

信州大学審査学位論文

クエーサーアウトフローに対する
幾何学的分布の調査

2021 年 3 月

総合理工学専攻 物質創成科学分野

学籍番号 ; 18HS301E

伊東大輔

要約

銀河の中には、太陽質量の数億倍にも匹敵する大質量ブラックホールが引き起こす活動現象によって、太陽の数千億倍という莫大な光度で輝く活動銀河核 (Active galactic nuclei; AGN) を持つものが存在する。AGN からの強烈な光の輻射は、大質量ブラックホールへ降着する物質が形成する降着円盤を起源とし、同時に大量の物質とエネルギーを含んだガス流であるアウトフローを伴う。アウトフローは降着円盤周辺からスケールにして 6 桁以上も異なる母銀河および周辺環境へ拡散され、その過程で (1). 初期宇宙における元素組成の影響や (2). 大質量ブラックホールと母銀河の共進化、などに大きな影響を与えていると考えられている。したがってアウトフローの理解は大質量ブラックホールと母銀河の相補的な進化の解明には欠かせないものとなっている。本研究の目的はアウトフローの幾何学的構造の解明である。

遠方宇宙に存在する AGN の中心核を空間的に分解して観測することは不可能なため、アウトフローの主要な観測手法は、キューサーと呼ばれる非常に明るいクラスの AGN を分光観測した際に検出される吸収線を利用したものが主要である。アウトフローの典型的な観測例は幅の広い吸収線である Broad absorption line (BAL; 半値全幅 $> 2,000 \text{ km s}^{-1}$) および mini-BAL ($500 \text{ km s}^{-1} < \text{半値全幅} \leq 2,000 \text{ km s}^{-1}$) である。BAL/mini-BAL はその顕著な吸収幅から観測視線上に存在するキューサーとは無関係な吸収体を作る吸収線 (intervening な吸収線) との区別が容易なため、早期からアウトフロー研究に用いられてきた。これまでの BAL に対する統計探査および理論研究の結果等から、BAL として観測されるアウトフローは角度に依存していることが示されている。一方で通常の吸収幅を持つ吸収線である Narrow absorption line (NAL; 半値全幅 $\geq 500 \text{ km s}^{-1}$) についても、近年の観測装置および解析技術の進展によりアウトフローを起源に持つもの (intrinsic NAL) が存在することが分かってきた。BAL/mini-BAL/intrinsic NAL それぞれの種類の吸収線の関連性は未だ明らかにされていないものの、3 種類のアウトフロー吸収線の存在はそれぞれの立体角分布の違いによるものとしたモデル、すなわち角度依存モデルによって統一的に理解されている。角度依存モデルに基づく解釈では同一観測視線上における BAL/mini-BAL と intrinsic NAL の重複は期待されない。だが一方で、過去の研究で実際に BAL/mini-BAL と同一の観測視線上で intrinsic NAL を統計的に調査したという例はなく、角度依存モデルは観測から実証されたモデルとはいえない。

そこで本研究では角度依存モデルおよび intrinsic NAL の分布傾向を調査することを目的に BAL/mini-BAL の観測視線上で intrinsic NAL の探査を実施した。明確なアウトフロー吸収線である BAL/mini-BAL と異なり、intrinsic NAL は intervening な吸収線との識別が困難である。したがって本研究では両者を区別するために部分掩蔽解析という特殊な解析手法を利用した。部分掩蔽解析は分光データの波長分解能に非常に敏感であるため、本研究で扱う BAL/mini-BAL キューサーの観測データ

は、集光力/分解能ともに優れた超大型望遠鏡 (VLT) の高分散分光装置 (UVES) および Keck 望遠鏡の高分散分光装置 (HIRES) で取得され、アーカイブで公開されているものを利用した。少数派のクェーサーである BAL クェーサー (10–20%) について高分散分光データをサンプリングするために、SDSS の BAL クェーサーカタログ中の全 5,039 天体と照合を行い、最終的に合計 20 天体を解析対象 BAL/mini-BAL クェーサーとして選出した。これらのクェーサーに対し intrinsic NAL の探査を実施したところ全 9 天体 ($45^{+21}_{-15}\%$) で intrinsic NAL の同定に成功した。この結果は角度依存モデルによる解釈を否定するものであり、intrinsic NAL が広い立体角方向に分布することを示唆する。

さらに、本研究では intrinsic NAL の分布傾向を追求するために、吸収体が背景光源に対してどれだけ離れているか (光源距離) に着目した。光源距離は光電離モデルと呼ばれる、吸収体の電離状態と背景光源から照射される電離光子数の関係によって推定できる。だが、光電離モデルから吸収体の距離を概算するためには吸収体の電子密度の情報が欠かせない。通常、吸収線を用いた解析では吸収体の一次元情報しか得られないため、電子の体積密度を見積もるのは困難である。そこで、吸収体中の Si II 1260 / Si II* 1265 と C II 1335 / C II* 1336 などの微細構造に分裂したイオンが作る吸収線 (微細構造線) 強度比が、電子密度の値の推定に利用できることに着目し、光電離モデルによる解析を実行した。この手法による解析から 1 つの intrinsic NAL の光源距離が、典型的なアウトフローの距離 (≈ 0.1 pc–10 pc) を大きく上回る > 100 kpc であることが分かり、intrinsic NAL がさらに遠方領域にまで拡張されていることを確認した。

本研究では一部の低速度な intrinsic NAL の起源については、近年の kpc–10 kpc スケールに位置する遠方 BAL の検出例および理論モデルによる示唆に基づき、アウトフローが中心核領域から流出する過程で母銀河内部の物質との相互作用によって減速され、遠方へ拡張されたものである可能性を考察した。

本研究で導いた結果は intrinsic NAL が立体角方向、動径方向いずれにも広い分布範囲を持っていることを示唆する。intrinsic NAL については角度依存モデルが適用できないという事実を示したのは本研究が初であり、BAL と intrinsic NAL が幾何学的に複雑な関係性にあることを示唆するものである。以上の結果を踏まえ intrinsic NAL を広い範囲で検出可能なアウトフローの幾何学的構造をまとめた。

目次

第1章	イントロダクション	6
1.1	活動銀河中心核; AGN とアウトフロー	6
1.1.1	AGN の分類と統一モデル	6
1.1.2	AGN の放射メカニズム	8
1.1.3	降着円盤風; アウトフロー	12
1.2	AGN 中心領域の構造のまとめ	14
1.3	キューサーを用いた吸収線研究	15
1.3.1	吸収線のプロファイル	15
1.3.2	観測と Voigt profile	18
1.3.3	二重共鳴線と微細構造線	20
1.4	キューサーに intrinsic な吸収線とアウトフロー	25
1.4.1	intrinsic な吸収線	25
1.4.2	Broad absorption line (BAL)	26
1.4.3	mini-BAL	28
1.4.4	Narrow absorption line (NAL)	28
1.4.5	intrinsic な吸収線とアウトフロー角度依存モデル	29
1.5	研究目的	31
第2章	解析手法	33
2.1	部分掩蔽解析 (Partial Coverage Analysis)	33
2.2	Instrumental LSF (line spread function) の影響	37
2.3	MINFIT による観測の評価	38
2.4	autovp による仮フィット	40
2.5	MINFIT によるモデルフィット	41
2.6	MINFIT で非物理的な値をとったときの対処	42
2.7	pixel-by-pixel 方式による物理量の評価	44
2.8	吸収線のクラス分類	44
第3章	サンプル天体の選定	50
3.1	VLT/UVES のデータ	50
3.2	Keck/HIRES のデータ	50

3.3	サンプルの選別	51
3.4	電波強度について	55
3.5	データリダクション	58
3.6	サンプルの Balnicity index	61
3.7	吸収線の探査	62
3.8	サンプルの吸収線探査可能速度域	63
第 4 章	解析結果	65
4.1	吸収線の探査結果	65
4.2	掩蔽率の値と吸収線強度の関係	81
4.3	吸収線の統計結果	83
4.3.1	全吸収線の統計結果のまとめ	83
4.3.2	C IV 吸収線の速度統計	84
4.3.3	C IV 吸収線の等価幅統計	87
第 5 章	考察	90
5.1	BAL 視線上における intrinsic NAL の分布傾向について	90
5.2	SDSS J121549.80-003432.1 $z_{\text{abs}} = 2.691$ intrinsic NAL の光源距離	91
5.2.1	臨界密度 n_{cr} の値について	93
5.2.2	電離光子数密度の推定	94
5.2.3	電離パラメータ U の推定	98
5.2.4	電子密度および光源距離の計算結果	98
5.2.5	BAL による電離光子吸収の補正	98
5.3	BAL 吸収体の光源距離	102
5.3.1	J0242+0049 の BAL の光源距離	102
5.3.2	J1439-0106 の mini-BAL の光源距離	108
5.3.3	先行研究における BAL アウトフローの光源距離	110
5.4	Intrinsic NAL の起源について	115
5.4.1	高速度な intrinsic NAL の起源	115
5.4.2	低速度な intrinsic 吸収体の解釈	115
5.4.3	SDSS J1215-0034 から検出された intrinsic NAL の起源	116
5.5	特殊な BAL 観測視線上における intrinsic NAL の分布	121
5.5.1	電波観測から見込み角が制限されているクェーサー	122
5.5.2	intrinsic NAL の検出が多数あった BAL クェーサー	122
5.6	アウトフローの立体角分布と光源距離分布	124

第 6 章	将来の展望	127
6.1	統計調査の完成	127
6.2	アウトフローの兆候を示す光源距離 100 kpc スケールの吸収体の起源 について	127
6.2.1	J1215-0034 付近に分布する点光源の正体について	128
6.2.2	100 kpc の BAL の探査	128
6.3	アウトフローの距離と各物理量の相関の調査	129
6.3.1	アウトフローのガスサイズと光源距離の関係	129
6.3.2	アウトフローの各物理量と光源距離の相関性の調査	130
6.4	他波長帯域における角度指標との比較調査	130
	まとめ・結論	132
	関連図書	135
	付録	141
	謝辞	200

第1章 イントロダクション

1.1 活動銀河中心核; AGN とアウトフロー

銀河の中には星に由来しない要因で非常に明るく輝く中心核を持つものが存在する。この中心核は活動銀河中心核 (Active galactic nuclei; AGN) とよばれ、中心核を有する銀河自身 (母銀河) に比べて 5-6 桁も小さな領域から莫大なエネルギーを広い波長範囲にわたって放射する。その強度は一般的な AGN でも可視光波長域において母銀河の星全体の強度 ($\approx 10^{11} L_{\odot}$) に匹敵し、AGN の中でもクラス最高の光度を誇るクェーサーに至ってはさらにその 100 倍に及ぶ放射を示す。クェーサーのこのような莫大な放射は近傍宇宙では見られないような高エネルギー下での物理過程の存在を示唆しており、発見以降盛んに研究が行われるようになった。

クェーサー発見の歴史は 1950 年代の電波探査にまで遡る。その中でクェーサーは当時では類を見ないほど大きな赤方偏移¹を示す電波源として同定されており、その大きな赤方偏移はクェーサーが非常に遠方の宇宙に存在すること、非常に明るい天体であることを示唆していた。クェーサーは、その遠さのため母銀河の構造は観測されず恒星のような点光源に見えていたことから準恒星状電波源 (quasi-stellar radio source; quasar) と呼ばれるようになった。この呼称はクェーサーが電波源であることに由来するものだが、電波で明るいクェーサーが少数派 (10-20%) であることが明らかになった現在でも用いられている。

クェーサー研究は宇宙最高レベルの活動現象の解明やそれが周囲の環境に与える影響の解明を目的としたもののみならず、遠方宇宙を調べるためのプローブとして用いられたり、あるいはクェーサーと観測者の視線上に存在する物質を調べるための背景光源として利用されたりなど、研究内容も多岐にわたる。

1.1.1 AGN の分類と統一モデル

AGN 研究の初頭では、明るい中心核を持つ銀河を総称してセイファート銀河と呼んでいたが、のちの観測によって多岐にわたる特徴を示す AGN が見つかることも

¹赤方偏移 z は放射源の相対運動による光のドップラーシフトであり、観測者系での波長 λ_{obs} が静止系の波長 λ_0 に比べてどれだけ伸びているかで定義される。すなわち、 $z = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$ である。相対運動の要因は宇宙膨張が主だが、固有運動が影響する場合もある。

にその定義は細分化されてきた。以下に代表的な AGN の分類を示す。

1. セイファート銀河

現在の分類では、セイファート銀河は高電離輝線をもつ比較的低光度な AGN というクラスに落ち着いている。また母銀河の形態は渦巻銀河であることが多いことも特徴である。セイファート銀河はさらに幅の広い輝線の有無によって I 型と II 型というサブクラスに分類される。II 型セイファート銀河は I 型にくらべ連続光の強度が弱く、幅の狭い輝線しか観測されない。

2. LINER

LINER とは Low ionization nuclear emission-line region の略で、低光度であることとスペクトル中の低電離輝線によって特徴づけられている銀河である。観測されるスペクトルは II 型セイファート銀河と酷似しているが、高電離輝線と低電離輝線の強度比によってこれらを区別することができる (II 型セイファート銀河のほうが高電離輝線強度が強い)。渦巻銀河の約半数が LINER という研究報告もあり、LINER は一般的な AGN 現象であると考えられている。

3. 電波銀河

電波で明るい AGN が電波銀河に分類されるが、その中でも光度が特に強いものは“電波の強いクェーサー”として同定されるため、実質“電波の強いセイファート銀河”が電波銀河に分類される。ただし、セイファート銀河の母銀河が渦巻銀河であることが多いのに対し、電波銀河の母銀河は概ね巨大な楕円銀河である。

4. ブレーザー

全ての AGN に共通する特徴のひとつとして“変光”が挙げられる。AGN の中でも特に変光の激しいものがブレーザーである。ブレーザーは可視光帯域で 1 日程度のタイムスケールで、0.1 等級ほどの変光を示す。ブレーザーはすべて電波源として特定されており、AGN の極軸方向に沿って放射される電波ジェットを見込んだときに観測され则认为られている。

5. クェーサー

クェーサーの顕著な特徴は●₁、非常に明るい、●₂、遠方宇宙 (高赤方偏移) でも検出できるという点である。これらの特徴からクェーサーは遠方宇宙を調

べるためのプローブとして用いられ、クエーサーと観測者の視線間に存在する物質を調べるための背景光源として利用されている。

ここではいくつかの代表的な AGN を挙げたが、これらの複数の観測的特徴を一つの AGN モデルで説明しようという試みもなされている。これが AGN 統一モデルの考え方である。統一モデルでは AGN 中心領域に幅の広い輝線を放射する広輝線領域 (Broad emission line region; BELR)、幅の狭い輝線を放射する狭輝線領域 (Narrow emission line region; NELR)、そして電波ジェットとダストトラスが Fig. 1.1 に示すような位置関係で分布しており、観測者と AGN のみかけの角度効果によって、観測されているあらゆる AGN の性質を統一的に説明するモデルである。統一モデルはもともと I 型セイファートと II 型セイファートの関係を明らかにする過程で提案された。II 型セイファートは本来なら広輝線を持たないはずだが、一部のスペクトルからは偏光した広輝線の反射成分が検出されるものも存在した。このことは II 型セイファートは広輝線領域を持たないのではなく隠されているために直接観測できないと解釈された。そのため統一モデルでは広輝線がダストに隠れるような角度で観測した場合に II 型、直接観測できる場合に I 型セイファートが観測されると説明される。本研究で扱うアウトフローモデルもそうだが、AGN の観測的特徴はこのように角度効果で解釈できるものが多い。

AGN 統一モデルは電波ジェット、広輝線や狭輝線といった特徴については問題なく解釈することができるため、ブレーザーや I, II 型セイファートについては適用可能なモデルである。一方で、クエーサーや電波銀河など光度や電波強度が異なるカテゴリについては、天体自体の放射機構のエネルギーの規模に依存する可能性が残されているため、単純な角度効果のみで解釈するのは難しい。

1.1.2 AGN の放射メカニズム

AGN は 1 pc にも及ばない小さな領域から、銀河全体からの放射に匹敵するエネルギー・フラックスを放射している。AGN 研究の初期段階ではエネルギー発生源として様々なメカニズムが考案されていたが、どれも物理的に説明できないあるいは観測と合致しない等という理由で棄却されてきた。その中で AGN の中心に存在するブラックホールに降着するガスの重力ポテンシャルエネルギーによる放射メカニズムは最も無理なくその莫大なエネルギーの起源を説明できるモデルとして受け入れられている。

AGN からの放射は中心ブラックホールによるポテンシャルエネルギーが、質量降着によって放射に変換されることで実現する。質量 M の物質から生成される全放射エネルギー E はその変換効率を η とすると

$$E = \eta Mc^2 \quad (1.1)$$

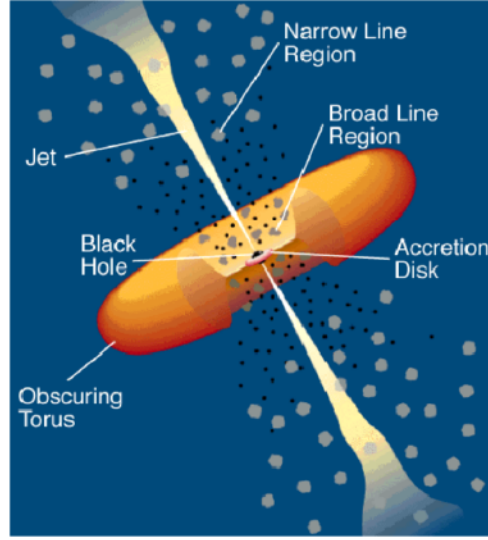


Fig. 1.1: AGN 統一モデルの描像。Narrow (Emission) Line Region が狭輝線領域、Broad (Emission) Line Region が広輝線領域を表す。広輝線領域は厚いダストトーラスの内側に存在するため見込み角が低い場合は観測されない（クレジット；C.M.Urry and P.Padovani）。

と表せる。ここで c は光速である。質量エネルギーが全て放射に変換された場合は $\eta = 1$ となる。また、放射光度 L は単位時間あたりの放射なので、(1.1) 式は質量降着率を $\dot{M} = \frac{dM}{dt}$ として

$$L = \frac{dE}{dt} = \eta \dot{M} c^2 \quad (1.2)$$

となる。一方、重力ポテンシャルエネルギーが放射に変換されていると考え、その光度は

$$L \approx \frac{dU}{dt} = \left(\frac{GM}{r} \right) \frac{dm}{dt} \left[= \frac{GM\dot{M}}{r} \right] \quad (1.3)$$

である。(1.2) 式と (1.3) 式から、重力ポテンシャルによるエネルギー変換効率 η に関して

$$\eta = \frac{GM}{rc^2} \quad (1.4)$$

と書ける。したがって中心天体がブラックホールである場合、シュバルツシルト半径 $R_s (= 2GM/c^2)$ における変換効率は

$$\eta = \frac{GM}{R_s c^2} = 0.5 \quad (1.5)$$

である。また、可視光・紫外光放射領域は $\approx 5R_g$ であると考えられているが、この半径における変換効率は

$$\eta = \frac{GM}{5R_g c^2} = 0.1 \quad (1.6)$$

となる。ここで導いた値はエネルギー変換効率としては非常に高い値である。例えば、最も大きい対消滅で $\eta = 1$ だが、恒星のエネルギー放射に關与している水素核融合反応で $\eta = 0.007$ である。この変換効率の高さが、大質量ブラックホールへの質量降着が AGN の莫大なエネルギーフラックスの起源であると考えられている理由である。

ブラックホールへの質量降着は降着円盤に沿って回転しながら起こっていると考えられている。その際に問題となるのが角運動量である。なぜなら降着円盤は非常に小さい構造であるため、外側から降着円盤で降着を始めるまでに角運動量の大半を捨てなければならないからである。例えば、10 kpc（これは母銀河の大きさに相当）で軌道運動する質量 m の物質が降着円盤内の輝線放射領域に相当する 0.01 pc までに落ち込む場合は、比角運動量の比より $l_{0.01\text{pc}}/l_{10\text{kpc}} = \sqrt{GM r_{0.01\text{pc}}}/\sqrt{GM r_{10\text{kpc}}} \propto 10^{-3}$ 倍にまで小さくしなければならない。降着円盤から角運動量を散逸させるメカニズムや、失われた角運動量の行方は未だ明らかになっていないが、銀河同士の重力相互作用や、降着円盤から放射される降着円盤風（アウトフロー）が密接に關与していると考えられている。

降着円盤からの放射特性は、降着円盤の最も基本的なモデルである標準降着円盤モデルによってよく理解されている。標準降着円盤モデルは幾何学的に薄く、光学的に厚い降着円盤を仮定した一般的なモデルである。光学的に厚いということは、黒体放射近似が可能ということである。黒体放射による単位時間 dt 、単位面積 dS あたりの放射はステファン・ボルツマンの法則に従う。つまり

$$\frac{d^2 E}{dt dS} = \sigma T^4 \quad (1.7)$$

である。ここで dE は単位周波数あたりの全波長における放射エネルギー、 σ はステファン・ボルツマン定数である。また、ビリアル定理 ($2K + U = 0$) によれば、重力エネルギーの半分が放射光度 L に寄与するため、

$$L = \frac{1}{2} \frac{dE}{dt} = \frac{GM\dot{M}}{2r} \quad (1.8)$$

さらに、仮定したモデルは幾何学的に薄いため表面積は $S = 2\pi r^2$ である。これと

(1.7) 式とから、円盤からの熱放射は

$$L = \frac{GM\dot{M}}{2r} = 2\pi r^2 \sigma T^4$$

$$T = \left(\frac{GM\dot{M}}{4\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \quad (1.9)$$

(1.9) 式は、粘性によるエネルギーの散逸を考慮すると

$$T(r) = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \right]^{1/4} \left(\frac{R_{\text{in}}}{r} \right)^{1/2} \left\{ \right. \quad (1.10)$$

と書き換えられる。 R_{in} は降着円盤内縁半径である。さらに (1.10) 式は R_{in} をその下限値であるシュバルツシルト半径で置き換え、さらに $r \rightarrow R_{\text{in}}$ と近似することで

$$T(r) = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R_s^3} \right]^{1/4} \left(\frac{r}{R_s} \right)^{-3/4} \quad (1.11)$$

となる。(1.11) 式がブラックホール質量 M 、質量降着率 \dot{M} 、円盤上での任意の半径 r をパラメータとした降着円盤の温度を与える式である。さらにここから議論しやすくするためにエディントン降着率² \dot{M}_{E} を用い、典型的な AGN の質量で規格化した質量 $M_8 = \frac{M}{10^8 M_{\odot}}$ を定め、整理すると

$$T(r) \propto 6.3 \pm 10^5 \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{E}}} \right)^{1/4} M_8^{-1/4} \left(\frac{r}{R_s} \right)^{-3/4} \quad (1.12)$$

という表式を最終的に得る。

ここで導いた (1.12) 式を使うことで降着円盤からの熱放射の波長特性を説明することが可能となる。すなわち黒体放射スペクトルのピーク周波数は、プランク関数の微分係数が 0 になる部分、つまり $dB_{\nu}/d\nu = 0$ を計算することで得られ、これによって

$$\nu_{\text{max}} = \frac{2.8k_{\text{B}}T}{h} \quad (1.13)$$

である。ここで $10^8 M_{\odot}$ の質量を持つブラックホールにエディントン降着率で質量降着が起きる場合、円盤の最内縁からの放射ピーク波長は (1.12) 式と (1.13) 式から

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{c}{\nu_{\text{max}}} \approx 90 \text{Å} \quad (1.14)$$

²重力源への質量降着が球対称である場合、輻射圧と重力がつりあうときの限界光度をエディントン光度という。一方つりあいの条件を降着率に課したときの限界降着率がエディントン降着率 \dot{M}_{E} である。エディントン降着率（エディントン光度）を上回る降着（光度）が起きた場合、系は輻射による外向きの力が卓越するため形を保てずに四散する。

と概算できる。この波長は軟 X 線に相当する値である。また同じブラックホール質量、質量降着率の場合の、降着円盤からの放射ピークの半径依存性を Fig. 1.2 に示す。

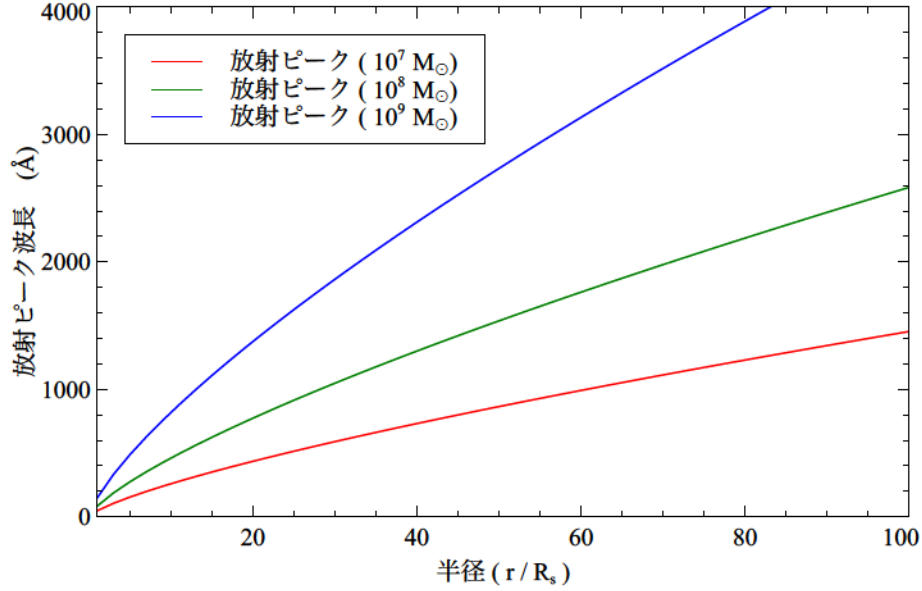


Fig. 1.2: 標準降着円盤モデルから導かれる、放射ピークの波長依存性。質量が $10^7 M_\odot$ (赤線), $10^8 M_\odot$ (緑線), $10^9 M_\odot$ (青線) の AGN にエディントン降着率で質量降着が起きている場合について (1.12) 式の振る舞いを示した。縦軸は放射ピーク波長を表し、横軸はシュバルツシルト半径で規格化した半径 (r/R_s) である。最内縁では $\approx 100 \text{ \AA}$ の軟 X 線が放射される。100 R_s までの範囲で卓越するのは紫外放射である。

1.1.3 降着円盤風; アウトフロー

ブラックホール研究の初期段階ではブラックホールからの噴出流といえば、極軸方向に細く絞られ光速に匹敵する速度で噴き出すジェットを指していた。だが、近年観測と理論の両方の側面からジェットの周りにより広がった開口角で、最大で光速の 30% 程の速度 (e.g., Hamann et al. 2018) で噴き出すアウトフローが一般的に存在することが示されている (Fig. 1.3)。アウトフローの加速のメカニズムとしては、降着円盤からの連続光やイオンからの遷移放射による輻射圧 (Murray et al. 1995; Proga et al. 2000; Proga & Kallman 2004; Proga et al. 2012)、磁気遠心力 (Everett 2005)、熱輻射 (Chelouche & Netzer 2005) などが挙げられる。最近の観測によればアウトフロー放出率 (単位時間あたりに降着円盤表面から放出されるガ

スの量)は質量降着量に匹敵し、中でも大きなものはエディントン降着率に及ぶことが分かっている。アウトフローの大きな速度や放出率を考えるとアウトフローはブラックホール近傍および母銀河の物理現象に対して多大な影響を与えているものと考えられる。

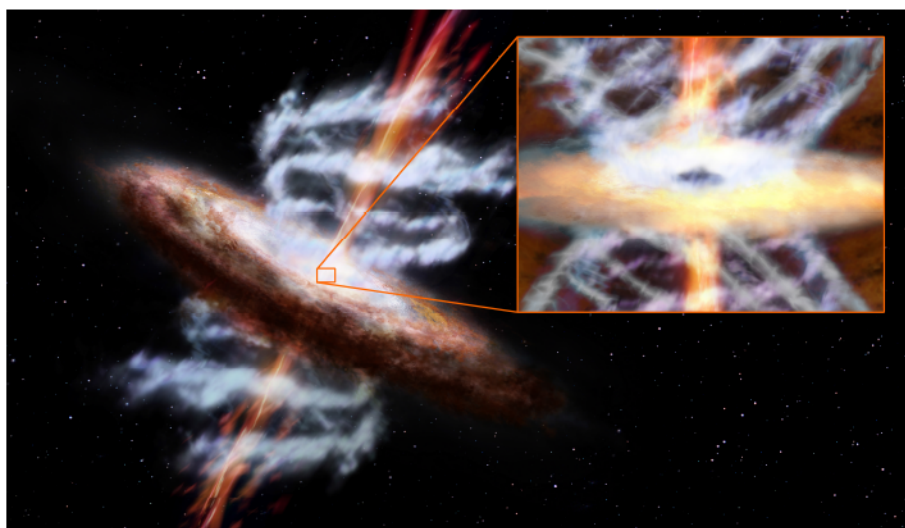


Fig. 1.3: クェーサーから吹き出すアウトフローガスの想像図。中心には大質量ブラックホールが、その周囲には降着物質が形成する降着円盤が存在する。降着円盤に対して垂直に細く絞られた構造は電波ジェットである。電波ジェットに対し低緯度方向へ漏斗状に広がるガスの流れがアウトフローである。(クレジット; ESA/AOES Medialab)

実際にアウトフローは●. 降着円盤から角運動量を取り除くことで、質量降着を促進させ中心ブラックホールの進化に影響を及ぼす (Murray et al. 1995) こと、●. 重元素を母銀河や宇宙空間へ放出することで、母銀河の星間物質や銀河間物質の化学進化に貢献する (Dunn et al. 2010) こと、●. 中心の高エネルギー領域で生成されたエネルギーや角運動量を放出することで、母銀河のガスの収縮を妨げ星形成を抑制する (Di Matteo et al. 2005) 等といった役割が知られており、ブラックホールと母銀河の共進化の関係や周辺環境の化学進化などを解明する上で欠かせないものとなっている。

アウトフローの典型的な観測的証拠は、クェーサーの紫外・可視スペクトル中の輝線のすぐそばに観測される幅の広い吸収線 (Broad absorption line; BAL, 後述) である。また、X線分光観測では Fe xxv や Fe xxvi (それぞれ 24 階電離鉄イオン、25 階電離鉄イオンを表す) などの高階電離鉄イオンによる吸収から光速の最大 20% に匹敵する非常に高速度なアウトフローも観測されている。このようなアウトフローは Ultra-Fast Outflow (UFO) と呼ばれ、その加速メカニズムなどについて

研究されている。

1.2 AGN 中心領域の構造のまとめ

この 1.1 節では、AGN について説明してきた。ここではそれらを踏まえて AGN 中心領域の構造とスケールについてまとめる。

まず撮像による観測限界であるスケールが近傍の AGN であっても $\approx 10^2$ pc³ であり、これは NELR やダストトーラスが分布する領域に相当する。このスケールの観測では明らかに軸対称な構造が観測されている (Fig. 1.4)。

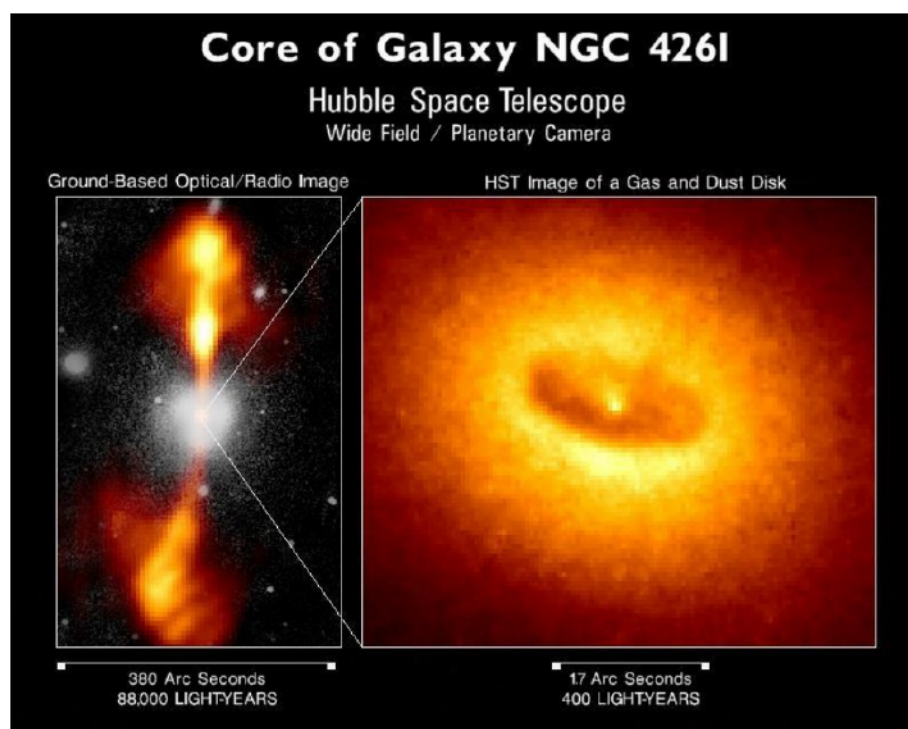


Fig. 1.4: 活動銀河核 NGC4261 (電波銀河) の撮像画像。図の左は地上望遠鏡によって撮影された、可視光・電波による画像である。双対状に広がっている構造はジェットであり、数十 kpc にわたって広がる。右は Hubble Space Telescope (HST) で宇宙から撮影した NGC4261 の中心領域である。 ≈ 100 pc にわたって円盤状のガスやダストが存在する。これらの構造は明らかに軸対称である。(クレジット; HST/NASA/ESA)

さらにダストトーラスの内側には降着円盤をはじめとする AGN エンジンと BELR が分布している。ここで光度の大きい AGN (中心ブラックホール質量 $\propto 10^7 M_\odot$, $R_s \propto 10^{13}$ cm) を仮定すると、降着円盤の X 線放射領域は $\approx 10^{-6} - 10^{-5}$ pc 程度、

³1 pc は $\approx 3.09 \pm 10^{18}$ cm に相当する。

紫外線放射領域は $\approx 10^{-4} - 10^{-3}$ pc 程である。BELR は $\approx 10^{-3} - 10^{-2}$ pc と降着円盤の比較的内側付近に分布していると考えられてるが、具体的な形状や運動状態などは不明である。また降着円盤から指向性をもって噴き出すアウトフローは降着円盤内縁部から数 pc にわたって広がると考えられている (Hamann et al. 2012) がこれについても詳細は不明である。典型的な銀河のスケールが $\approx 1 - 100$ kpc ほどであるため、母銀河に対して AGN の紫外-可視光放射領域は6桁ほど小さいことになる。

1.3 クェーサーを用いた吸収線研究

クェーサーはその観測的特徴（点光源である、遠方宇宙に存在するなど）より、しばしば観測視線上に存在する物質を調べるための背景光源としても利用される (Fig. 1.5)。クェーサーからの光がガス物質中を通過するとき、ガスに含まれるイオンが電子のエネルギー準位の遷移に伴って特定の波長を吸収する。これによってクェーサースペクトル中に谷のような構造である吸収線が形成される。観測される吸収線の形状は、吸収体の熱運動やガスの柱密度などの物理的状态を反映するため、吸収線を調べることで吸収体の物理的な状態や諸性質を明らかにすることができる。吸収体の起源は観測者からクェーサーまでの視線間に存在する星間物質 (Inter stellar medium; ISM)、銀河、銀河間物質 (Inter galactic medium; IGM)、銀河周辺物質 (Circumgalactic medium; CGM) やクェーサーに付随するガスなどが挙げられる。これらの吸収ガスは撮像観測では検出できないものも多く、そのような場合は吸収線が非常に重要な情報源となる。しかし、輝線などに比べ吸収線の構造は非常に繊細で弱く、一つ一つを分解するのが難しいため高分散かつ高い S/N 比を持つスペクトルによる解析が必要になる。だが2000年頃からはすばる望遠鏡をはじめとする口径 10m クラスの望遠鏡⁴の出現や、分光観測技術の進歩によって吸収線の研究は大きく進展している。

1.3.1 吸収線のプロファイル

背景光源と観測者の視線間に存在する吸収ガスが、ガス中のイオンの電子状態遷移に伴ってある特定のエネルギーを持つ光子を吸収することで吸収線はできる。このことに基づくと吸収線の形状は特定のエネルギー（波長）のみが吸収されたデル

⁴90年代以降出現した口径 10m クラスの望遠鏡は、Subaru 望遠鏡（設置場所; ハワイ/保有国; 日本）、Keck 望遠鏡（設置場所; ハワイ/保有国; 米）、Gemini 望遠鏡（設置場所; ハワイ, チリ/保有国; 米, 他）、Very Large telescope; VLT（設置場所; チリ/保有国; 欧州）などが挙げられる。クェーサーのように見かけ等級が大きい天体に対して高分散分光観測を行うには、このような高い集光力を持つ口径 10m クラスの望遠鏡の存在が不可欠であった。

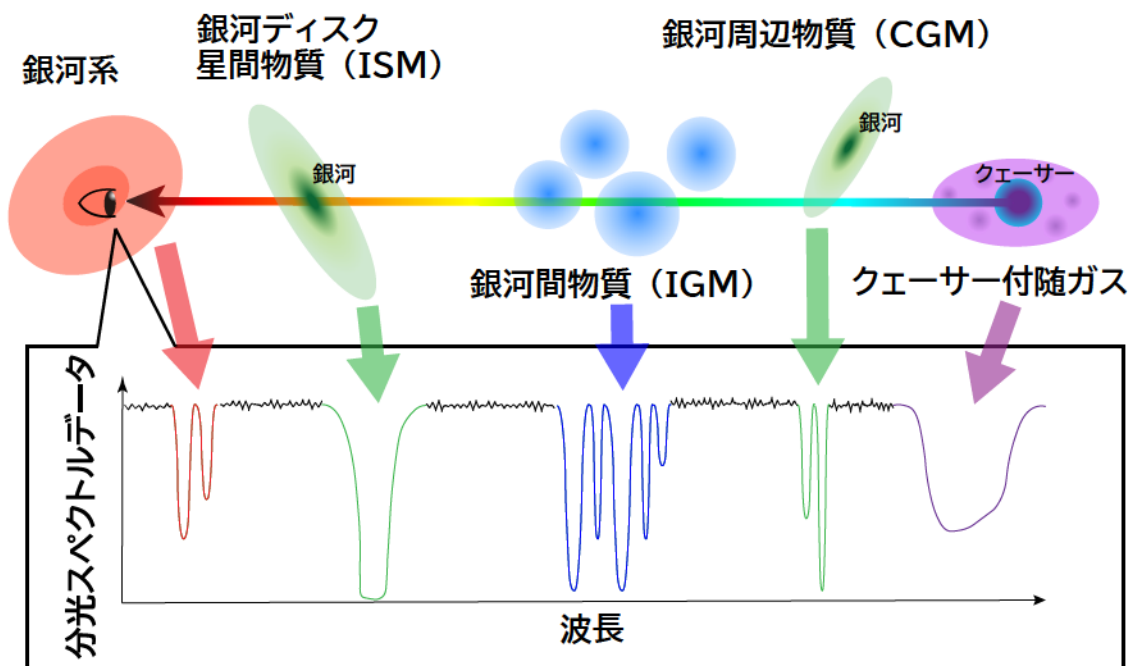


Fig. 1.5: クエーサーを背景光源として利用した吸収線観測の概念図。遠方に存在するクエーサーから放たれた光は観測者に到達するまでに観測視線上に存在する様々なガスによって吸収される。これによってスペクトルに多様な吸収線が形成される。

タ関数型のプロファイルで表現されることが期待される。しかし実際にスペクトルから検出される吸収線はそうにはならず、ある程度の広がりを持つ。この広がりをもたらす原因として、ハイゼンベルグの不確定性原理による“自然広がり”や吸収ガス中のそれぞれのイオンの運動に伴う“ドップラー広がり”などが挙げられる。これらの広がりの効果を考慮することで吸収線のプロファイルは Voigt function と呼ばれる関数で表現することができる。

1つのイオンが作る吸収線の強度 まず、吸収を起こすイオンが1つのみである場合について考える。このイオンの吸収断面積を $\sigma(\lambda)$ とすると、その吸収強度は

$$\left[\sigma(\lambda)d\lambda = \frac{\lambda_0^4 g_2}{8\pi c g_1} A_{21} = \frac{\pi e^2 f \lambda_0^2}{m_e c} \right] \quad (1.15)$$

と書くことができる。ここで f は吸収線の振動子強度 (oscillator strength) であり、 g_i は i 番目の準位の統計的重率、そして A_{ij} は吸収を伴う遷移が起こる単位時間当たりの確率を表すアインシュタイン係数 (Einstein coefficient) である。

吸収線の広がり; 量子力学的広がり (ローレンツ関数成分) 吸収線はハイゼンベルグの不確定性原理による自然広がりを持つ。このことを考慮すると1つのイオンが波長 λ の光子を吸収する量子力学的確率は吸収中心の波長を λ_0 として次式のようなローレンツ型確率分布関数で与えられる。

$$\phi(\lambda)d\lambda = \frac{\gamma_i/\pi}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \gamma_i^2} d\lambda \quad (1.16)$$

この確率分布関数の減衰定数 γ_i は

$$\gamma_i = \frac{\lambda_0^2}{4\pi c} \prod_{j<i} A_{ij} \quad (1.17)$$

であり、下位準位へのすべての遷移の総和である。

(1.16) 式はイオンが速度成分を持たない場合について成立する式である。しかし実際のガス中のイオンは視線方向に運動していると考えるのが妥当であり、その場合は差分ドップラーシフトの影響を受けて吸収中心の波長が $\lambda'_0 = \lambda_0(1+v/c)$ だけ、速度に依存してずれる。そのため (1.16) 式は

$$\phi(\lambda, v)d\lambda = \frac{\gamma_i/\pi}{\lambda - \lambda_0(1+v/c)}^2 + \gamma_i^2} d\lambda \quad (1.18)$$

と書き換えられる。ここで得られた (1.18) 式は、ある速度 v で視線方向に運動する1つのイオンがある波長 λ の光子を吸収する確率を表している。

吸収線の広がり; 速度分散による広がり (ガウス関数成分) (1.18) 式の中の v に着目すると、それはイオンの視線方向の速度分布である。この速度 v が吸収ガス中の熱運動に起因したものであるとすれば、ある速度 v を持つイオンの確率分布は

$$P(v)dv = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right) dv = \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{v^2}{b^2}\right) dv \quad (1.19)$$

と Maxwell 速度分布 (ガウス分布) で与えられる。(1.19) 式中のパラメータ b は速度広がりを表す量 (ドップラーパラメータ) で、温度 T との間に

$$b = \sqrt{2}\sigma = \left(\frac{2kT}{\mu m_p}\right)^{1/2} = 0.129 \left(\frac{T}{\mu}\right)^{1/2} \quad (1.20)$$

の関係がある。ここで μ はイオンの原子量である。

吸収線のプロファイル (Voigt profile) (1.18) 式が自然広がりの影響を考慮したイオン1つあたりの吸収断面積である。これに熱運動の速度分布関数である (1.19) を畳み込むことで1つのイオンあたりの吸収断面積が、

