	V_a (等)			
		SDSS	<i>u</i> -band					
mini-BAL quasars	this work	$0.785 {\pm} 0.109$	$0.129 {\pm} 0.037$	2	2			
NAL quasars	this work	$0.422 {\pm} 0.345$	1	$12.282{\pm}10.090$	$0.139 {\pm} 0.026$			
All of our quasars	this work	$0.410 {\pm} 0.115$	$0.135 {\pm} 0.076$	49.362 ± 15.210	$0.169{\pm}0.019$			
SDSS 7886 quasars	W08	0.435	$0.173 {\pm} 0.001$	—				
SDSS g-band								
mini-BAL quasars	this work	$0.426 {\pm} 0.078$	$0.078 {\pm} 0.036$	$37.980{\pm}15.640$	$0.090 {\pm} 0.016$			
NAL quasars	this work	$0.210 {\pm} 0.071$	$0.078 {\pm} 0.067$	$13.537{\pm}6.981$	$0.076 {\pm} 0.008$			
All of our quasars	this work	$0.264{\pm}0.056$	$0.080 {\pm} 0.043$	20.768 ± 7.478	$0.082 {\pm} 0.008$			
SDSS $25,710$ sample	VB04	0.293 ± 0.030		51.9 ± 6.0^{3}	$0.168 {\pm} 0.005$			
SDSS 7886 quasars	W08	0.479	$0.147 {\pm} 0.001$	—				
		SDSS	<i>i</i> -band					
mini-BAL quasars	this work	$0.446 {\pm} 0.263$	1	$18.870 {\pm} 9.088$	$0.073 {\pm} 0.008$			
NAL quasars	this work	$0.432 {\pm} 0.111$	1	1	1			
All of our quasars	this work	$0.432 {\pm} 0.121$	1	2	2			
SDSS 25,710 sample	VB04	$0.303 {\pm} 0.035$		62.6 ± 8.3^3	$0.139 {\pm} 0.005$			
SDSS 7886 quasars	W08	0.436	$0.108 {\pm} 0.001$	—	—			
脚注								

表 4/4; TGの r px fs.nbx と漸近関数フィッティングのパラメータ

1 誤差が非常に大きいため省略.

2 漸近関数によるフィッティングが困難.
 3 小数点第2位以下は VB04のデータに記載していない.

最後にSFの波長依存性を確かめるために,SFを以下の式でフィッティングした(VB04).

$$S(\lambda) = A \exp(-\lambda/\lambda_0) + B, \qquad (3.15)$$

ここで A, B と λ_0 はフィッティングパラメータである. 初めに, 境界タイムラグ $\Delta \tau =$ 90 dav(静止系)²⁰を用いて mini-BAL と NAL クェーサーのサンプルを分けて、それぞれ のサブサンプルに対してフィッティングを行った.本研究とVB04のフィッティング曲線 を図 3.9 にプロットする. 光度変動は先行研究 (例えば G99, VB04, de Vries et al. 2005, Zuo et al. 2012) と同様に波長と共に明らかに減少する. さらに、本研究の SF は、例え ば 1000Å において, SDSS サンプルを用いた VB04の SF よりも $2/5(\Delta \tau > 90)$, あるいは 1/4(Δτ < 90) 程度の小さな値を示していることが分かる. VB04 においてはクェーサーの 光度が100倍明るいと光度変動幅が1/4になると報告されている。すなわち本研究のこの 結果はサンプルクェーサーの光度が一般的な SDSS クェーサーに比べて 2-3 桁程度明るい ことによるものである (光度-光度変動の反相関関係, 1.3.1 節を参照). なお mini-BAL と NAL クェーサーの間に SF の有意な差異は確認できなかった.

色変動 3.5

色変動はクェーサーの最も特筆すべき性質である.しかしながら、本研究の相対測光で はクェーサーの真の等級は決定できないので (2.3 節参照), 色変動は各波長帯の光度変動 の差分により評価した. 例えば、u gの変動は以下のように評価できる.

²⁰全 band, 全観測期間のタイムラグを平均した値であり, これを基準として用いる.



図 4/9; n lokCBM黒丸+ OBMクェーサー)白丸+の)b+u.cboe-)c+g.cboe)d+i.cboe の Thrvduvsf Gvod ulpo)TGt+/ 両軸共に対数スケールである/ TG の統計誤差は誤差伝播の法則により算出した/ 横軸に平行な エラーバーは観測時間間隔の散らばりを表し- 統計誤差とは異なる/ 全観測期間の組み合わせで比較した n lokCBMと OBMクェーサーの光度変動)それぞれ黒ドットとグレイドットで示す+も合わせてオーバープ ロットした/また-n lokCBM OBMクェーサーの TGに対してべき乗則フィッティング)それぞれ黒とマゼン タの直線で示す+と漸近関数フィッティング)それぞれ黒とマゼンタの破線で示す+を施した/)e+n lokCBM OBMクェーサー全てのサンプルを含めた u.cboe)紫+g.cboe)緑+及び- i.cboe)赤+の TG/ 全観測期間の組 み合わせで比較した全クェーサーの光度変動)u.cboe)紫ドット+g.cboe)緑ドット+及び- i. cboe)赤ドッ ト++もプロットした/また- べき乗則-及び漸近関数フィッティングを図)b+)c+)d+と同様に施した/なお フィッティングが適切でない場合はフィッティング結果を省略した/



図 4/:; TG と静止波長の関係/ これらのサンプルは観測期間の間隔が長いデータ)静止系で fl τ > :1 ebzt+ と短いデータ)静止系で fl τ < :1 ebzt+に分けてプロットしている/ ぬりつぶした丸と空白の丸)マゼンタ; fl τ < :1 ebzt- 黒; fl τ > :1 ebzt+はそれぞれ n bkCBM OBMクェーサーの TGを表す/各バンド)TE TT u.-g.-及び i.バンド+における各データ点の中心波長は- n bkCBM0 OBMクェーサーそれぞれの静止系にお ける中心波長を平均化したものである/ 横軸方向の誤差は各バンドの波長幅を表す/マゼンタ)fl τ < :1 ebzt+ と黒)fl τ > :1 ebzt+の実曲線はフィッティング結果である/ 点曲線)黒+は約 36-111 個の TE TT クェー サーに対する WC15 のフィッティング結果)A A 1.727 = 1.167, λ_0 A :99 = 71, B A 1.275 = 1.114+ である/

5	行布	N^1	r^2	a^3				
	n lok CBMRvbtbs							
fl) <i>u</i>	$g + \mathrm{fl} \ u$	32	$1/\!932$	$1/638 \equiv 1/175$				
fl) u	$i{\div}\mathrm{fl}\ u$	25	$1/\!\!892$	$2/145 \equiv 1/232$				
fl) g	$i + \mathrm{fl} \ g$	37	1/681	$1/785 \equiv 1/159$				
		OBM	Rvbtbs					
fl $)u$	$g{+}\mathrm{fl}\; u$	39	1/9:2	$1/712 \equiv 1/152$				
fl) u	$i{\div}\mathrm{fl}\ u$	33	1/:73	$1/852 \equiv 1/153$				
fl)g	$i + \mathrm{fl} \ g$	75	1/993	1/941≡1/149				

表 4/5; 色変動.光度変動分布における各パラメータの値

¹ データ点の数.

² ピアソンの積率相関係数 (付録 D 参照).

3回帰直線の傾き.

$$\Delta(u \ g) = (u_2 + \delta u) \ (g_2 + \delta g) \ (u_1 + \delta u) + (g_1 + \delta g) \ (3.16)$$

$$= u_2 \quad u_1 \quad (g_2 \quad g_1) \tag{3.17}$$

$$= \Delta u \quad \Delta g, \tag{3.18}$$

ここで $u_1, g_1 \ge u_2, g_2$ は第1,第2観測 epoch の測光値であり、これらの値は $\Delta(u g)$ を評価する際に両観測の epoch における真の等級との差分 $\delta u, \delta g$ が相殺されることによりキャンセルされる.

図 3.10 は色変動 $\Delta(u \ g)$, $\Delta(u \ i)$ 及び, $\Delta(g \ i)$ と光度変動の関係をプロットしたも のである. mini-BAL と NAL クェーサーの色変動-光度変動関係は表 3.4 にまとめた. 結 果としてこの分布において, mini-BAL と NAL クェーサー共に非常に強い正の相関が確 認できる. つまりサンプルクェーサーは, 明るくなると青くなる性質を持つ. この性質は 一般的なクェーサーでも報告されている (英語で Bluer When Brighter と表現されるため BWB trend と呼ばれる)(例えば G99, Webb & Malkan 2000, VB04, Sakata et al. 2010, 2011, Kokubo et al. 2014). なお, mini-BAL と NAL クェーサーの, 色変動-光度変動の回 帰直線の傾きに 3 σ 以上の差異は確認できなかった.

mini-BAL と NAL クェーサーの色変動の標準偏差, 平均値, 最大値, 色変動勾配の平均値, 及び最大値 (maximum color gradients; クェーサー 1 天体に着目した値であり, 以降 MCGs とする) を評価し, 表 3.5 にまとめた. mini-BAL と NAL クェーサーの $\Delta(u = i)$ に 対する色変動勾配 (それぞれ 0.482=0.104 と 1.374=0.129) に 5.4 σ の差が見られたが, それ 以外のパラメータには有意な差は確認できなかった.



図 4/21; n lok CBM) 左列)b+)c+ 及び)d++と- OBM) 右列)e+)f+ 及び)g++に対する色変動 fl)u g+)上 段+ fl)u i+)中段+ fl)g i+)下段+とクェーサーの光度変動の関係; 光度変動は- 短波長域のバンドを用 いて決定している/ 実直線はこれらの分布のベストフィットである)付録 C- D 参照+/

表 4/6; n lokCBMと OBMクェーサーの色変動の傾向

Color	$\sigma_{\Delta c}{}^1$	$\langle \Delta C \rangle^2$	$ \Delta C_{\rm max} ^3$	$Quasar^4$	$\langle \Delta C / \Delta t_{\rm rest} \rangle^5$	$(\Delta C/\Delta t_{\rm rest})_{\rm max}^{6}$	Quasar ⁷
	(等)	(等)	(等)		(等/yr)	(等/yr)	
				mini-BAL Qua	sar		
$\Delta(u-g)$	0.057	$0.058 {\pm} 0.010$	$0.184{\pm}0.051$	Q1157 + 014	$0.161 {\pm} 0.040$	$0.718 {\pm} 0.200$	UM675
$\Delta(u-i)$	0.069	$0.092{\pm}0.016$	$0.241{\pm}0.046$	Q1157 + 014	$0.305 {\pm} 0.048$	$0.482 {\pm} 0.104$	HS1603 + 3820
$\Delta(g-i)$	0.038	$0.051{\pm}0.007$	$0.136 {\pm} 0.023$	Q1157 + 014	$0.174{\pm}0.028$	$3.952 {\pm} 0.621$	Q1157 + 014
				NAL Quasa			
$\Delta(u-g)$	0.047	$0.071 {\pm} 0.009$	$0.182{\pm}0.025$	Q1700 + 6416	0.170 ± 0.034	$1.956 {\pm} 0.609$	Q1700+6416
$\Delta(u-i)$	0.060	$0.080 {\pm} 0.013$	$0.218 {\pm} 0.022$	Q1700 + 6416	$0.188 {\pm} 0.046$	$1.374 {\pm} 0.129$	Q1700 + 6416
$\Delta(g-i)$	0.049	$0.048 {\pm} 0.006$	$0.208 {\pm} 0.022$	Q1946 + 7658	$0.107{\pm}0.025$	$5.329 {\pm} 0.584$	Q1946 + 7658
脚注 1 色変動の大き 2 色変動の大き 3 色変動の大き 4 色変動の大き 5 色変動勾配 6 色変動勾配 7 色変動勾配 7	きさのの最大のの思いたち	^進 偏差. 3値. <値 に値を示したクェー)平均値 (per year)最大値 (per year)最大値を示したク	-サー. :). :). /ェーサー.				

第4章 考察

4.1 光度変動傾向のまとめと考察

4.1.1 光度変動幅と増光・減光傾向

この節では、光度変動幅、光度変動勾配及び、増光・減光傾向を mini-BAL と NAL クェー サーにわけて比較する.