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0^2}{c} \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}} \frac{\gamma_i}{\pi} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-v^2/b^2) dv}{\lambda - \lambda_0(v/c) + \gamma_i^2} \right] \quad (1.21)$$

と得られる。この吸収断面積 $\sigma(\lambda)$ は自然広がり と ドップラー広がり の両方の効果を考慮しており、フォイクト輪郭 (Voigt profile) として一般的に知られているものである。この関数は、吸収中心速度付近ではガウス関数成分が支配的になるドップラーコアと呼ばれる構造を持つが、吸収ウイング（吸収端部）へ向かうに伴ってドップラー広がり の影響が小さくなり、主要関数がローレンツ関数成分へとシフトする様な特徴を持つ。ここで求めた (1.21) 式は、ドップラーコアの広がり を特徴づけるパラメータ

$$\Delta\lambda_0 = \lambda_0 \frac{b}{c} \quad (1.22)$$

を導入し、さらに3つの無次元量を

$$\begin{aligned} y &= v/b \\ a &= \gamma_i / \Delta\lambda_0 \\ x &= \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_0} \end{aligned} \quad (1.23)$$

と定めることで

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0}{b} U(a, x) \quad (1.24)$$

と、書き換えられる。ここで $U(a, x)$ は規格化されたフォイクト関数を表す。

$$U(a, x) = \frac{a}{\pi^{3/2}} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2) dy}{(x - y)^2 + a^2} \right] \quad (1.25)$$

1.3.2 観測量と Voigt profile

次に実際に観測される吸収線のプロファイルや吸収強度を表す等価幅などを Voigt profile を用いて表す。以下に議論する表式は観測量から Voigt profile を媒介して吸収体の物理量を算出する際に必須となるものである。

透過するフラックス量と光学的厚さ 熱運動しているガス中の1つのイオンにおける吸収断面積は (1.24) 式である。ここでイオンの密度 n の吸収ガスが、背景光源からの強度 $F_0(\lambda)$ のフラックスを吸収するような状況を考える (Fig. 1.6)。

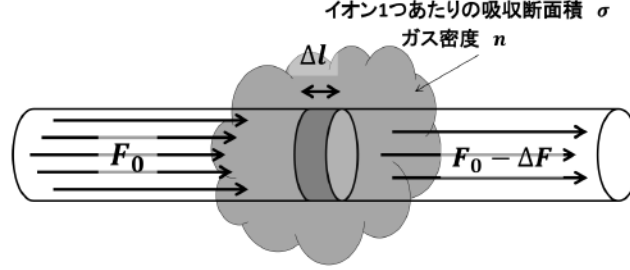


Fig. 1.6: 吸収によるフラックス変化量

このガス中を微小距離 Δl だけ通過した時のフラックスの変化量は

$$\Delta F = F_0(\lambda) n \sigma(\lambda) \Delta l \quad (1.26)$$

である。この微分方程式からある波長における透過フラックス強度は

$$\begin{aligned} F(\lambda) &= F_0(\lambda) \exp \left(- \int n(l) \sigma(\lambda) dl \right) \\ &= F_0(\lambda) \exp (- N \sigma(\lambda)) = F_0(\lambda) \exp (- \tau(\lambda)) \end{aligned} \quad (1.27)$$

ここで

$$\begin{cases} N = \int n(l) dl \\ \tau = N \sigma(\lambda) \end{cases} \quad (1.28)$$

とおいたが、これらはそれぞれ柱密度と光学的厚さの定義そのものである。

また (1.24) 式と (1.27) 式とから

$$F(\lambda) = F_0(\lambda) \exp [- \tau_0 U(a, x)] \quad (1.29)$$

と Voigt profile を用いて透過フラックスを表すことができる。ここで吸収中心における光学的厚さを

$$\tau_0 = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0}{b} N \quad (1.30)$$

と定めた。以上より透過フラックス、つまり実際に観測される吸収線のプロファイルを Voigt profile として表すことができた。このように吸収プロファイルは柱密度や、ドップラーパラメータに依存しているため、(1.29) 式をモデルとした解析を実行することでこれらの物理量を算出することが可能になる。

等価幅と光学的厚さ 吸収線の吸収強度を吸収の深さから調べる場合は注意が必要である。なぜなら観測スペクトルの分解能が十分でない場合、フラックスのカウント数が波長方向（すなわち分光データの各ピクセル方向）にならされてしまうため吸収の深さが浅く見積もられるためである。そのため吸収強度を議論する場合には等価幅がしばしば用いられる。等価幅の概念は、吸収を受けている部分の面積を、ある一定の強度（一般的には規格化された強度であることが多い）で均したときに必要な波長幅である (Fig. 1.7)。等価幅はこのように吸収を受けている領域すべてを加算するため、低分散に起因する波長広がりの影響を受けずに吸収強度を議論することができる。

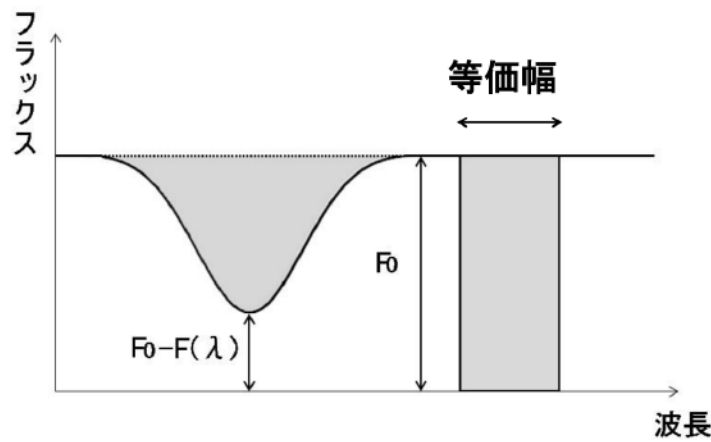


Fig. 1.7: 等価幅の概念

等価幅の表式は

$$EW(\lambda_0) = \left[\frac{F_0(\lambda) - F(\lambda)}{F_0(\lambda)} d\lambda \right] \quad (1.31)$$

であり、これに (1.29) 式を代入すれば

$$EW(\lambda_0) = \left[(1 - e^{-\tau}) d\lambda = \frac{\lambda_0 b}{c} \left[\int_0^\infty (1 - \exp[-\tau_0 U(a, x)]) dx \right] \right] \quad (1.32)$$

と、等価幅と光学的厚さの関係が得られる。ここで τ_0 は (1.30) 式に同じである。

1.3.3 二重共鳴線と微細構造線

本研究で利用する吸収線解析手法において重要な役割を果たすものが、二重共鳴線と微細構造線と呼ばれる特殊な吸収線である。吸収線はイオンがそれぞれの物理

状態によって特定の波長を吸収することで形成される。このとき、イオンの物理状態は電子数や電子軌道だけでは定まらない。他にも、その電子状態におけるスピン量子数 S 、軌道角運動量量子数 L 、全角運動量子数 J によって異なった状態をとる。スピン量子数とはスピンの大きさを表す量子数であり、1つの電子の場合のスピン量子数は $1/2$ と $1/2$ の半整数値となる。ある準位におけるスピン量子数の多重度 X は $X = 2S + 1$ となる。軌道角運動量は電子が軌道を運動することで生じる角運動量である。軌道角運動量はとりうる整数値 $L = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ のそれぞれに応じて軌道を表すアルファベット s, p, d, f, \dots が当てられている。なお、それぞれの軌道には収容可能な電子数（電子収容数）が決まっており、例えば s 軌道には2個、 p 軌道には6個までの電子を収容できる。スピン量子数と軌道角運動量量子数が同時に0以外の値を取る場合、 L と S によって定められた準位は両者の相互作用（LSカップリング）によって、全角運動量量子数 J で記述される準位に分裂（微細構造分裂）する。角運動量の合成法則から J の取りうる値は、

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S| \quad (1.33)$$

となる。 L と S のいずれかが0の値を取った場合には、 J の値は一意に定まる（例えば電子が s 軌道の場合、 $L = 0$ となり $J = S$ ）ため、準位は分裂しない。これらスピン量子数、軌道角運動量量子数、全角運動量子数で区別される準位は、電子配置記号の最後の項に「スペクトル項 $^X L_J$ 」として記述される⁵。二重共鳴線と微細構造線はいずれもこのスペクトル項における微細構造分裂に起因する吸収線である。

二重共鳴線 二重共鳴線とは、最外殻電子が1つのみ（すなわちリチウム型電子配置）のイオンが、基底状態（ s 軌道 [$L = 0$] に最外殻電子がいる状態）から、次にエネルギーの高い準位（ p 軌道 [$L = 1$] に最外殻電子がいる状態）に遷移する時に、わずかにエネルギーの異なる2種類の光子を同時に吸収することでできる吸収線ペアである。遷移前の電子状態は s 軌道にいるためスピン-軌道角運動量相互作用による分裂は生じず、全角運動量は $J = 1/2$ のみとなる。一方で、 p 軌道への遷移後は $L = 1$ となるため全角運動量が $J = 1/2, 3/2$ の2つの状態を取りうる。したがって

$$\begin{aligned} (1s)^2(2s)^1 \ ^2S_{1/2} &\simeq (1s)^2(2p)^1 \ ^2P_{1/2} \\ (1s)^2(2s)^1 \ ^2S_{1/2} &\simeq (1s)^2(2p)^1 \ ^2P_{3/2} \end{aligned} \quad (1.34)$$

の2種類の状態への遷移が起こる。この例はL殻に最外殻電子が一つ（すなわち $2s$ 軌道に一つ）存在する場合だが、M殻に最外殻電子が一つ（すなわち $3s$ 軌道に一

⁵例えば、電子配置が $(1s)^2(2s)^1$ の状態（ $1s$ 軌道に2個の電子、 $2s$ 軌道に1個の電子）の場合の3階電離炭素 C IV のスペクトル項は、 $^2S_{1/2}$ （スピン量子数の多重度 $X = 2 \pm 1/2 + 1 = 2$ 、軌道角運動量量子数 $L = 0$ （故に記号としては S ）、合成角運動量は $J = S = 1/2$ ）となる。よって電子配置記号と合わせて、 $(1s)^2(2s)^1 \ ^2S_{1/2}$ とかける

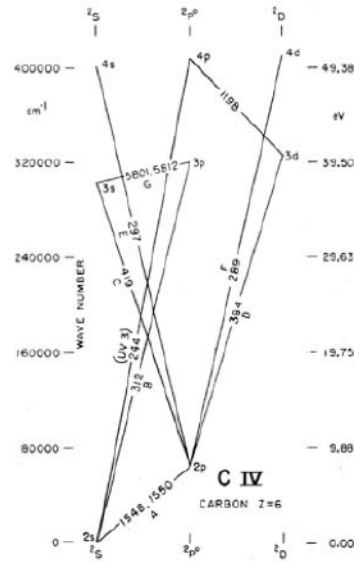


Fig. 1.8: C IV のグロトリアン図。C IV $\lambda\lambda$ 1548, 1551 は $2s$ から $2p$ への遷移である。
Moore & Merrill (1968) より引用。

つ) 存在する場合も同様である。このような電子配置になるイオンは最外殻電子が L 殻の場合 ($2s$ 軌道に一つ) は Li I, Be II, C IV, N V や O VI⁶ 最外殻電子が M 殻の場合 ($3s$ 軌道に一つ) は Na I, Mg II, Al III, や Si IV などが挙げられる。これら二重共鳴線ではそれぞれ 2 つの遷移の振動子強度比は一意に定まっている。Fig. 1.8 に C IV の許容遷移を示した図 (グロトリアン図) を示す。

微細構造線 微細構造吸収線は、微細構造にすでに分裂している軌道 (すなわち s 軌道以外) から別の軌道に遷移する際にできる吸収線である。エネルギーが低い基底状態の際にすでに軌道角運動量量子数 L が 0 以外の値 (つまり p 軌道以上) をとる場合の遷移である。一番簡単な例は総電子数が 5 つの場合の C II, N III, O IV のときである (Fig. 1.9)。この場合最外殻電子は 3 つであり、うち 2 つは $2s$ 軌道、残った 1 つが $2p$ 軌道を取る。 $2p$ 軌道の電子が 1 つしかないため、微細構造分裂は $J = 1/2$ の場合と $J = 3/2$ の 2 準位のみである。この次に最外殻電子が 3 つになるケース (このとき $3p$ 軌道に 1 つ) は総電子数が 13 の場合で、Al I, Si II, S IV などが代表例である (Fig. 1.10)。

二重共鳴線の場合は遷移先の準位が微細構造に分裂する場合におこり、その場合

⁶それぞれ中性リチウム、1 階電離ベリリウム、3 階電離炭素、4 階電離窒素、5 階電離酸素である。このようにイオンの電離レベルを表す際はローマ数字を用いる。電離レベルは中性の場合を I とし、以降 1 階電離するごとに大きな数字を用いる。

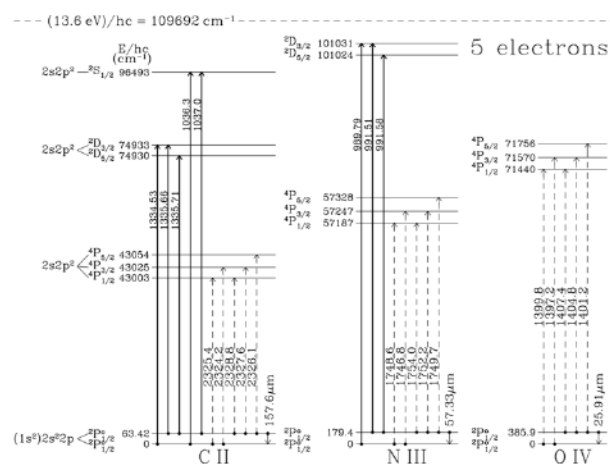


Fig. 1.9: 総電子数が5つの場合のエネルギー遷移図である (C II, N III, O IV)。実線の矢印は許容遷移、破線の矢印は禁制遷移を表す。最外殻電子数は3つであり、微細構造線としては最もシンプルなケースである。この場合L殻の2s軌道に2つ、2p軌道に1つの電子が占めることになり、遷移前の基底状態はLS結合により2準位に分裂する。Draine (2011) より引用。

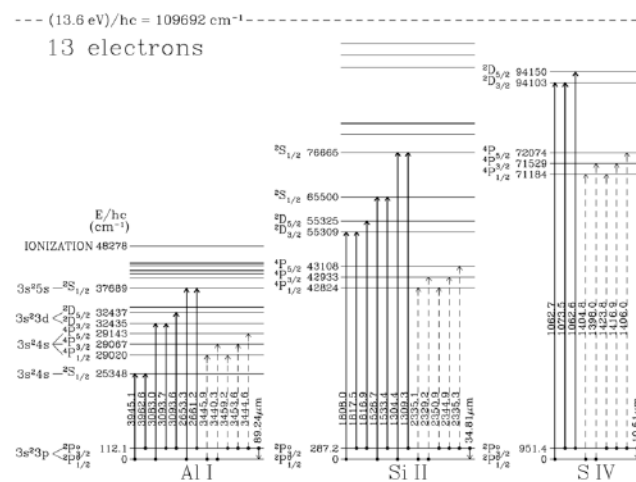


Fig. 1.10: 総電子数が 13 個の場合のエネルギー遷移図である (Al I, Si II, S IV)。実線の矢印は許容遷移、破線の矢印は禁制遷移を表す。最外殻電子数が 3 個のときの次にシンプルな微細構造線となる。この例のように総電子数が 13 個の場合、M 殻の $3s$ 軌道に 2 つ、 $3p$ 軌道に 1 つの電子が占めることになり、遷移前の基底状態は LS 結合により 2 準位に分裂する。Draine (2011) より引用。

はそれぞれの遷移の振動子強度比が吸収強度を決定する。だが微細構造線の場合は遷移する前の基底状態が微細構造準位に分裂するため、それぞれの微細構造準位にあるイオンの存在量がそのまま吸収強度に影響することになる。そのため微細構造線の強度比の場合は二重共鳴線のように決まった値をとらない。微細構造準位間の遷移は主に衝突励起と放射による逆励起（放射遷移）、衝突逆励起によって起こり、衝突と放射のどちらが主要であるかはガスの温度と密度に依存することになる。温度、密度が高いほど衝突頻度は増し、放射遷移よりも衝突による遷移の方が卓越することになる。そのため微細構造線による吸収は吸収ガスの密度を調べる貴重な手がかりにもなる。ここでは C II の場合のような非常に簡単な 2 準位に分裂しているケースを考える。2 準位のうち lower level にいるイオンの密度を n_l 、upper level にいるものを n_u とし、衝突励起・逆励起の衝突断面積をそれぞれ σ_{lu} , σ_{ul} とする。またガス中のイオンの運動速度を v 、電子密度を n_e と置くことで、遷移放射による逆励起と衝突励起・逆励起間の釣り合い関係から

$$\sigma_{lu} v | n_e n_l = \sigma_{ul} v | n_e n_u + n_u A_{ul} \quad (1.35)$$

とかける。ここで A_{ul} は upper level から lower level への遷移放射の際の遷移確率（アインシュタイン係数、単位時間あたりの遷移確率 $[s^{-1}]$ ）である。また、単位時間あたりに衝突がおこる衝突体積期待値（rate coefficient）を $q_{lu} [cm^3 s^{-1}] = \sigma_{lu} v$ と定義する。さらに、lower level と upper level 間における遷移が釣り合っているとすること（詳細釣り合い、熱力学平衡下ではこれが成立するものとする）で、

$$q_{lu} = q_{ul} \frac{g_u}{g_l} e^{-\chi/kT_e} \quad (1.36)$$

が成立する。ここで、 g_l と g_u は各準位の統計的重率であり $g = 2J + 1$ である。また、 T_e は電子の運動温度、 χ は遷移間のエネルギー差、 k は Boltzman 定数を表す。この式の右辺に指数関数がかかるのは、遷移エネルギーに閾値があるためである。つまり、 χ に比べて十分衝突のエネルギーが大きければ（ T_e が大きければ）、指数関数部分は 1 となるし、逆に小さければ 0 に近づき衝突による励起は起きなくなる。次に、 n_e と n_l, n_u の関係を求める。式 (1.35) より、

$$\frac{n_l}{n_u} = \frac{q_{ul}}{q_{lu}} + \frac{A_{ul}}{q_{lu} n_e} \quad (1.37)$$

となる。さらにここで詳細釣り合いの関係式 (1.36) を使い、 n_e について整理すると

$$n_e = \frac{A_{ul}}{q_{ul}} \left\{ \frac{n_l}{n_u} \left(\frac{g_u}{g_l} e^{-\chi/kT_e} - 1 \right) \right\}^{-1} \quad (1.38)$$

が導ける。

吸収体の電子密度が十分小さい場合、 $n_e q_{ul} \gg A_{ul}$ となり、衝突逆励起よりも放射逆励起の方が卓越する。すなわち衝突による励起が起きたのち、衝突逆励起よりもすぐに放射逆励起が起こってしまうケースである。一方で逆に電子密度が十分に高い場合、 $n_e q_{ul} \rightarrow A_{ul}$ の場合は、単位時間あたりの遷移放射確率が衝突逆励起の確率よりも小さいために衝突逆励起が卓越することになる。ここで、遷移放射による逆励起と衝突逆励起が等しく起こる特徴的な電子密度を臨界密度 n_{crit} として定義する。

$$n_{\text{crit}} q_{ul} = A_{ul} \quad (1.39)$$

この定義式 (1.39) を用いることで (1.38) 式は、

$$n_e = n_{\text{crit}} \left\} \right) \frac{n_l}{n_u} \left(\frac{g_u}{g_l} e^{-\chi/kT_e} - 1 \right)^{-1} \quad (1.40)$$

と書き換えられる。

臨界密度は遷移放射のアインシュタイン係数やイオンと電子の衝突頻度（散乱断面積）に依存するため、イオンの種類ごとに異なる値をとる。また、ガスの温度が上がれば衝突の頻度も高くなるため、臨界密度は衝突係数 q_{ul} を媒介して温度に依存することになる。最近の研究ではいくつかの代表的な微細構造準位の場合については（例えば C II や N III）衝突係数の温度依存性が詳しく調べられている（詳細は 5.2.1 節を参照）。

1.4 クェーサーに intrinsic な吸収線とアウトフロー

1.1.3 で述べたようにアウトフローは、大質量ブラックホールの質量降着による成長がスケールにして 5-6 桁も異なる母銀河およびその周辺環境にどのような影響を与えているのか、すなわちブラックホールと母銀河の共進化を調べる上で欠かせない要素である。しかしながら、アウトフローや降着円盤をはじめとする AGN 中心領域の構造は非常に小さく撮像観測によって調べることは不可能である。そこでアウトフローを観測的に調べる際はクェーサーを背景光源とした分光観測によって得られる吸収線による手法が用いられている。この節では本研究の要となるクェーサーに物理的に付随している吸収線（intrinsic な吸収線、後述）とそれらを用いて調べられたアウトフローの幾何構造についてまとめる。

1.4.1 intrinsic な吸収線

クェーサースペクトル中で検出される吸収線は、クェーサーに本質的に付随しているものと、クェーサーから離れた宇宙空間に分布している吸収体（ISM, IGM, CGM,

銀河等) によるものの2つに大きく分けることができる。本稿では前者を intrinsic 吸収線、後者を intervening 吸収線と呼ぶことにする。さらに intrinsic 吸収線はその吸収幅によって Broad absorption line (BAL)、mini-BAL、Narrow absorption line (NAL) の3つの分類が存在する (Fig. 1.11)。ここでは本研究で扱うこれら3つの intrinsic 吸収線について紹介する。

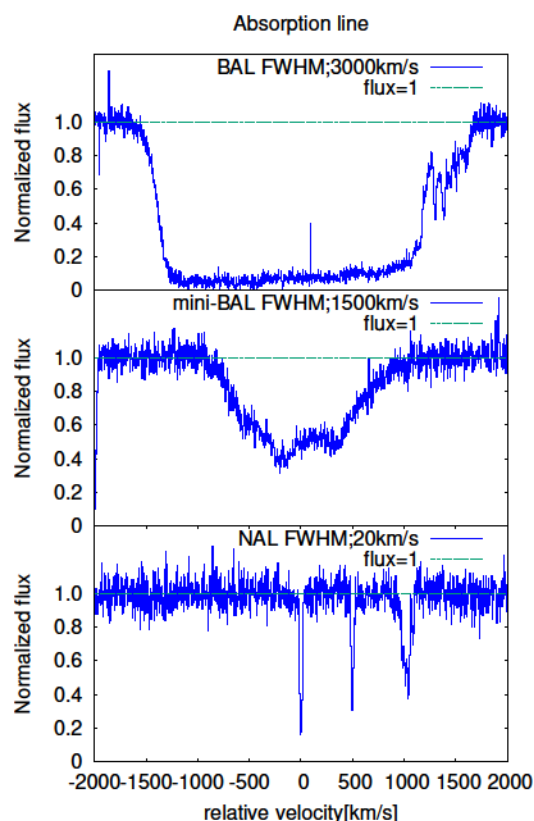


Fig. 1.11: 3種類のアウトフロー吸収線。横軸が吸収中心に対する相対速度、縦軸が規格化されたフラックス（連続光強度が1になるように除算したスペクトル。詳細は3.5節を参照）を表す。上から順にBAL（図のものはFWHM $\approx 3,000 \text{ km s}^{-1}$ ）、mini-BAL（図のものはFWHM $\approx 1,500 \text{ km s}^{-1}$ ）、NAL（図のものはFWHM $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$ ）である。これらの吸収線は速度幅によって分類されている。

1.4.2 Broad absorption line (BAL)

キューサースペクトルでは輝線の短波長側にみられる、速度幅2,000–30,000 km s^{-1} にわたる広い速度幅を持つ吸収構造である (Fig. 1.11, 上)。BALの広い速度幅は

ガス中における熱運動の効果だけでは説明できず、大きな速度勾配を持つアウトフローの観測的証拠であると考えられている。また殆どの場合、クエーサーに対して $\approx 1,000 - 10,000 \text{ km s}^{-1}$ ほど青方偏移した吸収として検出される。個々の BAL ごとに吸収深さや青方偏移速度、吸収幅は非常に多様であるが、[Weymann et al. 1991](#) によって Balnicity index; BI と呼ばれる指標によって吸収強度に対する明確な定義がなされている。書き下すと、

$$\text{BI} = \left[\frac{25,000}{3,000} \right] 1 \frac{f(v)}{0.9} \left[C dv \right] \quad [\text{km s}^{-1}] \quad (1.41)$$

である。ここで $f(v)$ はある青方偏移速度 $v \text{ km s}^{-1}$ における規格化されたフラックス強度を表す。無次元量である C は連続光強度の 10% 以上の深さの吸収が $2,000 \text{ km s}^{-1}$ 続いた場合に 1 をとり、それ未満は 0 となる。この計算の結果 $\text{BI} > 0$ の基準値を超えたものだけが BAL と定義され、その値が BAL の強度を示す指標となる。Weymann らによるこの表式は初めて BAL を定量的に定義することを可能にしたことから一般的に用いられているが、積分範囲が $3,000 \text{ km s}^{-1}$ からとなっているため、それより低速度な BAL を見落とす場合がある。そこで、[Gibson et al. \(2009\)](#) では Weymann らによる表式をもとに積分範囲を 0 km s^{-1} から $25,000 \text{ km s}^{-1}$ に拡張した BI_0 を定義した。Gibson らはこの拡張した BI_0 を用いて大規模サーベイである SDSS DR5 で取得された全 77,429 個のクエーサースペクトルに対して BAL の探査を実行した。その結果、従来の BI によって検出した 4,202 天体を上回る 5,039 天体を BAL クエーサーとして同定することに成功している。本研究でも BAL を扱うが、その中には速度の下限が $3,000 \text{ km s}^{-1}$ を下回るものも含まれているため、Gibson らによって拡張された BI_0 の定義を使うことにする。

BAL は検出されるイオンの種類によってさらに HiBAL, LoBAL, FeLoBAL の 3 つのサブクラスに分類される。HiBAL は O VI (Ionization potential; IP=138 eV), N V (IP=98 eV), C IV (IP=65 eV), Si IV (IP=45 eV) などの高電離イオンのみの検出によって特徴づけられる BAL である。一方で LoBAL は上記のイオンに加えて, Al III (IP=28 eV), Al II (IP=19 eV), Mg II (IP=15 eV) 等の低電離イオンの存在が確認される BAL である ([Voit, Weymann, & Korista 1993](#))。また、極めて珍しい例として Fe II (IP=16 eV) や Fe III (IP=31 eV) といった低電離鉄イオンによる吸収で特徴づけられる FeLoBAL も存在する (e.g., [Hazard et al. 1987](#); [Becker et al. 1997](#))。BAL の中でも LoBAL に分類されるのは少数派で $\approx 10\%$ 程度である。

BAL を持つクエーサーの検出率はこれまでの統計調査によって全体数の 10 - 15% であることが分かっている ([Trump et al. 2006](#); [Gibson et al. 2009](#)) が、BAL を持つクエーサーはその強い吸収の影響で暗くなることによる検出バイアスを考慮すると、実際は 20% 程であると見積もられている ([Hamann et al. 2012](#))。

1.4.3 mini-BAL

mini-BALもBAL同様に幅の広い吸収線として定義される (Fig. 1.11, 中)。BALが $2,000 \text{ km s}^{-1}$ 以上の速度幅で定義されるのに対し、mini-BALは $500 \sim 2,000 \text{ km s}^{-1}$ である。mini-BALの速度幅も、BAL同様一般的なガス中の熱運動では説明できずアウトフローに由来したものであると考えられている。またmini-BALは大きな速度幅を持つものの、中にはBALほど強い吸収を受けておらず個々のコンポーネントを検出することが可能なものも存在する。そのような吸収体はモデルフィットなどからアウトフローの物理状態を調べることが可能になるため貴重である。

mini-BALはBIを用いた探査で検出することができず、またBALと違って明確な定義もないため統計的な調査は進んでいなかったが、近年 Rodriguez-Hidalgo (2009) によって SDSS DR4 の光学的に明るいクェーサー 2,200 天体に対して C IV で検出される mini-BAL の統計探査が行われた。その結果によれば、全体の $11.4 \pm 0.9\%$ 程が mini-BAL を持つことが明らかにされた。また、non-BAL のみに限った場合の検出率は全体の $5.1 \pm 0.7\%$ であると報告されており、したがって mini-BAL は BAL とともに検出される場合も多く、両者は基本的に同じタイプの吸収体を起源にしている可能性が高い。

mini-BAL は青方偏移速度 $50,000 \text{ km s}^{-1}$ を上回る高速度なものの検出も報告されており (Jannuzi et al. 1996; Hamann et al. 1997a; Rodriguez-Hidalgo 2009)、Rodriguez-Hidalgo らによる調査では $25,000 \text{ km s}^{-1}$ よりも大きな速度を持つ mini-BAL が全体のクェーサーのうち 2.5% 程であることを報告している。

1.4.4 Narrow absorption line (NAL)

NAL は速度幅が 500 km s^{-1} 以内の幅の狭い、極めて一般的な吸収線である (Fig. 1.11, 下)。NAL はもともと intervening な吸収体を起源とする解釈が主流であったが、近年では一部の NAL の起源は BAL や mini-BAL と同様に、クェーサーに物理的に関連する吸収体 (すなわちアウトフローを起源に持つと考えられる吸収体) であることがわかっている。以降本稿では前者を intervening NAL, 後者を intrinsic NAL と呼ぶ。

intrinsic NAL は BAL や mini-BAL と異なり、intervening NAL と酷似したプロファイルを持つため同定すること自体が難しく、統計的な性質が明らかになってきたのは比較的最近のことである。Richards et al. (1999) では、クェーサー観測視線上に存在する C IV NAL の検出率がクェーサー自身の性質である電波強度に相関することを明らかにし、このことから一部の NAL がクェーサーに物理的に関連したもの (すなわち intrinsic NAL) であることを示唆した。intrinsic NAL を個々の吸収線として同定できるようになったのは 1990 年代後半から 2000 年代にかけて出現した口径 10 m クラスの大型望遠鏡及び高分散分光装置による恩恵が大きい。これによって

線幅の狭いNALをこまかく分解して調べることができるようになり、intrinsic NALの調査は飛躍的に進んだ。

intrinsic NALはアウトフロー固有の現象である時間変動、line-locking⁷、背景光源に対する部分掩蔽（詳細は後述）によって同定できる。近年ではこれらの特徴を利用することで統計調査が実施され、それらの結果によれば光学的に明るいnon-BAL（BALを持たない）クェーサーの40～50%がintrinsic NALを持つと考えられている（Misawa et al. 2007; Nestor et al. 2008; Simon, Hamann, & Pettini 2012; Hamann et al. 2012; Culliton et al. 2019）。

NALについてはさらに、associated absorption line (AAL) という分類も存在する。AALはクェーサー輝線の赤方偏移付近（ $z_e \ll z_{\text{abs}}$ ）で検出される吸収線として定義されている（Weymann et al. 1979; Foltz 1986）。本研究ではAnderson et al. (1987) で用いられているより仔細な定義に基づき、背景光源から相対速度 $v \geq 5,000 \text{ km s}^{-1}$ に属するものをAALとして扱う。AALの起源としては(1). クェーサーアウトフロー、(2). クェーサー母銀河及び周辺環境の吸収体（i.e., ISM, CGM）, (3). クェーサー周辺の銀河群などが考えられる。AALは輝線付近に存在するためクェーサーに直接関連している可能性が高いことは事実だが、必ずしもクェーサーにintrinsicな吸収体とは限らない。Wild et al. (2008) によれば $v \geq 3,000 \text{ km s}^{-1}$ のC IVのAALのうち、40%がクェーサーあるいはクェーサー母銀河周辺環境に属する吸収線であるという結果を得ている。

1.4.5 intrinsicな吸収線とアウトフロー角度依存モデル

BALやmini-BALは高速度高密度で噴き出すアウトフローの物理的特徴を反映したダイナミックな吸収構造だが、その検出率に着目するとすべてのクェーサーがBAL/mini-BALを持つわけではなく、むしろ少数派である。このことについて2つの可能性が考えられる。まず1つは、BAL/mini-BALがクェーサーの特定の進化段階（おそらく早期のダストに覆われている段階）を代表しているという可能性（進化説; e.g., Boroson & Meyers 1992; Voit, Weymann, & Korista 1993; Farrah 2007）、もう1つはBAL/mini-BAL吸収体がクェーサーに対して特定の立体角方向にのみ分布しているという可能性（角度依存説; e.g., Elvis 2000; Ganguly et al. 2001）である。進化説は、LoBAL（特にFeLoBAL）で有力であるとされている（Farrah 2007）が、角度依存説はHiBALで有力であるとされる。なぜなら、LoBAL/FeLoBALの分光学的性質はnon-BALに比べ赤化が強い傾向にあるが、HiBALはさほどではなくnon-BALに対してBALの有無以外に大きな差異は見られないためである（e.g., Weymann et al. 1991; Reichard et al. 2003）。したがってHiBALは天体全体として

⁷アウトフローの強力な輻射圧にさらされる複数の二重共鳴線で起こる現象。近接する二重共鳴線のコンポーネント同士がぴったり重なり合うという観測的特徴により同定できる。

の性質が変化することが想定される進化説よりも、より単純に BAL が観測視線上に存在するかどうかのみが問題となる角度依存説による解釈の方が自然である。またこのことから、LoBAL/FeLoBAL は同じ BAL でありながらも HiBAL とは本質的に異なるタイプの吸収体である可能性も示唆される。

過去の観測結果や研究には角度依存説を支持する根拠となるものが存在する。例えば近傍 AGN に対する撮像観測である。1.2 節の Fig. 1.4 に示したハッブル宇宙望遠鏡で観測された NGC4261 の画像からは、明らかに上下方向に軸対称なローブ状の構造が確認できる。さらに中心領域をクローズアップした右図からはトーラス状の構造の存在も明らかである。このような非球対称で軸対称な構造は、クエーサー周辺において角度依存性が支配的であることの観測的証拠である。また、数値シミュレーションなどの理論面からも角度依存説を支持するものが存在する。Fig. 1.12 は Proga et al. (2000) での標準降着円盤を仮定したシミュレーション結果だが、ガス密度が濃くなっている領域（図中の赤い部分）が降着円盤に対して一定の角度で分布しているのがわかる。

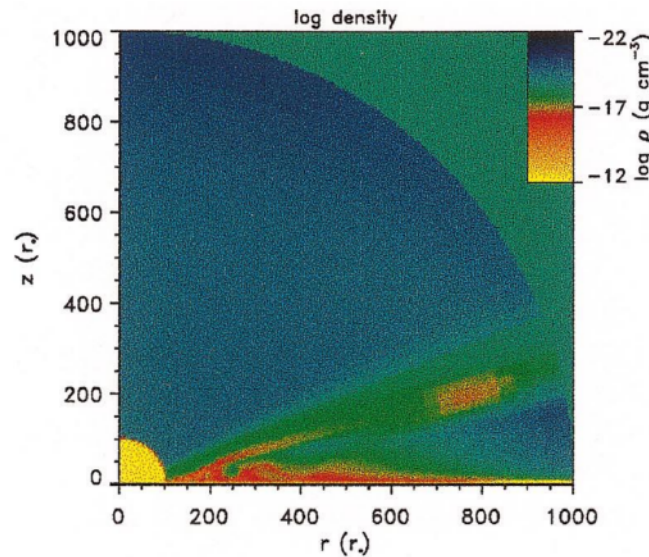


Fig. 1.12: シミュレーションにおけるアウトフローの角度依存性。横軸が降着円盤方向、縦軸が垂直軸方向を表す。色が赤-黄色の領域程ガス密度が高いことを表しており、降着円盤から密度の高いガスが指向性をもって噴き出していることが分かる。

角度依存説に基づくと BAL/mini-BAL と intrinsic NAL の検出率がそのまま立体角分布を表していると考えることができ、アウトフローをはじめとする中心領域の幾何構造に対し観測的に制約を与えることができる。そのような方針の下、いくつかのアウトフロー角度依存モデルが考えられてきた。その例を Fig. 1.13 示す。

角度依存モデルは Fig. 1.13 のように降着円盤に近く低い角度方向に BAL が、逆に大きな角度方向で intrinsic NAL、その中間に mini-BAL が分布するとしたモデル

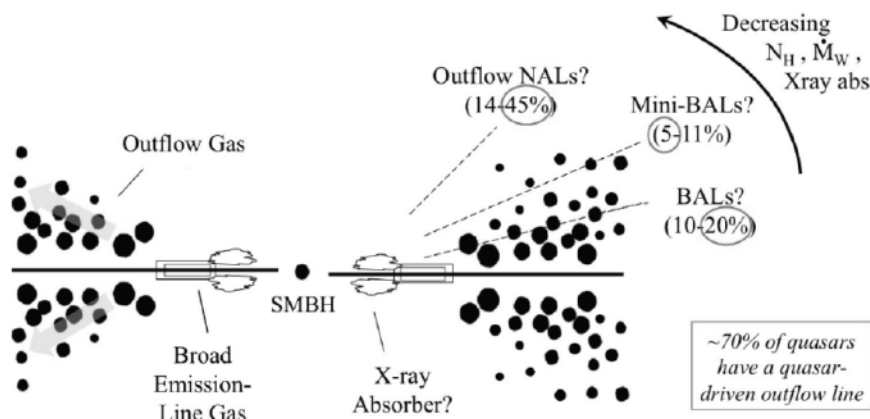


Fig. 1.13: アウトフロー角度依存モデルの例。Hamann et al. (2012) より引用。中心に大質量ブラックホールが鎮座し、降着円盤に沿った低い緯度方向にアウトフローガスが噴き出すと考えられている。BAL/mini-BAL, NAL の検出率はこれらのガスの立体角分布を表しており、低緯度方向 25% 程を BAL/mini-BAL ガスが占め、より高い 45% を NAL ガスが占めると考えられている。図中の X-ray Absorber が warm absorber であり BAL/mini-BAL が観測される視線に対して X 線放射領域である降着円盤内側を覆い隠している。このため BAL/mini-BAL では X 線に強い吸収が観測される。

が主流となっている。以前は Fig. 1.13 とは逆で、降着円盤に近い角度方向で NAL、離れた高い角度で BAL が検出されると解釈したモデルも存在したが (Elvis 2000)、現在では X 線における観測結果により棄却されている (Chartas et al. 2009)。降着円盤の X-UV 放射領域付近には X 線を吸収する暖かい吸収ガス (warm absorber) が存在すると考えられている。そのため、降着円盤に対し小さい角度で X 線放射領域を観測すると、視線上に warm absorber が重なるため X 線帯域に強い吸収が生じることになる。実際の観測の結果、X 線帯域で強い吸収を受けているのは BAL クェーサーのみであったため、低い角度方向に BAL、高い角度方向で intrinsic NAL が分布すると解釈される。

1.5 研究目的

速度幅が大きく異なる BAL/mini-BAL と intrinsic NAL の検出の有無を、アウトフローの立体角分布によって解釈したものがアウトフロー角度依存モデルである。これまでの研究で BAL/mini-BAL/intrinsic NAL それぞれの吸収線に対する統計的探査が実行され、それぞれのカテゴリの吸収線の立体角分布について定量的な理解も

進んでいる。その一方で、Misawa et al. (2007) や Culliton et al. (2019) など過去に行われた intrinsic NAL の大規模な統計的探査では光学的に明るいクェーサーを優先しているため、non-BAL クェーサーが主要なターゲットとなっている (BAL クェーサーは強い吸収を示すため可視光で比較的暗いものが多い)。したがって BAL クェーサーの観測視線において intrinsic NAL が存在するかどうかについては統計的には確認されておらず、intrinsic NAL の立体角分布の詳細は不明となっている。Ganguly et al. (2001) では BAL の観測視線上で C IV の AAL の検出頻度が高くなる傾向が報告されているが、実際に個々の NAL に対して intrinsic NAL かどうかの判別はされていない。既存の角度依存モデルでは BAL/mini-BAL の観測視線上に intrinsic NAL が分布する可能性は考慮されていないため、もし intrinsic NAL が存在していれば角度依存モデルに新しい解釈が必要になる。そこで本研究では、intrinsic NAL の分布傾向及びアウトフロー角度依存モデルを検証することを目的に、BAL/minni-BAL が観測されているクェーサーのスペクトル上で intrinsic NAL の探査を実行した。

第2章 解析手法

2.1 部分掩蔽解析 (Partial Coverage Analysis)

キューサーアウトフローの角度依存性および intrinsic NAL の分布傾向を明らかにするために、BAL/mini-BAL キューサーで intrinsic NAL を探査することが本研究の第一目的である。intrinsic NAL は intervening NAL と似たプロファイルを示すため、両者を識別する手法が欠かせない。intrinsic NAL を同定する手法は 1.4.4 節で述べたように、時間変動、line-locking、吸収体の部分掩蔽に着目することで可能となる。本研究ではこれらのうち、統計探査を実現するために部分掩蔽を利用した解析（部分掩蔽解析）を採用する。部分掩蔽解析は他 2 つの手法に比べて、(1). 1 回のみの観測データで解析が可能であること（時間変動を検出するためには複数回の観測が要求される）、また (2). 部分掩蔽を示す NAL は $\approx 50\%$ のキューサーで検出されており普遍的な現象である（line-locking は極めて稀な現象である）、という利点があるためである。以下、本研究の解析手法の根幹をなすこの部分掩蔽解析の原理について説明する。

掩蔽率 C_f (coverage fraction) とは、観測者がキューサーを観測する視線において吸収体と背景光源が重なる割合のことである。吸収線解析の背景光源であるキューサーの紫外光放射領域は $\approx 0.01\text{pc}$ 程度と非常に小さい。それに対して intervening 吸収体のサイズは非常に大きく、例えば一般的な銀河のディスクで $\approx 10\text{ kpc}$ 程度であることが知られている。また近年は銀河周辺に分布する Circumgalactic medium (CGM) の空間的広がりについても詳しく調べられており $\approx 100\text{ kpc}$ (Shen et al. 2013; Turner et al. 2014) に及ぶことが分かっている。このように巨大である intervening 吸収体がそれより 5-6 桁も小さい背景光源を部分的に覆うようなことは幾何学的に起こりにくく、intervening 吸収体の場合は完全掩蔽 ($C_f = 1$) を示すと考えて差し支えない。これに対して、キューサーに intrinsic な吸収体の場合は背景光源と同程度のサイズであると考えられるため、部分掩蔽 ($C_f \geq 1$) を示しうる。したがって部分掩蔽を示す吸収線を探査することで、intrinsic な吸収体を特定することが可能になる (Fig. 2.1)。

ここで注意しなければならないのが、intrinsic 吸収体が常に部分掩蔽を示すわけではないという点である。intrinsic な吸収体であっても完全掩蔽を示すことは十分に起こりうるため、部分掩蔽は intrinsic な吸収体であるための十分条件ではあるが

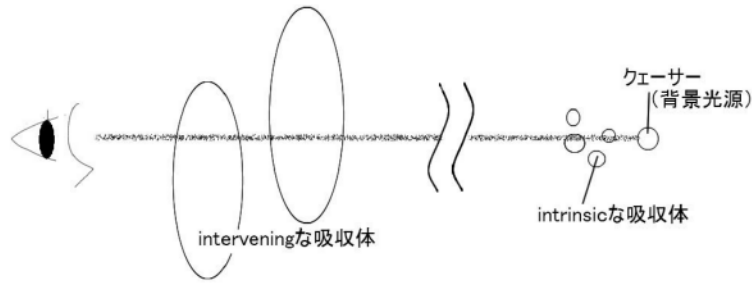


Fig. 2.1: 部分掩蔽解析の原理。部分掩蔽を示す吸収体は背景光源の近辺に存在する。

必要条件にはならない。そのため、部分掩蔽から intrinsic NAL を判断する場合、その検出率は下限値でしかないことに注意する必要がある。

実際の観測量から C_f を求めるには、二重共鳴線を利用する。一般的に観測される二重共鳴線の光学的厚さは原子核物理学から 2:1 となることが明らかにされているが、 $C_f < 1$ の場合はこの値から逸脱する。吸収体に覆われていない部分からの漏れ出したフラックスの影響で、観測される吸収線の光学的厚さの比が変わってしまうためである (Fig. 2.2)。ここで二重共鳴線の光学的厚さの比と掩蔽率 C_f の関係について、光学的厚さの空間分布が一様な吸収体モデル (homogeneous model) を仮定し定量的に評価する方法を説明する。

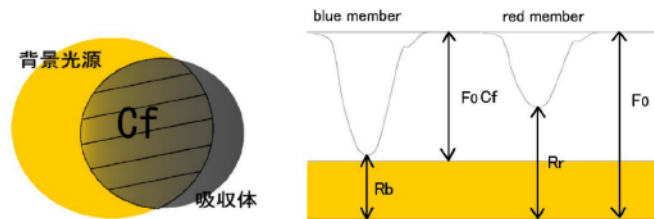


Fig. 2.2: 部分掩蔽解析と二重共鳴線。部分掩蔽吸収体が形成する二重共鳴線のイメージ。黄色の部分背景光源から漏れ出したフラックスである。これによって、二重共鳴線の光学的厚さは本来の値からずれる。

部分掩蔽による背景光源からの光の漏れ出しを考慮すると、ある波長 λ (あるいはある速度成分 v) における残留フラックス量 (吸収線の底部で吸収されずに残ったフラックス量、Fig. 2.2 の R_b および R_r) は、(1.29) 式を利用して

$$R(\lambda) = F_0(\lambda) [1 - C_f(\lambda) + C_f(\lambda) e^{-\tau(\lambda)}] \quad (2.1)$$

となる。ここで $F_0(\lambda)$ は連続光部分のフラックスを表す。もし、仮に背景光源が異

なった速度成分を持つ、 m 個の吸収体で覆われている場合は (2.1) 式は

$$R(\lambda) = F_0(\lambda) \int_{-1}^1 \left[1 - C_{fi}(\lambda) + C_{fi}(\lambda)e^{-\tau(\lambda)} \right] d\mu \quad (2.2)$$

と書き換えられる。ここで添え字の i は吸収体の通し番号である。さらに、二重共鳴線の短波長側 (blue member) と長波長側 (red member) それぞれにおける残留フラックス量は

$$\begin{cases} R_b(\lambda) = F_{b0}(\lambda) \left[1 - C_f(\lambda) + C_f(\lambda)e^{-\tau_b(\lambda)} \right] \\ R_r(\lambda) = F_{r0}(\lambda) \left[1 - C_f(\lambda) + C_f(\lambda)e^{-\tau_r(\lambda)} \right] \end{cases} \quad (2.3)$$

である。添え字 b, r が blue member と red member を表すラベルである。(2.3) 式から光学的厚さの比について整理すると

$$\frac{\tau_r}{\tau_b} = \frac{\ln \left(\frac{C_f}{R_r/F_{r0} + C_f} \right)}{\ln \left(\frac{C_f}{R_b/F_{b0} + C_f} \right)} \quad (2.4)$$

となる。ここで (1.29) 式と (1.30) 式より吸収線の光学的厚さは $\tau = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0}{b} N U(a, x)$ である。二重共鳴線が同じガスに起因した吸収線であるため、ドップラーパラメータ b , 柱密度 N , $U(a, x)$ は二重共鳴線の blue member と red member で同じ値をとる。加えて吸収中心の波長において $\frac{\lambda_{b0}}{\lambda_{r0}} \cong 1$ (例えば C IV $\lambda\lambda$ 1548, 1551¹ で $\frac{\lambda_{b0}}{\lambda_{r0}} = \frac{1548\text{\AA}}{1551\text{\AA}} \cong 1$) である。さらに原子核物理学の理論より与えられる振動子強度の比 f_r/f_b はたいいていの二重共鳴線において $f_r/f_b \cong 1/2$ となる。これらを用いると理論的な光学的厚さの比は

$$\frac{\tau_r}{\tau_b} \cong \frac{1}{2} \quad (2.5)$$

になる。この関係式を用いて (2.4) 式を C_f について整理すると

$$C_f = \frac{(R_r/F_{r0} - 1)^2}{R_b/F_{b0} - 2(R_r/F_{r0}) + 1} \quad (2.6)$$

が最終的に得られる。この式が掩蔽率 C_f と二重共鳴線の吸収強度比の関係を表す式である。(2.6) 式のその表式より二重共鳴線の blue member と red member における

¹C IV の二重共鳴線を表す表記である。一般的に吸収線の種類を表記するときは“元素名 λ 波長”、二重共鳴線の場合は“元素名 $\lambda\lambda$ 波長 1, 波長 2”で表記する。

残留フラックス比、つまり R_b/F_{b0} と R_r/F_{r0} さえ得ることができれば掩蔽率 C_f を求めることができる。また、(2.6) 式は規格化されたスペクトルにおける吸収線の場合は、

$$C_f = \frac{(R_r - 1)^2}{R_b - 2R_r + 1} \quad (2.7)$$

とよりシンプルな式で記述できる。

ここまでは背景光源は降着円盤からの連続光のみを仮定していた。しかし実際はキューサーの輝線放射領域 (Broad emission line region; BELR) からの寄与も存在する。その場合 (2.7) 式で得られる C_f は連続光の部分掩蔽と BELR の部分掩蔽を統合した合成掩蔽率を表していることになる。この場合の合成掩蔽率を

≡ BELR からのフラックス; f_B

≡ 連続光からのフラックス; f_C

≡ BELR に対する掩蔽率; C_{fB}

≡ 連続光に対する掩蔽率; C_{fC}

という表記を用いて

$$C_f = \frac{f_C C_{fC} + f_B C_{fB}}{f_C + f_B} = \frac{C_{fC} + w C_{fB}}{1 + w} \quad (2.8)$$

と重みつき平均で表すことができる。ここで放射強度比 $f_B/f_C = w$ として整理した。吸収線が BELR で検出される場合は、(2.8) 式によって得られる合成掩蔽率 C_f と観測スペクトルから得られる w を用いることで、連続光放射領域に対する掩蔽率 C_{fC} と BELR に対する掩蔽率 C_{fB} にある程度の制約を与えることができるようになる (Ganguly et al. 1999)。しかし、特別に BELR と連続光領域の寄与を調べたい場合以外は、(2.6) 式の表式を用いるのが一般的である。

本研究の解析で実際に利用する (2.6) 式を用いて二重共鳴線の吸収強度と掩蔽率の関係をプロットしたものを Fig. 2.3 に示した。ここで定める吸収強度とは連続光強度に対する吸収中心における吸収深さの割合である。図では二重共鳴線の blue member の吸収深さが 0.1 の場合から 0.95 の場合について (それぞれ色を変えて示してある)、red member の吸収深さと掩蔽率の関係を示した。ここで図中の凡例 1 f_{blue} は吸収深さのことを指す。Fig. 2.3 からわかるように掩蔽率の値は blue member の吸収深さよりも小さな値をとらない。この性質のため、強度の強い吸収に対して解析する場合、データの質 (分解能や S/N 比) が良くないと誤差の範囲内で部分掩蔽を検出するのは困難となる。また blue member の吸収強度が弱い場合 (特に 1 $f_{\text{blue}} \geq 0.5$ の場合)、掩蔽率の値が 1 に近づくに伴って曲線の傾きが無限大に近づいている

ことが分かる。このため、曲線のこの部分でもデータの質が良くないと red member の吸収深さのわずかな不定性によって非常に大きな C_f の誤差が導かれることに注意する。一方でいずれの強度の吸収においても掩蔽率の値が最小値をとる部分においては、曲線の傾きが平坦になっており精度のよい解析が可能となる。そのためこの平坦部分における計算結果は信頼できるものとなる。

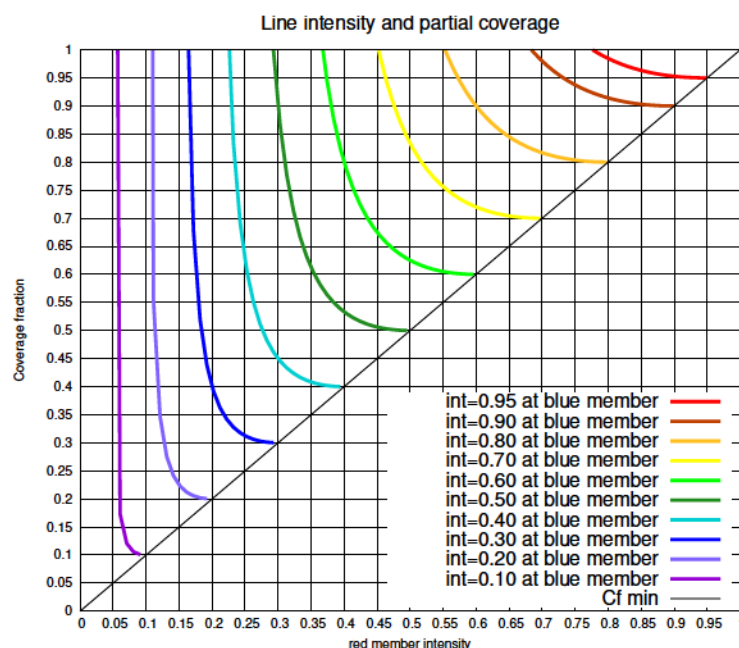


Fig. 2.3: 二重共鳴線の吸収強度と掩蔽率の関係。(2.6) 式を使って二重共鳴線の blue member の吸収強度（吸収深さ）が連続光の 10% の場合（紫）から 95% の場合（赤）について red member の吸収強度（吸収深さ）と掩蔽率の値の関係をプロットしたものである。グラフの縦軸が掩蔽率 C_f 、横軸が red member の吸収強度である。傾きが 1 の黒直線は blue member と red member の吸収強度が等しくなる交点を表しており同時にとりうる C_f の値の最小値となる。

2.2 Instrumental LSF (line spread function) の影響

観測装置（分光器）に由来する、検出した光が波長方向に広がる効果を instrumental line spread; ILS という。ILS の効果は line spread function; LSF と呼ばれる関数で表せる。一様な吸収体を仮定する場合、掩蔽率を評価するために用いる (2.6) 式は理想

的には吸収構造のどの波長成分に対しても同じ値を与えるはずである。しかし、ILSの影響を受けている場合は光が波長方向に分散するため特に吸収線のウィング部分（吸収の端）で正しくない値をとる。Ganguly et al. (1999) で $C_f=1$ のシングルコンポーネント吸収線を合成し line spread の影響をテストした結果を Fig. 2.4 に示す。上側がLSFの影響を受けていない二重共鳴線に対し、下側がLSFの影響を受けている二重共鳴線に対して各ピクセルごとに掩蔽率を評価した結果である。この結果から line spread の影響を受けた場合、正しい値を示しているのは吸収中心のみで、吸収ウィング部分で掩蔽率が実際より小さく評価されてしまうことが分かる。実際に分光器を使って観測される吸収線にはこの影響が含まれているので、掩蔽率の値を評価する場合は吸収中心以外の値は信頼できないことに留意する必要がある。

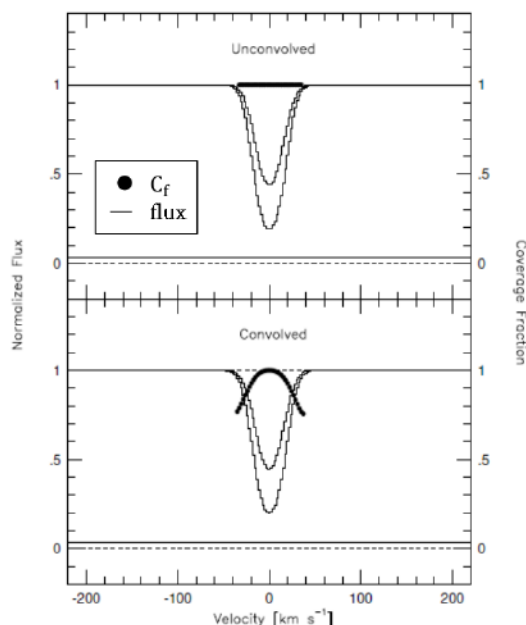


Fig. 2.4: Ganguly et al. (1999) における Line spread の影響のシミュレーション。上図が ILS の影響を受けていない完全掩蔽吸収線に対して掩蔽率を評価した結果。全てのピクセルで同じ掩蔽率の値を得ている。下図が ILS の影響を受けている完全掩蔽吸収線に対する掩蔽率の評価である。吸収構造のウィング部で実際より小さい値を算出している。

2.3 MINFIT による観測量の評価

本研究では吸収線を解析するために MINFIT (Churchill & Vogt 2001) という解析コードを利用する。MINFIT では Voigt profile に基づいた吸収線のモデルフィット

を行う。MINFIT によるモデルフィットの実行には、吸収領域の中心波長、等価幅、速度分散（吸収領域の幅）などの粗い見積もりが事前に必要となるが、MINFIT の行程ではこれらについても実行するようになっている。この節ではまず MINFIT によるこれらの観測量の決定方法について説明する。

吸収領域の中心波長の算出 吸収を受けている領域に対して、ピクセルと吸収深さの一次モーメントを計算することで吸収中心を算出する。すなわち、

$$\lambda_{obs} = \langle \lambda \rangle = \frac{\int \lambda_i (1 - R(\lambda_i))}{\int (1 - R(\lambda_i))} \quad (2.9)$$

ここで $R(\lambda_i)$ はある波長における残留フラックス (residual flux) を表し、添え字 i は吸収領域の i 番目のピクセルであることを表す。また、分散は

$$\sigma_\lambda = \sqrt{\langle \lambda^2 \rangle - \langle \lambda \rangle^2} \quad (2.10)$$

である。このとき $\langle \lambda^2 \rangle$ は二次モーメント

$$\langle \lambda^2 \rangle = \frac{\int \lambda_i^2 (1 - R(\lambda_i))}{\int (1 - R(\lambda_i))} \quad (2.11)$$

から算出している。

吸収中心の赤方偏移 赤方偏移の定義式は

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \quad (2.12)$$

である。これと (2.9) 式で求めた吸収中心の波長から吸収中心における赤方偏移を得る。

背景光源に対する相対速度 相対論的ドップラー効果の公式によれば光源の赤方偏移 z_{em} と吸収体の赤方偏移 z_{abs} の間には光速度を c として

$$\beta = \frac{v_{shift}}{c} = \frac{(1 + z_{em})^2 - (1 + z_{abs})^2}{(1 + z_{em})^2 + (1 + z_{abs})^2} \quad (2.13)$$

という関係がある。この式より背景光源に対する吸収体の相対速度 v_{shift} を得る。

吸収領域の速度分散 各波長成分 λ の吸収領域中心 λ に対する相対速度 $v_{\text{rel}}(\lambda)$ は

$$v_{\text{rel}}(\lambda) = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda}{\lambda} \quad 1 \left[\pm c = c \frac{\Delta\lambda_{\text{obs}}}{\lambda} \right] \quad (2.14)$$

である。この式から速度分散は

$$\sigma_v = \frac{c}{\lambda} \sigma_\lambda \quad (2.15)$$

となる。この式中の σ_λ は (2.10) 式と同じものである。ここで算出した σ_v を用いて吸収領域の速度広がりを表す量 b_{sys} を

$$b_{\text{sys}} = \sqrt{2} \sigma_v \quad (2.16)$$

と定める。この式を使って吸収領域の速度広がりを出算する。ここで算出する b_{sys} は、各吸収コンポーネントごとに Voigt profile に基づいて算出されるドップラーパラメータ b (1.20 式参照) とは異なる量であることを注意しておく。

等価幅 EW の評価 等価幅の定義は (1.31) 式で示したとおりである。規格化された観測スペクトルから等価幅を得る場合は積分する代わりに、ピクセルごとに吸収深さを足しあがめることで算出する。

$$\text{EW} = \sum_i (1 - f_i) \Delta\lambda \quad (2.17)$$

1 f_i が吸収深さ、 $\Delta\lambda$ がピクセルひとつあたりの波長幅である。さらに、等価幅の誤差 σ_{EW} はエラースペクトルの i 番目のピクセルの値を e_i として

$$\sigma_{\text{EW}} = \sqrt{\sum_i [(\Delta\lambda)^2 e_i^2]} \quad (2.18)$$

から計算することができる。

2.4 autovp による仮フィット

MINFIT による精細なモデルフィットを実行するには、吸収コンポーネントの検出と、それぞれのコンポーネントについてのフィットパラメータの初期値（吸収中心の赤方偏移 z 、柱密度 N 、ドップラーパラメータ b それぞれについての大まかな値）も必要である。これらを決定するために、吸収線フィットコード；**autovp** による仮モデルフィットを実行する (Fig. 2.5)。**autovp** による仮モデルフィットは二重共鳴

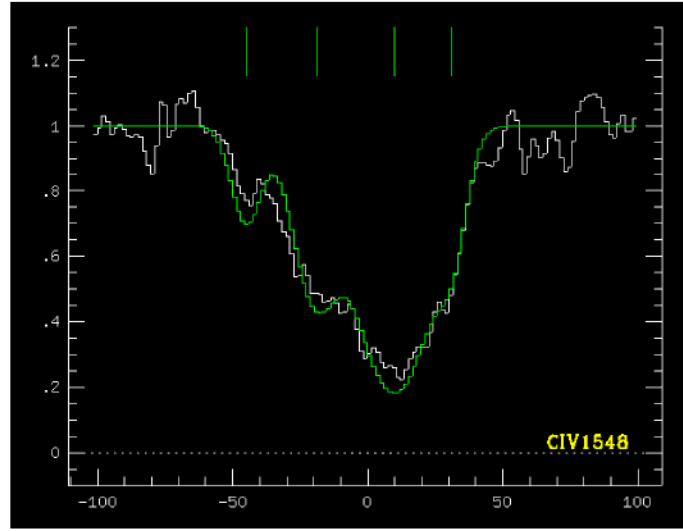


Fig. 2.5: **autovp** による仮モデルフィットの実行画面。モデルフィットはこのように二重共鳴線の blue member のみに対して行われる。**autovp** によるモデルフィットでは χ^2 最小化法に基づき、コンポーネント数および、それぞれのコンポーネントの大まかなフィッティングパラメータ (b, N, z) の組み合わせを決定する。

線の blue member に対してのみ行い、掩蔽率の値は評価しない。フィッティングは Voigt profile をモデル関数とした χ^2 最小化法（非線形最小二乗法; curve fitting）に基づき、吸収コンポーネントの検出とフィッティングパラメータ b, N, z の大まかな値の計算を行う。**MINFIT** の行程では **autovp** の実行も組み込まれており、半自動的に行われるようになっている。

2.5 MINFIT によるモデルフィット

必要な観測量を算出し吸収領域や各吸収コンポーネントの大まかな物理量などが決定したら、それを用いて **MINFIT** による吸収線のモデルフィットを実行する。吸収線のプロファイルは、Voigt profile によって (1.29) 式、(1.30) 式で表される。再び書き下すと

$$F(\lambda) = F_0(x) \exp \left[-\tau_{0b,r} U(a, x) \right]$$

$$\tau_{0b,r} = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f_{b,r} \lambda_{0b,r}}{b} N$$

である。ここで添え字 b, r がついているパラメータは吸収線の blue member と red member で異なる値をとるが、両者は互いに独立ではないことに注意する。吸収イオンの種類を指定すると、 $f\lambda_0$ （それぞれの振動子強度と静止系の遷移波長）は定まるので、この式におけるフリーパラメータはドップラーパラメータ b 、柱密度 N 、吸収中心の赤方偏移 z （これは吸収中心の観測波長 λ_{obs} 、吸収中心のキューサーに対する視線速度差 v_{shift} と対応関係にある）となる。さらに吸収体の部分掩蔽を考慮する際はもう一つ条件が追加される。すなわち、吸収線の blue member と red member の光学的厚さと掩蔽率の関係式

$$C_f = \frac{(e^{-\tau_r} - 1)^2}{e^{-\tau_b} - 2e^{-\tau_r} + 1} \quad (2.19)$$

が条件に加えられる。以上より二重共鳴線のフリーパラメータは b, N, z, C_f となる。これらのパラメータを、Voigt profile をモデル関数とした χ^2 最小化法によって算出する（Fig. 2.6）。MINFIT では観測された吸収線のスペクトルコンディションに応じて適切な検出閾値や信頼度レベルなどのフィッティングパラメータを指定すると、その指定内で実現可能な最小吸収線コンポーネント数で吸収領域全体の吸収構造を再現する。このとき吸収線コンポーネント一つ一つが Voigt profile をモデルとした χ^2 最小化法によって再現されている。最終的に再現された吸収構造のモデルが最良推定関数であり、4つのフリーパラメータとその誤差を最良推定量として与えるようになっている。

MINFIT で評価した掩蔽率には連続光規格化時の不定性が考慮されていない。この影響を考慮するため改めて誤差の計算を実行する。すなわち、

$$\begin{cases} \sigma_{C_{f+}}(\lambda) = \sqrt{\sigma_{C_f/\text{photon}}^2 + (C_{f\text{max}}(\lambda) - C_f(\lambda))^2} \\ \sigma_{C_{f-}}(\lambda) = \sqrt{\sigma_{C_f/\text{photon}}^2 + (C_f(\lambda) - C_{f\text{min}}(\lambda))^2} \end{cases} \quad (2.20)$$

である。ここで上限方向の誤差を $\sigma_{C_{f+}}(\lambda)$ 、下限方向の誤差を $\sigma_{C_{f-}}(\lambda)$ として表記した。また、 $\sigma_{C_f/\text{photon}}$ はフォトンノイズによる誤差（すなわち MINFIT で算出した掩蔽率の誤差）、 $C_{f\text{max}}(\lambda)$ は連続光不定性を考慮した際の掩蔽率の上限値、 $C_{f\text{min}}(\lambda)$ がその下限値を表す。

2.6 MINFIT で非物理的な値をとったときの対処

掩蔽率の定義は吸収体が背景光源を覆う割合であるため、 $0 \leq C_f \leq 1$ 以外の値をとらない。それにもかかわらず MINFIT による評価では時折 $C_f > 1$ や $C_f < 0$ といった非物理的な値を導き出す場合がある。この問題は、 $C_f \propto 1$ の吸収構造、中でも強度の弱いものでよく見られる。その理由は、Fig. 2.3 を用いて述べたように強度が

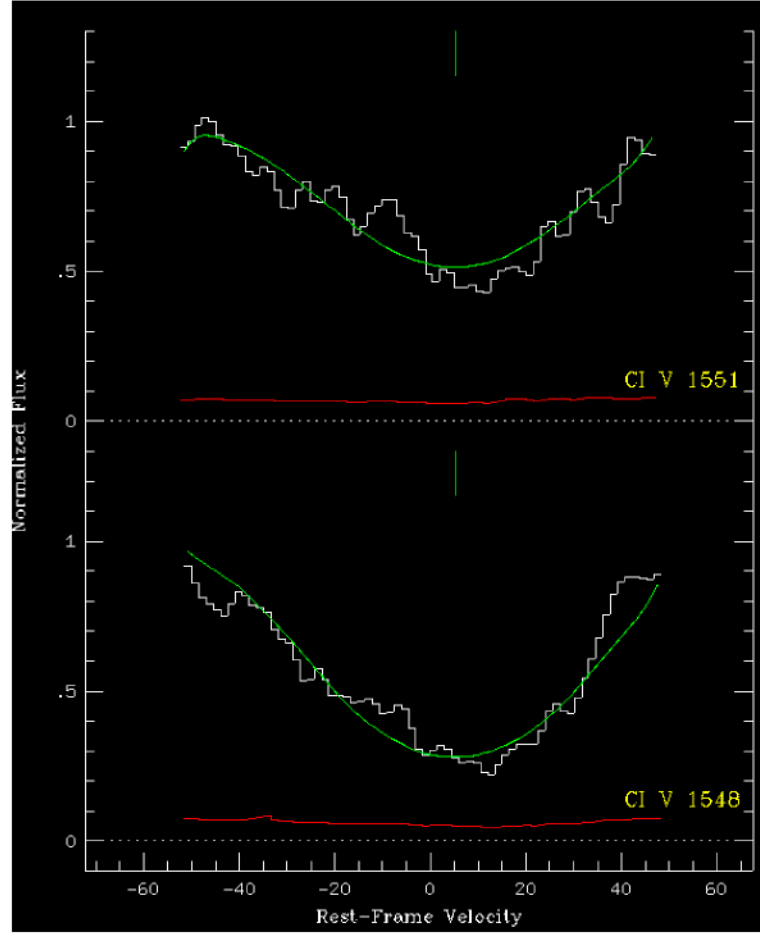


Fig. 2.6: MINFITによるモデルフィットの実行画面。モデルフィットはこのよう二重共鳴線の blue member（上部）, red member（下部）同時に行われる。MINFITによるモデルフィットでは吸収構造全体のプロファイルを最もよく再現可能な（すなわちモデルと観測プロファイルの残差の二乗和が最小となるような）コンポーネント数およびそれぞれのコンポーネントのフィッティングパラメータ (b , N , z , C_f) の組み合わせを、これらのパラメータを網羅的に少しずつ変化させることで決定する。

弱い吸収線の $C_f \propto 1$ の部分では曲線の傾きが無限大に近づいているため、非常に小さな連続光スペクトルの揺らぎや規格化の際に生じる誤差等の影響を強く受けるためである。同じ理由によって掩蔽率の値に対して非常に大きな誤差の値を算出する場合もある。これらの物理的に起こりえない掩蔽率や誤差の値を算出したケースでは、同時に算出された他のフィットパラメータの計算結果も信頼できないものとなる(石田, 修論 2020)。このような場合は二重共鳴線の光学的厚さの比のずれを部分掩蔽で説明するよりも吸収線強度の不定性で説明するほうが理にかなう。そのためモデルフィットによって非物理的な値を得た吸収線コンポーネントに対しては $C_f = 1$ に定め直して、再度吸収構造全体に対して計算を実行するようになっている。

2.7 pixel-by-pixel 方式による物理量の評価

MINFIT によって計算した掩蔽率の算出結果の正当性を裏付けるために、観測された吸収線データの吸収領域のピクセルごとに (2.6) 式を適用し掩蔽率を計算する。すなわち本研究では2通りの方法で掩蔽率を計算しており、MINFIT によるモデルフィットによる計算方法を fitting 方式、ピクセルごとに計算する方法を pixel-by-pixel 方式と呼ぶ。なお、pixel-by-pixel 方式において算出される誤差は (2.20) 式に基づいており、フォトンノイズ²による影響と連続光規格化の不定性が反映されている。Fitting 方式はモデルを介して計算した掩蔽率の値であるのに対し、pixel-by-pixel 方式は直接観測データから計算した掩蔽率の値である。また、fitting 方式ではプロファイル・フィッティングの際に LSF を畳み込んでいるため、line spread による影響はなく χ^2 最小化法（非線形最小二乗法）の際に生じる統計的な不定性（フォトンノイズに由来する不定性）と連続光規格化に由来する不定性のみが誤差として反映される。これに対して pixel-by-pixel は line spread の影響も受けているため、吸収中心以外の計算結果は信頼できない。本研究では掩蔽率の計算結果として fitting 方式のものを主に用いることとし、pixel-by-pixel 方式による結果はその結果を吟味するための補助的な結果としてのみ用いる。

2.8 吸収線のクラス分類

本研究では MINFIT によってモデルフィットを実行した吸収線が intrinsic なものかどうかを判別するために、解析結果の信頼度に基づきクラス分類を実行する。分類は Misawa et al. (2007) に基づき、高い信頼度で部分掩蔽を示すものを class A, 可能性が高いものを class B, 分類不能/可能性を示さないものを class C に分類する。さ

²光子のカウントに起因する統計的な誤差

らにそれぞれのクラスは吸収線のコンディションに基づきいくつかのサブクラスに分類される。本研究のクラス分類の基準を以下に示す。

class A: 信頼できる intrinsic 吸収線

A1: 広い吸収幅を示す吸収線 (e.g., mini-BAL)

A2: MINFIT の結果が $C_f + 3\sigma(C_f) < 1.0$ を示すもの

class B: intrinsic である可能性が高い吸収線

B1: line-locking を示す吸収線

B2: MINFIT および吸収中心における pixel-by-pixel 結果が同時に $C_f + \sigma(C_f) < 1.0$ を示すもの

class C: 完全掩蔽または分類不能な吸収線

C1: MINFIT の結果が $C_f + \sigma(C_f) \sim 1.0$ を示すもの

C2: 部分掩蔽解析の物理モデルに起因する系統的な誤差要因によって結果が信頼できないもの

C3: データコンディションに起因する系統的な誤差要因によって結果が信頼できないもの

C2 および C3 に該当する誤差要因として以下のものが挙げられる。

class C2

(1). 強い吸収コンポーネントの傍らに存在する弱い吸収コンポーネント。このような場合は、強い吸収の影響で実際より小さい掩蔽率の値を導きやすくなっているため、モデルフィットの結果が信頼できない。

(2). 複数の吸収コンポーネントが重なっている吸収線（ただし S/N が十分高い場合を除く）。重なっているコンポーネントのプロファイルをノイズに対して明確に検出できない場合、各コンポーネントのパラメータのとり方によっていくらかでも吸収領域のプロファイルを再現できてしまうため、解析結果は信頼できない。

(3). 非物理的な掩蔽率を示すコンポーネント。2.6 節で述べたように掩蔽率の計算では時折、非物理的な値を導くことがある。これは Fig. 2.3 中の曲線の傾きが大きくなっている部分で起こりやすく、数式モデルに起因する不定性である。このような吸収線ではわずかなスペクトルのノイズで掩蔽率の値が大きく変わってしまうため掩蔽率の計算結果は信頼できない。

class C3

(1). データに致命的な欠陥がある場合。例えば吸収線領域にスペクトルのオー

ダーギャップが重なっていたり、吸収領域中で宇宙線などの強いノイズの除去に失敗している場合。

(2). 連続光規格化が不可能な波長域に存在する吸収構造。鋭い輝線付近や P-Cygni プロファイル付近は正しい規格化が困難である。また、光学的に厚い吸収線は Voigt profile のローレンツ関数成分が吸収端部で顕著になるため、これに隣接している弱い吸収線などは S/N が十分に高くない限り規格化の結果が信頼できなくなる。

クラス分類はまず、解析を実行することなく分類できる A1, B1 から分類し、次にデータ/物理モデルの影響で解析結果が信頼できない C3 および C2 となる吸収コンポーネントを分類した。ここで残った吸収線系/コンポーネントに対し、MINFIT および pixel-by-pixel の結果に基づいて A2, B2, C1 へと分類した。解析結果に基づいて分類される class A2, B2, C1, C2, C3 の吸収線の解析例を Fig. 2.7-2.11 に示す。なお、複数の吸収コンポーネントを持つ吸収線系を分類する際は、分類結果が最も信頼できるコンポーネントのものを採用する。例えば、少なくとも一つのコンポーネントで class A が存在していた場合、たとえ他のコンポーネントが B や C であったとしても吸収線系全体としては class A に分類する。

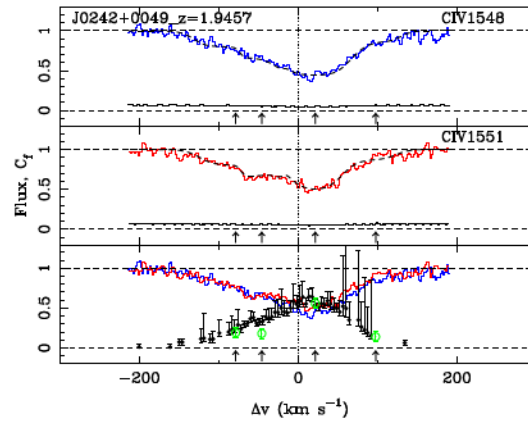


Fig. 2.7: class A (A2) に分類される吸収線の例。上段のパネルから順に二重共鳴線の blue member (青線) と red member (赤線) とフィット結果 (点線)、掩蔽率 C_f の評価結果を表す。縦軸は規格化されたフラックスおよび掩蔽率の値を、横軸は吸収中心に対する相対速度を表す。上、中段パネルの底部にある黒い線はエラーフラックスを、各パネル底部の矢印は検出された吸収成分の位置を示す。掩蔽率の評価は MINFIT による結果を白抜き緑丸で、pixel-by-pixel による結果を黒丸で図示している。図示した吸収線は MINFIT による結果において 3σ 以上の信頼度で部分掩蔽を示唆している (図の吸収線は中心部分で $C_f = 0.56 \pm 0.06$) ケースである。

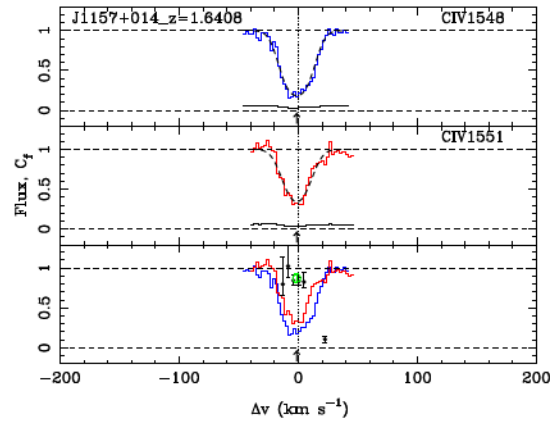


Fig. 2.8: class B (B2) に分類される吸収線の例。図の見方は Fig. 2.7 と同じである。MINFIT と pixel-by-pixel 両方で 1σ 以上の信頼度で部分掩蔽を示唆している（図の吸収線は $C_f = 0.87 \bigcirc 0.06$ ）ケースである。補助的に利用する pixel-by-pixel の結果は、基本的に吸収コンポーネント中心領域（すなわち MINFIT の結果がプロットされている緑丸近辺）の値に着目する。

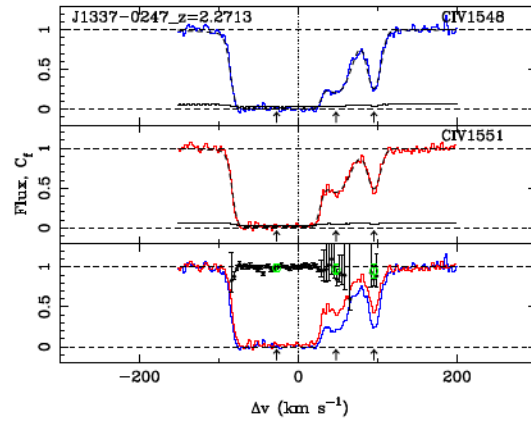


Fig. 2.9: class C1 に分類される吸収線の例。図の見方は Fig. 2.7 と同じである。いずれの吸収コンポーネントも 1σ の信頼度区間内で完全掩蔽に一致しているケースである。

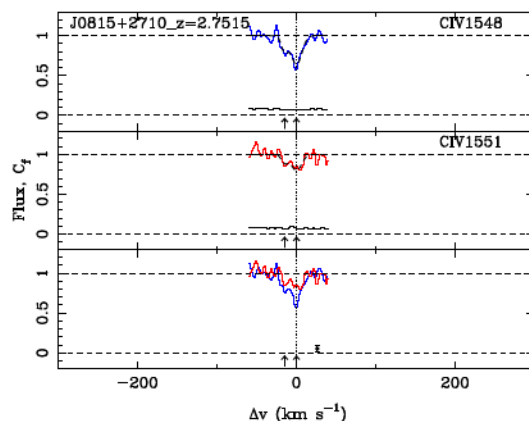


Fig. 2.10: class C2 に分類される吸収線の例。図の見方は Fig. 2.7 と同じである。掩蔽率の計算結果が非物理的な値をとったケースである ($C_f = 241.74 \bigcirc 105172.68$)。掩蔽率の値が非常に大きくなるのは、Fig. 2.3 において強度が弱く $C_f \approx 1$ の吸収線で起こりやすく、掩蔽率の数式モデルに起因する不定性である。このように物理モデルに由来する不定性によって掩蔽率の評価が行えないものは class C2 となる。

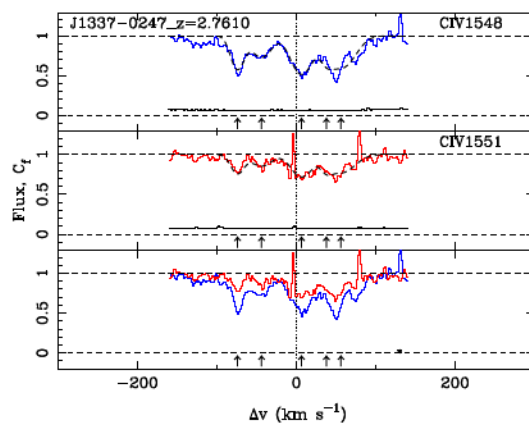


Fig. 2.11: class C3 に分類される吸収線の例。図の見方は Fig. 2.7 と同じである。Red member の吸収領域にパルス状のノイズが混在しており、本来の吸収形状が損なわれている。また、その影響によりフィッティング自体も正しく行えていない。このように観測データに関する不備によって正しい評価が行えないケースは、class C3 となる。

第3章 サンプル天体の選定

本研究では高い波長分解能および S/N (Signal to noise ratio) のもとでの解析を実現するため、2つの 10 m クラスの大口径望遠鏡 VLT (Very Large Telescope; 口径 8.2 m) および Keck 望遠鏡 (口径 10 m) で取得された高分散分光データを利用する。

3.1 VLT/UVES のデータ

VLT は欧州南天天文台 (European Southern Observatory; ESO) が運営する、チリのパラナル天文台に建設された 4 台で構成される大型望遠鏡である。VLT の高分散分光器である UVES (Ultraviolet and Visual Echell Spectrograph) の波長分解能は 1 秒角のスリットを用いた場合で 40,000 ほど、最高で 80,000 \approx 110,000 にも及ぶ。また UVES の観測波長帯は CCD 検出範囲によって、短波長側 (Blue-Arm) と長波長側 (Red-Arm) に分かれており、これによって検出限界波長域は大気カットオフの 3,000 Å から CCD 撮像素子限界の 11,000 Å までと、紫外線から近赤外線に及ぶ非常に広い波長域をカバーできる。

VLT/UVES を含め ESO が運営する観測装置で取得されたデータはすべて ESO のアーカイブページである “ESO Science Archive Facility¹” から入手することができる。ESO のアーカイブは生データ及びリダクション (一次処理) 済みデータの両方を一般公開しており、またデータリダクションのパイプライン及びそのマニュアルも公式に完備されている。このように ESO のアーカイブはサポートが充実しているため、幅広いユーザーが利用できるようになっていることも大きな特徴である。

3.2 Keck/HIRES のデータ

Keck 望遠鏡はカリフォルニア天文学研究連合が運営する、ハワイのマウナケア山頂に建設された大型望遠鏡である。Keck 望遠鏡の主鏡は直径 1.6 m のユニット鏡 36 枚からなる分割鏡である。Keck 望遠鏡の高分散分光器 HIRES (High Resolution Echell Spectrometer) の波長分解能は 25,000 \approx 85,000 と十分高いものとなっている

¹<http://archive.eso.org/>

る。分光装置は短波長側 (HIRESb) と長波長側 (HIRESr) のユニットに分かれており、全体で $3,000 \sim 10,000 \text{ \AA}$ をカバーできる。

Keck/HIRES のデータは NASA 太陽系外惑星科学研究所 (NExSci) と W.M.Keck 天文台が共同で管理するアーカイブの Keck Observatory Archive (KOA²) から入手できる。KOA では生データ及び一部のリダクション済みデータ (Extracted data) も公開されている。また、KOA のページには Keck のオブザーバーによって作成されたデータリダクションソフトウェアも長期に渡って収集・公開されているため、Extracted data がない場合でもユーザー自身でデータリダクションを試みることができるようになっている。

3.3 サンプルの選別

本研究では確実に BAL クェーサーをサンプリングするために Gibson et al. (2009) によってまとめられた BAL クェーサーカタログを利用した。Gibson らのカタログはスローン・デジタル・スカイ・サーベイ (SDSS; Sloan Digital Sky Survey) の Data release 5 で観測・公開された全 77,429 天体を対象に、Si IV (1402.77 \AA), C IV (1550.77 \AA), Al III (1862.79 \AA), Mg II (2803.53 \AA)³ の各イオンについて輝線波長 (青方偏移速度 0 km s^{-1}) から青方偏移速度 $25,000 \text{ km s}^{-1}$ に該当する波長範囲内で BL_0 に基づいて選別された BAL クェーサー 5,039 天体が収録されている。Gibson らの BAL クェーサーカタログの利点は 2 つある。まず、独自の BL_0 を用いることにより、従来の BI では検出することが困難な $v \approx 3,000 \text{ km s}^{-1}$ 未満の BAL も検出可能であるという点である。次に、既に上に挙げたように複数種のイオンで BAL の有無を調べている点である。これによって、より広い波長範囲における BAL の探査を実現している。Gibson らのカタログのうち、解析の主要なターゲットである C IV の探査可能波長域を十分に確保可能な $1.7 < z < 4.0$ に絞り、赤道座標 (RA; right ascension, DEC; declination) の値を用いて VLT/UVES 及び Keck/HIRES のアーカイブと照合した結果、VLT/UVES で 22 天体、Keck/HIRES で 23 天体 (計 45 天体) の BAL クェーサーを抽出した。

次に、抽出した計 45 天体についてアーカイブで公開されているスペクトルデータが実際に解析に用いることができる基準を満たしているかを吟味した。そのために要求される条件は解析で利用する N V, Si IV および C IV それぞれの二重共鳴線の探査可能波長域の少なくとも一部が、部分掩蔽解析を実行可能な分解能 $R > 20,000$ と $S/N > 6.0 \text{ pixel}^{-1}$ を満たしたうえで存在することである。ここでいう探査可能波長

²<http://koa.ipac.caltech.edu/>

³ここで提示している各二重共鳴線の波長はいずれも red member の値である。red member の値を用いる理由は、各イオンにおける青方偏移速度 0 km s^{-1} の波長を定義するのに適しているためである。

域とは、各イオンの輝線波長から吸収線の検出が困難になる Ly α -forest までの区間のことを指す。Ly α -forest とは、クェーサー静止系での Ly α 輝線波長よりも短波長側において、クェーサーよりも低赤方偏移に存在するガスの中性水素のライマン α 遷移による吸収線の過多領域である。特に高赤方偏移のクェーサーほどその視線が宇宙の電離度が低い銀河間空間を貫くため、観測視線を横切る中性水素吸収体の数が多くなることにより大きな影響を受けることになる。典型的な Ly α -forest の例を Fig. 3.1 に示す。