表 3.1 から, mini-BAL と NAL クェーサーの最大光度変動幅の平均値 (各クェーサーで 観測された光度変動幅の最大値を平均化したもの) 及び,最大光度変動勾配の平均値 (各 クェーサーで観測された光度変動勾配の最大値を平均化したもの) を算出し,各バンド (SDSS u, g, i-band) ごとに表 4.1 にまとめた.表 4.1 から mini-BAL と NAL クェーサーの 最大光度変動幅・勾配の平均値における (最小,最大)の有意差は,それぞれ (g-band: 0.02 σ , i-band: 0.87 σ) 及び, (i-band: 0.46 σ , u-band: 0.71 σ) である.すなわち, mini-BAL と NAL クェーサーの各平均値の有意差は全てのバンドで 3 σ をはるかに下回ることがわかった.し たがって,以上の光度変動と光度変動勾配 (いずれも最大値)の比較から, mini-BAL クェー サーのみに大きな光度変動はみられず,本研究の目的 (1.6 節) の VIS シナリオを支持する ケース (2) は本研究で用いたサンプルに対しては排除された.

増光・減光傾向においては図 3.6 より, mini-BAL と NAL クェーサーのの両方ともほぼ 対称的な分布を有する.同様の傾向は, 23 個の AGN の光度変動傾向を様々なタイムスケー ルで調べた先行研究 (Webb & Malkan 2000) でも確認されている.すなわち本研究のこ の結果は, mini-BAL あるいは NAL クェーサーが, 増光・減光傾向の場合には, 一般的な クェーサー (あるいは AGN) と同様の傾向を有する.

4.1.2 Structure Function

前章では mini-BAL と, NAL クェーサーに対し光度変動傾向を SF を用いて評価し, モ デルフィットをそれぞれに適応した. その結果をフィットモデルごとにまとめ, mini-BAL, NAL クェーサー同士, または先行研究 (VB04 と W08) の結果と比較検討した (表 3.3 を参 照).

(i) power-low モデル

はじめに、mini-BAL と NAL クェーサーの両者のべき指数 γ と τ =100days に おける power-law の代表値 $S(\Delta \tau = 100 \text{ days})$ を比較する. mini-BAL クェーサーと NAL クェーサーにおけるべき指数はそれぞれ *u*-band で $\gamma = 0.785 \equiv 0.109, 0.422 \equiv 0.345,$ *g*-band で $\gamma = 0.426 \equiv 0.078, 0.210 \equiv 0.071,$ *i* $-band で 0.446 \equiv 0.263, 0.432 \equiv 0.111 であ$

	n kokCBMクェーサー	OBMクェーサー	有意差7
$fl u_{max} ^1)$ 等+	1/254=1/17:	1/2:9=1/215	$1/55\sigma$
$fl g_{max} ^2)$ 等+	$1/255 \equiv 1/175$	$1/257 \equiv 1/172$	$1/13\sigma$
$fl i_{max} ^3)$ 等+	$1/21:\equiv 1/155$	$1/173 \equiv 1/142$	$1/\!\!98\sigma$
))fl u /fl t +max ⁴)等0zs+	$1/\!\!67:\equiv 1/\!\!475$	$2.731 \equiv 2/534$	$1/\!\!82\sigma$
)) fl g /fl t +max ⁵)等0zs+	3/557≡2/5:1	6/::1=7/425	$1/66\sigma$
))fl i /fl t +max ⁶)等0zs+	$2/699 \equiv 2/:: 2$	$1.737 \equiv 1/795$	$1/57\sigma$

表 5/2; n lokCBM OBMクェーサーの最大光度変動幅-最大光度変動勾配の平均値における比較

脚注 -

¹u-band における最大光度変動幅の平均値. 付随する誤差は各クェー

サーにおける系統誤差である (以下同様).

²g-band における最大光度変動幅の平均値.

³*i*-band における最大光度変動幅の平均値.

 ${}^{4}u$ -band における最大光度変動勾配の平均値.

⁵g-band における最大光度変動勾配の平均値.

⁶*i*-band における最大光度変動勾配の平均値.

⁷mini-BAL と NAL クェーサーの両者の最大光度変動幅または, 最大

光度変動勾配における統計的な差.

り, u, g 及び, *i*-band におけるそれぞれの差異は 1.00 σ , 2.00 σ 及び, 0.03 σ (いずれも 3 σ を下回る) となった. つづいて, $S(\Delta \tau = 100 \text{ days})$ を比較した場合, mini-BAL と NAL クェーサーにおける *g*-band での代表値は同様なものとなった (それぞれ, $S(\Delta \tau = 100 \text{ days}) = 0.078 \equiv 0.036, 0.078 \equiv 0.067$). 以上より, 光度変動幅の時間増加傾向 においても mini-BAL と NAL クェーサーとで差異がないことがわかった.

次に、mini-BAL と NAL クェーサーを含むサンプルクェーサー全体 (以後全サンプ ル, 表 3.3) における power-law のべき指数 $\gamma \ge S(\Delta \tau = 100 \text{ days})$ を, 先行研究における 値と比較する. 全サンプルのべき指数は u, g 及び, i-band でそれぞれ ≈0.410=0.115, 0.264=0.056 及び, 0.436=0.115 であった. この値は W08 で報告されている SDSS クェーサー ($\gamma \approx 0.43$ (u-band), 0.48(g-band), 及び 0.44(i-band)) と, g-band を除 き,同程度である. q-bandのべき指数に関しては,VB04(γ=0.293=0.030)と同程度 である. $S(\Delta \tau = 100 \text{ days})$ に関しては、全サンプル ($S(\Delta \tau = 100 \text{ days}) = 0.135 \equiv 0.076$) と SDSS クェーサー $(S(\Delta \tau = 100 \text{ days}) = 0.173 \equiv 0.001, W08)$ とで, u-band のみで比 較したが、差異はわずか 0.50σ であった. ここで、べき指数 γ のもつ物理的な意味 について言及する. 例として超新星爆発のようなエネルギーの大きい (典型的には $\approx 10^{51} \text{erg s}^{-1}$)現象が発生した場合、クェーサーの光度変動は急激に大きくなり、 γ は 大きな値をとる.一方で,降着円盤で質量降着率が穏やかに変化した場合,γは超新 星爆発の場合と比べて小さな値をもつだろう. 光度変動の発生メカニズムはモデル 化されており、それに応じてべき指数 γ の値も異なる. 具体的なモデルとしては超新 星爆発モデル²¹(γ ≈ 0.7 0.9, Kawaguchi et al. 1998), 降着円盤不安定性モデル²² $(\gamma \approx 0.41 \quad 0.49$, Kawaguchi et al. 1998)及び, microlensing モデル²³ ($\gamma \approx 0.23 \quad 0.31$,

²¹超新星爆発が主な要因となり、光度変動が発生するというモデルである.

²² 突発的なフレアや降着流の粘性の変化(降着物質の濃淡)に起因して光度変動が発生するというモデルである.

²³コンパクトな重力源が光度が一定の光源を横切る際に、光が重力の影響で進行方向を変えることで、光度変動が発生するというモデルである。

Lewis et al. 1993) などが挙げられる. なお, u, i-band における全サンプルと W08 の べき指数は降着円盤不安定性モデルで期待される値 $\gamma = 0.41 - 0.49$ の範囲にある (Kawaguchi et al. 1998). g-band における全サンプルのべき指数 ($\gamma = 0.264 \equiv 0.056$) は例外的に microlensing モデルの適用範囲内にあるが, この結果はべき指数の比較的 小さい NAL $\rho_x - \vartheta - (\gamma = 0.210 \equiv 0.071)$ をサンプルに含めた影響を受けていると考 えられる. このとき, mini-BAL $\rho_x - \vartheta - 0$ べき指数 ($\gamma = 0.426 \equiv 0.078, g$ -band) は 降着円盤不安定性モデルの範囲内にある. さらに, u-band における mini-BAL $\rho_x - \vartheta - 0$ べき指数 ($\gamma = 0.785 \equiv 0.109$) は超新星爆発モデルの範囲内にある. すなわち全 サンプルを通じ, 多くは降着円盤不安定性モデルと無矛盾であるが, mini-BAL $\rho_x - \vartheta - (u$ -band) やNAL $\rho_x - \vartheta - (g$ -band) のように超新星爆発モデルや microlensing モデルの適用できる場合もある.

(ii) 漸近関数モデル

mini-BAL と NAL クェーサーに対する $\Delta \tau = /$ における漸近値 V_a の値は gband でそれぞれ, $V_a = 0.090 \equiv 0.016$, $0.076 \equiv 0.008$ であるが, SDSS クェーサー ($V_a = 0.168 \equiv 0.005$, VB04) の半分程度である. *i*-band においても, mini-BAL クェーサーの 漸近値 ($V_a = 0.073 \equiv 0.008$) は SDSS クェーサー ($V_a = 0.139 \equiv 0.005$) の半分程度であ り, g-band と同様の傾向を確認した. サンプルクェーサーの漸近値 V_a が SDSS クェー サーより小さいことは, $S(\Delta \tau = 100 \text{ days})$ の場合と同様に光度-光度変動の反相関関係 を反映していると考えられる.

4.1.3 色変動

mini-BAL と NAL クェーサーの色変動 (表 3.5) 及び, その光度変動との相関傾向 (表 3.4) は、互いに非常によく似ている.mini-BAL と NAL クェーサーのそれぞれのパラメータ を比較すると、ほとんどは 3 σ 未満の有意差に収まっている.一方で $\Delta(u = i)$ にて、NAL クェーサーの MCGs (Q1700+6416 による 1.374=0.129) は、mini-BAL クェーサーでの値 (HS1603+3820 による 0.482=0.104) よりもはるかに大きく、5.4 σ もの相違が確認できる. Q1700+6416 と HS1603+3820 は共に、*u*-band における光度変動がそれぞれ NAL と mini-BAL クェーサー中で最大であるのに対し、*i*-band の変動は全サンプル中で平均的な値を 示した.しかしながら、Q1700+6416 の方が HS1603+3820 よりも短期間 (2012 年 10 月か ら 2013 年 5 月まで) でより大きな *u*-band での光度変動 (0.24 等の増光) を示す.すなわち、 MCGs で生じた差異は、2012 年 10 月から 2013 年 5 月までの間に、Q1700+6416 が *i*-band でゆるやかに光度変動 (0.02 等の増光) したのに対し、*u*-band で比較的急な光度変動を示 したことが原因であると考えられる.

4.1.4 C_{IV} mini-BAL の等価幅変動傾向

この節では HS1603+3820 の C_{IV} mini-BAL の等価幅の変動傾向 (平均値, 最大値等) を M14 で報告されたものと比較する. また M14 の等価幅のデータ (6 epoch) に本研究の等価 幅のデータ (4 epoch) を加え, 13 年間 (クェーサーの静止系で 3.7 年) にわたる時間変動を さぐり, その変動傾向を BAL と比較する.

M14 と本研究での変動傾向を比較するために、両研究で観測された HS1603+3820 の C_{IV} mini-BAL の等価幅を図 4.1 に、表 4.2 に変動の各パラメータを示す.表 4.2 から M14 と本 研究で検出された C_{IV} mini-BAL の等価幅変動 Δ EW と、等価幅変動の勾配 Δ EW/ Δt_{rest} の (平均値,最大値)の有意差はそれぞれ (0.60 σ , 0.39 σ) 及び、(1.0 σ , 1.5 σ) である. したがっ て M14 と比べ特別に大きな等価幅変動を示していないことが分かる.

次に HS1603+3820 の C_{IV} mini-BAL の等価幅 (EW) 及び, 吸収線強度 (A) の変動を調 べ, Capellupo ら (2013) における 24 個の明るいクェーサー ²⁴(1.2< z <2.9) の BAL の変 動傾向とともに図示した (図 4.2). ここで等価幅変動値 dEW は以下のように定義する.

$$\frac{dEW}{\sqrt{}} = \left| \frac{EW(t_j) EW(t_i)}{EW_{max}} \right|$$
(4.1)

このとき, EW(t_i) と EW(t_j) はそれぞれ観測時刻 $t_i \ge t_j$ における等価幅の値である. EW_{max} は EW(t_i) と EW(t_j) のうち大きい方の等価幅の値を指す. つまり 0 $\ge d$ EW $\ge 1 \ge t_a$ る. 一方, 吸収線強度 A は規格化した連続光が吸収によって失われている割合, すなわち, 観 測時刻 t_i での吸収線の波長幅を $\Delta \lambda_{abs}(t_i) \ge t_a$ とおくと

$$A = \frac{\mathrm{EW}(t_i)}{\Delta\lambda_{\mathrm{abs}}(t_i)} \tag{4.2}$$

として定義され、とりうる値は $(0 \ge A \ge 1)$ である.