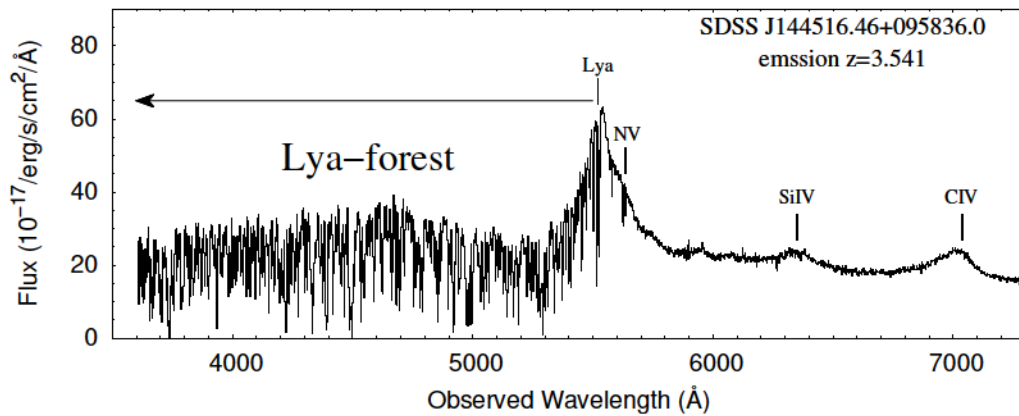


Fig. 3.1: Ly α -forest の例である。図は SDSS J144516.46+095836.0 のスペクトルである。Ly α 輝線より短波長側でおびただしい数の吸収線が刻まれている。これはクェーサーより低赤方偏移に存在する銀河間物質の中性水素ガスによるものである。この領域での吸収線の探査・解析は期待できない。

VLT/UVES および Keck/HIRES のアーカイブからスペクトルデータを取得しデータを確認することで、上記の吸収線探査可能波長域が存在しないものや、存在していてもノイズの影響や強い BAL の吸収などの影響によって十分な S/N が得られず解析が不可能であるものに関してはサンプルから除外した。また、Keck/HIRES のデータの中にはデータリダクション（後述）の過程においてデータの不備によって、リダクションに失敗したもの（波長校正の失敗など）も存在した。そのようなサンプルも除外⁴する。最終的にサンプルとして選定した 20 天体（VLT/UVES サンプル 11 天体、Keck/HIRES サンプル 9 天体）を、基本的なパラメータとともに Table. 3.1 に示す。また、サンプルクェーサーの赤道座標上の分布を Fig. 3.2 に示す。Gibson のカタログに収録されている全 5,039 個のサンプルをグレーのバツ印で、VLT/UVES サンプル

⁴本研究では Keck/HIRES のデータは Keck 観測所が推奨するソフトウェア MAKEE によって半自動的にリダクションを実行している。リダクションに失敗したサンプルも手動でリダクションを実行すれば利用できる可能性があるが、解析手法の違いによる系統的な誤差の侵入をさけるためにそのようなサンプルは今回は利用しない。

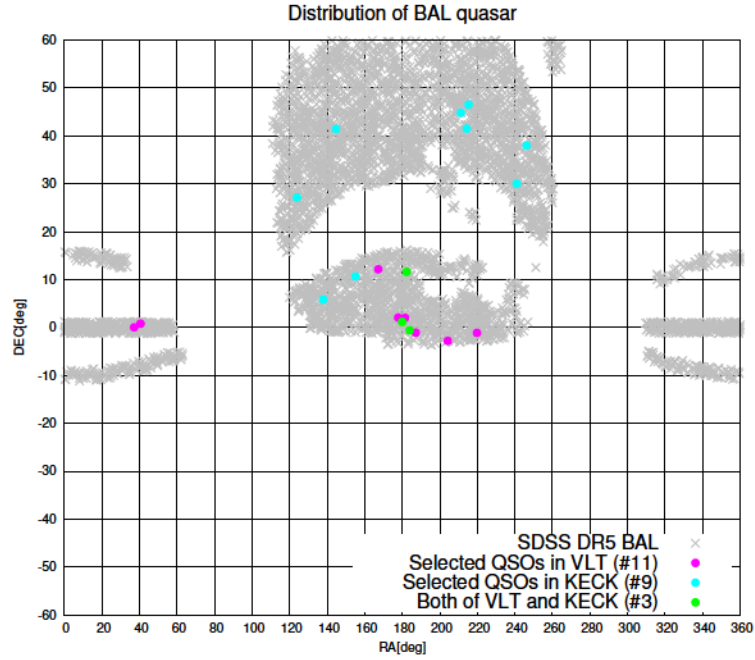


Fig. 3.2: サンプル天体の赤道座標上の分布。灰のバツ印は Gibson のカタログに収録されている SDSS DR5 の BAL ケーサーサンプルである。それらのうち VLT/UVES から解析用を取得したサンプルをマゼンダ、Keck/HIRES から取得したものをシアンで示している。VLT/UVES と Keck/HIRES の両方で利用可能であったものは緑で示している（解析には VLT/UVES のデータを利用した）。

をマゼンダ、Keck/HIRES サンプルをシアンでプロットした。グリーンのプロットは両方のアーカイブで利用可能であったサンプルを示す。カタログ中の全 BAL ケーサー 5,039 天体に対して、解析可能な BAL ケーサーは 20 天体と $\approx 0.4\%$ の比率となっており、高い分解能の BAL ケーサーのサンプルが希少であることがうかがえる。サンプルケーサーのうち、南天に向く VLT/UVES のデータは赤緯 0° 付近のものが主要となるが、SDSS と同じ北天に向く Keck/HIRES のデータと合わせることで広い天域をカバーできる。VLT/UVES と Keck/HIRES 両方で観測があった 3 天体（SDSS J115944.82+011206.9, SDSS J120917.93+113830.3, SDSS J121549.80-003432.1）については、データのクオリティの観点（SDSS J115944.82+011206.9, SDSS J121549.80-003432.1 のケース）及び、吸収線探索波長域のデータの不備（SDSS J120917.93+113830.3 のケース）を理由に UVES/VLT のサンプルを利用した。

Table. 3.1: サンプルクエーサーについての情報

QSO name	RA (hh:mm:ss)	DEC (dd:mm:ss)	z _{em}	m _g (mag) ^a	m _r (mag) ^a	R ^b	L/Q ^c	BL ₀ (km s ⁻¹)	High resolution data
SDSS J022844.09+000217.0	02:28:44.1	+00:02:16.8	2.72	18.45	18.22	< 3.08	Q	1962.9	UVES
SDSS J024221.87+004912.6	02:42:21.9	+00:49:12.0	2.06	18.50	18.20	< 3.66	Q	896.2	UVES
SDSS J081552.76+271018.8	08:15:52.8	+27:10:18.8	3.20	19.30	18.95	< 6.91	Q	30.0	HIRES
SDSS J091127.61+055054.0	09:11:27.6	+05:50:54.7	2.79	17.94	17.78	< 2.51	Q	1094.9	HIRES
SDSS J093857.01+412821.1	09:38:57.2	+41:28:21.2	1.94	16.52	16.42	< 0.63	Q	8.8	HIRES
SDSS J102009.99+104002.7	10:20:09.1	+10:40:02.8	3.17	18.18	17.77	533	L	556.6	HIRES
SDSS J110855.47+120953.3	11:08:55.5	+12:09:53.3	3.67	20.14	18.60	< 5.03	Q	213.0 ^d	UVES
SDSS J115122.14+020426.3	11:51:22.1	+02:04:26.4	2.40	19.06	18.60	< 6.70	Q	156.0	UVES
SDSS J115944.82+011206.9	11:59:44.8	+01:12:07.2	2.00	17.58	17.24	450	L	937.9	UVES
SDSS J120550.19+020131.5	12:05:50.2	+02:01:30.0	2.13	17.46	17.08	< 1.50	Q	403.9 ^d	UVES
SDSS J120917.93+113830.3	12:09:17.9	+11:38:27.6	3.11	17.64	17.47	< 1.76	Q	323.5	UVES
SDSS J121549.80+003432.1	12:15:49.8	+00:34:30.0	2.71	17.50	17.35	< 1.76	Q	4807.7	UVES
SDSS J122848.21+010414.5	12:28:48.2	+01:04:12.0	2.66	18.30	18.17	106	L	17.1	UVES
SDSS J133701.39+024630.3	13:37:01.4	+02:46:30.0	3.06	19.08	18.70	259	L	2.3	UVES
SDSS J140501.93+444759.8	14:05:01.9	+44:47:59.9	2.22	18.15	17.93	< 2.66	Q	230.8	HIRES
SDSS J141719.23+413237.0	14:17:19.2	+41:32:37.4	2.02	18.63	18.44	< 5.09	Q	500.2	HIRES
SDSS J142123.98+463317.8	14:21:23.1	+46:33:17.9	3.36	17.99	17.38	< 1.66	Q	100.3	HIRES
SDSS J143907.51+010616.7	14:39:07.5	+01:06:14.4	1.82	19.30	18.98	< 8.2	Q	81.5	UVES
SDSS J160354.15+300208.6	16:03:54.2	+30:02:08.7	2.03	18.14	18.10	< 2.67	Q	480.0	HIRES
SDSS J162453.47+375806.6	16:24:53.5	+37:58:06.6	3.38	19.13	18.46	264	L	900.5	HIRES

^a SDSS DR5 に記載されている g , r , i -band の等級である。

^b FIRST サーベイの電波フラックスから計算した電波強度である。FIRST サーベイで対応する座標点での検出がなかった場合その上限値を計算した。

^c サンプルの電波強度 (radio-loud [L]) あるいは radio-quiet [Q] についての分類結果。定義は 3.4 節に基づく。

^d Gibson et al. (2009) では BAL クエーサーに分類されていたものの、スペクトルから明確な BAL が見つからなかったサンプルである。

3.4 電波強度について

電波強度 (Radio-loudness) はクェーサーの特性を表すパラメータとして基本的かつ重要な量である。電波強度を表す指標 Radio-loudness; $\{$ は伝統的に可視光 (4400 Å) に対する電波帯域 (5 GHz) のフラックス密度比で定義される。すなわち、

$$\{ = \frac{f(5 \text{ GHz})}{f(4400 \text{ Å})} \quad (3.1)$$

である。ここで、可視光フラックス密度 $f(4400 \text{ Å})$ の算出は、SDSS の g-band の等級 (m_g , $\approx 4770 \text{ Å}$ での等級) を用い、可視光のスペクトル指数⁵を $\alpha_o = 0.44$ (Vanden Berk et al. 2001) として計算した。なお、等級からフラックスへの変換には SDSS の等級システムで用いられているゼロ点の補正式 $f(0 \text{ mag}) = 3631 \text{ Jy}$ を用いた。 $f(4400 \text{ Å})$ の計算は基本的に SDSS の g-band の等級を用いているが、 $z_{\text{em}} > 3.0$ の場合は g-band の帯域に赤方偏移した Ly α forest が重なるため、r-band (6231 Å) での等級 (m_r) を用いた。

一方、電波フラックス密度 $f(5 \text{ GHz})$ の算出にはニューメキシコ州にある超大型電波干渉計群 (Very Large Array; VLA) の FIRST (Faint Images of the Radio Sky at Twenty-one centimetrers) サーベイのカタログを利用した。FIRST サーベイの天域は SDSS のものと共通であるため、我々のサンプルに対応する電波源を調べるのに都合が良い。FIRST のカタログからサンプルクェーサーの赤道座標点における 1.4 GHz の電波強度の値を取得し、電波領域のスペクトル指数を $\alpha_o = 0.7$ (Shankar et al. 2008) として 5 GHz での電波強度 $f(5 \text{ GHz})$ へ変換した。なお、サンプルクェーサーの赤道座標点において該当する電波源がなかった場合は FIRST サーベイの検出閾値 ($\approx 1 \text{ mJy}$) を電波強度の上限値の値として計算した。

Fig. 3.3 に算出したサンプルの電波強度 $\{$ の頻度分布を示す。分布のうち、シアンのピンは該当する電波源がなかったためサーベイの検出閾値から計算した電波強度 $\{$ の上限値となっており、対してマゼンダは対応する電波源から計算した実数値となっている。一般に電波強度 $\{ > 10$ であれば、電波の強い (Radio-loud) クェーサーとして定義される (Kellermann et al. 1989)。本研究のサンプルで FIRST サーベイによる検出があった 5 天体についてはいずれもこの基準値から 1 オーダー以上大きな電波強度 (すなわち $\{ > 100$) に相当するため、Radio-loud クェーサーとして分類した。他方、残りの電波強度の上限値しか得られなかったサンプルは全て電波の弱い (Radio-quiet) クェーサーである。各サンプルの電波強度 $\{$ とそれに基づく分類結果については Table. 3.1 中にまとめた。本サンプルにおける radio-loud クェーサーの比率は $\approx 25\%$ となっているが、これは概ね過去の通常の (non-BAL

⁵連続スペクトルの形状をあらわす指数である。一般的にクェーサーのスペクトルの概形は単位振動数あたりのフラックス強度を f , 振動数を ν とした場合 $f \propto \nu^\alpha$ で表される。このとき、 α をスペクトル指数と呼ぶ。

Table. 3.2: Archive から取得したサンプルクエーサーのスペクトルデータ

Archive	QSO name	program ID	Wavelength range (Å)	Date	S/N [†]	Resolution
VLT/UVES(ESO)	SDSS J022844.09+000217.0	081.A-0479(A)	4728-6838Å	2008/08/29	11.7	42310
		SDSS J024221.87+004912.6	075.B-0190(A)	3283-4564Å	2005/09/05	7.1
	2005/09/06		8.2	40970		
			3732-5000Å	2005/09/05	8.2	40970
				13.1	40970	
	13.5				40970	
			12.2	40970		
	5709-9464Å			2005/09/05	7.0	42310
			7.2	42310		
				2005/09/06	6.4	42310
	SDSS J110855.47+120953.3		083.A-0042(A)	4583-6687Å	2009/04/16	7.6
		2009/04/19			6.7	34540
					7.2	34540
					7.1	34540
		2009/04/20			7.4	34540
	SDSS J115122.14+020426.3	092.B-0574(A)	3732-5000Å	2014/03/05	8.3	36840
				8.1	36840	
			4583-6687Å	2014/03/06	7.6	36840
				2014/02/24	11.1	34549
				2014/02/26	11.2	34540
				2014/02/27	11.8	34540
	SDSS J115944.82+011206.9	079.B-0469(A)	3703-5054Å	2007/06/06	15.1	40970
				2007/06/07	12.0	40970
			5603-9612Å	2007/06/06	9.3	42310
				2007/06/07	7.4	42310
	SDSS J120550.19+020131.5	273.A-5020(A)	3282-4564Å	2004/05/17	13.1	40970
			4728-6837Å		14.2	42310
	SDSS J120917.93+113830.3	080.A-0482(A)	4959-7071Å	2006/02/01	7.9	42310
	SDSS J121549.80 003432.1	185.A-0745(D)	3282-4563Å	2011/03/28	6.4	49620
				7.6	49620	
				2011/03/29	7.8	49620
				7.4	49620	
			4583-6687Å	2011/03/28	13.3	51690
				15.1	51690	
				2011/03/29	14.5	51690
				15.0	51690	
			4727-6835Å	2011/03/30	7.6	51690
				12.0	51690	
				2011/03/31	13.8	51690
				11.0	51690	
				2011/04/01	11.4	51690
				12.3	51690	

Archive	QSO name	program ID	Wavelength range (Å)	Date	S/N [†]	Resolution
VLT/UVES(ESO)	SDSS J122848.21 01041.5	081.A-0334(A)	3259-4519Å	2008/04/07	6.2	40970
			4727-6835Å		12.1	42310
	SDSS J133701.39 024630.3	091.A-0018(A)	4583-6687Å	2014/02/09	11.7	37820
				2014/02/10	11.9	37820
					11.8	37820
				2014/02/11	12.0	37820
	SDSS J143907.51 010616.7	081.B-0285(A)	3732-5000Å	2008/05/01	5.6	40970
				2008/05/02	7.4	40970
Keck/HIRES(KOA)	SDSS J081552.76+271018.8	U146bH	3680-6610Å	2009/12/14	11	95500
					10	95500
	SDSS J091127.61+055054.0	C84H	3560-6030Å	1997/02/03	2	47800
					5	47800
					8	47800
					3	47800
					3	47800
	SDSS J093857.01+412821.1	U16H	3400-4880Å	1998/001/01	8	47800
					8	47800
					9	47800
	SDSS J102009.99+104002.7	U157Hb	3600-6480Å	2006/04/06	10	71600
					10	71600
	SDSS J140501.93+444759.8	U01H	3240-6150Å	2005/05/16	4	35800
					5	35800
					3	35800
					4	35800
					5	35800
	SDSS J141719.23+413237.0	U35H	3300-6150Å	2005/03/17	16	35800
					5	35800
	SDSS J142123.98+463317.8	U152Hr	4010-8510Å	2006/04/07	6	47700
					6	47700
	SDSS J160354.15+300208.6	U26H	3830-6360Å	1998/05/19	5	35850
					5	35850
					5	35850
	SDSS J162453.47+375806.6	G317Hr	3640-8100Å	2006/07/03	12	35800
					11	35800
					11	35800
					11	35800

[†] アーカイブで公開されている S/N 比（スペクトル加算前の値）である。ESO の場合は各波長範囲における全領域の S/N 比の median, KOA の場合はスペクトル中心部における概算値となる。

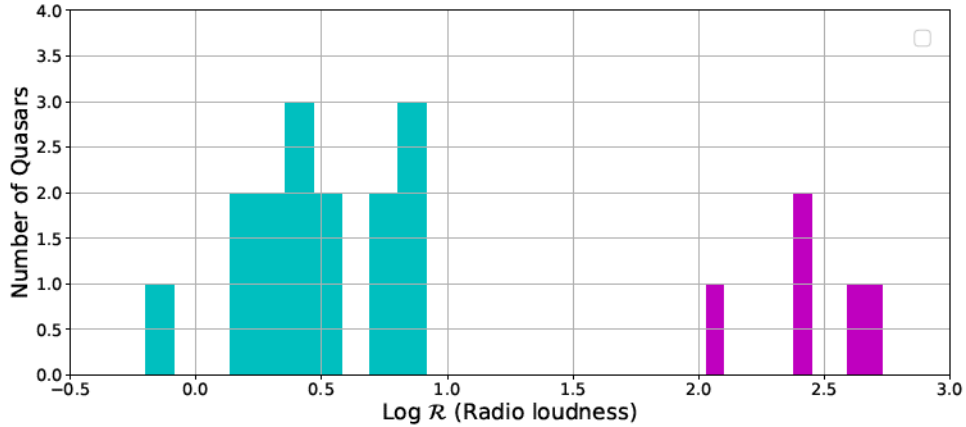


Fig. 3.3: サンプルの電波強度 $\{ \}$ の頻度分布。縦軸はサンプル数、横軸は電波強度 $\{ \}$ の対数である。シアン色のビンが電波強度 $\{ \}$ が上限値のサンプルに対するもの、マゼンダ色のビンは FIRST Survey によって電波源が検出されているサンプルに対するものとなっている。

+ BAL) クェーサーにおける radio-loud クェーサーの比率と合致する (10–20%; Kellermann et al. 1989; Urry & Padovani 1995; Ivezić et al. 2002) ため、本研究のサンプル選定において、電波強度の観点からは強い選択バイアスはないと言える。一方でいくつかの先行研究では Radio-loud クェーサーは BAL クェーサーではやや検出率が低くなる傾向 (e.g., 15%; Tolea et al. 2002) や、クェーサーの電波強度と光度や赤方偏移などのクェーサー自身の他の観測的特徴と相関する可能性も報告されている (e.g., Jiang et al. 2007; Bañados et al. 2015) ため、詳細を議論する場合は注意が必要である。

過去のクェーサーに付随する吸収線に関する研究ではしばしば電波強度との相関性についても議論されている (e.g., Ganguly et al. 2001; Culliton et al. 2019)。本研究でも電波強度と intrinsic な吸収線の関係について議論ができれば理想的だが、本研究におけるサンプル数（特に radio-loud quasar の数）は統計的に有意な議論を行うには不十分であるため、本研究の範囲では電波強度との関連性についての議論は行わないこととした。

3.5 データリダクション

本研究では、VLT/UVES 及び一部の Keck/HIRES のスペクトルデータを利用するにあたって天体の生データを利用した。生データはそのまま解析に用いることは

できず、観測装置に由来するデータの不均一性や雑音などの影響を排除したり、フラックス密度や波長の値などを校正データを用いて物理的に意味のある値に変換する必要がある。この処理をデータリダクションと呼ぶ。データリダクションの主な行程を以下に示す。

バイアス補正

バイアスとはノイズによる負の信号の発生を避けるため CCD 撮像素子にかけられた、一定のバイアス電圧によるカウントのことである。バイアス補正とは、露光せずにバイアス電圧による信号のみを CCD から読みだしたデータ（バイアス補正用データ）を観測データから減算することである。

フラット補正

観測装置の光学系の歪みによる非均一性の影響や、撮像素子ごとの感度ムラを補正するのがフラット補正である。フラット補正用のデータは観測装置に均一な光を照射した際の露光データとなる。

フラックス密度校正

観測データの CCD カウントの値は天候などの観測条件や観測装置に依存する相対的なものである。フラックス校正はこの相対的なカウントを意味のある本質的な天体の明るさに変換することである。フラックス校正を行うには、明るさが安定しており高い精度で波長 フラックス密度が測定されている（星測光標準星）を同じ日時に同じ観測条件下で取得したデータを利用する。

波長校正

観測された分光データの波長方向の情報は CCD のピクセル数でしかないので、波長スケールに校正する必要がある。波長校正には、観測装置を天体データと同じ観測条件下で、すでに波長が分かっている比較光源（多くの場合 ThAr[トリウムアルゴン] ランプが用いられる）の露光データによって行われる。

VLT/UVES および Keck/HIRES のアーカイブからは、それぞれ推奨するデータリダクションソフトウェアが公開されている。本研究では VLT/UVES のデータの場合は ESO が推奨するデータリダクションソフトウェア “**Reflex**” を、Keck/HIRES のデータリダクションには KOA で公開されている、Keck のオブザーバーによって制作されたデータリダクションソフトウェア “**MAKEE** (MAuna Kea Echelle Extractor)” を利用した。しかしながら、我々の現在の解析環境下では、Keck/HIRES の CCD 撮像素子の仕様が変更された 2004/08 以降のデータに対して **MAKEE** によるデータリダクションが実行できない。したがって 2004/08 以降のデータについては KOA が公開しているリダクション済みのデータを取得した。

データリダクションを完了した後の行程は IRAF⁶と呼ばれる天文データ処理ソフトウェア上で行う。データリダクションの次の行程は地球の運動速度の補正および、大気 真空屈折率の補正である。前者は、地球の公転・自転によるドップラーシフトによる速度の不定性を排除するために、太陽中心を基準にした視線速度 (Helio centric velocity) への変換である。後者は、真空と大気での屈折率の違いによる波長ズレの補正、すなわち大気波長から真空波長への変換である。MAKEE によってデータリダクションを実行した場合はいずれの処理も自動的に行われることになっているが、Reflex によるデータリダクションには実装されていないため、別途 IRAF 上でこの処理を実行した。

同じ天体で同じ観測波長帯のデータが複数存在する場合は、データの S/N を向上させるためにそれらを加算して利用した。スペクトルデータを加算する際には、それぞれのデータの取得期間に注意する必要がある。加算するスペクトルは時間変動などの影響を受けていない、全て同じプロファイルのものであることが前提である。しかしながら BAL は時間変動を示しやすく、最も極端なケースではクエーサー静止系で数週間から数ヶ月のタイムスケールで変動することが知られている (Capellupo et al. 2011)。したがって、本研究では BAL の時間変動の影響を避けるため、データ取得期間が観測者系で 7 日以上離れているものは加算には利用しないこととした。なお、本研究のサンプルでは SDSS J121549.80-003432.1 の 5 日間が加算に用いたデータの最大取得間隔となっている。

フラックススペクトルに対する加算では、各ピクセルごとの単純な加算による平均を計算した。すなわち、 F をフラックス、 i をピクセルを表す添字として、

$$F_{i,\text{sum}} = \frac{F_{i,1} + F_{i,2} + \dots + F_{i,N}}{N} \quad (3.2)$$

により計算した。 F_{sum} は加算平均されたフラックスを、右辺の数添字 $1 \sim N$ は加算に用いたデータセットの番号である。一方でエラースペクトルについては式 (3.2) に対する誤差の伝播から

$$\begin{aligned} E_{i,\text{sum}} &= \sqrt{\left(\frac{\partial F_{i,\text{sum}}}{\partial F_{i,1}} \right)^2 \sigma_{F_{i,1}}^2 + \left(\frac{\partial F_{i,\text{sum}}}{\partial F_{i,2}} \right)^2 \sigma_{F_{i,2}}^2 + \dots + \left(\frac{\partial F_{i,\text{sum}}}{\partial F_{i,N}} \right)^2 \sigma_{F_{i,N}}^2} \\ &= \frac{1}{N} \sqrt{E_{i,1}^2 + E_{i,2}^2 + \dots + E_{i,N}^2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

により計算した。ここで E はエラースペクトルを表しており、添字の意味はフラックスの場合と同様である。1 行目から 2 行目の変形では、 i 番目のフラックスのエラーがエラースペクトルそのものであること、すなわち $\sigma_{F_{i,N}} = E_{i,N}$ であることを

⁶IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) は 2018 年までアメリカの国立光学天文台がサポートしていた、汎用性の高い天文データ処理ソフトウェアパッケージである。

利用した。スペクトルの加算は、VLT/UVES のデータについては IRAF 上で、一方 Keck/HIRES のデータは MAKEE のオプションプログラムである `combine` によって実行した。

解析に用いる前の最後の処理がスペクトルの規格化である。規格化とはキューサーのフラックススペクトルを連続光強度で割ることで無次元量化することである。規格化処理は吸収線解析においては必須である。なぜなら、吸収線解析で重要になるのは背景光源からのフラックスに対する吸収深さの比率であるため、連続光強度が均一に均された規格化処理済みフラックスの方が解析の際に物理量を評価しやすくなるからである。また、連続光の強弱によって吸収線の見かけの深さが変化することを避けることができるため、吸収線を探査しやすくなるという利点もある。本研究のスペクトルデータは全て IRAF 上で spline 関数を用いて規格化を実行した。spline 関数は複数の離散的なデータ点を滑らかに結ぶ平滑化関数である。関数の次数を上げることでフラックスの曲線に対してより敏感にフィットすることができ、下げると緩やかなフィットとなる。スペクトルの中には、規格化が困難な領域も存在する。例えば、Ly α -forest のような吸収線過多領域や P-Cygni プロファイルのような輝線と BAL の影響を分離することが困難な領域である。これらの領域は正しく連続光成分を抽出することができないため、吸収線に対する信頼できる解析を実施できない。したがってこのような領域で検出した吸収線については解析結果が信頼できないサンプルとして扱う（吸収線クラス分類における C3 に該当）。

3.6 サンプルの Balnicity index⁷

本研究の第一目的は BAL の観測視線上で付随 NAL の有無を検証することであるため、サンプルは BAL キューサーでなければならない。サンプル選定は Gibson の BAL キューサーカタログに基づいているため、BAL キューサーであることは保障されているはずである。それにも関わらず、3つのサンプルキューサー（SDSS J110855.47+120953.3, SDSS J081552.76+271018.8 および SDSS J120550.19+020131.5）については SDSS のスペクトルおよび HIRES/UVES のスペクトル上で明確な BAL の存在が確認されなかった。Morabito et al. (2014) では、SDSS J120550.19+020131.5 は光学的に明るい HiBAL キューサーとして扱われている事実もあるが、彼らのサンプル選定も本研究と同様に Gibson らのカタログに基づいたものであり、改めて BAL を持つかどうかの確認はされていない。BI に基づく BAL の判定は、吸収深さの浅い BAL に対しては不定性が大きく、スペクトルの連続光部分の規格化の手法に大きく左右される。Gibson の BAL キューサーカタログで BAL としてサンプリングされている以上、本研究で解析は実行する。しかし、BAL 観測視線上での検出率を議論する際は、できるだけ保守的な結果を得るために確実性のないこれら 3 天体は除外し

⁷Balnicity index; BI については 1.11 節を参照されたい。

て議論することとする。なお、これら3天体の BL_0 は我々のサンプルの中でも特別小さいわけではなく、例えば SDSS 081552.76+271018.8 の 30.0 km s^{-1} よりも小さな BL_0 を持つ、SDSS J093857.01+412821.1 (8.8 km s^{-1}), SDSS J122848.21-010414.5 (17.1 km s^{-1}) 及び SDSS J133701.39-024630.3 (2.3 km s^{-1}), は明確な BAL を持つことを確認している。

また、Si IV で同定された BAL の場合は注意が必要である。なぜなら最も検出しやすいイオンである C IV の BAL のうち、 $v \approx 25,000 \text{ km s}^{-1}$ を超過するものが Si IV の探査範囲に混在する可能性があるためである。Si IV で同定された BAL が C IV など他のイオンによる BAL も伴っていた場合、問題なく Si IV BAL として同定できる。一方で Si IV BAL のみ単独で同定された場合、それは高速度な C IV BAL である可能性が高い。なぜなら、Si IV 吸収線が C IV の吸収線を伴わずに単独で検出されることはほとんどない (Rodriguez-Hidalgo 2009) ためである。したがって本研究ではもし Si IV として同定された BAL のうち、C IV で対応する吸収線が検出されなかった場合は、高速度な C IV BAL として扱う。

3.7 吸収線の探査

本研究で解析に利用する二重共鳴線は可視光で検出しやすい N V $\lambda\lambda$ 1239,1243, Si IV $\lambda\lambda$ 1394,1403, C IV $\lambda\lambda$ 1548,1551 とした。クエーサーの赤方偏移分布のピークは $z = 2$ 付近であるため、赤方偏移によって波長が引き延ばされる効果を考慮すると、例示した吸収線のように紫外光を吸収する二重共鳴線の方が可視光波長域での検出に適している。なお、可視光で観測しやすい吸収線は上記のもの以外にも Mg II $\lambda\lambda$ 2796, 2803 もあるが、Mg II などの低電離イオンは小さな分子雲で検出されることもあり (Jones et al. 2010)、その場合 intervening NAL であるにも関わらず部分掩蔽を示す恐れがあるため本研究では解析に利用しない。クエーサースペクトル中から吸収線を同定する際は上記の二重共鳴線を用いて行う。二重共鳴線は、たとえば赤方偏移 z_{abs} にある吸収体による共鳴線の red member と blue member の波長間隔が $\Delta\lambda_{\text{obs}} = (1 + z_{\text{abs}})\Delta\lambda_{\text{rest}}$ で制限されるため、吸収線探査の基準として適している。ここで $\Delta\lambda_{\text{rest}}$ は二重共鳴線の静止系における波長間隔である。吸収線を探査する際は、吸収中心から速度にして 200 km s^{-1} 以内に存在する吸収線はまとめて一つの吸収線群であるとする。これは吸収線統計の際に中心から 200 km s^{-1} の相対速度範囲において吸収線検出数に超過がある⁸ことが知られている (Misawa et al. 2004) ためである。二重共鳴線を検出した後は同じ赤方偏移に存在する他のイオンによる吸収線の有無を調べることで、その吸収線系についての情報を得る。本研究ではこれらの作業を、吸収線を効率よく探査・同定するために開発された SEARCH という吸収線探査コードを用いて実行する。

⁸ 200 km s^{-1} という速度範囲は、銀河の回転速度にほぼ一致する。

3.8 サンプルの吸収線探査可能速度域

紫外および可視光で観測されるアウトフローの一般的な放出速度は $v < 0.1 c$ 程度のものがほとんどだが、最近では $0.1 c - 0.2 c$ のものも多数報告されてきており (e.g., Hamann et al. 2013; Rodriguez-Hidalgo et al. 2011; Rogerson et al. 2016)、最大で $v \approx 0.3 c$ に及ぶものも報告されている (Hamann et al. 2018)。したがって intrinsic NAL の探査範囲は理想的にはこれら全ての速度範囲 (i.e., $0 - 100,000 \text{ km s}^{-1}$) をカバーすることが望ましい。だが、 $\text{Ly}\alpha$ 輝線波長より短波長側では $\text{Ly}\alpha$ -forest の影響によって吸収線の探査は現実的でなく、したがって探査範囲は大きく制限される。 $\text{Ly}\alpha$ -forest の影響を考慮すると本研究で解析を実行する 3 種類のイオンにおける吸収線探査可能速度範囲は N v で $\approx 5,000 \text{ km s}^{-1}$ まで、Si iv で $\approx 40,000 \text{ km s}^{-1}$ まで、さらに C iv では $\approx 70,000 \text{ km s}^{-1}$ までの範囲となる。 $\text{Ly}\alpha$ 輝線の近く輝線波長を持つイオンほど大きく探査可能範囲が制限されることになる。また、 $\text{Ly}\alpha$ -forest の影響に加えて、アーカイブから取得したスペクトルは本来様々な研究目的の下で観測されたものであるため、必ずしも我々の要求する波長範囲に合致するとは限らない。本研究のサンプルクエーサーについて、N v, Si iv および C iv それぞれのイオンの吸収線探査可能速度範囲についてまとめたものを Fig. 3.4 に示す。吸収線解析の主要なターゲットは、最も検出しやすい C iv⁹ である。したがって C iv の探査範囲が十分確保できていることが好ましい。SDSS J110855.47+120953.3、SDSS J120550.19+020131.5 および SDSS J143907.51-010616.7 ではやや波長範囲が制限されているものの、ほとんどのサンプルで C iv の十分な探査範囲がカバーできていることが確認できる。

⁹存在量が多く、振動子強度も強い

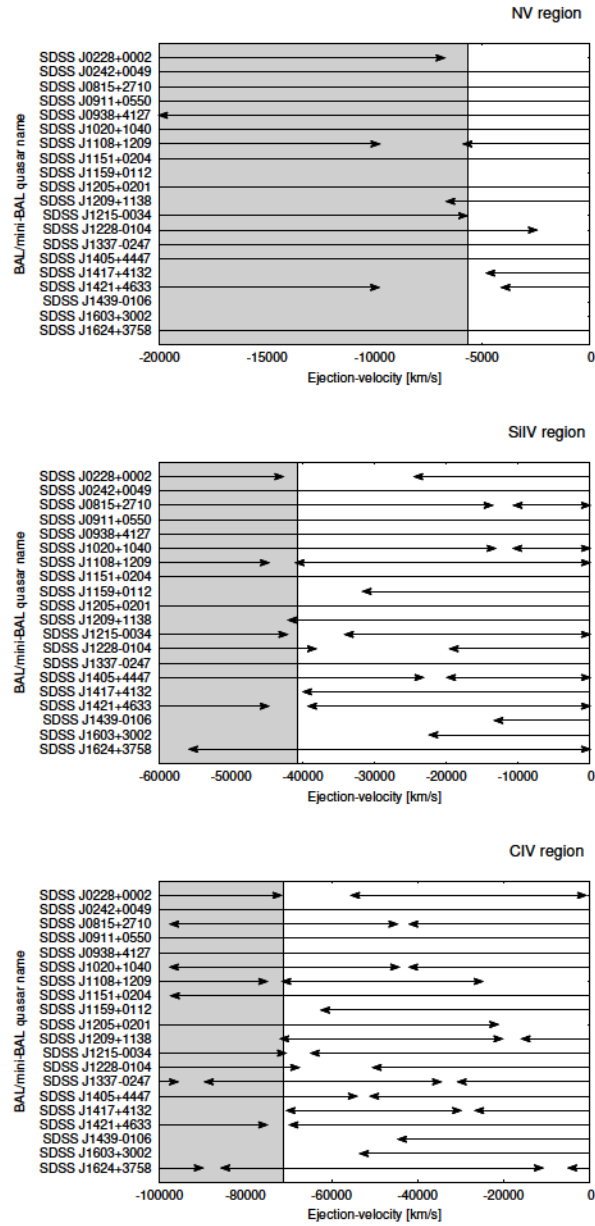


Fig. 3.4: 天体サンプルに対する、各イオンの探査可能速度域。図中の灰領域が Ly α -forest である。矢印がカバーできている速度範囲を表す。本研究のサンプルは C IV に関しては十分な探査可能速度域を確保できているものが多い一方で、Si IV や N V では探査可能領域が限定的である。

て高赤方偏移の吸収線ほど検出が容易になるが、この影響を避けるためにも吸収体静止系の閾値（静止系検出限界等価幅 REW_{min} ）で議論するのが好ましい。観測波長と赤方偏移の関係はイオンの種類ごとに異なるため、検出限界等価幅の波長依存性はそれぞれのイオンごとに算出した。

一般的に統計調査の際は解析対象サンプルの中で最も S/N が低い波長域における閾値に合わせる。例えば本研究のサンプルではこれに該当するのが SDSS J143907.51-010616.7 の 3,900 Å 付近であり、統計閾値の値は Si iv と C iv で $\text{REW}_{(\text{min}, \text{rest})} = 0.075 \text{ Å}$ である。なお、N v に関しては SDSS J143907.51-010616.7 のスペクトル中に探査可能波長域が該当しないため、N v の検出があったもののうち最も S/N の低い SDSS J122848.21-01041.5 の 4,450 Å 付近における $\text{REW}_{(\text{min}, \text{rest})} = 0.028 \text{ Å}$ を採用している。本研究ではここで定めた統計閾値に満たない吸収線は統計的な考察には用いない（解析閾値を満たしていれば解析は実行する）。

まず、20 天体のスペクトル中から N v, Si iv, C iv 二重共鳴線の red member で解析閾値を満たす、全 99 吸収線系（全 115 吸収線¹）を同定した。検出した全吸収線を Table. 4.1 に示す。

また、BAL の観測視線と同定した intrinsic NAL の視線速度分布をまとめたものを Fig. 4.2 に示す。本研究では部分掩蔽解析によって、全 20 天体中 9 天体（比率にして $45^{+21}_{-15}\%$ ）の BAL クェーサーの観測視線上で intrinsic NAL (i.e., class A/B の NAL) の存在を同定した。より保守的な結果としては、明確な BAL がスペクトル中で確認できなかった 3 天体を除いて（SDSS J081552.76+271018.7, SDSS J110855.47+120953.3, SDSS J120550.19+020131.5 を除いたサンプル）、17 天体中 8 天体（比率にして $47^{+23}_{-15}\%$ ）の観測視線上で intrinsic NAL を同定したことになる。したがって、本研究で得られた結果は BAL の観測視線上でも約半数近くの比率で intrinsic NAL が存在することを示唆するものである。なお、全ての intrinsic NAL が部分掩蔽を示すわけではないため、ここで導いた検出率は下限値であることに留意する必要がある。

¹吸収線数と吸収線数で差があるのは、検出した別のイオンの吸収線であっても、赤方偏移が同じであれば同じ吸収線系に分類しているためである。

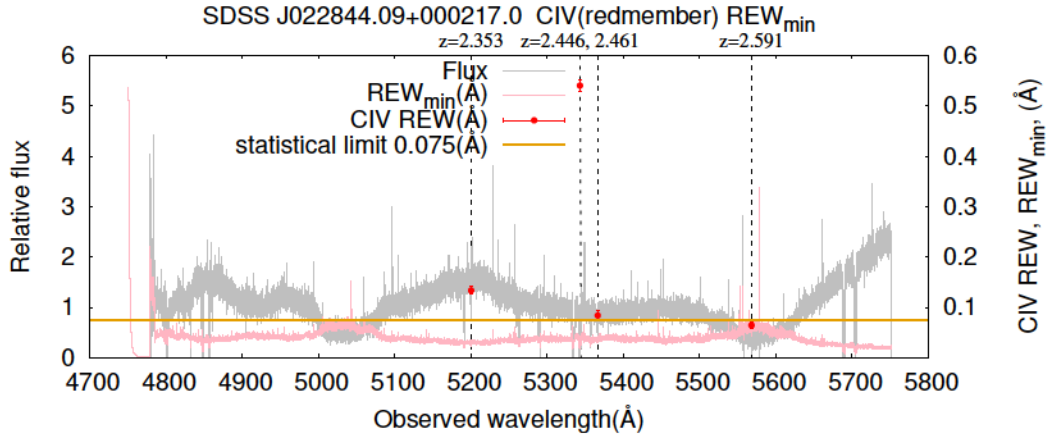


Fig. 4.1: 検出した吸収線の検出限界等価幅の確認例。図示しているのは SDSS J022844.09+000217.0 の C IV についての例である。横軸が観測者系の波長を、左縦軸が C IV 輝線すぐ右側の連続光部分（観測者系波長 $\approx 6,000 \text{ \AA}$ に該当）に対する相対フラックス強度、右縦軸が静止系等価幅の値を表す。灰色のヒストグラムはキューサーのフラックス、桃色のヒストグラムが解析閾値（その波長点における S/N から求めた静止系検出限界等価幅）、橙の直線は統計閾値（サンプルキューサーの中で最も S/N が低い領域における静止系検出限界等価幅）で C IV の場合は $\text{REW}_{(\text{min}, \text{rest})} = 0.075 \text{ \AA}$ である。なお、ここで示した検出限界等価幅は、典型的な C IV 吸収線における $b \approx 23 \text{ km s}^{-1}$ ($\text{FWHM} \approx 38 \text{ km s}^{-1}$) の線幅を持つ吸収線に対する値である。縦の破線は、スペクトル中で C IV 二重共鳴線が検出された領域を表し、吸収線の静止系等価幅の値誤差棒付きでをプロットしている。またその枠外上部に各吸収線の赤方偏移を表示してある。

Table. 4.1: 同定した NAL に対する解析結果。左から順に SDSS DR5 におけるクエーサーの名称 (QSO name), 赤方偏移 (z_{em}), イオンの種類 (ION), blue member の観測波長 (λ_{obs}), 観測者系等価幅 (EW_{obs}), 吸収線の赤方偏移 (z_{abs}), 放出速度 (v_{off}), 柱密度 ($\log N$), ドップラー b パラメータ (b), 掩蔽率 C_f , クラス分類 (Class), 検出したイオンの種類 (Other ions) である。Other ions に記載のイオンのうち、括弧内に記載したものは Ly α -forest の領域で検出されたものである (i.e., 検出の信頼度に欠けるイオン)。class C3 の吸収線系については、算出されたフィッティングパラメータは意味を持たないため、 EW_{obs} , z_{abs} and v_{off} のみ記述する。

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW_{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	$\log N$ (cm ⁻²)	b (km s ⁻¹)	C_f^\dagger	Class	Other ions
SDSS J022844.09+000217.0	2.72	C IV	5192.1	0.730	2.353	30994	13.75 \bigcirc 0.02	37.1 \bigcirc 2.2	1.00	C1	(Ly α , Si III λ 1207, Si II λ 1193)
					2.3536	30998					
					2.3535	31008	13.58 \bigcirc 0.18	11.7 \bigcirc 1.6	0.79 ^{+0.54} _{-0.31}		
		Si IV	4892.5	0.934	2.446	22929				C3	(Ly α , Si III λ 1207, Si II λ 1193)
					2.446	22912	15.38 \bigcirc 0.72	7.5 \bigcirc 1.4	0.98 ^{+0.16} _{-0.16}		
					2.4453	22973					
					2.4459	22915	15.58 \bigcirc 0.61	9.3 \bigcirc 1.5	0.99 ^{+0.16} _{-0.16}		
		C IV	5335.0	2.366	2.4465	22864	14.16 \bigcirc 0.08	22.8 \bigcirc 3.0	0.91 ^{+0.16} _{-0.15}	C1	
					2.4468	22839	13.48 \bigcirc 0.04	5.3 \bigcirc 0.6	1.00		
SDSS J024221.87+004912.6	2.06	C IV	3837.8	0.178	2.461	21646				C3	(Ly α)
					1.479	62454	13.29 \bigcirc 0.03	4.6 \bigcirc 0.5	1.00		
					1.4788	62458					
					1.4789	62450	13.47 \bigcirc 0.45	9.3 \bigcirc 6.0	0.52 ^{+0.50} _{-0.32}		
		C IV	4337.4	0.510	1.802	26592	13.73 \bigcirc 0.07	13.4 \bigcirc 1.1	0.96 ^{+0.08} _{-0.07}	C1	(Ly α)
					1.8016	26598					
					1.8017	26578	13.41 \bigcirc 0.02	9.0 \bigcirc 0.4	1.00		
		C IV	4362.9	0.234	1.818	24849	13.32 \bigcirc 0.13	4.2 \bigcirc 0.5	0.92 ^{+0.15} _{-0.14}	C1	(Ly α)
					1.8180	24857					
					1.8181	24841	13.24 \bigcirc 0.02	6.5 \bigcirc 0.5	1.00		
		C IV	4540.1	0.750	1.933	12953	13.76 \bigcirc 0.01	9.2 \bigcirc 0.3	1.00	C1	(Ly α)
					1.9320	13010					
					1.9327	12932	13.58 \bigcirc 0.11	14.3 \bigcirc 0.7	0.93 ^{+0.21} _{-0.16}		
					1.9336	12843	12.96 \bigcirc 0.05	17.4 \bigcirc 2.7	1.00		
SDSS J081552.76+271018.7	3.20	C IV	5548.8	0.858	1.946	11597	14.84 \bigcirc 0.22	33.2 \bigcirc 6.1	0.19 ^{+0.06} _{-0.06}	A2	(N V λ 1239, 1243) Si IV λ 1393, 1403
					1.9450	11679					
					1.9454	11647	17.26 \bigcirc 0.59	8.8 \bigcirc 1.0	0.18 ^{+0.06} _{-0.06}		
					1.9460	11579	14.53 \bigcirc 0.04	34.4 \bigcirc 2.3	0.56 ^{+0.06} _{-0.06}		
					1.9468	11503	14.32 \bigcirc 0.21	24.3 \bigcirc 7.5	0.14 ^{+0.07} _{-0.06}		
		C IV	5808.1	0.168	2.584	47185	14.02 \bigcirc 0.05	31.0 \bigcirc 0.9	0.93 ^{+0.07} _{-0.07}	C1	Ly α , C II λ 1335
					2.5841	47182					
					2.5842	47174	12.61 \bigcirc 0.07	7.6 \bigcirc 1.9	1.00		
		C IV	5808.1	0.168	2.752	33731	12.46 \bigcirc 0.15	3.7 \bigcirc 2.6	1.00	C2	Si III, Ly α
					2.7514	33742					
					2.7516	33727	12.96 \bigcirc 0.05	7.9 \bigcirc 1.4	1.00		

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW _{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	log N	b (km s ⁻¹)	C_f^\dagger	Class	Other ions	
SDSS J081552.76+271018.7	3.20	C IV	5978.9	0.430	2.862	25124	14.04	0.12	5.7	0.4	0.93 ^{+0.09} _{-0.09}	C I O VI $\lambda\lambda$ 1032,1038, Ly α
		C IV	5982.9	0.160	2.865	24921						A2 Ly α
					2.8645	24922	13.72	0.27	4.7	0.9	0.39 ^{+0.10} _{-0.10}	
		C IV	6129.0	0.144	2.959	17723						C3 Ly α
		C IV	6296.3	0.376	3.067	9662						C3
SDSS J091127.61+055054.0	2.79	Si IV	5063.2	1.249	2.633	12703						C1 Ly α
					2.6320	12767	13.55	0.23	9.2	1.6	0.61 ^{+0.22} _{-0.22}	
					2.6327	12708	16.78	0.12	5.3	0.3	0.60 ^{+0.19} _{-0.19}	
					2.6332	12668	13.40	0.29	13.9	0.28	0.64 ^{+0.31} _{-0.25}	
					2.6338	12619	12.73	0.07	9.7	0.22	1.00	
		C IV	5624.1	3.246	2.633	12710						C1
					2.6314	12817	13.41	0.05	7.2	0.12	1.00	
					2.6319	12777	14.10	0.03	19.4	0.11	1.00	
					2.6329	12696	14.55	0.05	43.6	0.29	0.97 ^{+0.17} _{-0.17}	
					2.6339	12611	13.96	0.15	16.6	0.23	0.71 ^{+0.20} _{-0.16}	
SDSS J093857.01+412821.1	1.94	N V	4678.2	0.679	2.776	1084						C3 Ly α
		C IV	5847.3	1.503	2.777	1044						C2
					2.7760	1108	13.92	0.07	16.0	0.9	0.68 ^{+0.08} _{-0.07}	
					2.7766	1064	14.29	0.06	15.1	0.8	0.61 ^{+0.08} _{-0.08}	
					2.7766	1062	12.68	0.21	0.9	0.6	1.00	
					2.7782	938	13.65	0.10	14.8	0.7	0.90 ^{+0.16} _{-0.14}	
		C IV	3673.3	1.094	1.373	63352						C1 Si II λ 1527, C II λ 1335
					1.3717	63420	12.69	0.10	18.5	0.50	1.00	Al II λ 1671, Al II $\lambda\lambda$ 1855, 1863
					1.3721	63420	12.95	0.03	10.6	0.8	1.00	
					1.3724	63386	13.62	0.12	16.7	0.30	0.95 ^{+0.15} _{-0.13}	
SDSS J093857.01+412821.1	1.94				1.3727	63353	13.56	0.01	12.5	0.3	1.00	
					1.3729	63322	14.12	0.03	17.1	0.5	1.00 ^{+0.05} _{-0.05}	
		C IV	3817.3	1.984	1.466	52250						A2 Si IV $\lambda\lambda$ 1394,1403, Al II λ 1671
					1.4644	52392	13.58	0.01	17.7	0.6	1.00	
					1.4649	52340	14.13	0.01	22.3	0.6	1.00	
					1.4652	52300	12.79	0.07	9.9	0.17	1.00	
					1.4657	52244	13.57	0.13	4.5	0.6	0.90 ^{+0.12} _{-0.12}	
					1.4658	52229	13.97	0.01	21.2	0.3	1.00	
					1.4663	52177	13.23	0.02	11.2	0.6	1.00	
					1.4666	52141	12.76	0.04	7.0	0.9	1.00	
SDSS J093857.01+412821.1	1.94				1.4676	52024	13.34	0.01	14.3	0.6	1.00	
					1.4678	51994	13.84	0.12	11.4	0.13	0.31 ^{+0.06} _{-0.05}	

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW_{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	$\log N$	b (km s ⁻¹)	C^{\dagger}	Class	Other ions
SDSS J003857.01+412821.1	1.94	C IV	3097.2	0.425	1.582	38757				C2	
						1.5817	13.52 \pm 0.01	10.2 \pm 0.2	1.00		
						38773					
						1.5819	13.30 \pm 0.22	8.7 \pm 1.8	0.48 $^{+0.28}_{-0.18}$		
						1.5821	13.20 \pm 0.01	12.4 \pm 0.5	1.00		
C IV 4361.8	0.3930	C IV	4361.8	0.3930	1.817	12777				C1	(Ly α) C II λ 1335
						1.8171	13.24 \pm 0.13	7.8 \pm 0.8	0.62 $^{+0.17}_{-0.14}$		
						1.8172	13.71 \pm 0.02	5.0 \pm 0.1	0.98 $^{+0.03}_{-0.03}$		
						1.8178	14.06 \pm 0.10	20.5 \pm 1.3	0.16 $^{+0.03}_{-0.03}$		
						1.899	13.27 \pm 0.18	8.6 \pm 0.8	0.43 $^{+0.22}_{-0.13}$		
C IV 4488.8	0.0760	C IV	4488.8	0.0760	1.899	4172				C1	(Ly α)
						1.8995	13.27 \pm 0.18	8.6 \pm 0.8	0.43 $^{+0.22}_{-0.13}$		
						1.951	13.25 \pm 0.05	4.7 \pm 0.2	0.75 $^{+0.05}_{-0.05}$		
						1.9492	13.43 \pm 0.18	10.4 \pm 0.9	0.24 $^{+0.10}_{-0.07}$		A2 Ly α
						1.9494	12.16 \pm 0.07	8.9 \pm 2.1	1.00		
SDSS J102009.99+104002.7	3.17	C IV	5482.0	1.178	2.541	48629				C3	
						2.5391	13.13 \pm 0.01	8.8 \pm 0.3	1.00		
						48775	13.24 \pm 0.01	14.6 \pm 0.5	1.00		
						2.5402	13.45 \pm 0.07	9.1 \pm 0.4	0.81 $^{+0.09}_{-0.08}$		
						2.5405	13.72 \pm 0.17	35.6 \pm 1.9	0.57 $^{+2.57}_{-0.21}$		
C IV 5519.5	1.041	C IV	5519.5	1.041	2.542	48540	13.69 \pm 0.21	7.3 \pm 1.1	0.16 $^{+0.05}_{-0.04}$	C1	
						2.5420	13.84 \pm 0.10	18.6 \pm 1.0	0.32 $^{+0.04}_{-0.04}$		
						2.5426	13.40 \pm 0.02	22.8 \pm 1.3	1.00		
						2.565	12.62 \pm 0.15	0.8 \pm 0.5	1.00		
						2.5646	13.31 \pm 0.02	6.5 \pm 0.3	1.00		
C IV 6100.4	0.285	C IV	6100.4	0.285	2.940	16977	13.27 \pm 0.18	7.8 \pm 2.0	0.75 $^{+0.27}_{-0.20}$	A2	
						2.9401	12.79 \pm 0.03	8.1 \pm 0.7	1.00		
						16994	13.56 \pm 0.16	8.4 \pm 2.2	0.99 $^{+0.06}_{-0.06}$		
						2.9407	13.26 \pm 0.01	4.5 \pm 0.2	1.00		
						2.9410	13.87 \pm 0.14	13.6 \pm 1.4	0.25 $^{+0.05}_{-0.05}$		
C IV 6207.9	0.508	C IV	6207.9	0.508	3.010	11750	13.64 \pm 0.30	19.4 \pm 2.9	0.27 $^{+1.0}_{-0.14}$	C1	(O VI $\lambda\lambda$ 1032, 1038, Si III λ 1207)
						3.0097	13.39 \pm 0.01	12.2 \pm 0.3	1.00		
						11757	13.45 \pm 0.10	9.1 \pm 0.8	0.91 $^{+0.11}_{-0.11}$		
						3.0099	13.39 \pm 0.01	12.2 \pm 0.3	1.00		
						3.033	18.61 \pm 0.05	17.2 \pm 0.3	0.13 $^{+0.04}_{-0.04}$		A1
C IV 6243.6	0.548	C IV	6243.6	0.548	3.032	10032	17.99 \pm 0.24	16.3 \pm 0.8	0.10 $^{+0.04}_{-0.04}$		
						3.0321	17.99 \pm 0.24	16.3 \pm 0.8	0.10 $^{+0.04}_{-0.04}$		
C IV 6243.6	0.548	C IV	6243.6	0.548	3.033	10032	17.99 \pm 0.24	16.3 \pm 0.8	0.10 $^{+0.04}_{-0.04}$		
						3.0336	17.99 \pm 0.24	16.3 \pm 0.8	0.10 $^{+0.04}_{-0.04}$		

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW_{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	$\log N$	b (km s ⁻¹)	C_I^\dagger	Class	Other ions
SDSS J102009.99+104002.7											
	3.17	Si IV	5637.3	0.1785	3.045	9150	13.07 ± 0.25	6.1 ± 1.0	0.22 ^{+0.07} _{-0.07}	A2	(O VI) λλ 1032,1038, Si III λ 1207)
					3.0445	9164	13.35 ± 0.17	11.4 ± 1.3	0.22 ^{+0.06} _{-0.06}		
		C IV	6261.9	0.404	3.045	9153	13.54 ± 0.20	9.3 ± 1.5	0.20 ^{+0.06} _{-0.06}	A2	
					3.0442	9188	13.36 ± 0.11	8.3 ± 0.6	0.54 ^{+0.12} _{-0.10}		
					3.0445	9165	13.12 ± 0.01	14.4 ± 0.5	1.00		
					3.0449	9135	11.85 ± 0.15	2.7 ± 0.1	1.00		
					3.0453	9105					
		Si IV	5651.3	0.257	3.055	8409	12.55 ± 0.03	14.6 ± 1.4	1.00	C2	(Si III λ 1207)
					3.0544	8429	12.47 ± 0.04	10.0 ± 0.9	1.00		
					3.0549	8398	13.21 ± 0.35	3.3 ± 0.8	0.20 ^{+0.06} _{-0.06}		
					3.0551	8378					
		C IV	6315.5	0.7989	3.079	6599	14.15 ± 0.08	20.3 ± 1.6	0.37 ^{+0.06} _{-0.06}	A2	(O VI) λλ 1032,1038, Si III λ 1207, N V λλ 1239,1243)
					3.0790	6622	13.49 ± 0.02	71.1 ± 3.9	1.00		
					3.0795	6585					
		C IV	6334.7	0.2143	3.092	5689	13.91 ± 0.17	6.6 ± 0.8	0.19 ^{+0.04} _{-0.04}	A2	(N V) λλ 1239,1243)
					3.0916	5691	14.31 ± 0.19	39.1 ± 4.4	0.09 ^{+0.04} _{-0.02}		
					3.0918	5682					
		C IV	6364.5	3.4177	3.111	4282	13.62 ± 0.12	17.7 ± 1.0	0.46 ^{+0.13} _{-0.09}	A2	(O VI) λλ 1032,1038) N V λλ 1239,1243
					3.1082	4481	13.95 ± 0.20	71.6 ± 5.8	0.42 ^{+1.00} _{-0.19}		
					3.1087	4443	14.37 ± 0.08	12.8 ± 0.7	0.29 ^{+0.03} _{-0.03}		
					3.1096	4376	13.11 ± 0.32	9.5 ± 1.0	0.76 ^{+0.96} _{-0.68}		
					3.1110	4276	14.02 ± 0.26	6.0 ± 1.3	0.27 ^{+0.04} _{-0.04}		
					3.1113	4255	14.27 ± 0.07	83.6 ± 2.2	0.70 ^{+0.12} _{-0.09}		
					3.1115	4236	13.89 ± 0.03	10.6 ± 0.6	0.96 ^{+0.04} _{-0.04}		
					3.1116	4232	13.34 ± 0.01	13.4 ± 0.2	1.00		
					3.1118	4213	13.88 ± 0.00	10.2 ± 0.1	1.00		
					3.1125	4167					
SDSS J110855.47+120953.3											
	3.67	C IV	5783.7	2.996	2.736	12599	13.60 ± 0.01	6.1 ± 0.2	1.00	C1	
					2.7346	65959	14.06 ± 0.05	32.5 ± 1.2	0.81 ^{+0.06} _{-0.06}		
					2.7347	65950	13.72 ± 0.02	6.4 ± 0.2	1.00		
					2.7354	65903	13.69 ± 0.05	12.2 ± 0.7	0.98 ^{+0.06} _{-0.06}		
					2.7357	65880	13.51 ± 0.08	8.1 ± 0.6	0.87 ^{+0.09} _{-0.09}		
					2.7360	65852	13.72 ± 0.01	33.2 ± 0.6	1.00		
					2.7367	65803	14.28 ± 0.04	11.3 ± 0.5	0.97 ^{+0.06} _{-0.06}		
					2.7369	65783				C3	
		C IV	6218.8	0.344	3.017	44863					
		C IV	6251.7	1.665	3.038	43314				C3	(Si III λ 1207, Lyα)
		C IV	6292.0	2.282	3.063	41495				C3	(Lyα) C II λ 1335

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW_{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	$\log N$	b (km s ⁻¹)	C_t^\dagger	Class	Other ions
SDSS J110855.47+120953.3	3.67	Si IV	6335.0	1.275	3.545	8117				C I	(Si III λ 1207, Ly α) Si II λ 1260, Si II λ 1304, C II λ 1335
						8141	13.11 \pm 0.02	20.3 \pm 0.1	1.00		
						3.5456	13.67 \pm 0.09	31.8 \pm 0.3	0.70 ^{+0.09} _{-0.08}		
		Si IV	6434.9	0.744	3.617	3425				C I	(Si III λ 1207) C II λ 1335
						3447	12.83 \pm 0.05	15.1 \pm 0.2	1.00		
						3440	14.55 \pm 0.15	1.2 \pm 0.5	0.86 ^{+0.17} _{-0.17}		
						3414	12.41 \pm 0.17	13.2 \pm 0.6	1.00		
						3390	13.05 \pm 0.14	5.1 \pm 0.6	0.90 ^{+0.13} _{-0.13}		
						2.259					
						12599					
						12668	13.11 \pm 0.11	2.5 \pm 0.9	1.00		
						2.2584					
						12637	14.35 \pm 0.04	12.7 \pm 0.5	1.00		
SDSS J115144.82+020426.3	2.40	C IV	5045.8	1.807	2.259	12599				C I	
						12668	13.11 \pm 0.11	2.5 \pm 0.9	1.00		
						2.2584					
						12637	14.35 \pm 0.04	12.7 \pm 0.5	1.00		
						2.2587					
						12597	14.00 \pm 0.03	9.3 \pm 0.4	1.00		
						2.2592					
						12562	14.02 \pm 0.03	9.7 \pm 0.4	1.00		
						2.2595					
						2.407					
SDSS J115944.82+011206.9	2.00	C IV	3793.1	0.689	1.450	-685				C I	N V $\lambda\lambda$ 1239,1243, Si IV $\lambda\lambda$ 1393,1403
						2.4048	13.28 \pm 0.24	4.7 \pm 0.8	0.52 ^{+0.07} _{-0.17}		
						-511	13.40 \pm 0.25	5.3 \pm 0.3	0.39 ^{+0.14} _{-0.12}		
						2.4052					
						-547	13.81 \pm 0.02	6.3 \pm 0.2	1.00		
						2.4054					
						-567	13.37 \pm 0.44	8.7 \pm 0.4	0.32 ^{+1.00} _{-0.21}		
						2.4056					
						-585	13.63 \pm 0.15	12.9 \pm 0.9	0.49 ^{+0.12} _{-0.11}		
						2.4061	14.10 \pm 0.13	10.9 \pm 0.4	0.99 ^{+0.06} _{-0.06}		
SDSS J115944.82+011206.9	2.00	C IV	3793.1	0.689	1.450	-623	15.67 \pm 0.21	7.2 \pm 0.3	0.90 ^{+0.07} _{-0.07}	C I	
						-654	13.96 \pm 0.01	20.6 \pm 0.3	1.00		
						2.4064					
						-674	13.43 \pm 0.31	11.6 \pm 0.4	0.48 ^{+0.02} _{-0.28}		
						2.4066					
						-688	14.55 \pm 0.17	7.2 \pm 0.1	1.00		
						2.4072	13.15 \pm 0.90	13.7 \pm 0.4	1.00		
						-726					
						2.4077					
						-765	13.49 \pm 0.04	48.6 \pm 0.7	1.00		
SDSS J115944.82+011206.9	2.00	C IV	3793.1	0.689	1.450	-769				C I	
						2.4077					
						-799					
						2.4081					
						59908					
						1.450	14.80 \pm 0.05	15.8 \pm 0.4	0.94 ^{+0.07} _{-0.07}		
						59909					
						1.4501	13.14 \pm 0.02	9.5 \pm 0.8	1.00		
						59896					
						1.4501					
SDSS J115944.82+011206.9	2.00	C IV	3793.1	0.689	1.450	56875				C I	
						1.476	15.52 \pm 0.05	40.4 \pm 0.8	0.94 ^{+0.07} _{-0.07}		
						56876					
						1.4759					
						1.578					
						45141					
						1.577	14.03 \pm 0.05	18.4 \pm 0.6	0.95 ^{+0.07} _{-0.07}		
						45142					
						1.5777	13.81 \pm 0.15	6.3 \pm 0.8	0.99 ^{+0.12} _{-0.12}		
						45136					

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW _{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	log N	b (km s ⁻¹)	C_I^\dagger	Class	Other ions
SDSS J115944.82+011206.9	2.00	C IV	4088.6	0.370	1.641	38014	13.94	12.3	0.87 ^{+0.06} _{-0.06}	B2	
					1.6409	38014					
		Si IV	3790.4	0.313	1.720	29316				C3	
					1.720	29265					
		C IV	4211.2	1.475	1.720	29265				C1	
					1.7193	29352	14.02	0.03	21.9		0.91 ^{+0.06} _{-0.04}
					1.7195	29321	13.69	0.05	8.3		0.95 ^{+0.05} _{-0.05}
					1.7197	29304	13.35	0.25	4.7		0.41 ^{+0.15} _{-0.12}
					1.7201	29262	12.80	0.04	8.7		1.00
					1.7206	29206	13.75	0.05	8.0		0.86 ^{+0.06} _{-0.06}
					1.7207	29197	13.25	0.02	20.7		1.00
					1.7212	29135	13.61	0.05	6.5		0.94 ^{+0.06} _{-0.05}
					1.7215	29113	13.38	0.34	5.3		0.29 ^{+0.21} _{-0.13}
		C IV	4483.3	0.877	1.896	10566				C1	
SDSS J120550.19+020131.5	2.13	Si IV	4102.6	0.640	1.944	5667	12.68	0.18	4.5	C3	Si II λ 1304, C II λ 1335, Si II λ 1527 Fe II λ 1606, Al II λ 1671, Fe II λ 2250
					1.8954	10612					
		C IV	4557.3	0.707	1.944	5658	13.74	0.02	18.2	C3	Fe II λ 2261, Fe II λ 2374, Fe II λ 2383 Fe II λ 2344
					1.8956	10592	13.94	0.45	4.3		
					1.8956	10592					0.58 ^{+0.10} _{-0.10}
					1.8959	10563	12.47	0.13	6.1		1.00
					1.8962	10535	13.68	0.03	9.9		0.98 ^{+0.06} _{-0.06}
		C IV	4010.7	0.553	1.591	56079				C1	
					1.5902	56122	12.80	0.08	8.4		1.00
					1.5905	56088	13.85	0.06	11.8		0.95 ^{+0.12} _{-0.11}
					1.5908	56060	12.94	0.05	6.9		1.00
		C IV	4224.3	0.395	1.729	40927				C3	
		C IV	4253.0	0.9254	1.747	38927				C1	(Si II λ 1260, Si II λ 1304 C II λ 1335, Si IV λ 1393,1403)
					1.7467	38966	13.29	0.03	7.9		1.00
					1.7470	38938	13.93	0.09	13.3		0.87 ^{+0.11} _{-0.11}
					1.7471	38930	12.77	0.16	1.8		1.00
					1.7472	38910	13.78	0.02	23.2		0.9

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW _{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	log N	b (km s ⁻¹)	C_I^\dagger	Class	Other ions
SDSS J120917.93+113830.3	3.11	C IV	5146.0	0.376	2.324	62746				C3	(Si II λ 1193, Ly α , C II λ 1335)
			5495.6	2.410	2.550	43658				C1	(Ly α)
		C IV					14.64 \pm 0.17	6.0 \pm 5.0	0.52 $^{+0.17}_{-0.17}$		
							14.02 \pm 0.30	9.4 \pm 3.0	0.95 $^{+0.25}_{-0.25}$		
							14.37 \pm 0.13	52.0 \pm 9.2	0.92 $^{+0.18}_{-0.18}$		
							13.49 \pm 0.03	6.9 \pm 0.5	1.00		
							14.23 \pm 0.09	13.9 \pm 1.4	0.93 $^{+0.15}_{-0.15}$		
			6172.4	1.241	2.987	9127				C3	(C III λ 977) Si IV λ 1393, 1403
			5605.8	1.685	3.022	6484				C3	(C III λ 977, C II λ 1036)
											Si II λ 1260, Si II λ 1304, C II λ 1335
											Si II λ 1527, Al II λ 1671
										C1	(Si IV λ 1394, 1403)
SDSS J121549.80-003432.1	2.71	C IV	4637.5	0.495	1.995	63220					
					1.9954	63227	13.80 \pm 0.03	7.2 \pm 0.3	1.00 $^{+0.06}_{-0.06}$		
		C IV			1.9955	63214	13.59 \pm 0.01	11.2 \pm 0.2	1.00		
					2.101	53193				C1	(Si III λ 1207, Ly α)
					2.1012	53206	13.99 \pm 0.03	9.3 \pm 0.4	1.00 $^{+0.06}_{-0.06}$		Si IV λ 1394, 1403
					2.1014	53190	13.56 \pm 0.01	37.1 \pm 1.2	1.00		
					2.1014	53189	13.31 \pm 0.14	5.3 \pm 0.7	0.93 $^{+0.18}_{-0.18}$		
					2.1017	53157	13.11 \pm 0.29	6.2 \pm 1.0	0.66 $^{+0.36}_{-0.36}$		
					2.459	20999				C1	(Ly α)
			4820.7	1.334	2.459	20975	13.26 \pm 0.11	11.2 \pm 0.6	0.64 $^{+0.11}_{-0.11}$		
					2.4579	21075	12.92 \pm 0.01	5.0 \pm 0.2	1.00		
					2.4580	21069	12.87 \pm 0.01	14.3 \pm 0.5	1.00		
C IV 5355.0		C IV			2.4584	21031	13.10 \pm 0.11	13.7 \pm 1.2	0.82 $^{+0.28}_{-0.16}$		
					2.4587	21004	13.28 \pm 0.05	4.5 \pm 0.2	0.98 $^{+0.06}_{-0.06}$		
					2.4591	20973	13.29 \pm 0.04	9.9 \pm 0.4	0.94 $^{+0.06}_{-0.06}$		
					2.4593	20953	12.39 \pm 0.03	4.0 \pm 0.5	1.00		
					2.4597	20925	12.76 \pm 0.56	5.6 \pm 2.7	0.27 $^{+1.00}_{-0.34}$		
					2.4598	20914	12.53 \pm 0.45	4.4 \pm 0.8	0.59 $^{+1.00}_{-0.48}$		
					2.4560	20896				C1	
					2.459	20994					
					2.4577	21092	13.59 \pm 0.17	18.1 \pm 3.6	0.71 $^{+0.60}_{-0.19}$		
					2.4580	21070	13.61 \pm 0.01	9.1 \pm 0.2	1.00		
					2.4584	21031	13.47 \pm 0.02	4.7 \pm 0.2	1.00		
C IV 5355.0		C IV			2.4587	21004	14.09 \pm 0.04	38.3 \pm 1.7	0.98 $^{+0.05}_{-0.05}$		
					2.4591	20972	13.94 \pm 0.05	6.0 \pm 0.4	1.00		
					2.4593	20954	14.16 \pm 0.03	11.0 \pm 0.7	1.00		
					2.4596	20926	13.52 \pm 0.02	6.3 \pm 0.3	1.00		
					2.4598	20913	13.65 \pm 0.22	22.6 \pm 5.7	0.78 $^{+0.78}_{-0.23}$		

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW _{obs} (Å)	z_{abs}	t_{off} (km s ⁻¹)	log N	b (km s ⁻¹)	C_f^{\dagger}	Class	Other ions
SDSS J121549.80-003432.1											
	2.71	Si IV	4991.5	0.607	2.581	10583				C3	(Ly α) C IV λ 1548,1551
		C IV	5685.4	0.464	2.672	3068				C1	(H I λ 1026, O VI λ 1032,1038 Fe II λ 1062, Fe II λ 1125, Ly α)
					2.6716	3118	13.11 \pm 0.08	5.7 \pm 0.7	1.00		
					2.6718	3107	13.04 \pm 0.11	12.8 \pm 1.8	1.00		
					2.6730	3011	12.80 \pm 0.02	12.7 \pm 0.9	1.00		
					2.6734	2972	12.70 \pm 0.02	5.4 \pm 0.4	1.00		
		Si IV	5143.8	0.260	2.691	1570				C1	(C II λ 1036, O VI λ 1032,1038 Si II λ 1193, Si II λ 1207)
					2.6902	1603	13.40 \pm 0.05	2.9 \pm 0.3	1.00		
					2.6903	1596	12.17 \pm 0.20	2.0 \pm 1.4	1.00		
					2.6920	1459	12.94 \pm 0.75	15.2 \pm 5.3	0.31 ^{+1.00} _{-0.40}		Ly α , Si II λ 1260, C II λ 1335
		C IV	5714.2	0.677	2.691	1549				B2	
					2.6902	1602	14.24 \pm 0.03	6.0 \pm 0.1	0.95 ^{+0.03} _{-0.03}		
					2.6910	1537	13.37 \pm 1.25	21.3 \pm 5.0	0.11 ^{+1.00} _{-0.37}		
					2.6919	1466	13.40 \pm 0.09	12.5 \pm 0.4	0.68 ^{+0.30} _{-0.12}		
					2.6923	1435	13.08 \pm 0.23	4.5 \pm 0.5	0.38 ^{+0.37} _{-0.13}		
SDSS J122848.21-01041.5											
	2.66	C IV	4937.8	0.968	2.189	40651				C1	(Ly α , C II λ 1335)
					2.1881	40772	13.45 \pm 0.44	11.4 \pm 2.7	0.48 ^{+1.00} _{-0.34}		
					2.1886	40729	13.57 \pm 0.28	6.5 \pm 1.2	0.41 ^{+0.14} _{-0.12}		
					2.1894	40649	12.75 \pm 0.14	4.4 \pm 2.2	1.00		
					2.1897	40621	13.42 \pm 0.07	32.4 \pm 5.4	1.00		
					2.1899	40608	13.84 \pm 0.08	14.4 \pm 1.3	0.92 ^{+0.11} _{-0.10}		
		C IV	5143.1	1.237	2.322	28597				C1	(Ly α , H I λ 1026 Fe II λ 1134, Si II λ 1207)
					2.3218	28619	14.24 \pm 0.03	13.3 \pm 0.7	1.00		
					2.3220	28541	12.93 \pm 0.04	12.8 \pm 0.8	1.00		
					2.3226	28487	12.93 \pm 0.06	6.4 \pm 1.0	1.00		
					2.3229	28520	13.10 \pm 0.52	4.1 \pm 1.2	0.56 ^{+1.00} _{-0.43}		
		C IV	5561.8	0.352	2.592	5205				C1	(Ly α) N V λ 1239,1243
					2.5924	5203	13.68 \pm 0.02	7.4 \pm 0.3	1.00		
					2.5945	5029	13.14 \pm 0.29	4.6 \pm 0.7	0.80 ^{+1.00} _{-0.36}		
SDSS J122848.21-01041.5											
		C IV	5636.0	0.190	2.640	1230				C2	(H I λ 972, O VI λ 1032,1038 Ly α)
					2.6404	1225	14.57 \pm 0.43	3.9 \pm 4.5	0.15 ^{+0.07} _{-0.07}		
					2.6404	1224	13.16 \pm 0.12	65.3 \pm 22.8	1.00		

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW_{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	$\log N$	b (km s ⁻¹)	C_t^{\dagger}	Class	Other ions
SDSS J133701.39-024630.3	3.06	C IV	5064.6	2.739	2.271	64194	17.42 ± 0.31	19.3 ± 1.0	0.99 ^{+0.06} _{-0.06}	C1	(Si II λ 1190, Si III λ 1207, Lyα N V λ 1239, 1243, Si II λ 1260) C II λ 1335, Al II λ 1671 Al III λ 1855, 1863
		C IV	5407.2	0.355	2.493	45218	12.33 ± 0.16	8.2 ± 4.3	1.00	C1	(Fe II λ 1145, Lyα)
		C IV	5822.8	1.168	2.761	23300	13.34 ± 0.26	5.2 ± 1.0	0.64 ^{+0.26} _{-0.21}	C3	(H I 972, O VI λ 1032, 1038) (H I λ 972, C III λ 977, Si II λ 1193 Si III λ 1207, Lyα) Si II λ 1260, Si III λ 1304, C II λ 1335 Si II λ 1527, Al II λ 1671
SDSS J140501.93+444759.8	2.22	C IV	3951.8	0.777	1.553	68466	14.07 ± 0.04	9.8 ± 0.3	0.98 ^{+0.05} _{-0.05}	C2	(Si IV λ 1394, 1403)
		C IV	6139.0	3.926	2.965	7482	14.99 ± 0.06	24.1 ± 1.1	0.99 ^{+0.05} _{-0.05}	C1	
		C IV	6139.0	3.926	2.965	7482	14.26 ± 0.08	10.8 ± 1.5	0.99 ^{+0.05} _{-0.05}	C1	
SDSS J140501.93+444759.8	2.22	C IV	3951.8	0.777	1.553	68466	14.66 ± 0.02	19.1 ± 0.3	1.00	C2	
		C IV	6139.0	3.926	2.965	7482	13.35 ± 0.38	10.2 ± 2.0	0.52 ^{+1.00} _{-0.34}	C2	
		C IV	4229.9	1.859	1.732	48851	13.46 ± 0.02	12.4 ± 0.6	1.00	B1	(Si III λ 1207, Lyα, Si IV λ 1394, 1403)
SDSS J140501.93+444759.8	2.22	C IV	4229.9	1.859	1.732	48851	13.86 ± 0.08	20.3 ± 1.3	0.84 ^{+0.07} _{-0.07}	B1	
		C IV	4229.9	1.859	1.732	48851	14.90 ± 1.83	5.6 ± 3.9	0.48 ^{+0.08} _{-0.08}	B1	
		C IV	4229.9	1.859	1.732	48851	14.97 ± 0.29	11.0 ± 1.7	0.91 ^{+0.05} _{-0.05}	B1	
SDSS J140501.93+444759.8	2.22	C IV	4229.9	1.859	1.732	48851	14.51 ± 0.24	1.1 ± 0.7	1.00	B1	
		C IV	4229.9	1.859	1.732	48851	13.97 ± 0.10	6.0 ± 3.0	0.87 ^{+0.08} _{-0.08}	B1	
		C IV	4229.9	1.859	1.732	48851	13.98 ± 0.11	8.8 ± 2.8	0.90 ^{+0.06} _{-0.06}	B1	
SDSS J140501.93+444759.8	2.22	C IV	4229.9	1.859	1.732	48851	14.22 ± 0.08	8.3 ± 0.8	0.88 ^{+0.05} _{-0.05}	B1	

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW _{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	$\log N$	b (km s ⁻¹)	C_f^\dagger	Class	Other ions
SDSS J140501.93+444759.8											
	2.22	C IV	4361.3	0.841	1.817	39872	13.51 ± 0.01	16.7 ± 0.4	1.00	A2	(Si III λ 1207, Lyα)
						39911	13.43 ± 0.38	23.7 ± 9.8	1.00 ^{+1.00} _{-0.32}		
						39888	13.65 ± 0.06	6.1 ± 0.5	0.76 ^{+0.06} _{-0.06}		
						39850	13.50 ± 0.08	9.5 ± 0.6	0.81 ^{+0.10} _{-0.09}		
						39830					
		Si IV	4080.0	0.537	1.927	28499	12.64 ± 0.10	2.5 ± 1.3	1.00	C1	(Si III λ 1207, Lyα)
						28526	13.22 ± 0.03	9.9 ± 1.1	1.00		
						28509	12.92 ± 0.07	3.0 ± 0.6	1.00		
						28488	13.08 ± 0.27	10.7 ± 2.2	0.62 ^{+0.64} _{-0.24}		
						28474					
		C IV	4532.0	1.252	1.927	28504	18.78 ± 0.167	79.9 ± 26.4	0.14 ^{+1.00} _{-0.14}	C1	
						28828	14.44 ± 0.36	8.4 ± 1.7	0.79 ^{+0.08} _{-0.08}		
						28517	14.51 ± 0.03	24.9 ± 0.6	1.00 ^{+0.06} _{-0.06}		
						28497					
						28474					
		C IV	4670.5	0.343	2.017	19537	13.48 ± 0.22	17.4 ± 1.8	0.64 ^{+1.00} _{-0.28}	C1	(Lyα)
						19554	13.19 ± 0.01	9.3 ± 0.5	1.00		
						19522					
		Si IV	4248.4	0.177	2.048	16435	12.64 ± 0.02	6.4 ± 0.5	1.00	C2	(Lyα, Si III λ 1260)
						16452	12.55 ± 0.03	14.8 ± 1.3	1.00		
						16416					
		C IV	4719.3	0.664	2.048	16425	13.13 ± 0.02	13.9 ± 0.7	1.00	C1	
						16449	13.88 ± 0.04	19.6 ± 0.7	0.89 ^{+0.06} _{-0.04}		
						16415					
		C IV	4751.6	0.440	2.069	14388	13.83 ± 0.13	13.5 ± 1.5	0.51 ^{+0.09} _{-0.08}	C1	(Lyα)
						14398	13.85 ± 0.01	7.5 ± 0.1	1.00		
						14388	13.24 ± 0.33	2.7 ± 1.1	0.35 ^{+1.00} _{-0.15}		
		Si IV	4307.9	0.192	2.091	12271	12.62 ± 0.06	3.1 ± 1.0	1.00	C2	(Si III λ 1207, Lyα)
						12279	12.79 ± 0.05	6.1 ± 1.0	1.00		
						12267					
		C IV	4785.2	0.475	2.091	12278	13.17 ± 0.02	22.7 ± 1.1	1.00	C1	
						12280	13.86 ± 0.03	10.2 ± 0.5	0.95 ^{+0.06} _{-0.06}		
						12270					

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW $_{\text{obs}}$ (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	log N	b (km s ⁻¹)	C_I^\dagger	Class	Other ions					
SDSS J140501.93+444759.8	2.22	Si IV	4456.3	0.288	2.197	2122	13.44	0.33	20.7	0.62	0.15 ^{+1.00} _{-0.07}	C I (O VI $\lambda\lambda$ 1032,1038) Al II λ 1671				
					2.1969	2163	13.29	0.16	12.6	0.35	0.35 ^{+0.07} _{-0.07}					
					2.1973	2119	12.94	0.19	8.5	0.11	0.70 ^{+0.30} _{-0.30}					
					2.1976	2098	12.94	0.19	8.5	0.11	0.70 ^{+0.30} _{-0.30}					
		C IV	4950.7	0.610	2.198	2082	13.96	0.20	15.9	0.42	0.11 ^{+0.04} _{-0.03}	C I				
					2.1964	2203	17.38	0.31	7.4	0.05	0.21 ^{+0.03} _{-0.03}					
					2.1970	2149	13.66	0.11	13.1	0.10	0.34 ^{+0.06} _{-0.06}					
					2.1975	2100	13.66	0.03	7.7	0.01	0.99 ^{+0.04} _{-0.04}					
		2.1984	2022	13.66	0.03	7.7	0.01	0.99 ^{+0.04} _{-0.04}								
		2.1984	2020	12.42	0.27	0.6	0.22	1.00								
		SDSS J141719.23+413237.0	2.02	C IV	3770.9	2.7509	1.436	63533	13.69	0.06	7.0	0.03	0.92 ^{+0.07} _{-0.07}	C I		
							1.4346	63662	14.15	0.01	88.0	0.14	1.00			
							1.4350	63618	14.27	0.04	14.5	0.07	0.95 ^{+0.06} _{-0.06}			
							1.4351	63607	13.61	0.12	9.0	0.09	0.71 ^{+0.11} _{-0.11}			
1.4353	63577						13.92	0.06	6.0	0.03	0.92 ^{+0.06} _{-0.06}					
1.4357	63531						13.71	0.12	14.0	0.14	0.54 ^{+0.10} _{-0.10}					
1.4361	63490						13.45	0.01	10.2	0.03	1.00					
1.4363	63462						13.05	0.02	6.4	0.04	1.00					
1.4366	63431						13.91	0.05	6.3	0.03	0.99 ^{+0.06} _{-0.06}					
1.4368	63401						13.91	0.05	6.3	0.03	0.99 ^{+0.06} _{-0.06}					
1.4369	63392						14.71	0.11	62.2	0.86	0.21 ^{+0.06} _{-0.06}					
1.4371	63362						13.63	0.08	6.5	0.04	0.78 ^{+0.07} _{-0.07}					
C IV	4283.6						0.2117	1.767	26196	13.57	0.11	5.4	0.10		0.67 ^{+0.14} _{-0.14}	C I
								1.7668	26201	13.08	0.03	11.5	0.09		1.00	
C IV	4317.4	0.140	1.789	23861	13.37	0.26	12.3	0.10	0.62 ^{+0.76} _{-0.29}	C I						
			1.7669	26193	13.08	0.03	11.5	0.09	1.00							
Si IV	4113.2	0.624	1.7887	23860	13.37	0.26	12.3	0.10	0.62 ^{+0.76} _{-0.29}	C I						
			1.951	6918	12.07	0.11	8.0	0.26	1.00	O I λ 1302, Si II λ 1304, C II λ 1335						
			1.9500	7039	13.19	0.14	9.0	0.14	0.53 ^{+0.13} _{-0.12}	Si II λ 1527, Fe II λ 1608, Fe II λ 1611						
			1.9508	6952	13.19	0.14	9.0	0.14	0.53 ^{+0.13} _{-0.12}							
			1.9510	6930	13.24	0.10	14.8	0.16	0.91 ^{+0.13} _{-0.12}							
			1.9513	6901	13.89	0.213	3.5	0.33	0.15 ^{+0.07} _{-0.07}							
C IV	4568.6	0.4246	1.9516	6869	13.42	0.19	22.5	0.25	0.37 ^{+0.22} _{-0.11}	C3						
			1.951	6942												