さらに、BAL クェーサーの変動傾向と比較する為に Trévese ら (2013)の APM08279+5255 における C_{IV} BAL の Structure function と傾向を見比べた (図 4.3). ここでの Structure Function(SF) は Trévese ら (2013)の定義に従い、

$$SF(\tau_k) = \frac{1}{M_k} \left[\sum_{i,j=1}^k S(\tau_{ij}) \right]$$
(4.3)

$$S(\tau_{ij}) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\log[\mathrm{EW}(\mathbf{t}_i)]} \log[\mathrm{EW}(\mathbf{t}_j)] \sqrt{(4.4)}$$

とする. ここで $\tau_{ij} = t_j$ t_i (i 番目と j 番目の観測時刻の間隔), EW は CIV吸収線の等価 幅で, M_k は比較する観測時刻のうち, 時間間隔が τ_k 以下のものペア数である. Trévese ら

^{- 24}これらのクェーサーのスペクトルはリック天文台 (アメリカ・カリフォルニア州) の C・ドナルド・シェーン 3m 反射望遠鏡を用 いて得られたものである.



図 5/2; N 25)黒三角+と本研究)黒丸+における I T2714, 4931 の D _{IV} n lok CBM等価幅の変動傾向/ 縦・横軸はそれぞれ等価幅)&+及び- 観測時期)年.月+を表す/ N 25 の D _{IV} n lok CBMの等価幅は Tvc bsv0I ET を用いて取得したものである/

(2013)の SF は増加傾向が確認されたため, mini-BAL クェーサー HS1603+3820 も BAL の SF と同様の結果を示すことが期待される.しかしながら, SF の時間変動傾向を見比べた結果, HS1603+3820の SF は明確な増加傾向は確認できなかった (図 4.3). だが, 等価幅変動の増加傾向が確認されないのはサンプル数が少ないことと, 等価幅の誤差が大きいことが影響している可能性があるので, 今後もサンプル数を増やすために分光モニター観測を継続する必要があるだろう.


図 5*β*;)上+I T2714, 4931 の D_{IV} n lok CBMの *d*FX の変動分布/) 左下+I T2714, 4931 の D_{IV} n lok CBMの fl *A* の変動分布/いずれも横軸は静止系での時間間隔)年- ph スケール+を表す/N25 の等価幅の データ)7 fr pdi +に本研究の等価幅のデータ)5 fr pdi +を加え 24 年間) クェーサーの静止系で 4/8 年+のトー タルでの時間変動を調べている/) 右下+CBMの *d*FX の変動分布)Dbr fmar p fu bm/ 3124+/縦・横軸は) 左下+と同じである/ 緑三角は 83 日以内のタイムスケールにおける暫定的な変動)Dbr fmar p fu bm/ 3124+を表す/

表 5/3; I T2714, 4931 の D_{IV} n lok CBM等価幅変動のパラメータの比較

<u> </u>		
N 25	本研究	本研究と N 25 との有意差
3/14≡1/49	3/:=2/5	$1/71\sigma$
8/94≡3/27	$7/1 \equiv 5/2$	$1/\!\!4$: σ
$4/79 \equiv 1/72$	$6/7 \equiv 4/2$	$2/1\sigma$
31/94≡6/88	9/6=6/:	$2/6\sigma$
	$\frac{N 25}{3/14 \equiv 1/49}$ 8/94=3/27 4/79=1/72 31/94=6/88	N 25 本研究 3/14≡1/49 3/: ≡2/5 8/94≡3/27 7/1≡5/2 4/79≡1/72 6/7≡4/2 31/94≡6/88 9/6≡6/:

 脚注
 →
 →

 1表1の定義と同様.
 2

 2等価幅変動の勾配の平均値.

 3等価幅変動の勾配の最大値.



図 5/4;)左+I T2714, 4931 の D _{IV} n kok CBMの S) τ_{ij} +)時間 τ_{ij} 間の CBMの変動幅+の分布)ダイヤ+と その変動に対する TG)マゼンタ+/ TG から明確な増加傾向は確認できない/)右+CBM クェーサー BQN 1938:, 6366 の D _{IV} 吸収線における TG)Usf wftf fu bn/ 3124+/ TG の解析に使用された吸収構造は D _{IV} CBMを構成するの 4 つの構造-)短波長側から+CBM- c mf. OBMと- CBM 及び- D _{IV} 輝線の長波長側にみ られる D _{IV} の狭い吸収構造の sfe. OBM計 5 つの吸収線の呼称はいずれも- Usf wftf ら 3124 により定義さ れた+である/ 横軸 τ は観測時間の間隔である/ 上段; CBM クェーサー BQN 1938:, 6366 の吸収構造に対 する TG/小さい黒丸はすべての S) τ_{ij} +をプロットしたものである/ 実線でつながれた黒丸は CBM構造全体 の TGを表す/ 実線でつながれた青)赤+の空白の丸は c mf)sfe +OBMに対する TG である/ これらの TGに 対するべき乗)mh TGA Amh τ , B- A, B はフリーパラメータ+のモデルフィットを点線で表す/ 中段; 先行研 究)Cbsmx 2:: 4- Mroehsfo fu bn/ 3118- Hk tpo fu bn/ 3119+S) τ_{ij} +)凡例は図中に表示+及び- それらのデー タに基づいた TG/実線でつながれた黒丸は TGを表し- TG に対するべき乗のモデルフィットを点線で表す/ 下段; CBM,)青+ CBM₀)赤+に対する TG/実線でつながれた黒丸は上段の TG と同様のものである/ CBM-CBM₆ の TG に対するべき乗のモデルフィットを点線で表す/ 全体を通して CBMの TG には増加傾向が確認 できる/

4.2 VIS シナリオの検証

この節では本研究あるいは先行研究で観測された (mini-)BAL の変動に要求される光度 変動を通して、VIS シナリオを検証する. VIS シナリオが成立する場合, 吸収強度が電離パ ラメータU,

$$U \le \frac{1}{4\pi r^2 c n_e} \int_{\nu_{\rm LL}}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = \frac{Q}{4\pi r^2 c n_e} = \frac{n_{\gamma}}{n_e},\tag{4.5}$$

で定量化される吸収体の電離状態に依存する. ここで, $\nu_{LL} = 3.28 \pm 10^{16}$ Hz は水素の電離 光子の最小周波数 (ライマンリミット, 912Å に対応), Qは1秒あたりに光源から放射され る水素の電離光子数, rは光源から吸収体までの距離, n_{γ} と n_e はそれぞれ電離光子と電子 の数密度である. ここからは以下の2つのケース (*case* A, B) を想定し, それぞれのケース が VIS シナリオを支持するかどうかを検証する.

4.2.1 case A について

ここで、(mini-)BALs の変動は C²⁺(C_{III} に対応) と C³⁺ (C_{IV} に対応) の間の再結合 (あ るいは光電離) に起因すると仮定する (C²⁺ \propto C³⁺ または、C³⁺ \propto C⁴⁺という反応における 互いの存在比のピーク間の変動,以後*case A*). C²⁺ と C³⁺ に対して最適な電離パラメータ はそれぞれ logU \approx 2.8 及び、2.0 である (Hamann 1997). 少なくとも mini-BAL クェー サー 1 天体 (HS1603+3820) においては、アウトフローの変動の原因としてガス運動シナ リオの可能性は低いという結論が下されているので (1.5 節), 視線上の電子密度 n_e は一定 とする. ゆえに、電離光子密度 n_γ は log U が 2.0 から 2.8(あるいはその逆) の変動をも たらすためには \approx 6.3 倍減少 (あるいは増加) すべきであり、この変化はクェーサーの等級 の変動に換算すると $\Delta m \approx 2$ に相当する. HS1603+3820 で観測された光度変動の最大値 は 0.23 等 (*u*-band, 減光) なので、要求される値には足りていない ²⁵. この結果は、C⁴⁺ と C³⁺ の間の再結合 (あるいは光電離) を仮定しても変わらないため *case* A は適当でないこ とが分かる ²⁶.

4.2.2 case B について

次に, mini-BAL 吸収体の電離パラメータが非常に小さい (logU \approx 3.0) 場合を考える. このとき C³⁺ ガスの存在比は $f \approx 0.06$ と非常に小さな値をもつが, 一方で, 電離パラメータの変動に非常に敏感になる ($\Delta \log f / \Delta \log U \approx 1.8$; $\Delta \log f / \Delta \log U$ が急勾配になる付近での変動, 以後 *case B*).

HS1603+3820 の C_{IV} mini-BAL における $\Delta \log f / \Delta \log U$ の値は epoch 1 と 2 の間で ≈1.1=1.0²⁷ であり ($\Delta \log EW \approx \Delta \log f \approx 0.1=0.1$, $\Delta \log U \approx 0.09=0.01$)²⁸, epoch 1 と 3 の間では ≈2.0($\Delta \log EW \approx 0.18=0.12$, $\Delta \log U \approx 0.10=0.01$) であった. これらの値は C_{IV} 吸収体の電離パラメータが $\log U \approx 3-2$ のときに期待されるものである (図 4.4; Hamann 1997).

このケースであれば、サンプルクェーサーのC_{IV}mini-BALの平均的な変動幅($|\Delta \log EW| \approx |\Delta \log I| \approx 0.1$) は $\Delta \log U \approx 0.06$ 程度の小さな電離光子フラックスの変動で再現できる. この値は光度変動 $\Delta m \approx 0.14$ に対応し、サンプルクェーサーや Webb & Malkan (2000) と同等である. さらに、光度変動と波長の反相関関係 (図 3.9) から、今回は観測していないよ

²⁵参考のため, 典型的なクェーサーの光度変動は数ヶ月以上で 0.1 等, 数年以上で最大 0.5 等という結果が報告されてる (Webb & Malkan 2000).

 $^{^{26}}$ 吸収線の変動が C_V(最適な電離パラメータはlogU ~ -1.2) から C _{IV} への再結合 (あるいは C _V への光電離) によるものと考えたとしても、要求される光度変動は ~ 2 等である.

²⁷特に epoch 1, 3 での等価幅のエラーが大きいため, 以降, 各変動値の議論は平均値 (この場合は 1.1) の議論とする.

 $^{^{28}}$ 吸収ガスが光学的に薄い場合, すなわち吸収線が成長曲線の線形部に位置するとき, logEW は近似的にイオンの柱密度 $\Delta \log N$ に比例するとみなせる.またイオンの柱密度は, その存在比 f に比例する.この近似は吸収線強度の強い Q1157+014 の C IV mini-BAL を除く, サンプルクェーサーのすべての mini-BAL に適応できる.

り短波長の C_{IV} の電離光子 ($\lambda_{rest} \ge 190$ Å) はより大きく変動している可能性が高い (3.3 章参照). ここまでの議論では, *case* B は HS1603+3820 の観測から, 光度と等価幅変動に おける VIS シナリオの正当性を説明できる可能性がある.

ただし、HS1603+3820の電離パラメータの範囲を、光度・等価幅変動傾向とアウトフローの吸収線の特徴を用いて考察する必要がある. epoch 1 から 3 までの間は $\Delta \log U \approx 0.1$ に対応する減光と、等価幅の増加 $\Delta \log EW \approx 0.18$ がみられるが、電離パラメータの減少 に伴い C_{IV}の存在比が大きくなる. さらに、このクェーサーには C_{IV}の他に、電離ポテン シャルが大きい N_V(電離ポテンシャル=97.9eV)の吸収線が強く検出される. 一方で、よ り低電離状態にある Si_{IV}(電離ポテンシャル=45.1eV)の吸収線は非常に弱い. これより HS1603+3820で検出されるアウトフローの電離パラメータの範囲は logU~ 1.7(図 4.4, Hamann et al. 1995, Narayanan et al. 2004) であるが、この範囲は、*case* B とは逆センス である. したがって *case* B を適応できる範囲に当てはまらないことがわかった.

4.2.3 VIS シナリオに要求される光度変動

電離パラメータが logU~ 1.7 の範囲において, 等価幅の増加 $\Delta \log EW \approx 0.18$ に対応する 電離パラメータの変化 $\Delta \log U d \approx -0.4$ (減光) である (すなわち, 光度変動 $\Delta m = 2.5 \Delta \log U \approx 1.0$ 等に対応する). VIS シナリオを支持するために要求されるこの光度変動幅は, HS1603+3820 にはみられなかった (光度変動の最大値は 0.23 等). 1.0 等を超える光度変動は例えば, G99 の PG0052+251(z = 0.155), PG1202+281(z = 0.165) 及び, PG1626+554(z = 0.133) に 確認されており, 光度変動の最大値はそれぞれ 1.13 等, 1.32 等及び, 1.51 等 (いずれも *B*band(中心波長は 442nm) における変動) である. しかしながら, これらのクェーサーの絶 対等級 M_B はそれぞれ, 24.1 等, 23.0 等及び, 23.1 等であり, 本研究のサンプルクェー サーの *B*-band の絶対等級 $M_B = 30.45$ 等 (*B* 等級のわかっているサンプルの平均値) より も ≈ 6.5 -7.5 等小さい. この等級差は, サンプルクェーサーのフラックスが上に挙げた G99 のサンプルのフラックスよりも 0.4 1.0 ± 10^3 倍大きいことを意味する. VB04 は光度が 100 倍大きくなると光度変動幅が等級にして 4 倍小さくなるという結果を報告している. すなわち, 光度-光度変動幅の反相関関係から, サンプルクェーサーにおいて 1.0 等級以上 の光度変動を数年の単位で観測できる可能性は非常に低い. 以上の議論から, VIS シナリ オでは期待される C_{IV} mini-BAL の変動は観測できていないことがわかった.



図 5*b*;様々なイオンに対する存在比 *f* と電離パラメータ V の関係)I bn boo 2::8 // クェーサーの TFE は 典型的なもの)温度 *T_c* A 21^{5.7}L- べき指数 α A 2.7+を仮定している/ 横軸は mh スケールでの電離パラ メータ *U* を表し- 縦軸は mh スケールでの各イオンの存在比を表す/ 上段の赤線は D III)D²⁺+と D IV)D³⁺+ の存在比が最大になる mh V の値を表し- その間隔は fl mh *U* ≈1/9 である/ また- O V)中段+の存在比が最 大)mh *f* ≈ 1.7+となる電離パラメータ)mhV≈.1/7- 中段から下段にかけての赤線+においては- TheV)下段 +の存在比が非常に小さい)mh *f* ≈ 2.5+ことが分かる/

4.3 VIS シナリオの補助機構

上記の議論から、アウトフローの変動を説明するためには VIS シナリオは不十分である. そこで、連続光源と吸収体 (アウトフロー)の間に光学的厚さが変動する物質 (遮蔽ガス)に よる電離光子調節をするための、付加的なメカニズムの存在を検討してみる (図 4.5). X 線 光子も電離源として貢献するが、遮蔽ガスに隠されてその強度が変動するので実質的に電 離パラメータが変わるかもしれない. つまり 電離パラメータ (の変動) は紫外・可視だけ で測っただけでは不十分な可能性がある. 遮蔽ガスとして有力な候補は X 線分光観測でた びたび検出される Warm absorber である (例えば, Gallagher et al. 2002, 2006, Krongold et al. 2007, Mehdipour et al. 2012). Warm absorber は本来, アウトフローの過電離を防 ぐためにその存在が予想されてきたものである (Murray et al. 1995). その後の X 線分光 モニター観測で, Warm absorber は有意な時間変動を示すことが明らかになったので (例 えば, Chartas et al. 2007, Giustini et al. 2010a, b), 光源からの入射光が遮蔽されること により下流にある (すなわち光源から, より離れた場所にある)UV で検出されるアウトフ ローの電離状態が変動する可能性がある.実際に, Różańska et al. (2014)の光電離モデル では HS に存在す



図 5/6; 降着円盤断面の模式図)Mvp fu bm/ 3124+ TN CI は大質量ブラックホール-a sbz dpspob は a 線 光源である/アウトフローは TN CI より 21¹⁶ 21¹⁷ dn 付近からの紫外線による輻射圧で放出されている/ 遮蔽ガスはアウトフローの根幹に位置し- 極紫外線と a 線放射を減衰させ-アウトフローの過電離を防ぐと 考えられる/

Ganguly ら (2001) は NAL と BAL 吸収体はそれぞれ降着円盤の赤道から高, 低緯度 に位置すると主張している.また, Takeuchi, Ohsuga & Mineshige (2013) による輻射磁気 流体シミュレーション (図 4.6) では非常に高緯度では Warm absorber は検出されないこ とが予言された.この描像が正しければ, NAL 吸収体に対しては X 線領域の遮蔽ガスの効 果は期待できないとういことになる.このことを支持する結果として, NAL クェーサーに おいては X 線は強く吸収されないことがわかっている (Misawa et al. 2008)²⁹.

Kurosawa & Proga (2009) のモデルでは NAL 吸収体はアウトフローによって掃き出さ れた, 母銀河の星間物質であることが示唆されている. この場合, NAL 吸収体は非常に小 さな体積密度 (例えば $n_e \approx 10^{-5}$ cm⁻³) を有するので, 例えば C_{IV}の場合の再結合時間は $t_{rec} \approx 6.0 \pm 10^8 \text{ s}$ (ガス温度 $T_{gas} = 20,000$ K のもと, 再結合係数 $\alpha_r = 5.3 \pm 10^{-12}$ cm³ s⁻¹,

²⁹ただし, NAL クェーサー Q1700+6416 では Warm absorber が検出されているので, 上記の描像が常に支持されるわけではない.

Arnaud & Rothenflug 1985) と非常に長い (式 1.44 参照). すなわち, 数年スケールの吸収 線変動はかなり小さいと考えるのが妥当である. さらに, この吸収体は連続光源から遠い ので (kpc のオーダー), 光度変動によって受ける影響はそれ以外の電離光源 (例えば宇宙 背景紫外光) と比較して小さいかもしれない.

一方で, Hamann ら (2013) は mini-BAL クェーサー 8 天体が, 強い X 線吸収を示さな かったことを報告している. Warm absorber 変動説の代わりに, 彼らは小スケール (10⁻⁴pc 程度) で高密度 (4±10⁶ cm⁻³ 程度) な吸収体が自己遮蔽の効果によって, 過電離状態を防 いでいる可能性があると主張している. この場合, UV と X 線のアウトフローの吸収強度 との間に相関は期待されない.

ここで議論してきた VIS に対する付加的なメカニズムは,可視・X 線同時モニター観測 で検証できる.この観測によって Warm absorber の変動がアウトフローに有意に影響を 及ぼすか否かが分かる.アウトフローの変動が Warm absorber によるものなのか,それと も X 線光度の変動によるものなのか,あるいは自己遮蔽しているガスの変動なのかは, X 線スペクトの物理モデルに依存するため容易でない.しかし XMM-Newton のような高集 光力の X 線観測衛星による観測で, power-law index と柱密度の両方をフリーパラメータ にしてモデルフィットすることができればこのシナリオの絞りこみが可能である (図 4.7).



図 5/7; アウトフローの 3 次元構造)Ubl fvd k Pi tvhb (N lofti kh 3124+; このとき- ブラックホール質量 $M_{\rm BH}$ A 21⁸ M_{\odot} - 経過時間 t A 8±21⁷t としている/ 緑の曲線はブラックホールによる重力と降着円盤から の輻射圧が等しい境界面である/また- 同様のシミュレーションが $M_{\rm BH}$ A 21 M_{\odot} の場合でも行われている が- アウトフローの dmn rz な構造はブラックホール質量に依存しない/



図 5/8; a N N.Of x upo で得られたクェーサー R1125, 9229 の観測者系での a 線スペクトルと- べき乗則モ デルに対するベストフィットの結果/ $N_{\rm H}$ は柱密度であり-)A 2 $\alpha_{\rm x}$ +はフォトンインデックスという/こ こで $\alpha_{\rm x}$ は a 線領域におけるスペクトルのべき指数である/下段はベストフィットに対する残差である/

4.4 アウトフローの密度と環境に対する制限

ここでは、本研究で唯一、測光・分光同時モニター観測が行われたクェーサーHS1603+3820 で検出されたアウトフローのガス密度や中心光源からの距離にもとづく内部構造に制限を 与えることを目的とする.本研究の測光・分光同時モニター観測によって、HS1603+3820 の光度と C_{IV} mini-BAL の変動傾向に約 9ヶ月のタイムラグが存在することを確認した (図 3.4, 3.5). 一方、Trévese ら (2013) は BAL クェーサー APM 08279+5255 に対する同様 な関係を確認している.すなわち、BAL クェーサー同様に mini-BAL クェーサーも光度変 動とアウトフローによる吸収強度が同期することが本研究で確かめられた.

アウトフローの時間変動の原因としてガス運動シナリオ, 散乱光増減シナリオ及び, VIS シナリオ (1.5節) が挙げられたが, HS1603+3820 に対しては前者の2つが排除されたため, VIS シナリオのみが残される. そこで VIS シナリオにもとづき, C_{IV} の吸収強度を変化さ せる過程 (すなわち, 光電離または再結合) を考える. C_{IV} の強度変化の過程は以下の4 通り

- (a) C_V から C_{IV} への再結合 ($C_V \leftrightarrow C_{IV}$)
- (b) C_{IV} から C_V への光電離 ($C_{IV} \leftrightarrow C_V$)
- (c) C_{IV}からC_{III}への再結合(C_{IV}↔ C_{III})

(d) C_{III} から C_{IV} への光電離 ($C_{III} \leftrightarrow C_{IV}$)

だが, epoch 1 から 3 にみられる C_{IV} の吸収強度の増加に対応する変化は (a)C_V ↔ C_{IV} または, (d) C_{III} ↔ C_{IV} のみである. 図 3.4 あるいは, *case* A, B に対する議論から, HS1603+3820の減光と共に等価幅が増加しているので, このケースは (a)C_V ↔ C_{IV} に該 当する.上記の9ヶ月 (アウトフローの静止系で81.6 日) をC_V から C_{IV} への再結合時間の 上限値と仮定すると式 (1.44) より, ガス密度に対し $n_e \sim 2.8 \pm 10^4$ cm⁻³ ($T_{gas} = 20,000$ K, $\alpha_r = 5.3 \pm 10^{-12}$ cm³s⁻¹) という下限値を与えることができる.

次に電離パラメータUを用いて,中心光源からのアウトフローの距離rに制限を与える. そのために,以下の仮定

- (1) 電離パラメータの範囲は logU~ 1.7 である.
- (2) ボロメトリック光度は, $L_{\text{bol}} \approx 4.4\lambda L_{\lambda}$, $\lambda = 1450$ Å(Narayanan et al. 2004) とする.
- (3) クェーサー HS1603+3820の SEDの形状は Richards ら (2006) によるもの, $L_{\lambda} \propto \lambda^{\alpha} \geq$ し、このとき $\alpha = 1.6(1,000$ Å-10 μ m), -0.4(10Å-1,000Å), -1.1(1,000Å-10 μ m)(Zheng et al. 1997, Telfer et al. 2002) とする.

を用いる (M14を参照). 仮定 (2), (3) により 1 秒あたりに光源から放射される水素の電離 光子数

$$Q = \int_{\nu_{\rm LL}}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu \tag{4.6}$$

を見積もることができる. このとき, L_{ν} と L_{λ} の関係式

$$L_{\nu} = L_{\lambda} \left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right| = \frac{\lambda^2 L_{\lambda}}{c} \tag{4.7}$$

を用いて,式 (4.6) を積分すると, $Q \approx 1.6 \pm 10^{58} \text{ s}^{-1}$ が得られる. さらに,式 (4.5) から rの上限値を

$$r \ge \sqrt{\frac{Q}{4\pi c n_e U}} \tag{4.8}$$

と書くことができ,上で得られた Q, n_e の下限値, U の下限値 (仮定 (1)) を代入すると, $r \leq 2.8$ kpc が得られる.この上限値は mini-BAL を調べた M14 と同程度であり, いずれも 母銀河のスケールに匹敵するサイズである.上記の結果は, mini-BAL をもたらすアウト フローは降着円盤 (≈ 0.1 pc スケール) から離れた位置 ³⁰ にありながら, warm absorber の 光学的厚さの変動にともなう,電離光子の増減に影響されやすい可能性を示唆する.

³⁰ただし, r は上限値でしかなく実際には、クェーサーの近傍に存在する可能性も考慮する必要がある.

第5章 結論

本研究では,アウトフローの時間変動の原因として最も有力な VIS シナリオを検証すべ く i) mini-BAL クェーサー4天体, NAL クェーサー5天体に対する測光モニター観測及び, ii) mini-BAL クェーサー HS1603+3820 に対する分光モニター観測を, 3 年以上にわたって 行った. この可視測光・分光モニター観測の結果を以下にまとめる.