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW _{obs} (Å)	z_{abs}	v_{off} (km s ⁻¹)	log N	b (km s ⁻¹)	C_I^\dagger	Class	Other ions
SDSS J141719.23+413237.0		Si IV	4117.7	0.848	1.954	6589	13.11 ± 0.20	11.9 ± 1.4	0.52 ^{+0.21} _{-0.16}	C1	C II λ 1335, Si II λ 1527
					1.9536	6667	12.96 ± 0.11	7.6 ± 0.6	1.00 ^{+0.17} _{-0.16}		
					1.9538	6644	13.22 ± 0.09	13.2 ± 1.1	0.87 ^{+0.11} _{-0.11}		
					1.9541	6615	13.60 ± 0.22	11.3 ± 3.5	0.18 ^{+0.07} _{-0.06}		
					1.9544	6586	12.96 ± 0.58	4.9 ± 1.9	0.17 ^{+0.36} _{-0.12}		
					1.9547	6558	13.90 ± 0.19	57.6 ± 8.2	0.18 ^{+1.00} _{-0.05}	C3	
		C IV	4574.5	1.077	1.954	6556				C2	
SDSS J142123.98+463317.8	3.36	C IV	5781.8	0.125	2.735	46086	12.95 ± 0.02	11.1 ± 0.7	1.00		
					2.7345	46087				C2	Si II λ 1527
		C IV	5822.4	0.156	2.761	44032	12.96 ± 0.02	8.5 ± 0.5	1.00		
					2.7609	44028				A2	
		C IV	5842.5	0.327	2.774	43023	13.65 ± 0.19	5.7 ± 1.1	0.24 ^{+0.06} _{-0.06}		
					2.7735	43040	13.29 ± 0.01	22.1 ± 0.7	1.00		
					2.7738	43021				C3	(Lyα)
		C IV	6507.5	0.185	3.203	10975				C3	(Si III λ 1207, Lyα) C II λ 1335
		C IV	6522.2	0.339	3.213	10302				C3	
SDSS J143907.51-010616.7	1.82	Si IV	3893.1	0.878	1.793	3500	14.73 ± 0.07	25.3 ± 1.6	0.86 ^{+0.13} _{-0.13}	C1	
		C IV	4324.5	1.396	1.793	3494	14.29 ± 0.13	15.6 ± 1.9	0.57 ^{+0.14} _{-0.14}		
					1.7931	3513				C3	
					1.7937	3448				C3	
SDSS J160354.15+300208.6	2.03	C IV	4463.9	0.529	1.883	14878				C1	(Lyα, Si II λ 1304, C II λ 1335)
		C IV	5632.4	0.966	2.638	55048	14.10 ± 0.03	12.0 ± 0.3	0.97 ^{+0.05} _{-0.05}		
					2.6381	55043	14.10 ± 0.24	56.4 ± 6.6	0.34 ^{+1.00} _{-0.14}		
		C IV	5880.3	0.846	2.798	42472	13.34 ± 0.16	6.4 ± 0.6	0.64 ^{+0.14} _{-0.14}	C1	(Lyα, N V λ 1239, 1243)
					2.7977	42505	14.62 ± 0.88	5.1 ± 1.9	0.32 ^{+0.06} _{-0.06}		
					2.7980	42484	13.90 ± 0.03	12.5 ± 0.3	1.00 ^{+0.06} _{-0.06}		
					2.7983	42463	13.08 ± 0.24	0.9 ± 1.1	1.00		
					2.7984	42455				C3	(Si III λ 1207, Lyα Si IV λ 1394, 1403)
		C IV	5886.3	0.897	2.802	42173				C2	(Si III λ 1207, Lyα)
		C IV	6116.5	0.140	2.951	30834	13.02 ± 0.02	12.1 ± 0.8	1.00		
					2.9508	30831				A2	(Lyα)
		C IV	6150.1	0.717	2.972	29208	11.92 ± 0.15	2.5 ± 1.8	1.00		
					2.9723	29221	13.56 ± 0.09	10.1 ± 0.7	0.74 ^{+0.10} _{-0.10}		
					2.9723	29216	13.49 ± 0.03	66.0 ± 5.6	1.00		
					2.9723	29216	13.65 ± 0.16	11.2 ± 1.3	0.38 ^{+0.09} _{-0.09}		
					2.9727	29186					

QSO name	z_{em}	ION	λ_{obs} (Å)	EW_{obs} (Å)	z_{abs}	v_{eff} (km s ⁻¹)	$\log N$	b (km s ⁻¹)	C_f^\dagger	Class	Other ions
SDSS J162453.47+375806.6		C IV	6376.8	0.838	3.119	18417	12.75	0.05	1.00	B2	
					3.1175	18518	12.75	0.05	1.00		
					3.1187	18430	13.81	0.11	0.60 ^{+0.17} _{-0.10}		
					3.1196	18365	13.63	0.37	0.13 ^{+0.06} _{-0.05}		
					3.1200	18333	12.76	0.04	1.00		
SDSS J162453.47+375806.6		Si IV	5961.2	0.533	3.277	7132	12.35	0.03	1.00	C2	(Ly α , N v $\lambda\lambda$ 1239,1243)
					3.2763	7189	12.35	0.03	1.00		
					3.2764	7182	16.27	0.25	0.13 ^{+0.06} _{-0.05}		
					3.2770	7137	12.31	0.04	1.00		
					3.2776	7099	12.73	0.03	1.00		
					3.2779	7072	12.08	0.18	1.00		
					3.2782	7053	11.97	0.12	1.00		
					3.330	3462	14.50	0.02	0.54 ^{+0.03} _{-0.03}		
					3.3289	3523	13.83	0.01	1.00		
					3.3308	3391	13.83	0.01	1.00		
SDSS J162453.47+375806.6		C IV	6719.5	5.969	3.340	2738	14.96	0.03	0.86 ^{+0.03} _{-0.03}	A2	(O VI $\lambda\lambda$ 1032,1038, Ly α , N v $\lambda\lambda$ 1239,1243)
					3.3381	2886	14.13	0.02	0.77 ^{+0.03} _{-0.03}		
					3.3391	2816	14.52	0.20	0.25 ^{+0.04} _{-0.04}		
					3.3395	2789	14.46	0.03	0.63 ^{+0.04} _{-0.04}		
					3.3406	2711	14.81	0.05	0.41 ^{+0.04} _{-0.04}		
					3.3409	2691	14.14	0.05	0.45 ^{+0.04} _{-0.04}		
					3.3427	2566	14.53	0.03	0.67 ^{+0.03} _{-0.03}		
					3.3432	2531	14.53	0.03	0.67 ^{+0.03} _{-0.03}		
					3.365	1006	12.35	0.17	1.00		
					3.3645	1065	12.76	0.09	1.00		
SDSS J162453.47+375806.6		C IV	6758.4	0.832	3.3648	1044	13.52	0.06	0.73 ^{+0.06} _{-0.06}	A2	(Si III λ 1207, Ly α)
					3.3651	1022	13.52	0.06	0.75 ^{+0.06} _{-0.06}		
					3.3654	1002	13.52	0.06	0.75 ^{+0.06} _{-0.06}		
					3.3659	971	13.71	0.14	0.36 ^{+0.12} _{-0.08}		
					3.3659	971	13.71	0.14	0.36 ^{+0.12} _{-0.08}		

† 掩蔽率 C_f の誤差の値が 1.00 よりも大きくなくなった場合は、物理的な意味をなさないので、誤差の値の上限値を 1.00 に固定した。

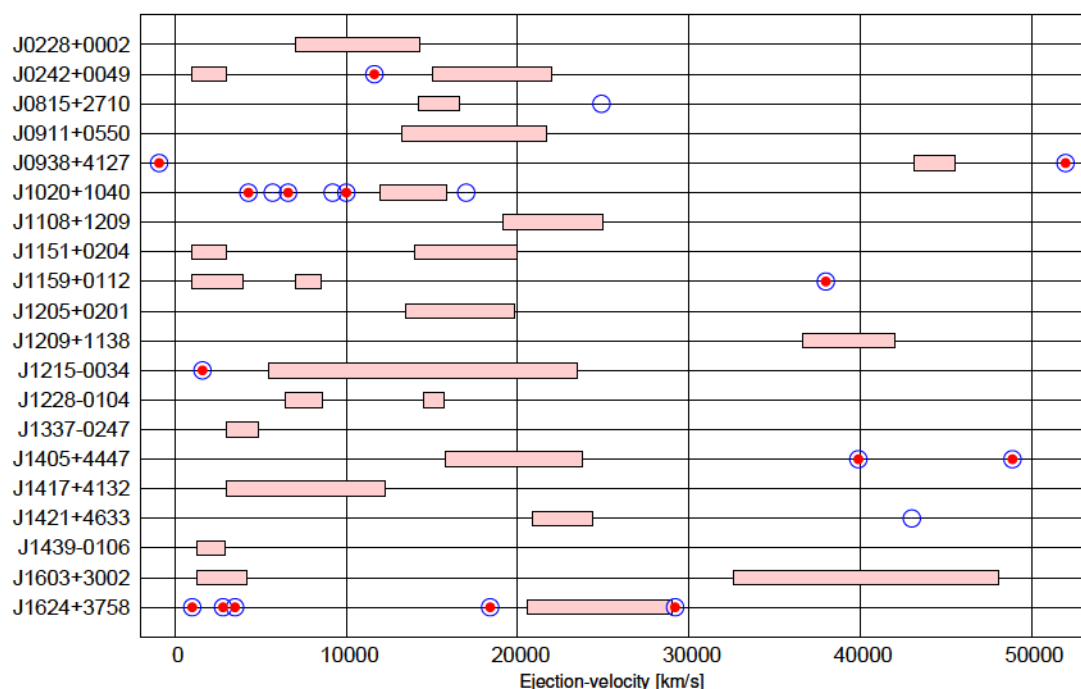


Fig. 4.2: それぞれの BAL クェーサー観測視線上で検出された intrinsic NAL の速度分布。縦軸は BAL クェーサーの名前を、横軸はアウトフローの放出速度を表す。図中では BAL/mini-BAL が占める速度範囲を桃色の四角帯で、検出した intrinsic NAL の速度分布を赤丸（統計閾値を満たすサンプルのみの結果）と青の白抜き丸（統計閾値を満たさないサンプルも含む結果）で示している。

4.2 掩蔽率の値と吸収線強度の関係

部分掩蔽解析の結果が得られている、class C1, B2, A2 の吸収線について掩蔽率と吸収中心の吸収深さの関係を確認するために Fig. 4.3 に解析結果をプロットした。

この結果から、class A, B に分類された吸収線はいずれも曲線上において精度の良い解析が可能な比較的平坦な部分に分布しており、この観点から解析結果が信頼できるものであることが確認できる。

またこの結果から、部分掩蔽解析において信頼できる結果を得やすいのが 0.25 0.70 程度の中程度の吸収深さを示すものであるということも確認できる。例えば Fig. 4.3 の右上部分は吸収強度が強いサンプルの集まりである。部分掩蔽解析の数式モデルの特性上この強度における解析は、曲線の平坦部分が広く確保されているため精度の良い解析が可能なサンプル集団である。しかしながら小さな誤差の値で掩蔽率の上限値が 1.0 に達し、class C1 に分類されてしまうためこの集団において信頼で

きる解析結果を得るにはかなり高いスペクトルの質が要求され、特に class A に分類される解析結果を得るのは困難である。この集団の中で非常に高い精度で部分掩蔽を示す結果を得ている SDSS J121549.80-003432.1 のスペクトルの質を参考にと、 $R \approx 50,000$, $S/N > 25$ を満たしていればこの領域にある intrinsic NAL を高い精度で同定することができる。

一方で吸収強度の弱いサンプル集団についての結果は、掩蔽率の誤差の値が極めて大きいものが目立つ。これは部分掩蔽解析の数式モデルの特性上、吸収強度が弱い場合ほど曲線の傾きが大きい部分が増え、わずかな吸収強度についての不定性が大きな掩蔽率の誤差として反映されてしまうためである。さらには、その影響により図中左上の領域（吸収強度が弱く、掩蔽率は1に近い領域）では吸収線の分布が空白領域となっている。この領域に分布する吸収線集団は、数式モデル曲線の大きな傾きによって掩蔽率の計算結果が非物理的な値 (i.e, $C_f \sim 1.0$ あるいは $\sigma(C_f) \sim 1.0$) を取ってしまうこととなる。本研究では非物理的な掩蔽率の値および誤差を導いたものは class C2 に分類しているため Fig. 4.3 には含めておらず、そのため図中左上は空白領域となっている。なお、これらの図中左上サンプルの場合は、通常の完全掩蔽吸収線 ($C_f = 1.0$) のケースでも非物理的な値を導いてしまうため、掩蔽率をパラメータに含めること自体適さない。したがって本研究ではこれらの吸収線については C_f の値を 1.0 に固定して他のパラメータの算出を行なっている (2.6 節参照)。

Fig. 4.3 に基づくと、red member の吸収深さが $0.15 \sim 0.30$ の場合では精度の良い解析が可能な掩蔽率の範囲は $C_f \approx 0.7$ 以下、 $0.30 \sim 0.70$ の場合では $C_f \approx 0.85$ 以下となり、それ以上の吸収深さの場合はほとんど吸収が飽和した場合（すなわち図中傾き 1 の直線上近辺）でのみ精度の高い解析が期待できる。このような観点から、部分掩蔽解析における intrinsic NAL の同定結果は、サンプルの吸収深さにも依存する可能性がある。

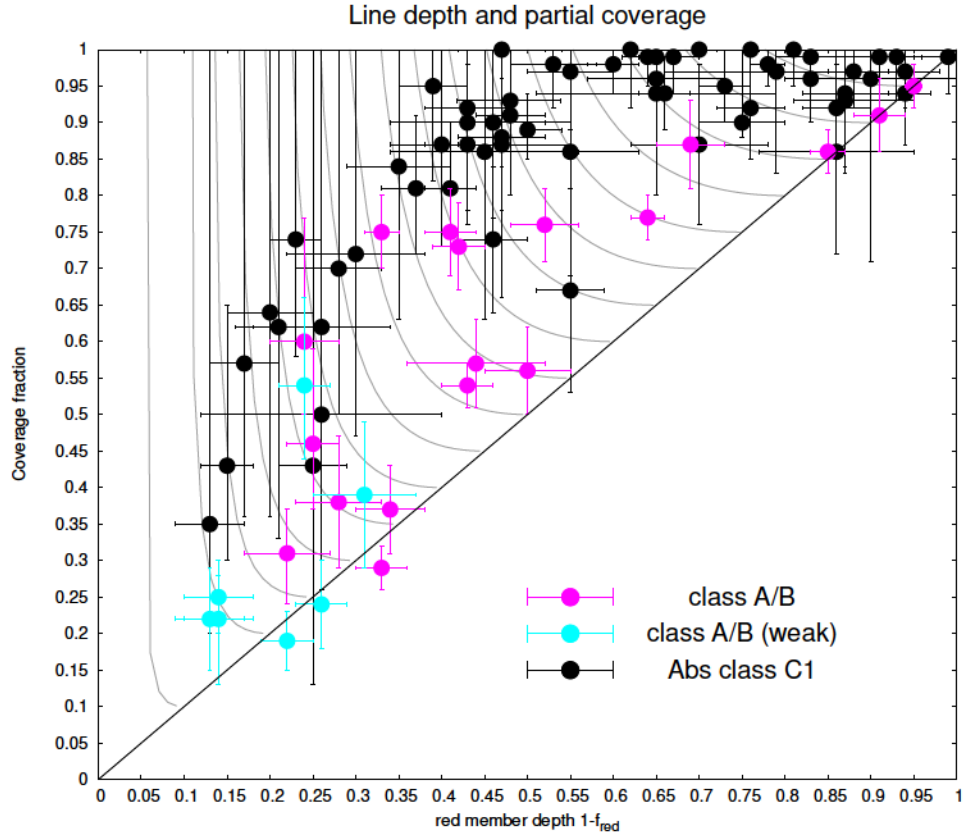


Fig. 4.3: 掩蔽率と吸収中心における吸収深さの関係。図の見方は基本的に Fig. 2.3 と同じだが、色付きで示していたそれぞれの blue member の深さ (f_{blue} : 0.1–0.95) についての曲線を灰色に変えて示している。図中マゼンダ/シアンのプロットが統計閾値を満たす/満たさない class A または B における結果、黒のプロットは全 class C1 の結果である。

4.3 吸収線の統計結果

4.3.1 全吸収線の統計結果のまとめ

本研究では全 99 吸収線系をそれぞれ class A (16 吸収線系)、class B (4 吸収線系)、class C (79 吸収線系) に分類した。各吸収線系の分類結果についての統計をまとめたものを、Table. 4.2 (吸収線系についての統計結果) に、さらにそれぞれのイオンに着目してまとめたものを Table. 4.3 (全 BAL QSO についての統計結果) および Table. 4.4 (確実な BAL QSO のみについての統計結果) に示す。なお、

吸収線系に対する結果 (Table. 4.2) については全 BAL クェーサーサンプルについての結果と確実な BAL クェーサーのみにおける結果に分け、さらにそれぞれの場合で解析サンプルと統計サンプルに着目した場合について分けている。

本研究では 99 吸収線系中 20 吸収線系、比率にして約 $20^{+6}_{-4}\%$ が intrinsic NAL であるという結果を得た。この比率は Table. 4.2 に示すように確実な BAL クェーサーのみの結果や統計サンプルのみに限定した場合でもほとんど変わらず、このことから本研究では BAL 視線上に存在する吸収線のうちおよそ 2 割ほどが intrinsic NAL であるという可能性を得た。

Table. 4.3 に関連して、本研究で同定した吸収線は 115 本中 93 本と大半が C iv であり、また同定した 20 の intrinsic NAL 吸収線系のうち全てが C iv で部分掩蔽を示している (うち一つは同時に Si iv でも部分掩蔽を確認)。C iv における結果では、全 93 本中 20 本 (22 \pm 5%) の吸収線系が intrinsic NAL を示唆する結果であると結論づけられる。

本研究における結果では先行研究 Misawa et al. (2007) に比べ、N v, Si iv の検出が明らかに少ない。Misawa et al. (2007) では N v, Si iv の検出頻度はそれぞれ 12 本/37 天体および 50 本/37 天体であった。一方、本研究における検出頻度は統計閾値未満のものを含めた場合でもそれぞれ 1 本/20 天体および 21 本/20 天体と、いずれも検出頻度が低く、特に N v で顕著である。この一因として、本研究のサンプルにおいては強い吸収である BAL が影響している可能性が挙げられる。Fig. 3.4 に示すように C iv に比べ N v, Si iv は Ly α -forest による影響や、スペクトルオーダーギャップの影響によってそもそも利用可能な波長範囲が大きく制限される。それに加えて強い BAL の吸収やそれに伴う低い S/N が吸収線の検出の妨げになっている可能性が考えられる。例えば Ly α -forest を考慮すると $\approx 70,000 \text{ km s}^{-1}$ までの広い範囲を探索可能な C iv に対して、N v の場合は放出速度 $\approx 5,000 \text{ km s}^{-1}$ 付近までしか探索できず、この範囲に強く飽和した BAL を持つ SDSS J024221.87+004912.6, SDSS J115144.82+020426.3, SDSS J133701.39-024630.3 および SDSS J141719.23+413237.0 などでは N v はほとんど探索できない。

4.3.2 C iv 吸収線の速度統計

Fig. 4.2 に示したように本研究では $1,000 \text{ km s}^{-1} \approx 60,000 \text{ km s}^{-1}$ の速度範囲で intrinsic NAL を検出した。本研究において統計閾値を満たす class A+B+C C iv 吸収線 (全 68 本) と class A+B C iv 吸収線 (全 15 本) の速度の頻度分布をまとめたものを Fig. 4.4 に示す。なお、N v や Si iv 吸収線においては Fig. 3.4 で示したように、吸収線探索可能範囲がもともと限定的である。このことに由来するバイアスの影響を避けるためここでは最大で放出速度 $\approx 70,000 \text{ km s}^{-1}$ まで探索可能な C iv 吸収線のみを用いている。図示した頻度分布から class A+B+C、class

Table. 4.2: 吸収線系に対する分類結果。左 2 列は全ての BAL クェーサーに対する探査結果、右 2 列はスペクトル上で BAL の存在を確認したクェーサーに対する解析結果 (SDSS J081552.76+271018.7, SDSS J110855.47+120953.3, SDSS J120550.19+020131.5 を除いたサンプル)。

Class	全ての BAL QSO (20 天体)		確実な BAL QSO (17 天体)	
	全サンプル	統計サンプル	全サンプル	統計サンプル
A	16	11	15	11
B	4	4	4	4
A+B	20	15	19	15
C1	52	44	45	37
C2	10	2	10	2
C3	17	9	11	6
C1+C2+C3	79	55	66	45
Total	99	70	85	60
A+B/Total	$20^{+6}_{-4}\%$	$21^{+7}_{-5}\%$	$22^{+6}_{-5}\%$	$25^{+8}_{-6}\%$

全サンプルは解析閾値を満たした全ての吸収線系、統計サンプルは統計閾値を満たした吸収線系における結果である。

Table. 4.3: 吸収線に対する解析結果 (全ての BAL QSO)

Class	C IV 吸収線	N V 吸収線	Si IV 吸収線	Total
A	16(11)	0(0)	1(0)	17(11)
B	4(4)	0(0)	0(0)	4(4)
A+B	20(15)	0(0)	1(0)	21(15)
C1	48(40)	0(0)	10(8)	58(48)
C2	8(2)	0(0)	4(0)	12(2)
C3	17(11)	1(1)	6(4)	24(16)
C1+C2+C3	73(53)	1(1)	20(12)	94(66)
Total	93(68)	1(1)	21(12)	115(81)
A+B/Total	$22^{+6}_{-5}(22^{+7}_{-6})\%$	0(0)%	$5^{+11}_{-4}(0)\%$	$18^{+5}_{-4}(19^{+6}_{-5})\%$

全ての BAL QSO (全 20 天体) についての解析結果。括弧なしの値は解析サンプルにおける結果、括弧ありの値は統計サンプルにおける結果である。

Table. 4.4: 吸収線に対する解析結果（確実な BAL QSO）

Class	C iv 吸収線	N v 吸収線	Si iv 吸収線	Total
A	15(11)	0(0)	1(0)	16(11)
B	4(4)	0(0)	0(0)	4(4)
A+B	19(15)	0(0)	1(0)	20(15)
C1	43(35)	0(0)	8(6)	51(41)
C2	7(2)	0(0)	4(0)	11(2)
C3	12(9)	1(1)	6(4)	19(14)
C1+C2+C3	62(46)	1(1)	18(10)	81(57)
Total	81(61)	1(1)	19(10)	101(72)
A+B/Total	$23^{+7}_{-5}(25^{+8}_{-6})\%$	0(0)%	$5^{+12}_{-5}(0)\%$	$20^{+5}_{-4}(21^{+7}_{-5})\%$

確実な BAL QSO のみ（全 17 天体）についての解析結果。括弧なしの値は解析サンプルにおける結果、括弧ありの値は統計サンプルにおける結果である。

A+B の C iv 吸収線いずれも低速度に向かうにつれてやや検出頻度が高くなる傾向が確認できる。ここで、全 68 の class A+B+C C iv 吸収線が各速度範囲に均等に分布していたとすると、 $10,000 \text{ km s}^{-1}$ あたり 8.5 本の検出が期待される（図中のシアンの点線）。放出速度 $0 \sim 30,000 \text{ km s}^{-1}$ の範囲では軒並みこの平均値を上回っているのに対し、 $30,000 \text{ km s}^{-1}$ 以上の範囲では $40,000 \sim 50,000 \text{ km s}^{-1}$ のビン以外で下回っていることが確認できる。同様に class A+B の C iv 吸収線についても $0 \sim 30,000 \text{ km s}^{-1}$ の範囲で $10,000 \text{ km s}^{-1}$ あたりの期待値（ ≈ 1.9 本、図中マゼンダの点線）を上回っている。Misawa et al. (2007) や Culliton et al. (2019) などの調査では本研究と同様に VLT/UVES あるいは Keck/HIRES の高分散分光データおよび部分掩蔽解析を用いて、しかし本研究とは異なり non-BAL クェーサーの観測視線上で intrinsic NAL の探査を実行しているが、これらの先行研究でも低速度域で class A+B+C および class A+B の C iv 吸収線の計数が増加する傾向が確認されている。本研究の結果において統計超過の多い $10,000 \sim 30,000 \text{ km s}^{-1}$ で class A+B+C の計数から class A+B の計数の差分を取ると、それぞれ 8 本（ $0 \sim 10,000 \text{ km s}^{-1}$ ）、10 本（ $10,000 \sim 20,000 \text{ km s}^{-1}$ ）、9 本（ $20,000 \sim 30,000 \text{ km s}^{-1}$ ）となり、全速度域における平均値の 8.5 本とほぼ一致する。したがって $v < 30,000 \text{ km s}^{-1}$ における全吸収線数の統計超過の主な要因が、この速度範囲の intrinsic NAL によってもたらされているものと解釈できる。

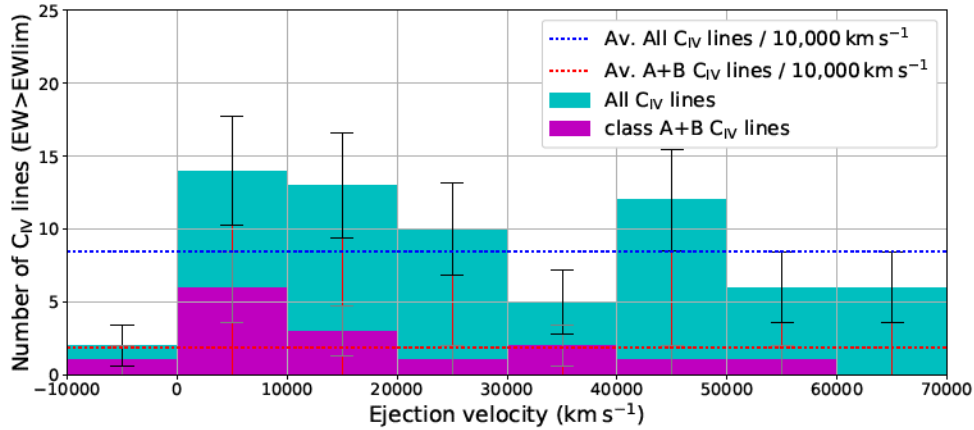


Fig. 4.4: 統計閾値を満たす C IV 吸収線系の放出速度についての頻度分布。縦軸が吸収線系の計数を、横軸が放出速度を表す。シアンのビンが class A+B+C、マゼンダのビンが class A+B の吸収線系の計数である。点線は 10,000 km s⁻¹ あたりの吸収線系の平均計数であり、シアンが class A+B+C について、マゼンダが class A+B に対応している。

4.3.3 C IV 吸収線の等価幅統計

高分散分光データ ($R \approx 40,000$) による吸収線解析が主流になる以前の、低分散 ($R \approx 1,000$) における吸収線統計では検出限界等価幅の値は $REW_{\min} \approx 0.3 - 0.6 \text{ \AA}$ (Weymann et al. 1979; Young et al. 1982; Foltz 1986; Vestergaard 2003) だが、高分散分光データを利用した本研究における検出限界等価幅は二重共鳴線の red member で $REW_{\min} = 0.075 \text{ \AA}$ と 1 桁ほど弱い吸収線の検出が可能となっている。本研究において統計閾値を満たす C IV 吸収線系の静止系等価幅（ここでは先行研究の結果と比較するために二重共鳴線の blue member についての等価幅の値を用いている）の頻度分布をまとめたものを Fig. 4.5 に示す。図からは等価幅の小さい吸収線ほど検出頻度が増加する傾向が確認でき、 $REW < 0.3 \text{ \AA}$ のものは全体の $\approx 54\%$ 、 $REW < 0.6 \text{ \AA}$ のものは全体の $\approx 80\%$ を占める。等価幅の小さい吸収線ほど検出が増加する傾向は最近の高分散分光データに対する統計結果からも示唆される。Hasan et al. (2020) では 369 天体分の VLT/UVES および Keck/HIRES で取得された高分散分光データを利用することで、これまで統計調査が困難であった $REW < 0.3 \text{ \AA}$ の弱い吸収線に対しても敏感な大規模統計調査を実現している。彼らは $REW > 0.05 \text{ \AA}$ の C IV 吸収線サンプル全 1,268 本を用いて、静止系等価幅に対する吸収線個数分布関数 $n(REW)$ を調べている。それによると、分布関数の低等価幅部分 ($EW < 0.5 \text{ \AA}$) は $n(REW) \propto REW^{-0.9}$ のべき関数で再現され、従って弱い吸収線ほど計数が増え

るという結果が得られている。

さらに non-BAL クェーサーに対して本研究と同様の手法により intrinsic NAL の探査を行っている Misawa et al. (2007) および Culliton et al. (2019) でも同様に等価幅の小さい吸収線ほど計数が増えるという傾向が確認されている。前者では $\text{REW}_{\min} < 0.3 \text{ \AA}$ のものは全体の $\approx 70\%$ 、 $\text{REW}_{\min} < 0.6 \text{ \AA}$ のものは全体の $\approx 87\%$ という結果を得ており、後者では $\text{REW}_{\min} < 0.3 \text{ \AA}$ のものは $\approx 75\%$ という結果を示している。両者の結果は本解析結果に比べより $\text{REW}_{\min} < 0.3 \text{ \AA}$ の比率が大きくなっているが、これは検出限界等価幅の違いが一因である可能性も考えられる。Misawa et al. (2007) における統計調査の検出限界等価幅の値は C IV の blue member (5σ) で $\text{REW}_{\min} = 0.056 \text{ \AA}$ 、Culliton et al. (2019) における C IV 検出限界等価幅は blue member (5σ) で $\text{REW}_{\min} = 0.016 \text{ \AA}$ であり、いずれも本研究の検出限界等価幅 (red member [4σ] で $\text{REW}_{\min} = 0.075 \text{ \AA}$ ²) に比べてより弱い吸収線も検出可能である。本研究では光学的に明るいクェーサーを優先的にサンプリングしている両先行研究の結果と異なり、BAL クェーサーであることを最優先としているため光学的に暗いサンプルも含まれており、一部の S/N の低いサンプルの影響で統計閾値が低くなっている。class A+B+C (シアン) および class A+B (マゼンダ) とともに小さい等価幅を示す吸収線の計数が多いことから、intrinsic NAL の探査において検出限界等価幅の値 (これはすなわちサンプルクェーサーの S/N に依存する) は統計結果に大きく影響することが想定される。

²本研究では二重共鳴線の確実な検出を裏付けるために振動子強度の弱い (等価幅の小さい) red member に着目したが、先行研究同様に等価幅がより大きな blue member に着目した場合、より検出条件は緩くなる。

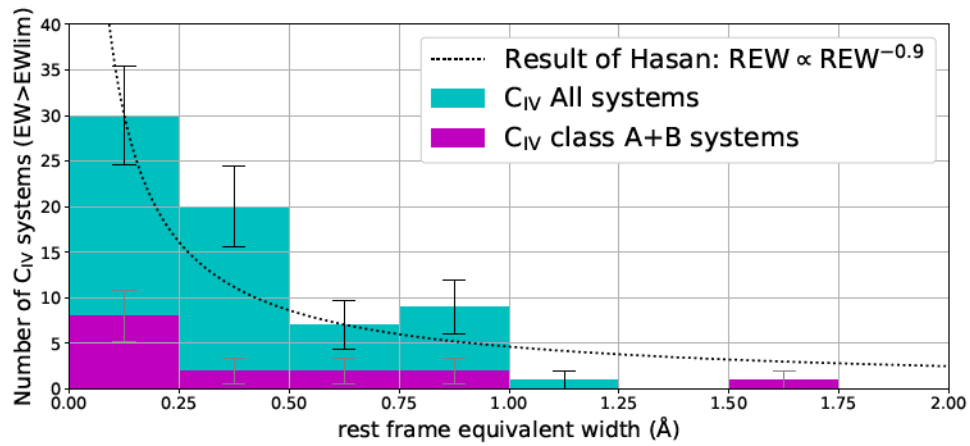


Fig. 4.5: 統計閾値を満たす C iv 吸収線系（本研究では相対速度 200km s^{-1} の範囲の吸収コンポーネント全てをまとめて一つの吸収線系としていることに注意）の静止系等価幅（blue member の等価幅）についての頻度分布。縦軸が吸収線系の計数を、横軸が静止系等価幅を表す。シアンのビンが class A+B+C、マゼンダのビンが class A+B の C iv 吸収線系の計数である。黒の点線は Hasan et al. (2020) によって得られた、静止系等価幅についての吸収線個数分布関数 ($n(\text{REW}) \propto \text{REW}^{-0.9}$) を本サンプルの吸収線計数でスケールリングしてプロットしたものである。

第5章 考察

5.1 BAL 視線上的における intrinsic NAL の分布傾向について

本研究では部分掩蔽解析により、BAL の観測視線上的においても $47^{+23}_{-15}\%$ の検出頻度で intrinsic NAL が存在することを確認した。この検出率は過去の non-BAL クェーサーにおける intrinsic NAL の検出頻度と無矛盾である。

部分掩蔽解析を用いた、non-BAL の観測視線上的における intrinsic NAL の大規模な探査結果は Misawa et al. (2007) および Culliton et al. (2019) がある。Misawa et al. (2007) では $2 \lesssim z_{\text{em}} \lesssim 4$ の光学的に明るい 37 の non-BAL クェーサーの観測視線上で intrinsic NAL の探査を行った結果、C IV で 32% (37 天体中 12 天体)、N V, Si IV の結果を含めると下限値として 54% (37 天体中 24 天体) という結果を得ている。他方 Culliton et al. (2019) の結果では $1.5 \lesssim z_{\text{em}} \lesssim 5$ の 73 の non-BAL クェーサーを対象に、C IV, N V および Si IV いずれかの intrinsic NAL を持つ比率の下限値を 38% と見積もっている。他にも同様に部分掩蔽解析による探査結果としては Simon, Hamann, & Pettini (2012) で同程度の検出率を導いている ($z \gtrsim 2.5$ の高赤方偏移クェーサー 24 天体に対して $v_{\text{off}} \approx 2,500 - 40,000 \text{ km s}^{-1}$ の範囲において C IV の intrinsic NAL が $\approx 37\%$)。Ganguly et al. (2013) では、これらの研究よりも低赤方偏移の吸収線 ($z_{\text{abs}} < 2.0$) に着目した調査が実施され、それによれば $0.9 < z_{\text{em}} < 2.0$ の赤方偏移範囲のクェーサーに対して 14 - 29%、 $z_{\text{em}} < 0.7$ のクェーサーに対しては 9 - 18% の検出頻度で intrinsic NAL が同定されている。また、Ganguly らの結果からは intrinsic NAL の検出頻度が赤方偏移に依存している可能性も示唆されている¹。

時間変動解析による統計調査では Wise et al. (2004) で 15 天体中 4 天体 ($\approx 27\%$) が $v_{\text{off}} < 5,000 \text{ km s}^{-1}$ に少なくとも 1 つの intrinsic NAL を持つという推定を得ている。また、Nestor et al. (2008) では他の研究結果より比較的小さな intrinsic NAL の検出頻度 ($v_{\text{off}} < 12,000 \text{ km s}^{-1}$ で $\approx 14\%$) を見積もっている。しかしながら、彼らの結果は低い波長分解能のデータである SDSS のスペクトル (分解能 $R \approx 1,400 - 2,000$) を用いた、吸収線の統計超過による手法であるため注意が必要である。これらの結

¹Ganguly et al. (2013) の調査は観測波長帯 (ハッブル宇宙望遠鏡を用いた紫外スペクトルに対する解析) および対象とするイオン (主要なイオンは N V や O VI など) といった条件が異なるため、単純な比較は妥当でないことも想定される。

果に基づくとキューサーの視線上で期待される intrinsic NAL の検出頻度の下限値は 15–55% ほどとなる。本研究における BAL の観測視線における結果 ($47^{+23}_{-15}\%$) はこれらの先行研究における結果と同程度であると言える。

アウトフローの角度依存モデルによる解釈に基づく、BAL/mini-BAL は降着円盤垂直軸に対し大きな傾きで観測した場合（すなわち降着円盤に沿う方向）に検出され、intrinsic NAL は軸に対して小さな傾き角で観測した際に検出されると理解される (i.e., Ganguly et al. 2001)。しかしながら本研究における結果は、intrinsic NAL が BAL の観測視線においてもそれ以外の観測視線と同程度に分布するという結果を示唆するものである。したがって、BAL と異なり intrinsic NAL として観測されるアウトフロー吸収体は角度依存性を持たずに分布すると考えられ、intrinsic NAL に対しては角度依存性のみで説明することはできないものと考えられる。

5.2 SDSS J121549.80-003432.1 $z_{\text{abs}} = 2.691$ intrinsic NAL の光源距離

ここまでの結果では、intrinsic NAL の角度方向の分布について議論した。以降では intrinsic NAL およびアウトフローの幾何学的モデルについてさらなる考察を進めるために動径方向の分布について議論を進める。

本研究で class A, B に分類された intrinsic NAL のうち、SDSS J121549.80-003432.1 (以下 J1215-0034 と表記する) の $z_{\text{abs}} = 2.691$ では C II λ 1335, Si II λ 1260 などの微細構造線の検出があった (Fig. 5.1 参照)。1.3.3 節で述べたように、Si⁺ や C⁺ などの最外殻電子が 3 つの場合のイオンは基底状態が $J = 1/2$ とそれよりわずかにエネルギーの高い $J = 3/2$ の 2 つの状態に微細構造分裂する。これらの微細構造線を使うことで吸収体の体積密度を推定することが可能となり、さらに光電離モデルの関係を利用すると吸収体までの光源距離を推定することが可能となる (i.e., Barlow, T. A., Hamann, F., & Sargent 1997; Hamann et al. 2001, Borguet et al. 2012, Chen et al. 2018)。光電離モデルでは、吸収体の電離状態を表す電離パラメータ U を導入する。電離パラメータ U は吸収体の水素体積密度 n_{H} に対する吸収体に降り注ぐ電離光子²数密度 n_{γ} の比率で定義される。ここで、吸収体に届く電離光子数密度はキューサーが放射する総電離光子数密度 $Q(\text{H})$ に対する逆二乗則に従うため、

$$U \leq \frac{n_{\gamma}}{n_{\text{H}}} = \frac{Q(\text{H})}{4\pi c n_{\text{H}} R^2} \quad (5.1)$$

の関係が成り立つ。すなわち光電離モデルは、吸収体に降り注ぐ電離光子数密度 $Q(\text{H})$ と吸収体の中性水素体積密度 n_{H} および電離パラメータ U 、吸収体と背景光源までの距離 R の間の関係を表す。

²中性水素を電離可能な 13.6 eV 以上（波長にして 912 Å 以下）のエネルギーを持つ光子。

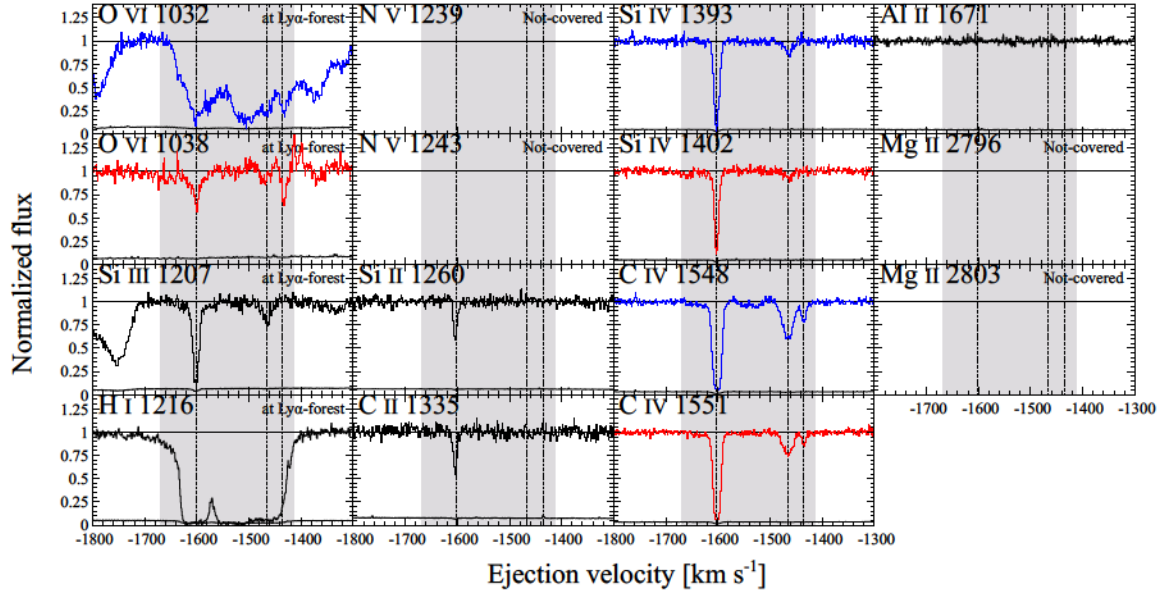


Fig. 5.1: J1215-0034 の $z_{\text{abs}} = 2.691$ 吸収線系の各イオンに対する速度範囲プロット。横軸はアウトフロー放出速度、縦軸は規格化されたフラックスを表す。表示している速度範囲はそれぞれのイオンについて $z_{\text{abs}} = 2.691$ ($v_{\text{ej}} \approx 1,600 \text{ km s}^{-1}$) の吸収線の検出が期待される領域である。灰色の網掛け領域は最も強い吸収であった $\text{Ly}\alpha$ の吸収幅を表し、破線は C IV の吸収コンポーネントの位置を示している。二重共鳴吸収線は blue member を青で、red member を赤でプロットしている。右上箇所に「Not-covered」の表示があるイオン (N V と Mg II) は検出波長域が観測波長範囲に該当しなかったため有無が不明のもの、「at $\text{Ly}\alpha$ -forest」の表示があるイオン (O VI , Si III , $\text{Ly}\alpha$) は検出範囲が $\text{Ly}\alpha$ -forest に該当するものである。 O VI , Si III , $\text{Ly}\alpha$ のイオンは $\text{Ly}\alpha$ -forest による吸収線の混在が懸念されるにも関わらず、いずれも C IV の吸収コンポーネントの箇所（点線の箇所）に合致する速度成分が存在することから検出は明らかである。 Al II については連続光不定性 3σ の範囲での検出はなかったが、低電離微細構造線である Si II と C II （いずれも基底状態）については明確な吸収構造が確認できる。

(5.1) 式より吸収体の光源距離 R を導く場合、中性水素体積密度 n_{H} が必要である。アウトフローや輝線領域などの電離状態の高いガス相ではヘリウム原子の電離によってもたらされる自由電子の効果も考慮に入れると $n_{\text{e}} \approx 1.2n_{\text{H}}$ の近似が成立するため、電子の体積密度を求めればよいことになる。電子密度は (1.40) 式の微細構造線の強度比から計算することができる。すなわち

$$n_{\text{e}} = n_{\text{cr}} \left[\frac{N_{\text{l}}}{N_{\text{u}}} \right] \frac{g_{\text{u}}}{g_{\text{l}}} \left[e^{-\Delta E/kT} \quad 1 \sqrt{\quad}^{-1} \right] \quad (5.2)$$

を利用する。(5.2) 式は (1.40) 式での微細構造の基底準位 (lower level) と励起準位 (upper level) の体積密度比 $n_{\text{l}}/n_{\text{u}}$ の部分を柱密度比 $N_{\text{l}}/N_{\text{u}}$ へ変更している。これは微細構造分裂による吸収が同じ吸収体によるものであるはずなので、吸収体のサイズに対する情報が共通であれば体積密度と柱密度の比が等しくなることを利用した。また、 $g_{\text{u}}/g_{\text{l}} = 2$ は両遷移間の統計的重率を表し、 ΔE は遷移間のエネルギー差 (例えば、NIST Atomic Spectra Database³ [Kramida et al. 2019] によれば C II⁴ と C II の間では $\Delta E = 63.42 \text{ cm}^{-1}$ である) を表す。

5.2.1 臨界密度 n_{cr} の値について

微細構造遷移間の臨界密度の定義は (1.39) 式より

$$n_{\text{cr}} = A_{\text{ul}}/q_{\text{ul}} \quad (5.3)$$

である。ここで、放射逆励起の確率 A_{ul} は J1215-0034 の intrinsic NAL 吸収線系で検出のあった Si II 及び C II の場合でそれぞれ $A_{\text{ul,SiII}} = 2.1 \pm 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 、 $A_{\text{ul,CII}} = 2.3 \pm 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ である (NIST Atomic Spectra Database より)。他方、衝突係数 q_{ul} は温度依存性を持つため定数として計算されておらず、代わりに先行研究で温度の依存性が調べられている。例えば、Tayal (2008a) の結果に基づくと $T \approx 10^4 \text{ K}$ ⁵ における C II の衝突係数 C_{fi} (記号が違うだけで q_{ul} と同じ衝突係数) は、

$$C_{fi} \approx 4.31 \times 10^{-8} [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}] \quad (5.4)$$