- (1) 一般的なクェーサーの光度変動にみられる, 観測期間が長くなるほど大きくなり, 観 測波長帯が長くなるほど小さくなるという傾向 (BWB 傾向) を本研究で扱った mini-BAL と NAL クェーサーでも確認した.
- (2) 最大光度変動幅・勾配の比較及び、Structure Function 解析から mini-BAL と NAL クェーサーの光度変動傾向には有意な差は確認できなかった.すなわち mini-BAL クェーサーのみ、大きな光度変動を示さないことがわかった.(1.6節の VIS シナリオ を支持するケース (2) を排除する結果).
- (3) 測光・分光同時モニター観測を行った HS1603+3820 に対しては, クェーサーの光度 と C_{IV} mini-BAL の吸収強度の変動が約 9ヶ月のタイムラグを伴って同期する傾向 がみられた.
- (4) HS1603+3820 の C_{IV} mini-BAL の等価幅に BAL 同様の明確な時間増加傾向はみら れなかった.
- (5) epoch 1 から epoch 3 の間で HS1603+3820 の減光に伴って mini-BAL の等価幅が増加し, さらに高電離の N_V が先行研究によって検出されている. これらのことは, 電離パラメータの範囲が logU ~ 1.7 であることを示唆し, この電離パラメータの範囲で VIS シナリオを支持するための光度変動幅は 1.0 等程度である. HS1603+3820 における光度変動の最大値は 0.23 等 (*u*-band) なので, 光度変動のみで VIS シナリオを支持できる可能性は低い (アウトフローの電離パラメータが logU ≈ 3 と小さくない限り, 観測された光度変動で VIS シナリオは mini-BAL の変動に寄与しない).
- (6) VIS シナリオは、アウトフローに入射するフラックスを調節するための補助機構 (Xray warm absorber の光学的厚さの変動)を援用することで採用できる可能性が残さ

れる.

第6章 将来の展望

VIS シナリオの有意性を決定的なものにするためにはアウトフローと遮蔽物質の吸収 強度を同時にモニターする必要がある.さらに光度/Eddington 比と光度変動の反相関の 影響をキャンセルするためには、この観測をより広いパラメータスペースにわたる多数の クェーサーで検証するべきである.すなわち、本研究の結果を展開し議論を発展させるた めには、以下の観測が必要である.

- VIS シナリオをサポートする補助的なシナリオ (warm absorber の変動, あるいは自己 遮蔽効果の変動)の検証を試みる.現段階では mini-BAL クェーサー HS1603+3820 に 対する補助シナリオの検証を行うため, 高集光力の X 線天文観測衛星 XMM-Newton の観測が考えられる.一方で,可視分光モニター観測は西はりま天文台のなゆた/Line Imager and Slit Spectrograph (LISS, Hashiba et al. 2014)を用いて行う予定である. この装置は低分散グリズム分光 (分解能 R ≈100; 4,000-10,000Å),および広/狭帯域 フィルター撮像の3つの観測モードを搭載した可視光分光撮像装置である.限界等級 は積分時間 1200 秒, S/N≈10 で 20.1(20.3)等であり,かなり暗い天体に対しても測光 (分光)観測をすることができる.これらの結果を待って, クェーサーの光度変動と吸 収線の変動が warm absorber の変動にどのように依存するのか (あるいは依存しない のか)を確かめ, mini-BAL, NAL をもつクェーサーのアウトフローの時間変動の原因 及び幾何学的構造に対する考察を進めたい.
- 2. 可視・X線分光観測の結果と,輻射流体シミュレーション結果を比較することで,ア ウトフローのみならず AGN の全体像の解明を目指す.
- HS1603+3820 に対して行った、VIS シナリオの調査を複数のクェーサーに対して行う べく、クェーサーを複数回分光観測したアーカイブデータを用いて、クェーサー光度 とアウトフローの変動を統計的に調査する.光度や Eddington 比が1桁小さい BAL, mini-BAL 及び NAL クェーサーをターゲットにすることで VIS シナリオの検証を幅 広いパラメータスペースで行う. SDSS フィールドにおける光反響マッピングサーベ イのアーカイブデータ (Shen et al. 2015a) が最適であろう.クェーサー数は 800 を越 えるため、前研究のサンプル数9 天体と比較すると統計をとるには十分な数である.

関連図書

- [1] Arnaud, M., & Rothenflug, R. 1985, A&AS, 60, 425
- [2] Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
- [3] Borgeest, U., & Schramm, K.-J. 1994, A&A, 284, 764
- [4] Brandt, W. N., Laor, A., & Wills, B. J. 2000, ApJ, 528, 637
- [5] Capellupo, D. M., Hamann, F., Shields, J. C., Halpern, J. P., & Barlow, T. A. 2013, MNRAS, 429, 1872
- [6] Capellupo, D. M., Hamann, F., Shields, J. C., Rodríguez Hidalgo, P., & Barlow, T. A. 2011, MNRAS, 413, 908
- [7] Capellupo, D. M., Hamann, F., Shields, J. C., Rodríguez Hidalgo, P., & Barlow, T. A. 2012, MNRAS, 422, 3249
- [8] Chartas, G., Brandt, W. N., Gallagher, S. C., & Proga, D. 2007, AJ, 133, 1849
- [9] Chelouche, D., & Netzer, H. 2005, ApJ, 625, 95
- [10] Cristiani, S., Trentini, S., La Franca, F., & Andreani, P. 1997, A&A, 321, 123
- [11] de Vries, W. H., Becker, R. H., White, R. L., & Loomis, C. 2005, AJ, 129, 615
- [12] di Clemente, A., Giallongo, E., Natali, G., Trévese, D., & Vagnetti, F. 1996, ApJ, 463, 466
- [13] Dietrich, M., Mathur, S., Grupe, D., & Komossa, S. 2009, ApJ, 696, 1998
- [14] Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, Nature, 433, 604
- [15] Edge, D.O., Shakeshaft, J.R., McAdam, W.B, Baldwin, J.E., & Archer, S. 1959, MemRAS, 68, 37
- [16] Enya, K., Yoshii, Y., Kobayashi, Y., Minezaki, T., Suganuma, M., Tomita, H., & Peterson, B. A. 2002, ApJS, 141, 45
- [17] Everett, J. E. 2005, ApJ, 631, 689
- [18] Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., Chaffee, F. H., Weymann, R. J., Morris, S. L. 1991, ApJ, 373, 465
- [19] Gallagher, S. C., Brandt, W. N., Chartas, G., & Garmire, G. P. 2002, ApJ, 567, 37
- [20] Gallagher, S. C., Brandt, W. N., Chartas, G., Priddey, R., Garmire, G. P., & Sambruna, R. M. 2006, ApJ, 644, 709

- [21] Ganguly, R., Bond, N. A., Charlton, J. C., Eracleous, M., Brandt, W. N., Churchill, & C. W. 2001, ApJ, 549, 133
- [22] Gibson, R. R., Brandt, W. N., Schneider, D. P., & Gallagher, S. C. 2008, ApJ, 675, 985
- [23] Gibson, R. R., Jiang, L., Brandt, W. N., Hall, P. B., Shen, Y., Wu, J., Anderson, S. F., Schneider, D. P., Vanden Berk, D., Gallagher, S. C., Fan, X., York, D. G. 2009, ApJ, 692, 758
- [24] Giustini, M., Cappi, M., Chartas, G., Eracleous, M., Palumbo, G. G. C., & Vignali, C. 2010, Accretion and Ejection in AGN: a Global View, 427, 108
- [25] Giustini, M., Cappi, M., Chartas, G., Eracleous, M., Palumbo, G. G. C., & Vignali, C. 2010, IAU Symposium, 267, 397
- [26] Giveon, U., Maoz, D., Kaspi, S., Netzer, H., & Smith, P. S. 1999 (G99), MNRAS, 306, 637
- [27] Granato, G. L., De Zotti, G., Silva, L., Bressan, A., & Danese, L. 2004, ApJ, 600, 580
- [28] Grier, C. J., Brandt, W. N., Hall, P. B., Trump, J. R., Filiz Ak, N., Anderson, S. F., Green, Paul J., Schneider, D. P., Sun, M., Vivek, M., Beatty, T. G., Brownstein, Joel R., Roman-Lopes, Alexandre 2016, ApJ, 824, 130
- [29] Grier, C., Hall, P. B., Brandt, W. N., Trump, J. R., Shen, Yue, Vivek, M., Filiz Ak, N., Chen, Yuguang, Dawson, K. S., Denney, K. D., Green, Paul J., Jiang, Linhua, Kochanek, C. S., McGreer, Ian D., Pris, I., Peterson, B. M., Schneider, D. P., Tao, Charling, Wood-Vasey, W. M., Bizyaev, Dmitry, Ge, Jian, Kinemuchi, Karen, Oravetz, Daniel, Pan, Kaike, Simmons, Audrey 2015, ApJ, 806, 111
- [30] Griffith, M. R., Wright, A. E., Burke, B. F., & Ekers, R. D. 1994, ApJS, 90, 179
- [31] Guo, H., & Gu, M. 2014, ApJ, 792, 33
- [32] Hall, P. B., Anderson, S. F., Strauss, M. A., York, D. G., Richards, G. T., Fan, X., Knapp, G. R., Schneider, D. P., Vanden Berk, D. E., Geballe, T. R., Bauer, A. E., Becker, R. H., Davis, M., Rix, H.-W., Nichol, R. C., Bahcall, N. A., Brinkmann, J., Brunner, R., Connolly, A. J., Csabai, I., Doi, M., Fukugita, M., Gunn, J. E., Haiman, Z., Harvanek, M., Heckman, T. M., Hennessy, G. S., Inada, N., Ivezi, ., Johnston, D., Kleinman, S., Krolik, J. H., Krzesinski, J., Kunszt, P. Z., Lamb, D. Q., Long, D. C., Lupton, R. H., Miknaitis, G., Munn, J. A., Narayanan, V. K., Neilsen, E., Newman, P. R., Nitta, A., Okamura, S., Pentericci, L., Pier, J. R., Schlegel, D. J., Snedden, S., Szalay, A. S., Thakar, A. R., Tsvetanov, Z., White, R. L., Zheng, W. 2002, ApJS, 141, 267
- [33] Hamann, F. 1997, ApJS, 109, 279

- [34] Hamann, F., Barlow, T., Beaver, E. A., Burbidge, E. M., Cohen, R., Junkkarinen, V., & Lyons, R. 1995, ApJ, 443, 606
- [35] Hamann, F., Chartas, G., McGraw, S., Rodriguez Hidalgo, P., Shields, J., Capellupo, D., Charlton, J., Eracleous, M. 2013, MNRAS, 435, 133
- [36] Hamann, F., Simon, L., Rodríguez Hidalgo, P., & Capellupo, D. 2012, AGN Winds in Charleston, 460, 47
- [37] Hashiba, Y., Doi, M., Sako, S., Morokuma, T., Kuncarayakti, H., Kokubo, M., Mitsuda, K., Takahashi, H., Tateuchi, K., Watanabe, M., Nakao, H., 2014, SPIE, 9147, 91472J
- [38] Hewett, P. C., & Foltz, C. B. 2003, AJ, 125, 1784
- [39] Hook, I. M., McMahon, R. G., Boyle, B. J., & Irwin, M. J. 1994, MNRAS, 268, 305
- [40] Horiuchi, T., Misawa, T., Morokuma, T., Koyamada, S., Takahashi, K., Wada, H. 2016, PASJ, 68, 48
- [41] Hummer, D. G. 1965, MmRAS, 70, 1
- [42] Ishigaki, T., Hayashi, T., Ohtani, H., Sasaki, M., Maemura, H., Ozaki, S., Hattori, T., Sugai, H., Ishii, M. 2004, PASJ, 56, 723
- [43] Just, D. W., Brandt, W. N., Shemmer, O., Steffen, A. T., Schneider, D. P., Chartas, G., & Garmire, G. P. 2007, ApJ, 665, 1004
- [44] Kaastra, J. S., Paerels, F. B. S., Durret, F., Schindler, S., & Richter, P. 2008, SSR, 134, 155
- [45] Kawaguchi, T., Mineshige, S., Umemura, M., & Turner, E. L. 1998, ApJ, 504, 671
- [46] Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. 1989, AJ, 98, 1195
- [47] Knigge, C., Scaringi, S., Goad, M. R., & Cottis, C. E. 2008, MNRAS, 386, 1426
- [48] Kokubo, M., Morokuma, T., Minezaki, T., Doi, M., Kawaguchi, T., Sameshima,
 H., & Koshida, S. 2014, ApJ, 783, 46
- [49] Krongold, Y., Nicastro, F., Elvis, M., Brickhouse, N., Binette, L. Mathur, S., & Jiménez-Bailón, E. 2007, ApJ, 659, 1022
- [50] Kuhn, O., Bechtold, J., Cutri, R., Elvis, M., & Rieke, M. 1995, ApJ, 438, 643
- [51] Kurosawa, R., & Proga, D. 2009, ApJ, 693, 1929
- [52] Lewis, G. F., Miralda-Escude , J., Richardson, D. C., & Wambsganss, J. 1993, MNRAS, 261, 647

- [53] Luo, B., Brandt, W. N., Alexander, D. M., Harrison, F. A., Stern, D., Bauer, F. E., Boggs, S. E., Christensen, F. E., Comastri, A., Craig, W. W., Fabian, A. C., Farrah, D., Fiore, F., Fuerst, F., Grefenstette, B. W., Hailey, C. J., Hickox, R., Madsen, K. K., Matt, G., Ogle, P., Risaliti, G., Saez, C., Teng, S. H., Walton, D. J., Zhang, W. W. 2013, ApJ, 772, 153
- [54] Lynds, C. R. 1967, ApJ, 147, 396
- [55] Mehdipour, M., Branduardi-Raymont, G., & Page, M. J. 2012, A&A, 542, A30
- [56] Meusinger, H. & Weiss, V. 2013, A&A, 560, A104
- [57] Misawa, T., Charlton, J. C., & Eracleous, M. 2014, ApJ, 792, 77
- [58] Misawa, T., Charlton, J. C., Eracleous, M., Ganguly, R., Tytler, D., Kirkman, D., Suzuki, N., Lubin, D. 2007, ApJS, 171, 1
- [59] Misawa, T., Eracleous, M., Chartas, G., & Charlton, J. C. 2008, ApJ, 677, 863
- [60] Misawa, T., Eracleous, M., Charlton, J. C., & Kashikawa, N. 2007, ApJ, 660, 152
- [61] Misawa, T., Eracleous, M., Charlton, J. C., & Tajitsu, A. 2005, ApJ, 629, 115
- [62] Misawa, T., Kawabata, K. S., Eracleous, M., Charlton, J. C., & Kashikawa, N. 2010, ApJ, 719, 1890
- [63] Moll, R., Schindler, S., Domainko, W., Kapferer, W., Mair, M., van Kampen, E., Kronberger, T., Kimeswenger, S., Ruffert, M. 2007, A&A, 463, 513
- [64] Morokuma, T., Tominaga, N., Tanaka, M., Mori, K., Matsumoto, E., Kikuchi, Y., Shibata, T., Sako, S., Aoki, T., Doi, M., Kobayashi, N., Maehara, H., Matsunaga, N., Mito, H., Miyata, T., Nakada, Y., Soyano, T., Tarusawa, K., Miyazaki, S., Nakata, F., Okada, N., Sarugaku, Y., Richmond, Michael W., Akitaya, H., Aldering, G., Arimatsu, K., Contreras, C., Horiuchi, T., Hsiao, E. Y., Itoh, R., Iwata, I., Kawabata, K. S., Kawai, N., Kitagawa, Y., Kokubo, M., Kuroda, D., Mazzali, P., Misawa, T., Moritani, Y., Morrell, N., Okamoto, R., Pavlyuk, N., Phillips, M. M., Pian, E., Sahu, D., Saito, Y., Sano, K., Stritzinger, M. D., Tachibana, Y., Taddia, F., Takaki, K., Tateuchi, K., Tomita, A., Tsvetkov, D., Ui, T., Ukita, N., Urata, Y., Walker, E. S., Yoshii, T. 2014, PASJ, 66, 114
- [65] Murray, N., Chiang, J., Grossman, S. A., & Voit, G. M. 1995, ApJ, 451, 498
- [66] Narayanan, D., Hamann, F., Barlow, T., Burbidge, E. M., Cohen, R. D., Junkkarinen, V., & Lyons, R. 2004, ApJ, 601, 715
- [67] Nomura, M., Ohsuga, K., Wada, K., Susa, H., & Misawa, T. 2013, PASJ, 65, 40
- [68] Ogle, P. M. 1998, Ph.D. Thesis, 3496
- [69] Ohsuga, K., & Mineshige, S. 2011, ApJ, 736, 2

- [70] Ohtani, H., Ishigaki, T., Maemura, H., Hayashi, T., Sasaki, M., Ozaki, S., Hattori, T., Aoki, K., Sugai, H. 1998, SPIE, 3355, 750
- [71] Paris I. et al. 2016, paper in prep.
- [72] Proga, D., Stone, J. M., & Kallman, T. R. 2000, ApJ, 543, 686
- [73] Rafiee, A., Pirkola, P., Hall, P. B., Galati, N., Rogerson, J., Ameri, A. 2016, MNRAS, 459, 2472
- [74] Reichard, Timothy A., Richards, Gordon T., Schneider, Donald P., Hall, Patrick B., Tolea, Alin, Krolik, Julian H., Tsvetanov, Z., Vanden Berk, D. E., York, D. G., Knapp, G. R., Gunn, J. E.; Brinkmann, J. 2003, AJ, 125, 1711
- [75] Richards, G. T., Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., Hall, P. B., Gallagher, S. C., Hines, D. C., Fan, X., Papovich, C., Vanden Berk, D. E., Trammell, G. B., Schneider, D. P., Vestergaard, M., York, D. G., Jester, S., Anderson, S. F., Budavri, T., Szalay, A. S. 2006, ApJS, 166, 470
- [76] Richards, G. T., York, D. G., Yanny, B., Kollgaard, R. I., Laurent-Muehleisen,
 S. A., & Vanden Berk, D. E. 1999, ApJ, 513, 576
- [77] Rodríguez Hidalgo, P., Eracleous, M., Charlton, J., Hamann, F., Murphy, M. T., Nestor, D., 2013, ApJ, 775, 14
- [78] Różańska, A., Nikołajuk, M., Czerny, B., Dobrzycki, A., Hryniewicz, K., Bechtold, J., & Ebeling, H. 2014, New, 28, 70
- [79] Sakata, Y., Minezaki, T., Yoshii, Y., Kobayashi, Y., Koshida, S., Aoki, T., Enya, K., Tomita, H., Suganuma, M., Katsuno U. Y., Sugawara, S. 2010, ApJ, 711, 461
- [80] Sakata, Y., Morokuma, T., Minezaki, T., Yoshii, Y., Kobayashi, Y., Koshida, S., & Sameshima, H. 2011, ApJ, 731, 50
- [81] Sako, S., Tsutomu A., Mamoru D., Nobuyuki I., Naoto K., Noriyuki M., Hiroyuki M., Takashi M., Tomoki M., Yoshikazu N., Takao S., Ken'ichi T., Satoshi M., Fumiaki N., Norio O., Yuki S., Michael W. R. 2012, SPIE, 8446, 6
- [82] Schmidt, G. & Hines, D., 1999, ApJ, 512, 125
- [83] Schmidt, M. 1963, Nature, 197, 1040
- [84] Schmidt, M. 1968, ApJ, 151, 393
- [85] Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
- [86] Shen, Y., Brandt, W. N., Dawson, K. S., Hall, P. B., McGreer, I. D., Anderson, S. F., Chen, Y. D., Kelly D., Eftekharzadeh, S., Fan, X., Gao, Y., Green, P. J., Greene, J. E., Ho, L. C., Horne, K., Jiang, L., Kelly, B. C., Kinemuchi, K., Kochanek, C. S., Pris, I., Peters, C. M., Peterson, B. M., Petitjean, P., Ponder, K., Richards, G. T., Schneider, D. P., Seth, A., Smith, R. N., Strauss, M. A., Tao,

C., Trump, J. R., Wood-Vasey, W. M., Zu, Y., Eisenstein, D. J., Pan, K., Bizyaev, D., Malanushenko, V., Malanushenko, E., Oravetz, D. 2015, ApJS, 216, 4

- [87] Shen, Y., Richards, G. T., Strauss, M. A., Hall, P. B., Schneider, D. P., Snedden, S., Bizyaev, D., Brewington, H., Malanushenko, V., Malanushenko, E., Oravetz, D., Pan, K., Simmons, A. 2011, ApJS, 194, 45
- [88] Takeuchi, S., Ohsuga, K., & Mineshige, S. 2013, PASJ, 65, 88
- [89] Telfer, R. C., Zheng, W., Kriss, G. A., & Davidsen, A. F. 2002, ApJ, 565, 773
- [90] Tolea, A., Krolik, J. H., & Tsvetanov, Z. 2002, 578, L31
- [91] Trainor, R. F., & Steidel, C. C. 2012, ApJ, 752, 39
- [92] Trévese, D., Kron, R. G., Majewski, S. R., Bershady, M. A., & Koo, D. C. 1994, ApJ, 433, 494
- [93] Trévese, D., Saturni, F. G., Vagnetti, F., Perna, M., Paris, D., & Turriziani, S. 2013, A&A, 557, A91
- [94] Vanden Berk, D. E., Wilhite, B. C., Kron, R. G., Anderson, S. F., Brunner, R. J., Hall, P., B., Ivezi, eljko, Richards, G. T., Schneider, D. P., York, D. G., Brinkmann, J. V., Lamb, D. Q., Nichol, R. C., Schlegel, D. J. 2004 (VB04), ApJ, 601, 692
- [95] Véron-Cetty, M.-P., & Véron, P. 2010, A&A, 518, A10
- [96] Vestergaard, M., & Peterson, B. M., 2006 ApJ, 641, 689
- [97] Wang, T., Ferland, G. J., Yang, C., Wang, H., & Zhang, S. 2016, ApJ, 824, 106
- [98] Webb, W., & Malkan, M. 2000, ApJ, 540, 652
- [99] Weymann, R., & Foltz, C. 1983, Liege International Astrophysical Colloquia, 24, 538
- [100] Weymann, R. J., Morris, S. L., Foltz, C. B., & Hewett, P. C. 1991, ApJ, 373, 23
- [101] Wilhite, B. C., Brunner, R. J., Grier, C. J., Schneider, D. P., & Vanden Berk,
 D. E. 2008 (W08) , MNRAS, 383, 1232
- [102] Wise, J. H., Eracleous, M., Charlton, J. C., & Ganguly, R. 2004, ApJ, 613, 129
- [103] Wold, M., Brotherton, M. S., & Shang, Z. 2007, MNRAS, 375, 989
- [104] Wu, J., Charlton, J. C., Misawa, T., Eracleous, M., & Ganguly, R. 2010, ApJ, 722, 997
- [105] Yoshida, M. 2005, Journal of Korean Astronomical Society, 38, 117
- [106] Zheng, W., Kriss, G. A., Telfer, R. C., Grimes, J. P., & Davidsen, A. F. 1997, ApJ, 475, 469

- [107] Zuo, W., Wu, X.-B., Liu, Y.-Q., & Jiao, C.-L. 2012, ApJ, 758, 104
- [108] 粟屋隆 著 「データ解析」2000 年 (学会出版センター)
- [109] 家正則, 岩室史英, 舞原俊憲, 水本好彦, 吉田道利 編「シリーズ現代の天文学 15 宇宙の観測 I」2007年 (日本評論社)
- [110] 岡村定矩 編 「天文学への招待」2009 年 (朝倉書店)
- [111] 高原文郎 著 「宇宙物理学」2010年 (朝倉書店)
- [112] 三澤透 「天文月報 第103巻 第7号 クェーサー吸収線で探る活動銀河核」2007年(日本天文学会)

付録

A 加速膨張をする宇宙

ー様等方な宇宙モデルを仮定する (宇宙原理). つまり, 大きなスケールで見て宇宙の 物質分布が並進対称性と 回転対称性を持つとする. 一様等方宇宙モデルの幾何学的 性質は, RobertsonWalker 計量

$$ds^{2} = dt^{2} + a(t)^{2} \left(\frac{dx^{2}}{1 - Kx^{2}} + x^{2}d\theta^{2} + x^{2}\sin^{2}\theta d\phi^{2} \right)$$
 (A 1)

で解釈される. ここでa(t)はスケール因子であり, 宇宙の長さの相似拡大縮小率の時間変化を表す. また, 現在のスケールを $a(t_0)$, 過去の宇宙のある時間 t_1 におけるスケールを $a(t_1)$ とおく. これらの値は赤方偏移 z と

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_1)}$$
 (A 2)

という関係で結びつけられる. つまり, 宇宙の大きさの比の分だけ赤方偏移している ことになる. また *K* は空間の曲率定数であり, 空間の幾何学を決定する. 一様等方宇 宙の幾何学的性質はこれら 2 つのパラメータのみに依り, 宇宙原理によって空間座標 (*x*, θ, φ) には依存しない.

宇宙原理を仮定すると、物質場のエネルギー運動量テンソル $T_{\mu\nu}$ はエネルギー密度 ρ , 圧力 p をもつ完全流体における形

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p/c^2)u_{\mu}u_{\nu} + pg_{\mu\nu}$$
 (A 3)

と表される. ここで、 u_{μ} は物質の4次元速度で、 $g_{\mu\nu}$ は計量テンソルである.