が得られる。また、Goldsmith et al. (2012) では $100 \text{ K} \approx 20,000 \text{ K}$ の間に限定して upper state から lower state の間の電子を相手とした場合の C II における衝突係数 R_{ul} (記号が違うだけで q_{ul}, C_{fi} と同じ衝突係数) の見積もりがなされており、それ

³<https://physics.nist.gov/asd>

⁴微細構造準位を持つ吸収線の表記では、励起状態準位による遷移に*をつけることで基底状態準位と区別する。

⁵ $T \approx 10^4 \text{ K}$ は UV 吸収体の代表的な温度である。

によると

$$\begin{aligned} R_{ul}(e^-) &= 8.7 \pm 10^{-8} (T_e/2000)^{-0.37} [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}] \\ &= 4.78 \pm 10^{-8} [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}] \end{aligned} \quad (5.5)$$

である。さらに最近の研究をまとめた [Draine \(2011\)](#) でも $T \approx 10^4 \text{K}$ における C II の衝突係数 $k_{10}(e^-)$ の見積もり（記号が違うが q_{ul}, C_{ul}, R_{ul} と同義）が行われている。その文中では

$$k_{10}(e^-) \ll 4.53 \pm 10^{-8} T_4^{-1/2} [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}] \quad (5.6)$$

が示されている。ここで、 T_4 は 10^4K で規格化された温度パラメータ ($= \frac{T[\text{K}]}{10^4[\text{K}]}$) である。ここで示した衝突係数の値を用いて $\text{C II}^*/\text{C II}$ の $T \approx 10^4 \text{K}$ における臨界密度の値を計算すると、いずれの場合も $\approx 50 \text{ cm}^{-3}$ となる。同様に $\text{Si II}^*/\text{Si II}$ についても [Tayal \(2008b\)](#) で調べられている衝突係数の温度依存性を用いることで $T \approx 10^4 \text{K}$ における臨界密度 n_{cr} の値が $\approx 1,600 \text{ cm}^{-3}$ となる。J1215-0034 で検出した微細構造線 C II , Si II はいずれも基底準位のものであるため、(5.1) 式および (5.2) 式に基づく光源距離の下限值（電子密度の上限値）を導くことになる。この場合、臨界密度が小さい C II を用いたほうがより強い制限を置くことができる。Fig. 5.2 に臨界密度が異なる3つの微細構造線 S IV ($n_{\text{cr}} \approx 56,000 \text{ cm}^{-3}$), Si II ($n_{\text{cr}} \approx 1,600 \text{ cm}^{-3}$), C II ($n_{\text{cr}} \approx 50 \text{ cm}^{-3}$) について、(5.1) 式と (5.2) 式から導いた微細構造線強度比と光源距離の関係を示す。なおここでは電離光子数密度 $Q(\text{H}) = 1.0 \pm 10^{57} \text{ s}^{-1}$ （積分光度⁶ $L_{\text{bol}} \approx 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ 相当の光学的に明るいクェーサーにおける電離光子数のオーダー）、電離パラメータ $U = 0.01$ （紫外光を吸収する電離ガスの一般的な電離パラメータのオーダー）を仮定している。この図から、励起状態のイオンによる微細構造線が検出されなかった場合、臨界密度が小さい C II がもっとも強い制限（光源距離に対するもっとも大きい下限値）を置くのに適していることが確認できる。よって本研究では C II を用いることにする。

5.2.2 電離光子数密度の推定

光源距離を概算するにあたって、電離光子数密度の推定が不可欠である。電離光子数はクェーサーから放射される光子のうち電離に寄与するものを積分することで、すなわち

$$Q(\text{H}) = \left[\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu \right] \quad (5.7)$$

によって計算することができる。ここで ν_1 は電離光子の振動数の下限であり、 $h\nu_1 = 13.6 \text{ eV}$ である。 L_{ν} は単位周波数あたりのクェーサーの光度である。よって電離光

⁶全波長（エネルギー）でフラックスを積分することで得られる放射の全エネルギーのことを積分光度 (bolometric luminosity) という。

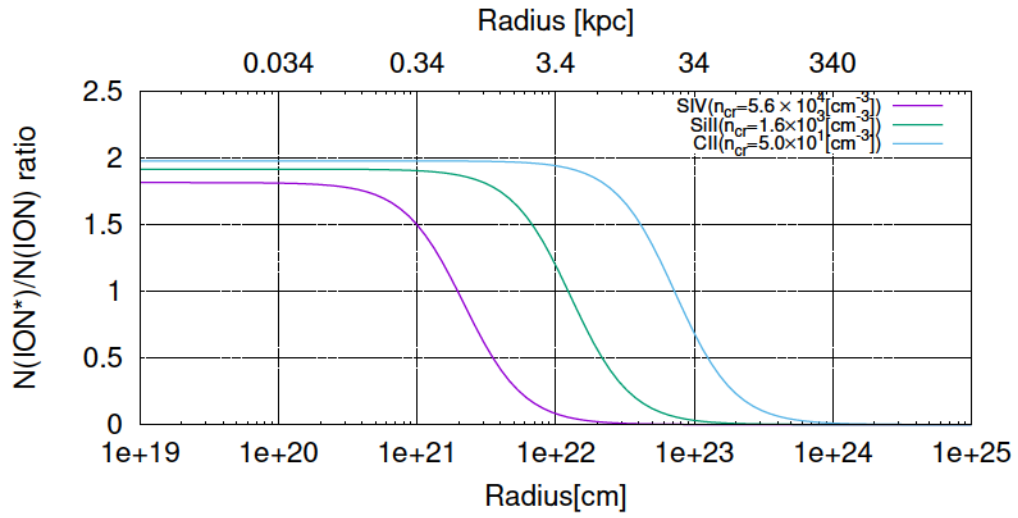


Fig. 5.2: 臨界密度が異なる3つのイオンについての微細構造線強度比と光源距離の関係。縦軸が微細構造線強度比、上（下）横軸がkpc（cm）を単位とした光源距離である。曲線はS IV（紫）、Si II（緑）、C II（青）の3つの微細構造線について(5.1)式と(5.2)式から導かれる微細構造線強度比と光源距離の関係である。光源距離に対して微細構造線強度比が敏感に変化する領域（曲線の立ち上がり部分）は臨界密度が小さい場合ほど、大きな光源距離にシフトする。したがって、光源距離の下限値（上限値）を制限する場合は臨界密度が小さい（大きい）微細構造線を利用することが望ましい。

子数密度は L_ν についてのモデル、すなわち SED (Spectral Energy Distribution) モデルに依存することとなる。しかしながら電離光子数の計算に必要な静止系 912 Å より短波長側の超過紫外領域 (Extreme-UV; EUV) 領域の SED は地上観測が難しい。例えば、高赤方偏移クエーサーの場合は Ly α -forest やライマン端⁷などの連続吸収の影響を顕著に受け正味の SED を推定しにくい領域でもある。実際の J1215-0034 の可視スペクトルデータの利用可能な短波長側は Ly α -forest の影響によって、静止系にして大体 1,200 Å ほどまでとなっている。そのため積分を実行し電離光子数密度を計算するためには、SED モデルを外挿する必要がある。AGN の SED モデルの推定で、伝統的に用いられているのは Mathews & Ferland (1987) の MF87 と呼ばれる SED モデルである。MF87 は EUV に該当する 300 – 600 Å 付近でフラットなピークを持つ UV-Hard なスペクトルを示す。しかし、Dunn et al. (2010) や Arav et al. (2013) で議論されているように MF87 は radio-loud な AGN を代表するものとなっている。他方、radio-quiet な AGN の場合は 912 Å 付近で鋭いピークを持ち、これより短波長側で X-ray 帯域にかけて単一のべき関数 (降着円盤からの黒体放射で再現されるべき関数) で滑らかに接続するような UV-Soft な SED で特徴付けられる。J1215-0034 も { < 1.76 の radio-quiet なクエーサーである (Table. 3.1 参照) ので SED の推定は Arav らが議論したような UV-Soft SED を用いることにする。

J1215-0034 の SED を再現する際には、Lusso et al. (2015) によって与えられている近紫外 (Near-UV; NUV) から遠紫外 (Far-UV; FUV) にかけての領域 (すなわち 912 – 3,000 Å) のスペクトル指数 $\alpha_{\text{UV}} = 0.61$ を採用した。Lusso et al. (2015) では光学的に明るい ($m_g < 18.5$) かつ高赤方偏移 ($2.3 < z_{\text{em}} < 2.6$) のクエーサーに対して NUV, FUV および EUV 領域の平均的なスペクトル指数について調査している。なお、J1215-0034 の特性 ($z_{\text{em}} = 2.71$ および $m_g = 17.50$) は Lusso らのサンプルと概ね一致する。また、Lusso らは推定の困難な EUV 領域の SED の推定も成功しているものの、誤差の大きさや IGM による吸収の補正方法による不定性なども含めて、彼ら自身その結果に懐疑的である姿勢を一貫している。したがって本研究では Lusso らによる EUV のスペクトル指数は用いなかった。さらに J1215-0034 の X-ray 帯域のスペクトル指数は Martocchia et al. (2017) によってまとめられている、Chandra 衛星による観測結果から得られたものを利用した。すなわち $\alpha_X = 0.61$ であり、また X-ray 帯域のべき関数を J1215-0034 の光度でスケーリングするために必要な、可視-X-ray 間のスペクトル指数は $\alpha_{\text{OX}} = 1.62$ である。最終的に、J1215-0034 の光度でスケーリングした FUV および X-ray の SED モデルの間を滑らかにつなぐように EUV 領域のべき関数を外挿することで全体の SED モデルを作成した。J1215-0034 の SED モデルを Fig. 5.3 に示す。これに対し (5.7) 式の積分計算を実行することで、J1215-0034 の電離光子数密度を $Q(\text{H}) = 2.43 \pm 10^{57} \text{ s}^{-1}$ と見積もった。

⁷912 Å 以下の波長の光子は中性水素を電離可能 (束縛-自由遷移) である。したがってクエーサースペクトルの静止系 912 Å 以下の領域は銀河間・星間空間中の水素原子によって連続吸収を受ける

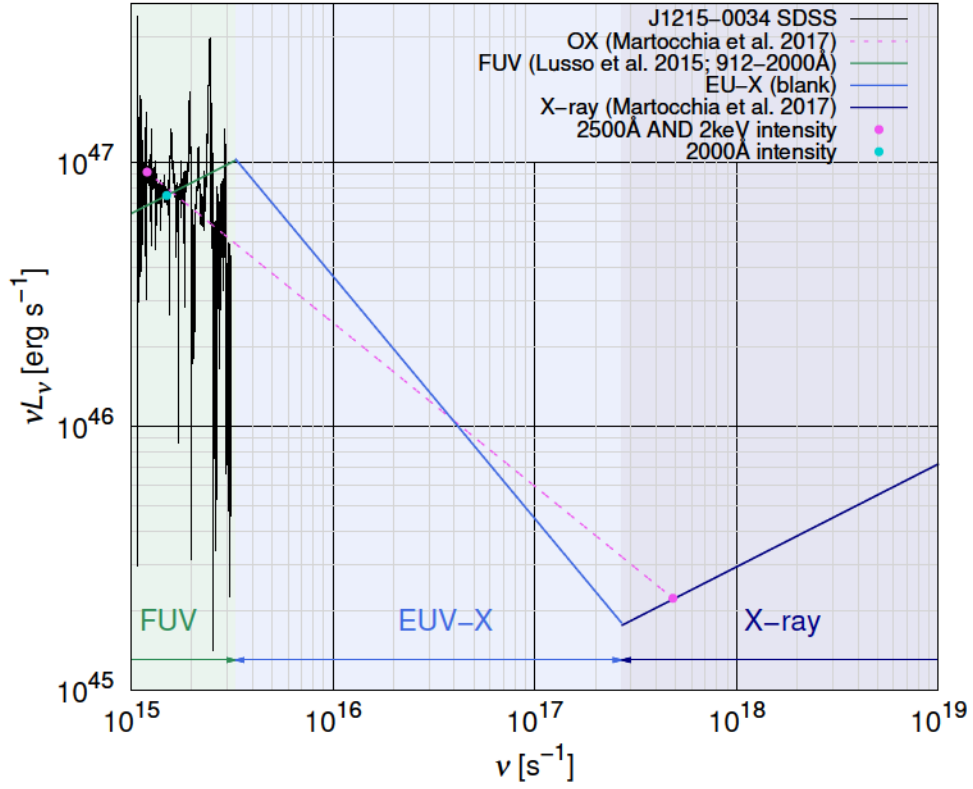


Fig. 5.3: J1215-0034 の SED モデル。横軸は周波数、縦軸は各周波数における単位時間あたりのエネルギーを表す。J1215-0034 の SDSS スペクトルを黒の実線で示している。SED モデルをスケールリングするために 2,000 Å における強度 (シアンの点) を利用した。マゼンダで示された点と破線は 2,500 Å と 2 keV の間の光度の比を表す (Martocchia et al. 2017 の値を利用)。緑、青および紺色の実線はそれぞれ FUV, EUV-X および X-ray 領域の SED モデルを表している。

5.2.3 電離パラメータ U の推定

光源距離を概算するには、電離パラメータ U も必要である。吸収線として検出されるイオンにはそれぞれ最適な電離状態が存在するため、吸収線として検出されたイオンの種類、特に電離レベルの異なる同種元素 (i.e., C II と C IV など) の存在比から電離パラメータの値を推定することができる。電離パラメータと吸収体中のイオンの存在量の間の関係については、Hamann (1997b) によって、光電離シミュレーションコード CLOUDY を用いて詳しく調べられている。電離パラメータとイオンの存在量の関係はキューサーの SED モデルにも依存するが、Hamann らはいくつかの代表的な SED に対して結果をまとめている。本研究ではそれらのうち最も J1215-0034 の SED に類似した EUV ($h\nu = 10^{1.4}$ eV) に単一のピークを持つ UV-Soft かつ $\alpha_{\text{OX}} = 1.6$ の SED モデルを仮定した場合の結果を用いる (Fig. 5.4 参照)。J1215-0034 の $z_{\text{abs}} = 2.691$ 吸収線系で検出された同種イオンによる吸収線の柱密度比は $N(\text{Si II}) / N(\text{Si IV}) \approx 0.19$ および $N(\text{C II}) / N(\text{C IV}) \approx 6.5 \pm 10^{-2}$ 程度であるので、これと Hamann の結果を参照することで $\log U \approx 2.0$ と見積もった。

5.2.4 電子密度および光源距離の計算結果

次に、C II 微細構造線の基底状態 C II 1335 と励起状態 C II* 1336 の柱密度比を計算した。これらの微細構造線のうち明確な検出があった基底状態 C II については既出の MINFIT によってモデルフィットを実行し、柱密度を $\log N_l(\text{cm}^{-2}) = 13.05$ と評価した。一方で検出が期待される波長域において明確な吸収構造を確認できなかった励起状態 C II* については、基底状態に対するフィット結果に基づいて、連続光不定性 1σ を吸収深さの上限値とするような吸収線のプロファイルを合成することで柱密度の上限値を $\log N_u(\text{cm}^{-2}) \geq 12.23$ と評価した。なお、合成に用いたフィットパラメータのうち吸収中心 z_{abs} およびドップラーパラメータ b は基底状態のフィット結果を固定値として利用し、柱密度のみをフリーパラメータとした。Fig. 5.5 に C II のモデルフィット結果と C II* の合成したプロファイルを示す。この結果から、微細構造線強度比を $N_u / N_l \geq 0.15$ と見積もり、ならびに電子密度の上限値を ($n_e \geq 4.1 \text{ cm}^{-3}$)、光源距離の下限値を $R \sim 141 \text{ kpc}$ と推定した。一連の計算結果をまとめた図を Fig. 5.6 に示す。

5.2.5 BAL による電離光子吸収の補正

BAL キューサーに対する光源距離の推定を行う上で生じる懸念が、BAL の強い吸収によって電離光子数密度を過大評価している可能性である。ここで利用した SED

ことになる。これによって生じるエッジをライマン端あるいはライマンブレイクという。

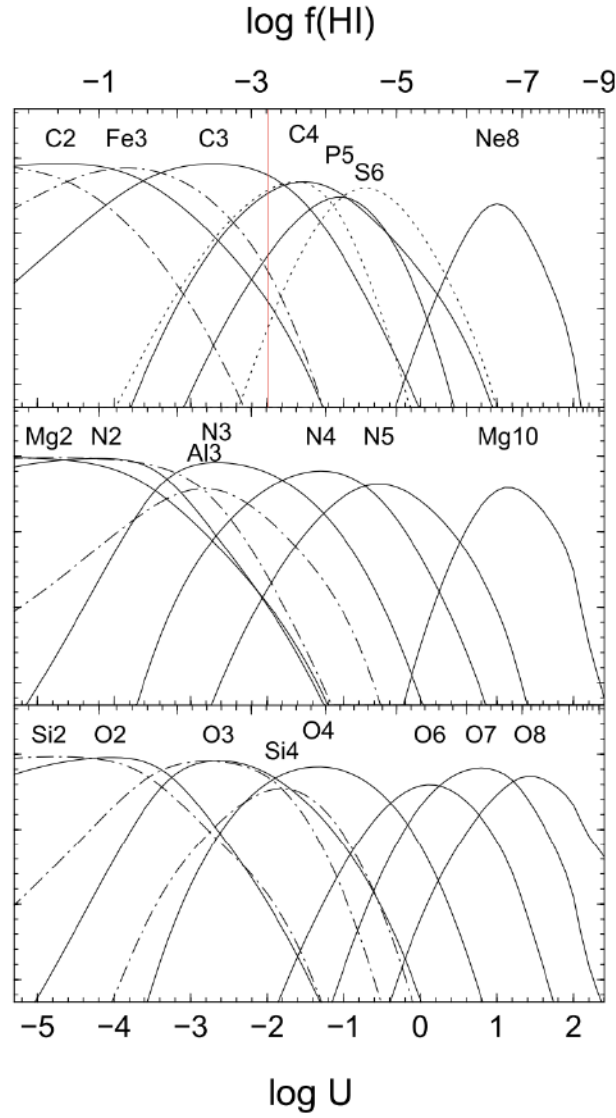


Fig. 5.4: Hamann (1997b) によってまとめられている電離パラメータ $\log U$ (下横軸) とイオンの相対存在比 (縦軸) の関係。それぞれの元素の最適な電離状態は電離パラメータに依存するため、同種元素の電離状態の異なるイオンの存在比から電離パラメータを推定することが可能となる。図中の赤線は J1215-0034 の $z_{\text{abs}} = 2.691$ の C II と C IV の存在比 (柱密度比) から推定される $\log U$ (≈ 2.0) の箇所を示す。C3 や C4 などの表記はそれぞれ C^{3+} や C^{4+} を表す。

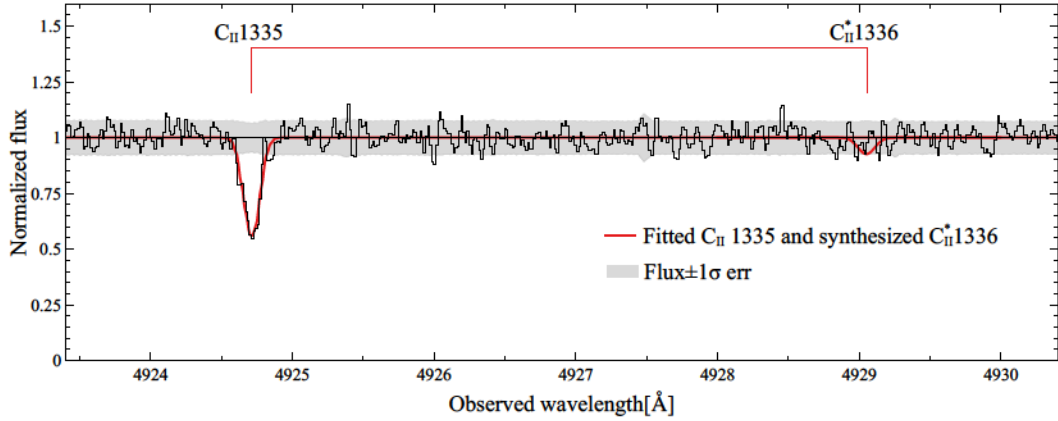


Fig. 5.5: J1215-0034 のスペクトルから検出された基底状態 C II 1335 吸収線と励起状態 C II* 1336 吸収線のプロファイル。横軸は観測者系波長、縦軸は規格化されたフラックスである。黒のヒストグラムは観測フラックスを表し、赤線の関数は C II 1335 のモデルフィット結果とそれを基に合成した C II* 1336 の 1σ 上限プロファイルを表す。灰色の網掛けは連続光不定性 1σ の範囲を表す。

モデルには、BAL による吸収の影響は考慮に入られていない。もし、 $\text{Ly}\alpha$ の BAL などによって 912 \AA より短波長の光子が事前に吸収されていた場合、実際に intrinsic NAL 吸収体に届く電離光子数密度はモデルによる推定よりも小さくなり、このとき求めた光源距離の値の下限値は過大評価していることになる。実際に J1215-0034 の BAL 吸収線系は C IV, Si IV, N V などの金属以外にも中性水素である $\text{Ly}\alpha$ による吸収も確認されている。そこで、電離光子の減光にもっとも影響することが想定される、BAL 吸収体中の中性水素の束縛-自由遷移における連続吸収（すなわちライマンリミット）によってどれだけ電離光子を吸収しているかを見積もった。ライマンリミットによる吸収の光学的厚さは静止系波長 912 \AA (λ_{912}) よりも短波長側で

$$\tau_{LL} = N_{\text{H}} \sigma_{\text{H}}^0 \left(\frac{\lambda}{\lambda_{912}} \right)^3 \quad (5.8)$$

で与えられる。ここで $\sigma_{\text{H}}^0 = 6.3 \pm 10^{-18} \text{ cm}^2$ はライマンリミットにおける中性水素の散乱断面積、 N_{H} は BAL における中性水素の柱密度である。このように実際にはライマンリミット連続吸収による光学的厚さは波長依存性を持つが、電離光子数の推定においては 912 \AA 付近の光子による影響が支配的なので、ここでは $\tau_{LL} = N_{\text{H}} \sigma_{\text{H}}^0$ と仮定して光学的厚さの上限値を計算した（この仮定は光源距離の下限値を与えることと無矛盾である）。この式からライマンリミットの光学的厚さを求めるためには、BAL 吸収体中の中性水素柱密度が必要ということになる。本研究では J1215-0034 の $\text{Ly}\alpha$ BAL から中性水素柱密度を推定するために、見た目の吸収深さから光学的厚さ

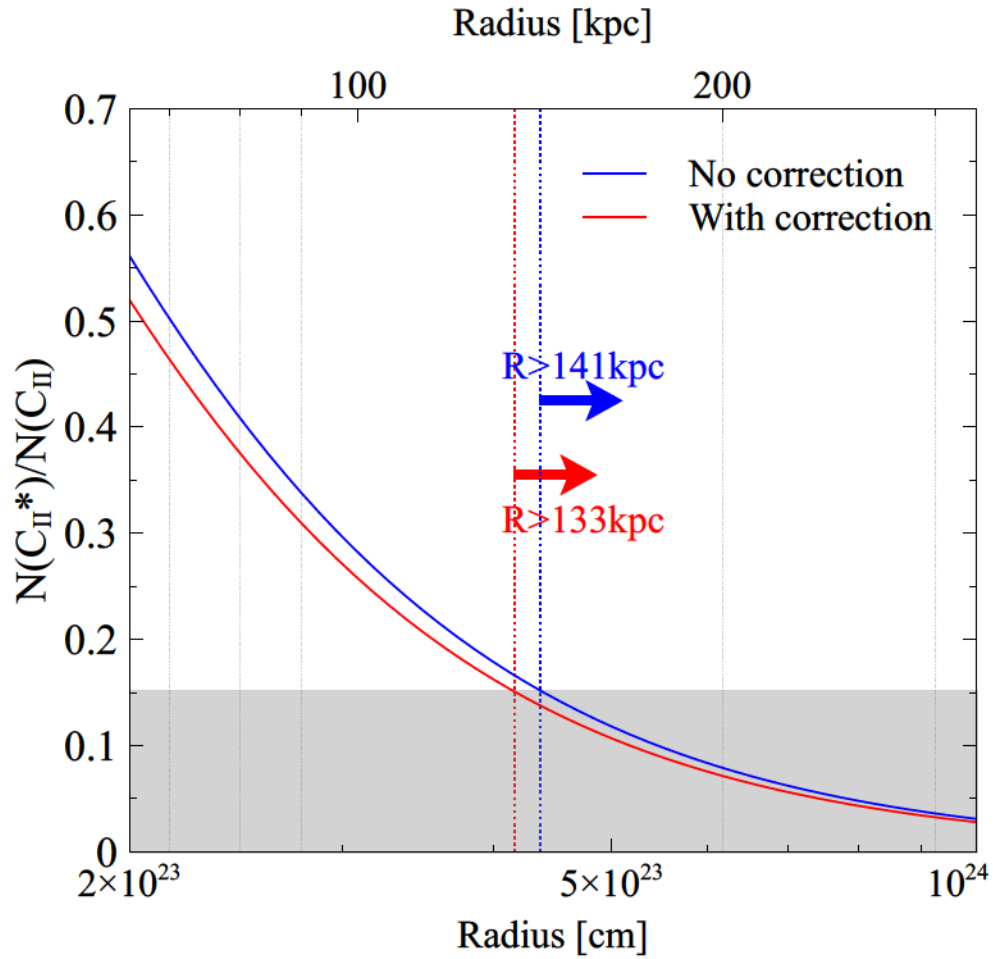


Fig. 5.6: J1215-0034 intrinsic NAL 吸収線系についての微細構造線強度比 (C_{II^*} と C_{II}) と光源距離の関係。下、上横軸はそれぞれ cm, kpc を単位とした光源距離を示し、縦軸は微細構造線強度比を示す。曲線はそれぞれ BAL による減光補正なしの関係 (青) と補正ありの関係 (赤) を表す。灰色の網掛け領域は $N(C_{II^*})/N(C_{II}) < 0.15$ を満たす領域を表し、光源距離は補正なしの場合で $R > 141$ kpc (青の点線)、補正ありの場合で $R > 133$ kpc (赤の点線) に制限できる。

および柱密度を見積もる手法である AOD 法 (apparent optical depth method; i.e., Savage & Sembach 1991) を利用した。AOD 法によれば特定の波長 (ピクセル) における吸収線の光学的厚さは

$$\tau_{a,\lambda} = \ln \left[\frac{I_0(\lambda)}{I_{\text{obs}}(\lambda)} \right] \quad (5.9)$$

である。ここで $I_0(\lambda)$ は連続光強度レベル、 $I_{\text{obs}}(\lambda)$ はフラックス強度の観測値である。さらに柱密度は

$$\log[N_a(\lambda)] = \log \tau_a(\lambda) - \log(f\lambda) + 14.576 \text{ [atoms cm}^{-2} \text{ (km s}^{-1}\text{)]} \quad (5.10)$$

から計算できる。数式中の $f\lambda$ はそれぞれ振動子強度と遷移波長 (静止系) を表す。J1215-0034 の Ly α BAL について個々のピクセルあたりの柱密度を (5.9) 式、(5.10) 式から計算し、それを波長方向に積分することで合計の中性水素柱密度を $\log N_{\text{H}}(\text{cm}^{-2}) = 16.10$ と見積もった。この結果を (5.8) 式に適用すると、概算したライマンリミット吸収の光学的厚さは $\tau_{LL} \approx 0.14$ となり、このことから得られる減光の比率は $\approx 10\%$ ほどである。この補正を加え、光源距離を計算し直すと $R \approx 133 \text{ kpc}$ となり、BAL による減光の影響を加味してもなおこの intrinsic NAL 吸収体が 100 kpc を上回る遠方に位置すること確認した。補正を加えた場合の光源距離と微細構造線の柱密度比の関係については Fig. 5.6 に赤線で示した。100 kpc という距離は母銀河の CGM に相当する距離になり、降着円盤付近から放出される典型的な輻射圧駆動アウトフローのスケール ($\approx 0.01 - 0.1 \text{ pc}$; e.g., Murray et al. 1995; Proga et al. 2000) を大きく上回るものである。他方 Wu et al. (2010) によれば、本研究と同様に部分掩蔽によって同定した intrinsic NAL の光源距離について、光電離モデルを利用した手法から 0.01 - 10 kpc と幅広い分布を示す可能性を示唆しているが、本研究の結果はさらに一桁大きい。

5.3 BAL 吸収体の光源距離

本研究のサンプル中で微細構造線を持つ intrinsic NAL は J1215-0034 のみであったが、微細構造線を持つ BAL は SDSS J024221.87+004912.6 と SDSS J143907.51-010616.7 (それぞれ以下 J0242+0049、J1439-0106 と表記する) で検出があった。本研究ではこれらの BAL についても同様の手法から光源距離の算出を試みた。

5.3.1 J0242+0049 の BAL の光源距離

J0242+0049 は $v \approx 18,000 \text{ km s}^{-1}$ の高速度な BAL と $v < 4,000 \text{ km s}^{-1}$ の低速度な BAL の 2 種類を持ち、同時に class A の intrinsic NAL の検出もあった (Fig.

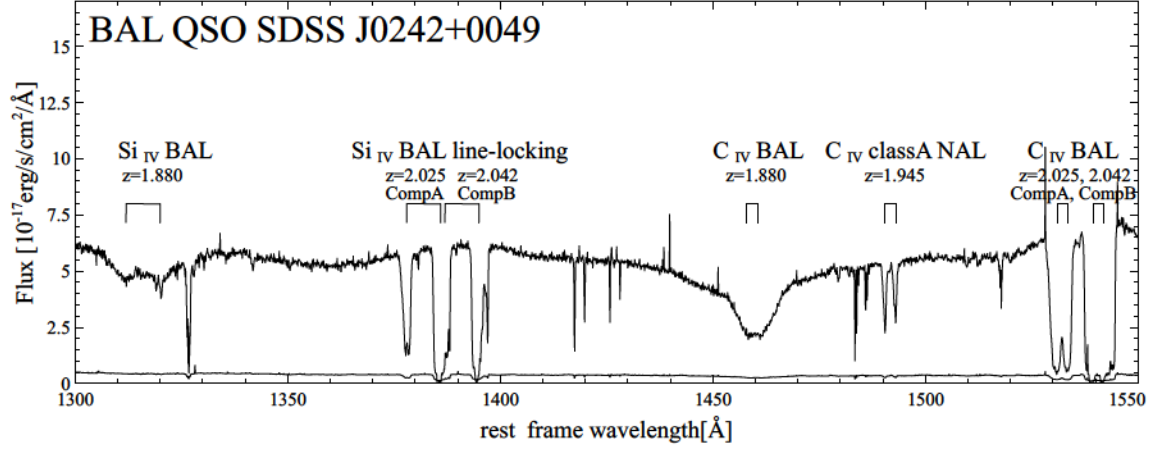


Fig. 5.7: J0242+0049 の分光データ (VLT/UVES、図は滑らかに表示するためビニングしている)。横軸はクエーサー静止系 ($z_{\text{em}} = 2.06$) における波長である。J0242+0049 は複数の intrinsic 吸収線が検出されているが、うち低速度な BAL ($z = 2.025, 2.042$) は微細構造線が付随する吸収線系である。なお、この吸収線系では Si IV では line-locking を示す。

5.7)。これらのうち低速度な BAL で微細構造線 Si II および C II の検出があった。J0242+0049 は radio-quiet クエーサーであるため、J1215-0034 の場合と同様に UV-Soft な SED を合成し、電離光子数密度を計算した結果 $Q(\text{H}) = 5.64 \pm 10^{56} \text{ s}^{-1}$ と見積もった。また、J0242+0049 の BAL は Hall et al. (2007) によって詳しく調べられており、それによって低速度な BAL は Si IV で $z = 2.025$ (以下 CompA と呼ぶ) と $z = 2.042$ (以下 CompB と呼ぶ) のコンポーネントで line-locking を示すことが確認されている。CompA では C II、CompB では Si II、C II 微細構造線を持つことを確認した (Fig. 5.8、Fig. 5.9)。CompA については Si 系列では Si IV のみの検出だったが、C 系列では C II、C IV の明確な検出があったため、C II/C IV の柱密度比から $\log U \approx 2.0$ と見積もった。他方、CompB については C IV が完全に吸収が飽和しており MINFIT によるモデルフィットが困難なため、飽和していない Si II/Si IV の柱密度比から $\log U \approx 2.2$ と見積もった。なお、CompB の Si IV の blue member は CompA との line-locking によるブレンドで正確な柱密度の評価が困難なため red member を用いて評価した。

次に、微細構造線に対するモデルフィット結果から光源距離を算出した。CompA の場合のモデルフィット結果を Fig. 5.10 (左) に示す。C II λ 1335 の柱密度は $N_l = 3.63 \pm 0.58 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 、C II* λ 1336 の柱密度は $N_u = 8.12 \pm 0.75 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ となり、柱密度比は $N_u / N_l \approx 2.23$ (誤差を考慮に入れると 1.75 – 2.91 である) となる。しかしながら、(5.2) 式の物理モデル上、電子密度が無限の極限で $N_u / N_l \approx g_u / g_l = 2$ に漸近するため柱密度比が 2 を超えることは物理モデルの観点から容認されない。し

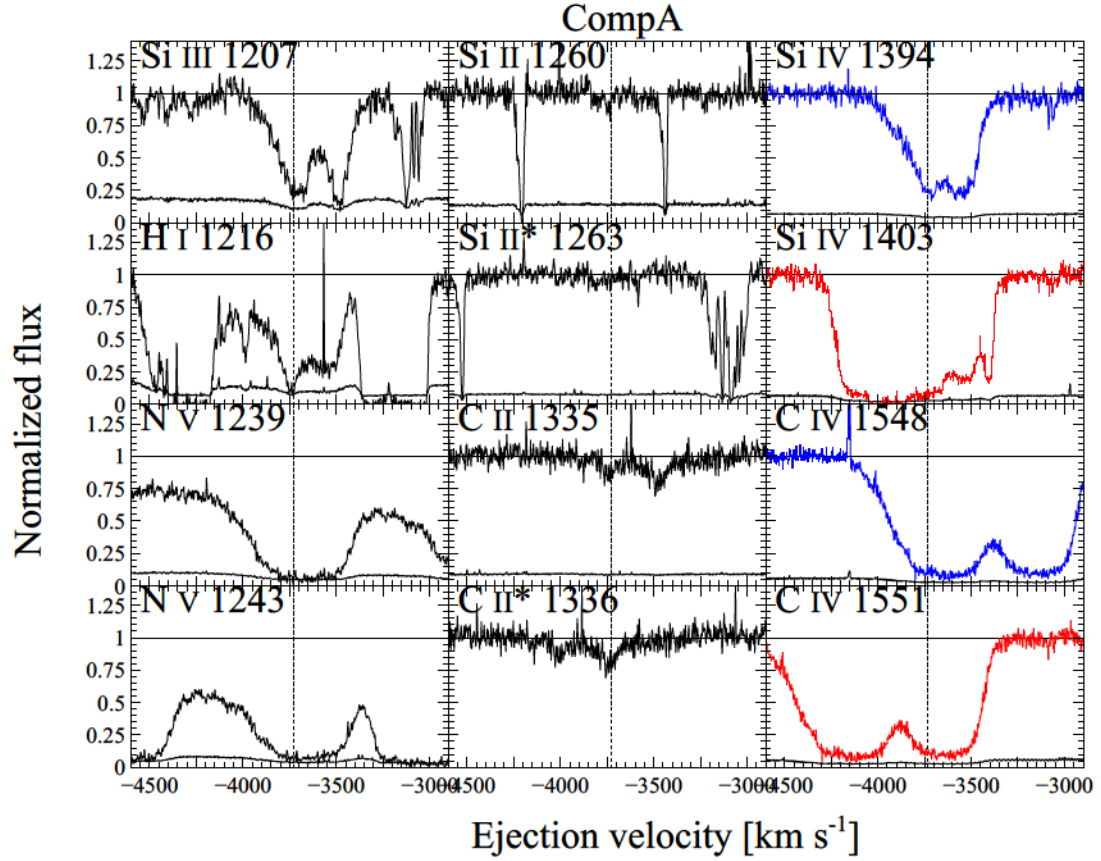


Fig. 5.8: J0242+0049 の CompA BAL 吸収線系の各イオンに対する速度範囲プロット。横軸はアウトフロー放出速度、縦軸は規格化されたフラックスを表す。表示している速度範囲はそれぞれのイオンについて CompA ($v_{\text{ej}} \approx 3,700 \text{ km s}^{-1}$) の吸収線の検出が期待される領域である。黒の破線は $\text{C II } \lambda 1335$, $\text{C II } \lambda 1336$ の微細構造吸収線の中心位置を示している。二重共鳴吸収線は blue member を青で、red member を赤でプロットしている。

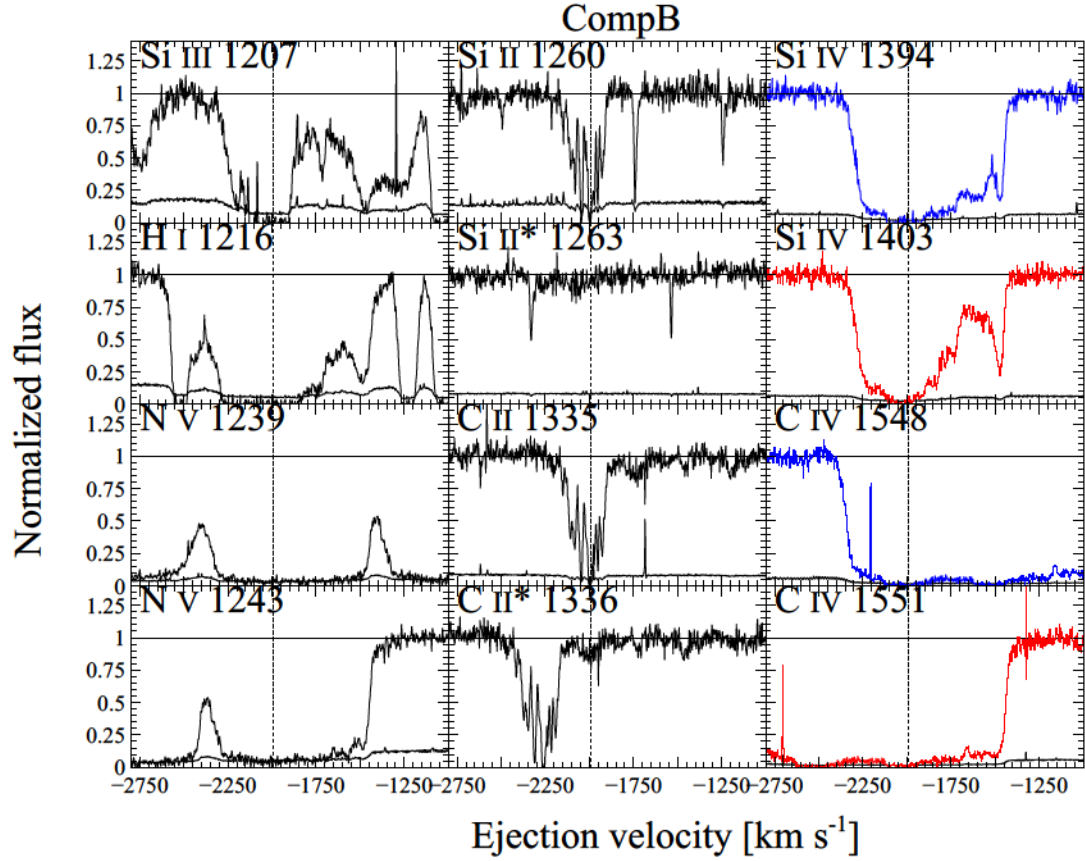


Fig. 5.9: J0242+0049 の CompB BAL 吸収線系の各イオンに対する速度範囲プロット。横軸はアウトフロー放出速度、縦軸は規格化されたフラックスを表す。表示している速度範囲はそれぞれのイオンについて CompB ($v_{\text{ej}} \approx 2,000 \text{ km s}^{-1}$) の吸収線の検出が期待される領域である。黒の破線は $\text{C II } \lambda 1335$ の微細構造線を中心位置を示す。二重共鳴吸収線は blue member を青で、red member を赤でプロットしている。

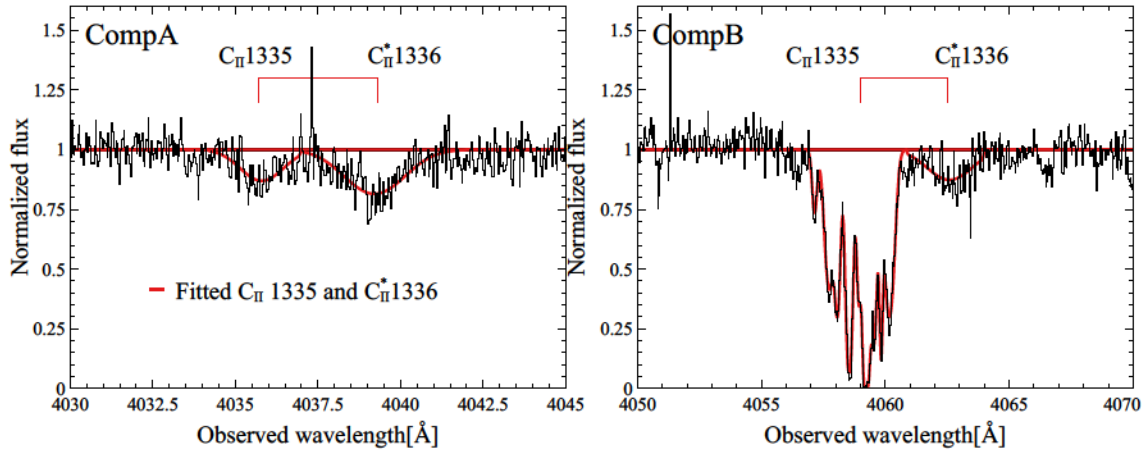


Fig. 5.10: CompA (左) と CompB (右) における C_{II}^*/C_{II} 微細構造線のモデルフィット結果。横軸は観測波長である。黒のヒストグラムは規格化された観測フラックスを、赤の曲線は $C_{II} \lambda 1335$, $C_{II}^* \lambda 1336$ それぞれの吸収線に対するモデルフィット結果を表す。CompB については基底状態では複数のコンポーネントが検出されたが、励起状態の吸収は相対的に極めて弱く、期待される波長域に分解可能なコンポーネントは検出されなかった。したがって CompB については、コンポーネント全体の総柱密度を計算し、計算を実行した。なお、CompB の $C_{II} 1335$ の検出が正しいことは $Si_{II} 1260$ との吸収プロファイルとの共通性から裏付けられる (Fig. 5.9 参照)。

たがって CompA については柱密度の誤差の値から柱密度比が最小値をとるような値 (すなわち $N_u / N_l \approx (8.12 - 0.75) / (3.63 + 0.58) = 1.75$) を利用し、それを下限値として光源距離の上限値を $R \geq 7.12$ kpc に制限した (Fig. 5.11、青のプロット)。