空間の幾何学と物質分布の結びつきは Einstein 方程式

$$R_{\mu\nu} \quad \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G T_{\mu\nu}}{c^4} \tag{A} \quad 4)$$

で与えられる. この式は (空間の幾何学)=(物質分布) を表している. $R_{\mu\nu}$ は空間の曲 率テンソル, Λ は宇宙項 (Einstein の宇宙定数) である. (μ , ν) はそれぞれ, 0, 1, 2, 3 の値をとりうるが, 一様等方宇宙モデルの場合, Einstein 方程式で独立なものは以下 の 2 つのみである.

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho \quad \frac{Kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{A} 5$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{A} \quad 6$$

この2式の1つめは特に,宇宙膨張を記述するフリードマン方程式と呼ばれている. フリードマン方程式を時間微分すると

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3} \left(\frac{\dot{\rho}a}{\dot{a}} + 2\rho \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{A} \quad 7$$

となる.2つめの式と組み合わせると

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p/c^2) \tag{A} \quad 8)$$

が得られる. これは, 物質の平均エネルギー密度の進化を表す式である. これを無次 元化するために 現在のスケール因子 $a(t_0)$, ハッブル定数 H_0 (後述) と物質密度 ρ_m を 用いて

$$R(t) \le \frac{a(t)}{a(t_0)}, \ \Omega_m \le \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_m \ , \Omega_\Lambda \le \frac{\Lambda}{3H_0^2}$$
(A 9)

を定義する.このとき、曲率定数 K は

$$K = a_0^2 H_0^2 (\Omega_m + \Omega_\Lambda \quad 1) \tag{A} \quad 10$$

となる.現在に近い時期では物質場の圧力を無視してよい ($p \gg \rho c^2$).以上から宇宙 膨張を記述する基本式は

$$\dot{R}(t)^2 = H_0^2 \left(\frac{\Omega_m}{R} + 1 \quad \Omega_m \quad \Omega_\Lambda + \Omega_\Lambda R^2 \right) \tag{A} 11$$

となり、宇宙論パラメーター $H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda$ を与えれば宇宙膨張の進化が決まる. 以降は 宇宙論パラメータについて述べる.

ハッブル定数 *H*₀: 我々の宇宙が等方的に膨張しているという事実は, 遠方に位置す る系外銀河の後退速度 *v* がその銀河までの距離 *r* に比例している, つまり

$$v = H_0 r \tag{A} \quad 12)$$

というハッブルの発見によって確かめられた. 比例係数 H₀ はハッブル定数と呼ばれる. 単位は km s⁻¹/Mpc である. ハッブル定数を決定するためには, 遠方天体までの距離 r を精度良く知る必要がある. Ia 型に分類される超新星は, その最大光度がほぼ一定であることが知られており, 宇宙の距離決定のための標準光源として広く用いられている.

物質密度パラメータ Ω_m: バリオンとダークマターの密度の指標となる量である. 観 測的には銀河団の個数密度の評価により推定される. また, このパラメータは物質の 重力で宇宙を収縮させる度合いを意味する.

エネルギー密度パラメータ Ω_Λ: 宇宙空間を押し広げるダークエネルギーの割合の指標である.遠方の超新星の光度,赤方偏移の関係により推定される.

上記の3つの宇宙論パラメータは遠方の銀河の個数計測, 超新星の明るさと距離の 関係, WMAP(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)衛星によるマイクロ波背景輻 射の温度ゆらぎなどのデータを組み合わせて非常に小さい誤差で決まりつつある. そ れらの値は, $H_0 \approx 70 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc}$, $\Omega_m \approx 0.27$, $\Omega_\Lambda \approx 0.73$ である. また, $\Omega_m + \Omega_\Lambda \approx 1$ なので, 曲率 Kの式から平坦な宇宙 (K=0) であることが示唆される. さらに $\Omega_\Lambda > \Omega_m$ のため, 現在宇宙が加速膨張していることが分かっている. 1998 年に超新星爆発の 観測で宇宙の膨張速度が一定でなく, 加速膨張をしていることの観測的証拠が得られ たという報告がなされた. この功績で 2011 年に Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt, Adam Guy Riess の 3 氏にノーベル物理学賞が授与された.

宇宙論パラメータを扱う量の例として, 第3章で用いた, 赤方偏移 z における宇宙 年齢は

$$\tau(z) = \frac{2}{3H_0} \frac{1}{1 - \Omega_m} \ln\left[\sqrt{\frac{1}{\Omega_m (1+z)^3}} + \sqrt{1 + \frac{1}{\Omega_m (1+z)^3}}\right]$$
(A 13)

であり, 光度距離は

$$D(z) = \frac{c}{H_0}(1+z) \int_0^z \frac{dz}{[\Omega_m(1+z)^3 + 1 \quad \Omega_m]^{1/2}}$$
(A 14)

であることを言及しておく.

B 縦軸に誤差を持つ場合の最小二乗法による直線回帰

 y_i が $N(f(x_i), \sigma_i^2; y_i)$ に従うとし、最尤推定法で母平均 $f(x_i)$ を推定する. それにより y = f(x) を決める. 誤差は y 軸方向のみもつとする. このとき尤度関数を L とおくと

$$L = \prod_{i=0}^{n} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left[-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} \frac{(y_i - f(x_i))^2}{\sigma_i^2}\right]$$
(B 1)

である.Lを最大にするのは

$$\chi^2 \le \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - f(x_i))^2}{\sigma_i^2}$$
 (A 2)

を最小にする関数 f(x) である.f(x) が m 個の独立なパラメータ a_1, a_2, xxx, a_m で決定 される関数であるとする $(f(x) = f(a_1, a_2, xxx, a_m; x))$.L が極大になる条件は

$$\frac{\partial}{\partial a_j}\chi^2 = 0 \tag{B} 3$$

なので. $w_i = 1/\sigma_i^2$ とおくと

$$\sum_{i=1}^{n} w_i (y_i \quad f(x_i)) \frac{\partial f}{\partial a_j} = 0 \tag{B} \quad 4)$$

となる.パラメータが線形の場合を仮定する.つまり

$$f(a_1, a_2, a_m; x) = \sum_{j=1}^m a_j g_j(x)$$
 (B 5)

となるような a_1, a_2, a_m を含まない $g_j(x)$ を仮定する.上の式より χ^2 を最小にする 条件は $\partial f/\partial a_j = g_j(x)$ なので

$$\sum_{i=1}^{n} w_i(y_i \quad \sum_{k=1}^{m} a_k g_k(x_i)) g_j(x_i) = 0$$
 (B 6)

この式を a_j に対する行列の積の形にするために $A_{jk} = \sum_{i=1}^n w_i g_j(x_i) g_k(x_i)$ (対称行 列), $\beta_j = \sum_{i=1}^n w_i y_i g_j(x_i)$ とおくと

$$\sum_{k=1}^{m} A_{jk} a_k = \beta_j \tag{B} 7$$

となり, さらに

$$a_k = \sum_{j=1}^m (A^{-1})_{kj} \beta_j$$
 (B 8)

であることが分かる. 分散 $(\Delta a_i)^2$ の値を求めると

$$(\Delta a_{j})^{2} = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial a_{j}}{\partial y_{i}}\right)^{2} \sigma_{i}^{2}$$

$$= \sum_{i=1}^{n} \left[w_{i} \sum_{k=1}^{m} (A^{-1})_{jk} g_{k}(x_{i})\right]^{2} \frac{1}{w_{i}}$$

$$= \sum_{i=1}^{n} w_{i} \left[\sum_{k=1}^{m} (A^{-1})_{jk} g_{k}(x_{i})\right] \left[\sum_{l=1}^{m} (A^{-1})_{jl} g_{l}(x_{i})\right]$$

$$= \sum_{k=1}^{m} \sum_{l=1}^{m} (A^{-1})_{jk} (A^{-1})_{jl} \left[\sum_{i=1}^{n} w_{i} g_{k}(x_{i}) g_{l}(x_{i})\right]$$

$$= \sum_{k=1}^{m} \sum_{l=1}^{m} (A^{-1})_{jk} (A^{-1})_{jl} A_{kl}$$

$$= \sum_{k=1}^{m} (A^{-1})_{jk} \delta_{jk}$$

$$= (A^{-1})_{jj} \qquad (B \quad 9)$$

となる.

ここから、 直線の最適化 (m=2, $g_1(x)=1$, $g_2(x)=x$) について述べる $y = a_1 + a_2 x$ の a_1, a_2 をそれぞれ求めるために

$$\begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} w_i & \sum_{i=1}^{n} w_i x_i \\ \sum_{i=1}^{n} w_i x_i & \sum_{i=1}^{n} w_i x_i^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} w_i y_i \\ \sum_{i=1}^{n} w_i x_i y_i \end{pmatrix}$$
(B 10)

という方程式を解くと a1, a2 はそれぞれ

$$a_1 = \frac{1}{\Delta} (S_{xx} S_y \quad S_x S_{xy}) \tag{B} 11$$

$$a_2 = \frac{1}{\Delta} (SS_{xy} \quad S_x S_y) \tag{B} \quad 12)$$

となる. このとき

$$S = \sum_{i=1}^{n} w_i, \ S_x = \sum_{i=1}^{n} w_i x_i, \ S_y = \sum_{i=1}^{n} w_i y_i$$
(B 13)

$$S_{xx} = \sum_{i=1}^{n} w_i x_i^2, \ S_{xy} = \sum_{i=1}^{n} w_i x_i y_i, \ \Delta = SS_{xx} \quad (S_x)^2 \tag{B} 14$$

である. 分散はそれぞれ

$$(\Delta a_1)^2 = \frac{1}{\Delta} S_{xx}, \ (\Delta a_2)^2 = \frac{1}{\Delta} S$$
 (B 15)

となる.

C 横軸,縦軸ともに誤差を持つ場合の最小二乗法による直線回帰

横軸, 縦軸ともに誤差を持つ場合の直線回帰について述べる. n 組のデータの表現を (X_1, Y_1), ×××(X_n, Y_n)とおき, データの母平均を(x_1, y_1), ×××(x_n, y_n)とおく. 誤差の 扱いは x側も y 側も対等なので合わせたい関数は陰関数の形にする.

$$f(x, y, a_1, x x a_m) = 0 \tag{C} 1$$

a1, ×××、am は決めたい数である. このとき尤度関数は

$$L = \prod_{i=0}^{n} \frac{1}{2\pi\sigma_{x_i}\sigma_{y_i}} \exp\left[-\frac{(X_i - x_i)^2}{2\sigma_{x_i}^2} - \frac{(Y_i - y_i)^2}{2\sigma_{y_i}^2}\right]$$
(C 2)

である. この関数を極大にするような係数 $a_1, a_2, xx_i a_m$ を求めるには母平均 $(x_1, y_1), xx_i(x_n, y_n)$ も同時に求める必要がある. 尤度関数の極大値を求めるにはラグランジュの 未定乗数法を用いる. 条件式としての $f_i \leq f(x_i, y_i, a_1, xx_i a_m)$ は恒等的に 0 なので, それに何か定数をかけたものをある式に加えたとしても, もとの式は変化しない. そ の定数を未定乗数という (λ_i とおく). 尤度関数の対数をとりそれに $\sum_{i=1}^n \lambda_i f_i$ を加え たものを改めて, 尤度関数 L と定義する.

$$L = \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{(X_i - x_i)^2}{2\sigma_{x_i}^2} - \frac{(Y_i - y_i)^2}{2\sigma_{y_i}^2} - \ln \sigma_{x_i} - \ln \sigma_{y_i} + \lambda_i f_i \right] - n \ln(2\pi) \quad (C - 3)$$

この尤度関数を a_i, x_i, y_i で微分して0とおく.

$$\frac{\partial L}{\partial x_i} = \frac{X_i \quad x_i}{\sigma_{x_i}^2} + \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial x_i} = 0 \tag{C} 4$$

$$\frac{\partial L}{\partial y_i} = \frac{Y_i \quad y_i}{\sigma_{y_i}^2} + \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial y_i} = 0 \tag{C} 5$$

$$\frac{\partial L}{\partial a_j} = \sum_{i=1}^n \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial a_j} = 0 \tag{C} \quad 6$$

これらの式と f_i とを連立させて解けば Lを極大にするような種々の値が得られる. こ こで, まず λ_i を消去する. $\partial L/\partial x_i$ に $\sigma_{x_i}^2(\partial f_i/\partial x_i)$ を, $\partial L/\partial y_i$ に $\sigma_{y_i}^2(\partial f_i/\partial y_i)$ をかけ互 いに加えると

$$\lambda_i = w_i \left[(X_i \quad x_i) \frac{\partial f_i}{\partial x_i} + (Y_i \quad y_i) \frac{\partial f_i}{\partial y_i} \right] \le w[(X \quad x) f_x + (Y \quad y) f_y] \quad (C \quad 7)$$

となる. ここで添字の i = 1, 2, ..., n は省略した (以下同様). また, $w = [(\sigma_x f_x)^2 + (\sigma_y f_y)^2]^{-1}$ である. $\lambda_i \delta \partial L / \partial a_j$ の式に代入すると

$$\sum_{i=1}^{n} w[(X \quad x)f_x + (Y \quad y)f_y]f_j = 0$$
 (C 8)

となる. ここで, $f_j = \partial f_i / \partial a_j$ である. この段階までくれば後は, 付録 B の線形化の手法で $m=2, f_1(x)=1, f_2(x) = x$ を仮定して直線回帰を行う.

D 相関係数とt検定

相関係数は二つの変数の類似性の度合いを表す統計学的指標である.相関係数は-1から1までの値をとり1に近ければ強い正の相関があるという.-1に近ければ強い負の相関があるという.0に近いときは両者の間に相関はない.n組のデータに対する相関係数rは以下のように定義される.

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

強い相関や弱い相関などの相関の度合いは,基準が様々で文献により異なる.そこで 本研究では以下の表ように相関の度合いを定義する.

表 E. 7/2; 相関係数による相関の強弱の基準

相関係数の範囲	相関の程度		
$1.8 \ge r_{\!\!\!/}$	かなり強い相関がある		
$1.7 \geq r_{\ell} \lesssim 1.8$	強い相関がある		
$1.5 \ge \frac{\sqrt{\sqrt{10}}}{r_1} \le 1.7$	中程度の相関がある		
1.4 ≥ $r'_{\!\!\!\!/} <$ 1.5 弱い相関がある			
$1.3 \ge r_{1}^{\sqrt{\sqrt{1}}} \le 1.4$	1.4 かなり弱い相関がある		
$r_{\prime} \lesssim 1.3$	相関はない		

次に, t 検定について説明する. t 検定とは統計的仮説検定の一種であり, 2 組の標本 について平均に有意差があるかどうかの検定などに用いられる. 第3章では2 組の標 本の相関に有意性があるかどうかをこの検定により調べた.t 検定の手順を以下に紹 介する.

1. 以下の事柄を前提に据えておく.

帰無仮説 H₀: 母相関係数 =0

対立仮説 H_1 : 母相関係数 $\neq 0$

有意水準 α(5% とする) で両側検定を行う (片側検定も定義できる).

2. データの組数を n 標本相関係数を r とする. このとき検定統計量

$$t = \frac{r \quad \overline{n \quad 2}}{1 \quad r^2} \tag{D} \quad 2)$$

を計算する.このtは自由度がn 2のt分布に従う.

3. 有意確率を $P = \Pr[t_{\text{distribution}} \sim t]$ とし, t 分布表を確認する. 自由度 *n*-2 の t 分布 において $\alpha = 0.05$ となる $t_{\alpha=0.05}$ が上の式で求めた *t* よりも小さければ $P < \alpha(=5\%)$ である.

4. 帰無仮説の採否を決める.

 $P > \alpha$ のとき, 帰無仮説を採択する.: 母相関係数が 0 でないとはいえない $P \ge \alpha$ のとき, 帰無仮説を棄却する.: 母相関係数は 0 ではない

\mathbf{E} 複素関数論の留数定理を用いた $\int_{-}^{/} \frac{d\xi}{\xi^2, a^2}$ の解法

 ξ を複素数 z に拡張し、複素積分の留数定理を用いる.積分路 C を半径 R が無限大の 上半円 (左回り) にとると積分路に囲まれた特異点は z = ia のみなので

$$\oint_C \frac{dz}{(z \quad ia)(z + ia)} = 2\pi i \operatorname{Res}(ia)$$

$$= 2\pi i \lim_{z \to ia} \left[(z \quad ia) \frac{1}{(z \quad ia)(z + ia)} \right]$$

$$= \frac{\pi}{a} \qquad (E.1)$$

となる. このとき上式左辺を実軸と円弧に沿った積分路(図 E.1)に分けると

$$\oint_C \frac{dz}{(z-ia)(z+ia)} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{\xi^2 + a^2} + i \int_0^{\pi} d\theta \frac{Re^{i\theta}}{a^2 + R^2 e^{2i\theta}}$$
(E.2)

特に第二項は $R \leftrightarrow /$ の時に

$$\begin{split} \left| \int_{0}^{\pi} d\theta \frac{Re^{i\theta}}{a^{2} + R^{2}e^{2i\theta}} \right| &\geq \int_{0}^{\pi} d\theta \left| \frac{Re^{i\theta}}{a^{2} + R^{2}e^{2i\theta}} \right| \\ &= \int_{0}^{\pi} d\theta \frac{R}{a^{4} + R^{4} + 2a^{2}R^{2}\cos 2\theta} \\ &\geq \int_{0}^{\pi} d\theta \frac{R}{R^{2} - a^{2}} \\ &= \frac{\pi R}{R^{2} - a^{2}} \leftrightarrow 0 \quad (R \leftrightarrow /) \end{split}$$
(E.3)

となるので,結局

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{\xi^2 + a^2} = \frac{\pi}{a} \tag{E.4}$$

となる.



F/2 7/2; 左回り上半円の積分路 D; この節では特異点は ≡ia である/

謝辞

博士論文を完成させるにあたり, 沢山の方々にお世話になりました. この場を借りて 御礼申し上げます.

指導教員である三澤透准教授には,修士課程に引き続き多大な恩恵を賜りました. 学術論文の執筆の際には,貴重なお時間を割いて懇切丁寧に添削をして頂きました. 観測,天文学会など多くの出張もさせていただいたことは私にとってとても大きな財 産となりました.論文が受理され得た際,Webリリースを提案し,原稿作成にご協力 くださいましたが,そのことで私の研究成果がより広く公開されました.私は全体ゼ ミの時間は他の人の発表を聞いて勉強する一方で,先生のコメントの論理展開の正確 さ・素早さを目標としていました.また研究以外でも,お忙しい合間を縫って研究室 の飲み会に参加して頂きありがとうございました.おかげさまで非常に楽しい時間を 過ごさせて頂きました.5年間様々な局面で色々アドバイスを下さったおかげで,未 熟者ながら,成長することができました.

共同研究者である東京大学の諸隈智貴助教には,私の初めての測光モニター観測に おいて観測方法のアドバイスを下さいました.また,天文学会や木曽シンポジウムな ど私の研究の重要な局面でご指導いただきました.そればかりでなく 学術論文,学振 や,Webリリースの原稿作成の際はお忙しい時間の合間を縫って添削して下さいまし た.私個人のために,お時間を割いてアドバイスを下さったにもかかわらず,何もし ていないというお言葉を聞いた時には,頭が上がりませんでした.また 2015 年度の 銀河学校では諸隈助教の班で TA を勤めさせて頂きましたが,おかげで研究指導の難 しさや楽しさを学ぶと共に,より多くの人脈を形成することができました.

測光モニター観測は木曽観測所の所員の皆様のご協力なくしては成り立ちませんで した.特任研究員の猿楽祐樹さんには KISS との時間の関係で取得できなかったデー タを私の代わりに取っていただきました.また,観測のスケジュールの打ち合わせに も応じていただき誠にありがとうございました.青木勉さん,征矢野隆夫さんと樽澤 賢一さんには送迎から望遠鏡のトラブル対応など多岐にわたり助けて下さいました. BBQ の機会にはこれからを生きる上で貴重なアドバイスをたくさん頂きました. 分光モニター観測は, KOOLS PIで国立天文台ハワイ観測所の岩田生准教授と KOOLS 技官の筒井寛典氏のご協力があって遂行できました.岩田生准教授には観測実現性 の見積もりから,質問対応まで非常にお世話になりました.筒井寛典氏には, KOOLS に搭載されている VPH grism を使用するにあたり,製作者の海老塚昇様 (名古屋大/ 理研),川畑政巳様と寺西卓様 (日本ペイント)に深く御礼申し上げます. アウトフローを研究会では,日本を代表する多くの研究者の方々の前で発表する重 要な機会を主催者の海老沢研教授,辻本匡弘助教(宇宙研)らにいただきました.発表 の際は為になるご質問を沢山いただいたことに御礼申し上げます.京都大学の嶺重慎 教授には Structure Function の作成を勧められましたが,そのおかげで私の研究が飛 躍的に進歩しました.宇宙研の水本君には HS1603+3820 の可視・X 線同時モニター 観測を行うきっかけをいただきました.あの時声をかけていただいたおかげで,新し い研究への一歩を踏み出すことができました.PDの瀬田裕美さん,野村真理子さん, 吉田鉄生さんにはアウトフロー研究会だけでなく学会などでも一緒にお話をする機 会がありました.研究のことだけでなく進路相談にも載っていただき大変感謝してお ります.西はりま天文台のなゆた/LISSの使用に関する相談に載っていただいた天文 教育センターの小久保充君,満田和真君に深く御礼申し上げます.S/N 比の見積もり の際は,波長ごとのS/N のグラフを作成していただきましたが,新研究を始めるのに 非常に役に立ちました.

多くの研究室のメンバーにも、この研究、及び私自身は支えられました.研究室の同 期である小山田涼香さんにも大変お世話になりました.初めて木曽観測所で測光モニ ター観測に行った時のことですが、Linux を全く触ったことがなく何もわからなかっ た私とは対照的に、コマンドを打ち込んで的確に望遠鏡を操作する姿に驚きました. 観測最中に曇った時は、データ解析の傍らゲームの話題などで談笑して過ごしたのも いい思い出です.3年半にも及ぶ長くて過酷な観測もおかげさまで乗り切ることがで きました.グループミーティングではアドバイスや質問をたくさんしてくれて嬉し かったです.

M2の和田久君も同様に私の観測に協力してくれました.地元が岡山でありながら, 岡山天体物理観測所のある浅口市に足を踏み入れた事がないと知り,観測に招待した 事を覚えています.岡山での分光観測以来,お互い一気に話が弾んだように思います. 家にお邪魔してゲームをさせてもらった事もありました.普段の会話からは優れた洞 察力・論理性を覗かせることがあり,話すたびに関心したのものです.

M1の伊東大輔君は研究対象がアウトフローという点で,私と共通していました. そのため,研究に関する議論を一番活発に行っていたメンバーだったと思います. 学 業成績が優秀で気が優しく,研究室を和やかにしてくれる存在でした. 木曽観測所 Web リリース用の写真撮影の際は,非常に良い写真を撮ってくれたので. 非常に助か りました.

4年生の佐藤脩介君は私,小山田さん,伊東君と共に木曽観測所に行って Web リリー ス用の写真撮影に協力してくれました. 楽観的で明るい性格のおかげで研究室の雰囲 気も明るくなったように思います. ゼミや普段の研究でわからない事があればすぐに 質問する姿は自分も見習うべき部分だとな感じました.

4年生の千葉洋輝君ですが,私の研究に興味を持ち,掘り下げて色々質問して来てく れて嬉しかったです. ゼミでも持ち味の国語力を活かして,誰も気がつかなかったこ とに気づく鋭さを持っていました. 改めて,研究には国語力が重要である事に気づか されました.メンバーの皆さんとは研究の合間を縫って外食・飲み会や,スノーボードに行ったことは最高に楽しい経験となりました.

さらに信州大学卒業生の岡本理奈さん,高橋一馬君,山崎綾紗さん,川口美穂さん と,大畑幸大君にも観測にご協力頂いたおかげで論文化することができましたし,研 究以外でも楽しく過ごさせて頂きました.

また, 宗像一起教授, 加藤千尋准教授や PD の小財正義氏 (現 JAXA) には中間発表 の際に貴重なご意見・ご質問を非常に多くいただきました. それらのご意見は自分の 研究・博士論文の作成に非常に役立ちました. 特に宗像一起教授には乗鞍の観測所で の作業や CALET 運用など, 貴重な機会を賜わりました. 研究以外の事ですが飲み会 の席で, 「堀内君は信大生らしくなった」というお言葉を頂いた時は大変感激しまし た.

家族には修士課程から現在までのこの5年間で経済面,生活面などあらゆる面で支援して頂きました.感謝してもしきれません.進路について色々心配させることもありましたが,実家に戻った時にはゆっくり過ごさせて頂きありがとうございます.ふとした時に自分の原点は家族と過ごした時間にあるのだなと感じます.

最後に,ここでは挙げられなかった多くの人達にもお世話になりました.皆様の援助なくして本研究の遂行及び,学術論文・博士論文の執筆はできませんでした.これからは国立天文台の広報普及員として,今まで学んできたことをこれからに生かして頑張っていきたいと思います.