CompB の場合のモデルフィット結果を Fig. 5.10 (右) に示す。 $C_{II} \lambda 1335$ の柱密度は $N_l = 9.65 \pm 0.83 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 、 $C_{II}^* \lambda 1336$ の柱密度は $N_u = 5.37 \pm 0.75 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ となり、柱密度比は $N_u / N_l \approx 5.6 \pm 0.9 \times 10^{-3}$ となる。この場合の光源距離の値は $R = 464 \pm 37$ kpc である (Fig. 5.11、赤のプロット)。ここで注意しなければならないのが、CompB については $C_{II} \lambda 1335$ の吸収強度を ($C_{II}^* \lambda 1336$ に比べて) 過大評価している可能性である。微細構造線の基底状態 $C_{II} \lambda 1335$ の検出は Fig. 5.9 に示すように $Si_{II} \lambda 1260$ のプロファイルとの比較から明らかである。しかしながら、励起状態 $C_{II}^* \lambda 1336$ と明らかに差異があるため、 $C_{II} \lambda 1335$ には別のフェーズにあるガスが含まれている可能性がある。その場合、 $C_{II} \lambda 1335$ の柱密度を過大評価していることとなり、ここで求めた光源距離の値は上限値となる。よって本研究では CompB の光源距離の値 ($R = 464 \pm 37$ kpc) を上限値として扱うこととする。

本研究における光源距離の計算では、BAL 中の電離状態は一様なものと仮定して

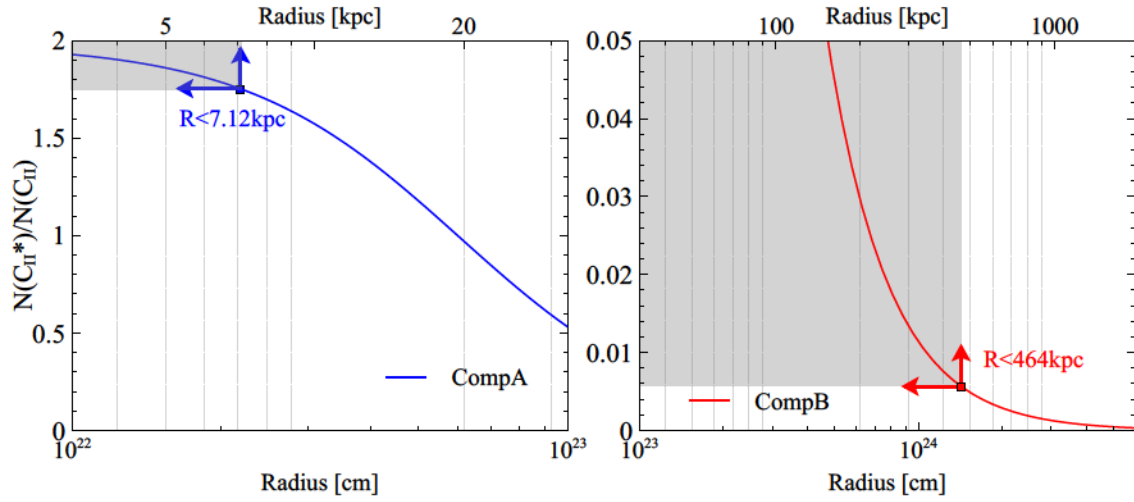


Fig. 5.11: J0242+0049 の CompA (左、青)、CompB (右、赤) に対する距離計算の結果。縦軸は微細構造線の柱密度比を、下横軸は cm を単位とする距離を、上横軸は kpc を単位とする距離を表す。図中の曲線は光電離モデルおよび微細構造線についてのモデルを微細構造線強度比と光源距離 R について整理したもの、四角のプロットは光源距離の計算結果を表す。また、それぞれ微細構造線強度比の下限値とそれに対応する光源距離の範囲を灰色の網掛けおよび矢印で図示している。

計算しており、また光学的に厚い BAL に対して電離光子が自己遮蔽される影響については考察しておらず、この点で不定性が残されている。特に CompB の場合は、微細構造線 $C II \lambda 1335$ と $C II^* \lambda 1336$ とで吸収線のプロファイルが異なっていたのと同様に、 $Si II$ や $C II$ などの低電離イオンによるものと、 $N V$, $Si IV$ や $C IV$ など高電離イオンによるものとは形状が大きく異なる。前者が多数の細い成分で構成されたプロファイルを示しているのに対し、後者は滑らかに広がったプロファイルを示しており、吸収体が電離状態や体積密度などが異なる複数のガス相で構成されている可能性がある。その場合は、両者を共通の吸収体と仮定した光電離モデルによる電離パラメータ、電子密度および光源距離の概算結果は不定性が大きくなる。本研究ではそのような不定性の大きい条件下のもと、CompB の光源距離の上限値を $R \approx 460$ kpc と推定したが、現状では BAL 吸収体において $R > 100$ kpc の大きな光源スケールに位置するものの検出は報告されていない。しかしながらし CompB が $R > 100$ kpc に相当する BAL であった場合、CompB が低速度 ($v \approx 2,000$ km s $^{-1}$) な BAL であることを考慮すると、そのような > 100 kpc の遠方領域で母銀河内の物質との相互作用により減速されせき止められたアウトフロー (5.4.2 節参照) である可能性も考えられる。

また CompA、CompB は line-locking を示す吸収線だが、CompB が $R > 100$ kpc の遠方に位置する BAL であった場合、line-locking の解釈とも矛盾することとなる。

通常 line-locking は降着円盤近傍における強烈な輻射圧に関連しており、放出速度の小さい上流の吸収体が放出速度の大きい下流の吸収体へ照射される、加速に寄与する（相互作用する）光子を減光することで生じるとされる。しかしながら CompB が $R > 100$ kpc であった場合、line-locking を示す吸収線の相方（CompB）が非常に遠方に位置していること、放出速度が大きい CompA がアウトフロー上流に、放出速度が小さい CompB がアウトフロー下流に位置することを示唆するという点で通常の line-locking の示唆と矛盾することとなる。したがって CompB が $R > 100$ kpc に位置する吸収体ならばこれらの BAL における line-locking は、line-locking ではなく偶然生じた吸収線同士のブレンドである可能性を示唆することになる。

5.3.2 J1439-0106 の mini-BAL の光源距離

J1439-0106 で検出された mini-BAL は Si II や Al II など電離状態の低いイオンでも検出されてる Lo-mini-BAL である。J1439-0106 の VLT/UVES で観測されたスペクトルデータを Fig. 5.12 に示す。J1439-0106 も radio-quiet なクエーサーであるため、UV-Soft な SED を合成し電離光子数密度を $Q(H) = 1.34 \pm 10^{56} \text{ s}^{-1}$ と見積もった。J1439-0106 の mini-BAL は Si IV に対するフィッティングから $z = 1.804$, $z = 1.806$, $z = 1.807$ （それぞれ以下 CompC, CompD, CompE と呼ぶ）の 3 つのコンポーネントが検出された（Fig. 5.13）が、これらのうち Si II 微細構造線の検出があったのは CompC と CompD のみである（Fig. 5.14）。J1439-0106 の場合、C II λ 1335 は波長範囲外なため検出の有無は不明だが、Si II λ 1527 と Si II* λ 1533 で明確な検出があった。したがって Si II/Si IV の柱密度比から CompC については $\log U \approx 2.6$ 、CompD については $\log U \approx 2.4$ と見積もった。

次に、微細構造線に対するモデルフィットから光源距離を算出した。算出結果をまとめた図を Fig. 5.15 に示す。CompC の場合、Si II λ 1527 の柱密度は $N_l = 2.75 \pm 0.37 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 、Si II* λ 1533 の柱密度は $N_u = 1.91 \pm 0.37 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ となり、柱密度比は $N_u / N_l \approx 0.69 \pm 0.12$ となる。この場合の光源距離の値は $R = 4.06 \pm 0.55$ kpc である（Fig. 5.15、青のプロット）。CompD の場合、Si II λ 1527 の柱密度は $N_l = 5.89 \pm 0.93 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 、Si II* λ 1533 の柱密度は $N_u = 2.31 \pm 0.44 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ となり、柱密度比は $N_u / N_l \approx 0.36 \pm 0.09$ となる。この場合の光源距離の値は $R = 5.02 \pm 0.77$ kpc である（Fig. 5.15、赤のプロット）。J1439-0106 の Lo-mini-BAL についての光源距離の概算結果は近年のアウトフロー距離計算結果と無矛盾である（次節参照）。

本研究における光源距離の推定では、J1439+0106 のケースにおいては同一視線上に存在する BAL 吸収成分のうち放出速度が小さいもの（compD）ほど近傍に存在するという結果を得た。さらに光源距離の上限値のみを見積もった J0242+0049 のケースでも放出速度が小さい compB の方がより大きな上限値となっており、傾向と

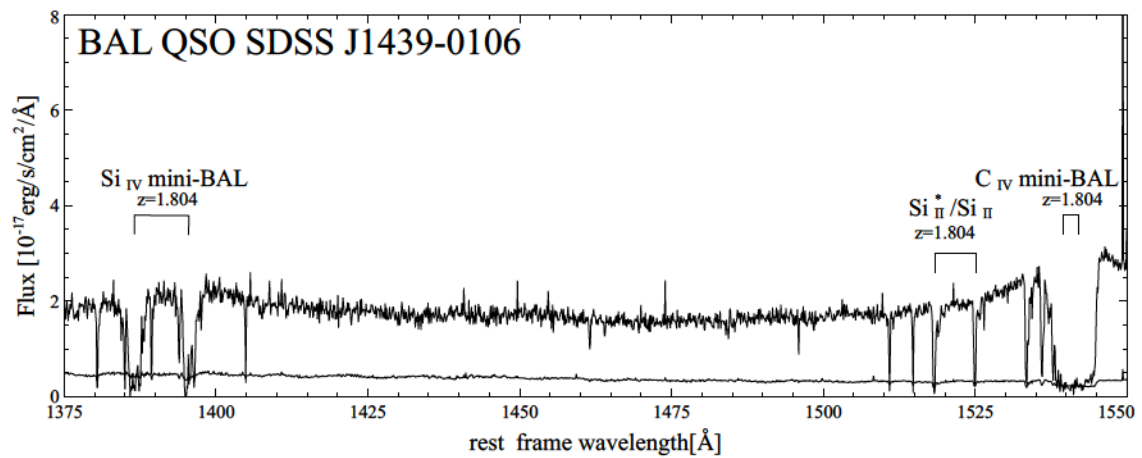


Fig. 5.12: J1439-0106 の分光データ (VLT/UVES、図は滑らかに表示するためビニングしている)。横軸はクエーサー静止系 ($z_{\text{em}} = 1.82$) における波長である。スペクトル中の mini-BAL は C IV, Si IV の他に Si II* 1533 / Si II 1527 の検出がある。

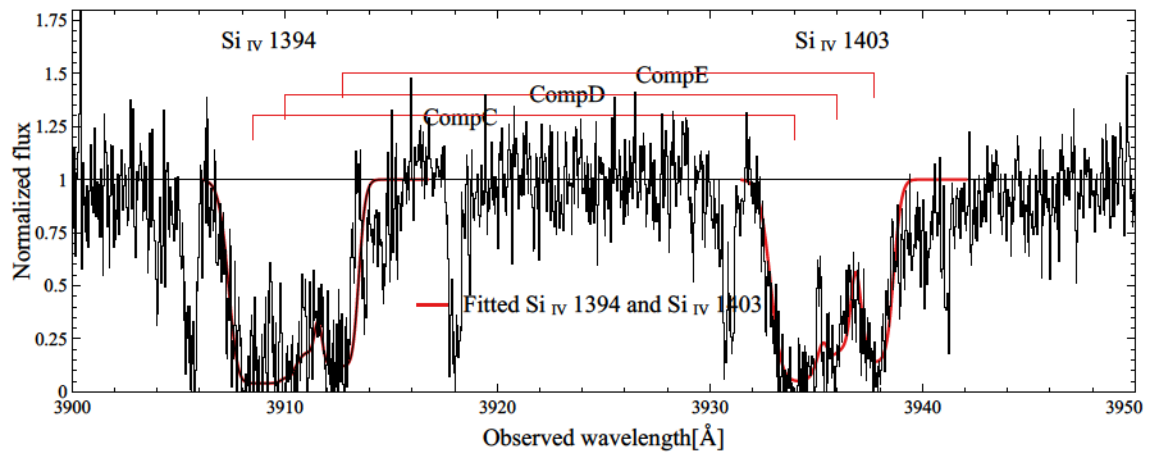


Fig. 5.13: J1439+0106 の mini-BAL 中の Si IV $\lambda\lambda$ 1394, 1403 に対するモデルフィット結果。横軸は観測波長である。黒のヒストグラムは規格化された観測フラックスを、赤の曲線は Si IV $\lambda\lambda$ 1394, 1403 それぞれの吸収線に対するモデルフィット結果を表す。吸収領域からは 3 つの吸収成分が検出された (それぞれ CompC, CompD, CompE)。

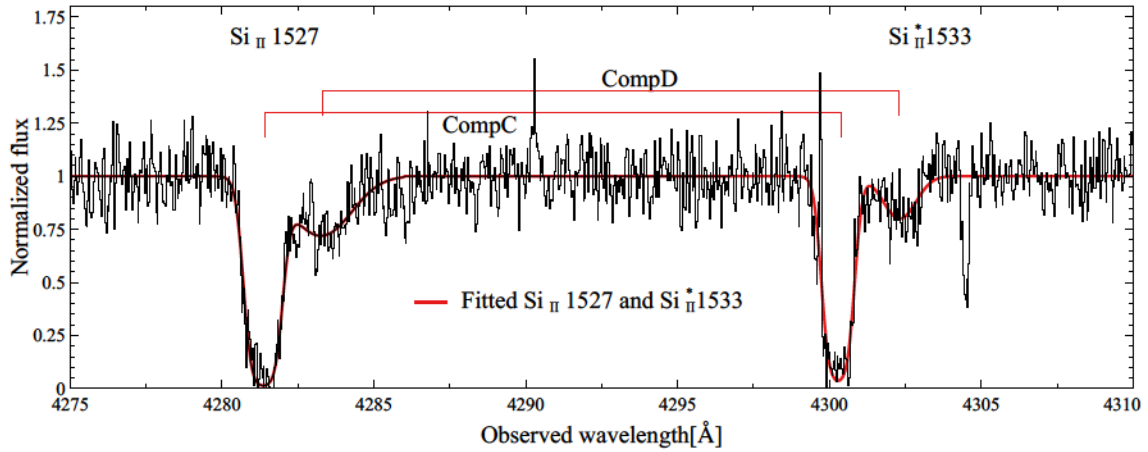


Fig. 5.14: J1439+0106 の mini-BAL 中の $\text{Si II}^*/\text{Si II}$ 微細構造線に対するモデルフィット結果。横軸は観測波長である。黒のヒストグラムは規格化された観測フラックスを、赤の曲線は $\text{Si II } \lambda 1527$, $\text{Si II}^* \lambda 1533$ それぞれの吸収線に対するモデルフィット結果を表す。吸収領域からは CompC, D に対応する 2 つの吸収成分が検出され、それぞれに対して柱密度比の評価および光源距離の推定を行なった。

しては矛盾しない。まだ統計的には不十分な結果ではあるものの、同じ流線上に存在するアウトフローでは放出速度が小さいものほど近傍に存在するという傾向がある可能性が考えられる。最後に Table. 5.1 に、J1215-0034 の intrinsic NAL に対する結果を含め本研究で概算した intrinsic 吸収体への光源距離の概算結果をまとめる。

5.3.3 先行研究における BAL アウトフローの光源距離

本研究で計算した intrinsic NAL および BAL の距離は、理論モデルなどで示唆される輻射圧によって加速されるアウトフローの光源距離 (i.e., $0.01 \sim 1\text{ pc}$) に比べるとかなり大きい。しかし最近の微細構造線と光電離モデルを利用した光源距離の概算結果に基づくと、多くの BAL/mini-BAL アウトフローの光源距離が $0.1 \sim 10\text{ kpc}$ に匹敵することが示唆されており (e.g., Moe et al. 2009; Dunn et al. 2010; Aoki et al. 2011; Arav et al. 2013; Borguet et al. 2013; Chamberlain & Arav 2015; Chamberlain et al. 2015; Xu et al. 2018)、中には 10 kpc を上回るものも報告されている (e.g., Hamann et al. 2001; Hutsemekers et al. 2004; Borguet et al. 2012)。最近の Arav et al. (2018) による比較的電離度の高い $\text{S IV}^*/\text{S IV}$ 微細構造線を用いた統計調査によれば、BAL のうちの $\sim 50\%$ が $0.1 \sim 1\text{ kpc}$ スケールに位置するという結果が報告されている。先行研究におけるアウトフロー吸収線の光源距離概算結果を Table. 5.2 に示す。微細構造線と光電離モデルを利用した手法においては、低電離イオン (e.g.,

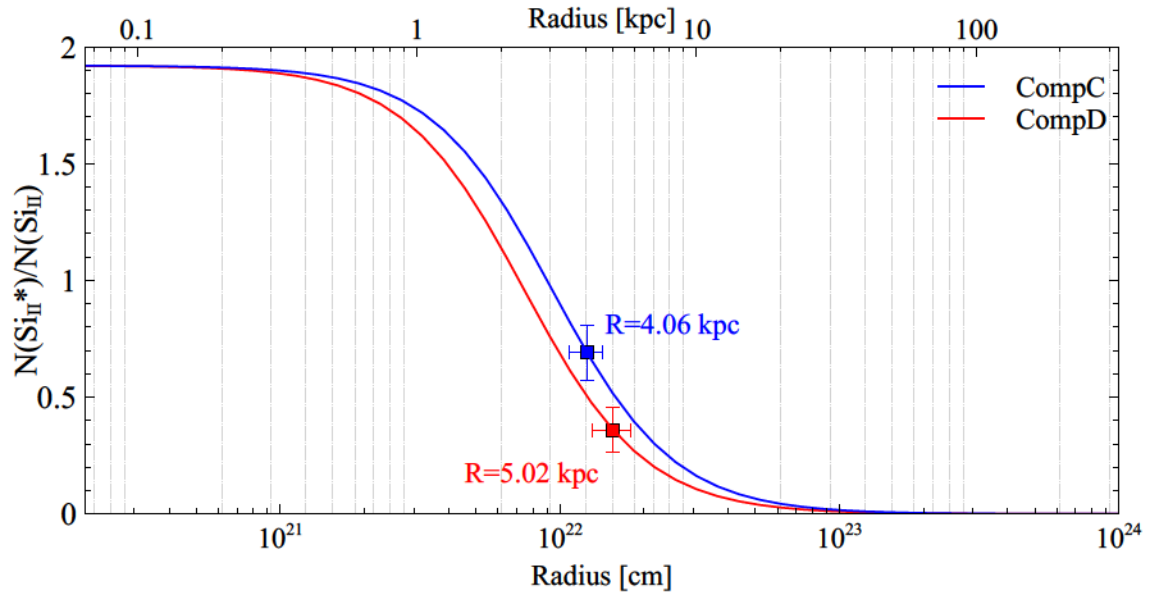


Fig. 5.15: J1439-0106 の CompC (青)、CompD (赤) に対する距離計算の結果 (CompC と CompD でモデルの曲線が異なるのは、それぞれの吸収コンポーネントの電離パラメータが異なることに起因している)。縦軸は微細構造線の柱密度比を、下横軸は cm を単位とする距離を、上横軸は kpc を単位とする距離を表す。図中の曲線は光電離モデルおよび微細構造線についてのモデルを微細構造線強度比と光源距離 R について整理したもの、四角のプロットは光源距離の計算結果を表す。CompC と CompD の光源距離は誤差の範囲内で同程度の結果となった。

Table. 5.1: 本研究における intrinsic 吸収線の距離概算結果

QSO	v_{ej} km s ⁻¹	line type ^a	ION ^b	n_e cm ⁻³	R kpc
J1215-0034	$\approx 1,600$	NAL	C II	≥ 4.12	~ 133
J0242+0049	$\approx 3,700$	BAL	C II	~ 377.9	≥ 7.12
	$\approx 2,000$	BAL	C II	$\sim 0.142 \bigcirc 0.023$	$\geq 464^c$
J1439+0106	$\approx 2,400$	mini-BAL	Si II	$983 \bigcirc 265$	$4.06 \bigcirc 0.55$
	$\approx 2,300$	mini-BAL	Si II	$404 \bigcirc 124$	$5.02 \bigcirc 0.77$

^a アウトフロー吸収線の種類。

^b 光源距離の概算に用いた微細構造線の種類。

^c CompB の概算結果については光電離モデルの適用が適切でない可能性があり、やや信憑性に欠ける。

Si II, C II および Fe II ⁸) を利用した場合は高電離イオン (e.g., S IV⁹) を用いた場合に比べて光源距離の見積もりが大きくなる傾向が確認できる。

他方、アウトフローの距離は、吸収線の時間変動に着目し、かつ変動の原因をアウトフローが観測視線を Keplerian motion に従って横切っているためであると仮定することで計算する手法もある。時間変動による手法では微細構造線と光電離モデルによる手法よりも比較的小さな光源距離を導く傾向にある (e.g., $R < 10$ pc; Moe et al. 2009; Capellupo et al. 2011; Rodriguez-Hidalgo et al. 2011; Muzahid et al. 2016; Moravec et al. 2017; McGraw et al. 2017)。

このような結果から、一見するとアウトフローの光源距離の計算結果には手法による依存性があるように見える。しかし、どちらかというとその手法を適用可能なサンプルの性質に依存すると解釈の方が自然である。例えば、微細構造線と光電離モデルを用いた手法であれば微細構造線の検出が必須である。特に観測者系における可視光で検出可能な微細構造線は Si II, C II および Fe II などであり、これらはいずれも低電離なイオンである。また光電離モデルを適用するためには豊富な種類のイオンの検出がある方が適しており、それには光学的に厚い吸収線の方が有利である。したがって低電離、光学的に厚いアウトフローは遠方に存在しやすいという可能性もある。一方で、時間変動による手法のサンプルには、吸収線にとって極めて特徴的な性質であるはずの時間変動が前提条件となっている。例えば、降着円盤近傍で強力な輻射圧を受けながら加速される吸収体は、ISM スケールに位置する吸収体に比べ時間変動を示しやすいものと解釈できるが、時間変動解析ではこのような近傍に存在する吸収体を代表してサンプリングしている可能性も考えられ

⁸Ionization potential; IP はそれぞれ 16 eV (Si II) , 24 eV (C II) , 16 eV (Fe II) である。

⁹IP=47 eV

Table. 5.2: 先行研究における、微細構造線と光電離モデルによる方法によって概算されたアウトフロー吸収線の光源距離についての結果。

QSO	v_{ej} km s ⁻¹	line type ^a	ION ^b	n_e cm ⁻³	R kpc,	ref ^c
3C191	$\approx 1,000$	mini-BAL	Fe II, Si II, C II (L)	≈ 300	≈ 28	1
SDSS J0011+0055	≈ 200	BAL	Si II, C II (L)	$\approx 1,000$	≈ 20	2
SDSS J0838+2955	$\approx 4,900$	BAL	Si II, Fe II (L)	$\approx 5,600$	≈ 3.3	3
SDSS J0318-0600	$\approx 4,200$	BAL	Si II, Fe II (L)	$\approx 2,000$	≈ 6 17	4
AKARI J1757+5907	$\approx 1,000$	BAL	Fe II, He I (L)	$\approx 6,300$	> 3.7	5
HE0238-1904	$\approx 5,000$	unknown	O IV (H)	$\approx 3.2 \pm 10^4$	≈ 1.7	6
SDSS J1106+1939	$\approx 8,300$	BAL	S IV (H)	$\approx 1.3 \pm 10^4$	≈ 0.32	7
SDSS J1206+1052	$\approx 1,400$	unknown	S III, N III (M)	$\approx 1,000$	≈ 0.84	8
SDSS J0831+0358	$\approx 10,800$	BAL	S IV (H)	$\approx 2.5 \pm 10^4$	≈ 0.11	9
SDSS J1111+1437	$\approx 1,900$	BAL	S IV (H)	$\approx 1,580$	≈ 0.84	10

^a アウトフロー吸収線の種類。unknown となっているものは可視光帯域の観測データが無いため、吸収線タイプが不明なものである。

^b 光源距離の概算に用いた微細構造線の種類。(H)/(I)/(L) は電離度が高い/中間の/低いイオンを表す。

^c 引用した文献名。1-Hamann et al. (2001), 2-Hutsemèkers et al. (2004), 3-Moe et al. (2009), 4-Dunn et al. (2010), 5-Aoki et al. (2011), 6-Arav et al. (2013), 7-Borguet et al. (2013), 8-Chamberlain & Arav (2015), 9-Chamberlain et al. (2015), 10-Xu et al. (2018) をそれぞれ表す。

る。また、Capellupo et al. (2011) によれば吸収が浅く、放出速度が大きい BAL は時間変動を示しやすいという傾向が確認されており、したがって光学的に薄く、高速度なアウトフローは時間変動解析によって小さな光源距離を導きやすいという可能性がある。Fig. 5.16 に先行研究で光源距離の計算結果が得られた BAL 吸収体について、アウトフロー速度および光源距離の関係を用いられた解析手法に着目してまとめたものを示す。

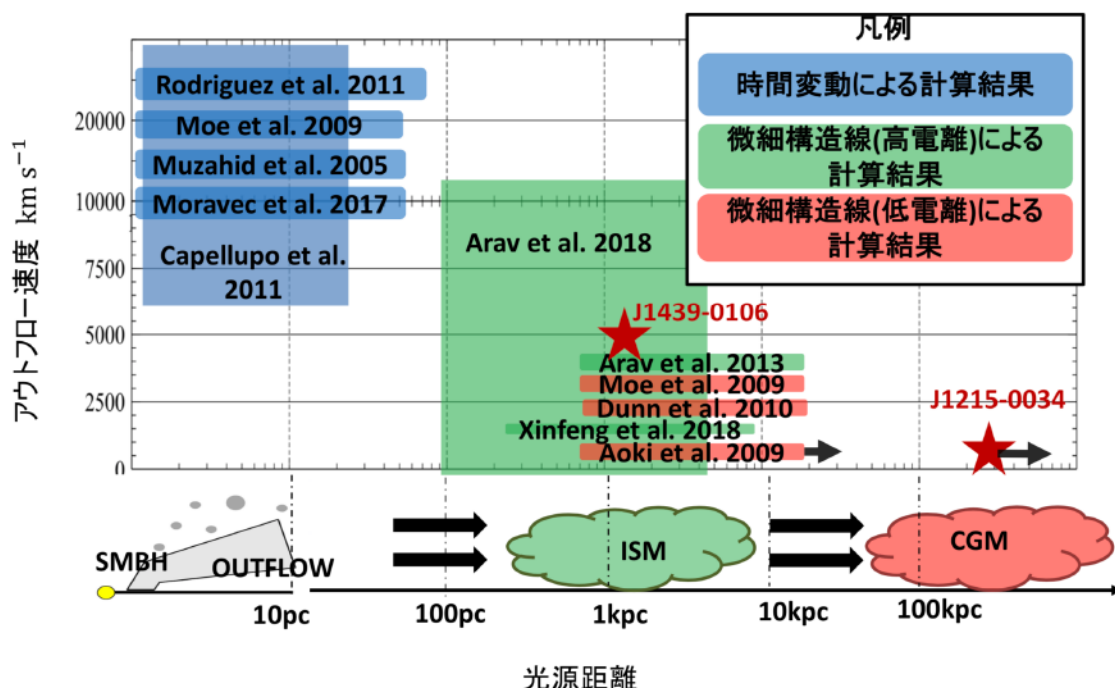


Fig. 5.16: 先行研究で光源距離の概算が行われた BAL 吸収体に対して、アウトフロー速度と光源距離および解析手法について整理した関係図。縦軸と横軸はそれぞれアウトフロー速度と光源距離を表す。関係図中におけるそれぞれの BAL 吸収体の分布は、実際に計算が行われた文献名で表示しており、それぞれの色の違いは手法の違いを表している。青で示しているものが「時間変動」を利用して計算を実行したもの、緑と橙はいずれも「微細構造線と光電離モデル」を利用したもので、それぞれ「高電離な微細構造線」と「低電離な微細構造線」によるものを示している。また、赤の星印は本研究で距離計算を実行した J1215-0034 の intrinsic NAL および J1439-0106 の mini-BAL における結果を示している (J0242+0049 については前述のように結果に大きな不定性があることが危惧されるためここでは省略した)。ここで示したように広い距離スケールに着目した場合、アウトフローの放出速度と光源距離分布および解析手法 (あるいは電離状態) にはある程度相関性がある可能性が示唆される。

5.4 Intrinsic NAL の起源について

5.4.1 高速度な intrinsic NAL の起源

放出速度が $v > 5,000 \text{ km s}^{-1}$ の高速度な intrinsic NAL は降着円盤近傍における輻射圧（トムソン散乱およびラインフォース¹⁰による輻射圧）によって加速される輻射圧駆動アウトフローであると考えられる。なぜなら、その大きな放出速度は銀河内部の回転・乱流の速度（ $< 1,000 \text{ km s}^{-1}$ ）やスターバースト（短期間における大質量星の大量形成現象）に起因する集合的な超新星爆発による銀河風（ $v \approx 100 - 1,000 \text{ km s}^{-1}$; e.g., [Hackman et al. 2000](#)）などのほかの要因では説明できないためである。[Simon, Hamann, & Pettini 2012](#) などの先行研究でも $v > 2,500 \text{ km s}^{-1}$ の intrinsic NAL の起源については輻射圧駆動のアウトフローによるものとして扱われている。

また、 $v > 5,000 \text{ km s}^{-1}$ の吸収線は、青方偏移によって BELR から十分に離れた波長域で検出されるため、背景光源は連続光源（すなわち降着円盤からの放射）のみの寄与となる。連続光源のサイズは BELR に比べ1桁ほど小さく $\approx 0.01 \text{ pc}$ 程度だが、部分掩蔽を示していた intrinsic NAL の吸収体サイズも連続光源と同程度の極めて小さいものであることが推察される。

降着円盤近傍で放出される intrinsic NAL の存在は輻射磁気流体シミュレーションに基づいた研究成果からも支持される。例えば [Ohsuga et al. \(2005\)](#), [Takeuchi et al. \(2013\)](#) や [Kobayashi et al. \(2018\)](#) などでは降着円盤とアウトフロー本流の境界付近における流体不定性（例えば Rayleigh-Taylor instability や Kelvin-Helmholtz instability など）がクランプ/フィラメント状のアウトフローを形成する可能性を指摘している。高速度な intrinsic NAL の起源は、降着円盤からの強い輻射圧によって加速された個々のクランプ/フィラメント状アウトフローとすると自然な解釈が可能である。

本研究では統計閾値を満たす intrinsic NAL をもつ 16 個の吸収線系のうち、 $v > 5,000 \text{ km s}^{-1}$ のものは 10 吸収線系で検出されており、比率にして 63% が高速度 intrinsic NAL に該当する。したがって少なくとも¹¹半数以上の intrinsic NAL は降着円盤近傍に存在する輻射圧駆動アウトフローに由来した吸収線であると解釈できる。

5.4.2 低速度な intrinsic 吸収体の解釈

低速度な intrinsic NAL の起源についても上述の輻射圧駆動アウトフローで解釈することは可能である。この場合はまだ輻射圧による加速が十分でないアウトフローの根元付近の吸収体であると考えらる。他方、Table. 5.2 に示したような母銀河ス

¹⁰金属元素による束縛-束縛遷移吸収に起因する輻射圧。紫外光におけるラインフォースはトムソン散乱による輻射圧に比べ効率よく吸収体を加速する。

¹¹ $v < 5,000 \text{ km s}^{-1}$ の低速度な吸収線の中にも、輻射圧駆動アウトフローでありながらも加速の程度が十分でないものが存在する可能性があるためここでの比率は下限値である。

ケールに匹敵する kpc \sim 10 kpc スケールの BAL の存在は、 $\approx 5,000 \text{ km s}^{-1}$ 未満（すなわち AAL に分類される）の低速度 intrinsic NAL の起源の解釈の観点からも極めて重要である。典型的なアウトフロー吸収線である BAL が kpc スケールにも位置することから、アウトフローは確実に遠方にまで拡散されているものと理解される。これらの研究例を踏まえると、もはやアウトフローは降着円盤近傍（0.1 \sim 10 pc）の輻射圧駆動アウトフローのみで解釈するのは困難である。このことについて理論研究からは Faucher-Giguère et al. (2012) や Anglés-Alcázar et al. (2016), Zeilig-Hess et al. (2020) などによって示唆が与えられている。これらの研究に基づくことで、遠方アウトフローは降着円盤近傍で加速されたアウトフローが遠方へ拡散される過程で母銀河内の物質（例えば ISM など）との相互作用によって形成された吸収体であるという解釈が確立されてきている。Table. 5.2 から確認できるように、kpc スケールに位置するアウトフローの放出速度は $\approx 5,000 \text{ km s}^{-1}$ 以下と軒並み低速度である。このことについては母銀河内の物質との相互作用によって速度を失ったものとして説明されている。すなわち低速度な母銀河スケールの吸収体についてもアウトフローと関連づけて解釈されるようになってきている。したがって本研究で同定した $v < 5,000 \text{ km s}^{-1}$ の低速度な吸収線については、(1). 加速が不十分な輻射圧駆動アウトフローによるものに加え、(2). 母銀河スケールのアウトフローの 2 つが候補としてあげられる。次節では 5.2 節で光源距離を概算した J1215-0034 から検出された低速度 intrinsic NAL の起源について考察する。

5.4.3 SDSS J1215-0034 から検出された intrinsic NAL の起源

5.4.3.1 J1215-0034 class B NAL; intrinsic 起源の可能性について

本研究で同定した intrinsic NAL のうち、J1215-0034 の $z_{\text{abs}} = 2.691$ については唯一微細構造線と光電離モデルを利用した光源距離概算が可能であり、その結果 $R > 133 \text{ kpc}$ という母銀河周辺環境に匹敵する遠方に位置することが分かった。

Fig. 5.17 に J1215-0034 の $z_{\text{abs}} = 2.691$ に対する解析結果を示す。部分掩蔽解析の結果はモデルフィットにより $C_f = 0.95 \pm 0.03$ となっており、これは pixel-bi-pixel による掩蔽率の評価と一致することから、本研究では class B に分類した。さらにこの吸収線は解析結果とは別に、吸収線のプロファイルからも部分掩蔽の可能性が示唆される。Fig. 5.17 の下段から確認できるようにこの二重共鳴線は blue member と red member の吸収深さが完全に等しく、5%の残留フラックスを残してフラットな吸収底部を示す。このような特徴は、吸収体が光学的に厚く、背景光源に対して掩蔽部分からの光子を完全に吸収する（すなわち吸収が飽和する）一方で、非掩蔽部分からの光子が残っている場合に起こり、**non-black saturation** と呼ばれる。non-black

saturation を示唆する NAL は稀だが、部分掩蔽を強く示唆する¹²観測的特徴である。

この吸収線系は放出速度が $\approx 1,600 \text{ km s}^{-1}$ であり、典型的な AAL でもある。AAL の起源は 1.4.4 節で挙げたように (1). $10^{-2} \text{ pc} \approx \text{pc}$ スケールのクエーサーアウトフロー、(2) クエーサー母銀河および周辺環境の吸収体 (i.e., ISM, CGM など)、(3). クエーサー周辺の銀河群などが挙げられる。Wild et al. (2008) によれば、 $v \geq 3,000 \text{ km s}^{-1}$ の AAL に分類される C iv 吸収線のうち 40%ほどが、(1) か (2) を起源にしているものと推定されている。J1215-0034 の intrinsic NAL の起源について、(3) は部分掩蔽の観点からは推奨されない。Lira et al. (2018) によれば C iv BELR 領域半径 (R_{CIV}) とクエーサー光度の関係式から J1215-0034 について $R_{\text{CIV}} = 0.12 \text{ } ^{+0.10}_{-0.10} \text{ pc}$ と見積もることが可能である。C iv 輝線上で部分掩蔽を示していたこの吸収線は背景光源である C iv の BELR のサイズと同程度以下であると推定されることから、この吸収線系が (3) のような $1 \sim 100 \text{ kpc}$ に及ぶサイズ (銀河団全体が単独の吸収体というわけでないが、それでも個々の銀河に付随する C iv 吸収体の大きさは kpc スケール程度であると考えられる) である介在吸収体を起源にしている可能性は低い。

また (1) については光源距離の概算結果から棄却される。本研究で見積もった $R > 133 \text{ kpc}$ という距離は典型的な輻射圧駆動アウトフローの距離 (i.e., $0.01 \approx 1 \text{ pc}$) と比べて明らかに大きい。したがって、J1215-0034 の intrinsic NAL の起源として有力なものは (2) のようなクエーサー母銀河やその周りの CGM などに関連した吸収体である。しかし、2.1 節でも述べたように CGM 自体の空間的広がり大きく、特に C iv などの電離状態の高いイオンでは吸収体が銀河中心部から $\approx 100 \text{ kpc}$ に渡って広がって分布することが想定されるため部分掩蔽を示すことは考えにくく、CGM そのものが起源である可能性は低い。考えられる可能性は CGM と指向性の高いアウトフローが相互作用して形成された小さなクランプ構造などである。上述したような、近年のアウトフローの距離概算結果に基づく ISM や CGM のような母銀河に付随する吸収体は、アウトフローにも関連している可能性が十分に考えられる。したがってアウトフローの観測的証拠である部分掩蔽を示しなおかつ $R > 133 \text{ kpc}$ という遠方に位置するこの吸収体の起源として、本研究では母銀河内の物質と相互作用を繰り返し、減速され、遠方に拡散されたアウトフローであると推察した。

5.4.3.2 J1215-0034 class B NAL; intervening 起源の可能性について

その一方で、J1215-0034 の intrinsic NAL については極めて特殊な事例となるものの、部分掩蔽を示しているにも関わらず intervening NAL である可能性についても議論することができる。なぜなら Fig. 5.18 に示すように、J1215-0034 の SDSS DR16

¹²non-black saturation の場合では、吸収深さの比率がそのまま掩蔽率になる。

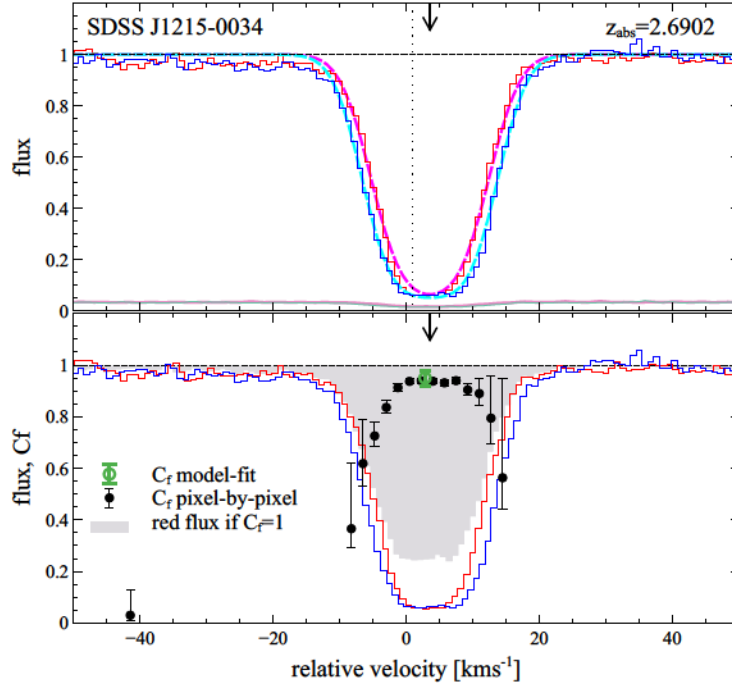


Fig. 5.17: J1215-0034 の $z_{\text{abs}} = 2.691$, C IV 吸収線に対するベストフィットモデル。横軸はフラックスについての重み付き平均から求めた吸収中心（縦方向の点線）に対する相対速度、縦軸は規格化されたフラックスと掩蔽率 C_f の値を示す。上側のパネルでは、青と赤のヒストグラムがそれぞれ二重共鳴線 blue/red member の観測フラックスを、シアンとマゼンダの曲線が blue/red member のモデルフィット結果を表す。パネル上部の矢印は MINFIT で同定したコンポーネントの中心を示す。パネル底部のヒストグラムはフラックスの 1σ エラーを示す。下側のパネルは掩蔽率の評価結果を示しており、白抜き緑丸がモデルフィットから算出した掩蔽率、黒丸が pixel-by-pixel によって評価した掩蔽率の値である。灰色の網掛けのプロファイルは $C_f = 1.00$ を仮定した場合に、C IV λ 1548 のプロファイルから推定される、C IV λ 1551 が取るべきプロファイルを示す。部分掩蔽吸収線の場合、red member の吸収深さは灰色の網掛け領域よりも深くなる。

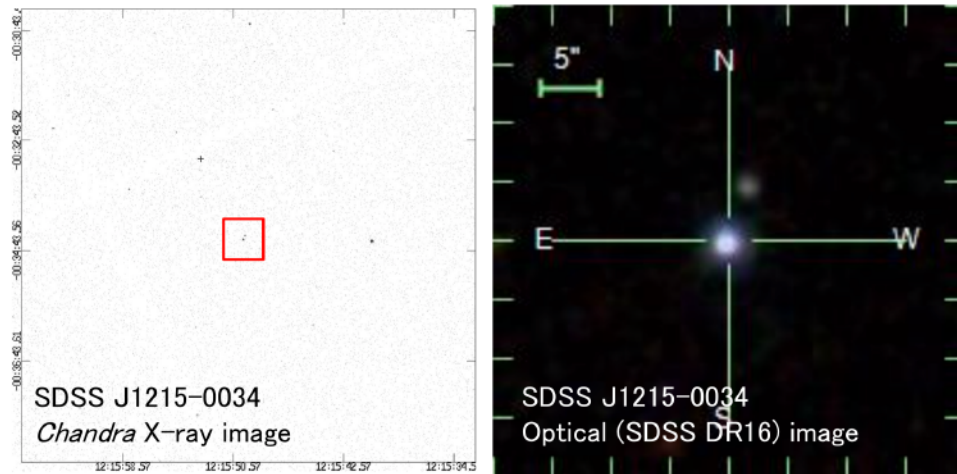


Fig. 5.18: J1215-0034 の撮像画像。左側が *Chandra* による X 線画像、右側が SDSS DR16 における可視光画像である。*Chandra* X 線画像中の赤枠は右図 SDSS 可視画像の画角に相当する領域を示す。いずれの画像にも J1215-0034 の北西の位置に点光源の存在が確認できる。

可視光画像および *Chandra* X 線観測衛星 (*Chandra* X-ray Observatory; CXO)¹³ による X 線画像にはいずれも、キューサーの 5 秒角北西の位置に点光源が確認されたためである。この点光源が J1215-0034 の intrinsic NAL と同程度の赤方偏移 ($z \approx 2.69$) に存在すると仮定し、離角を投影距離に概算すると ≈ 40 kpc ほどとなる。したがってもしこの点光源がキューサーに対して $z \approx 2.69$ の前景に存在する暗い AGN であったとすると、J1215-0034 の $z \approx 2.69$ の吸収線の起源は前景の AGN から放出されたアウトフローが J1215-0034 の観測視線上に投影されたものである可能性も考えられる。あるいはその点光源が AGN ではなく通常の銀河であった場合は、この銀河周辺の CGM が投影されたものである可能性もある。しかしながら後者の場合は通常部分掩蔽が想定されない巨大な吸収体である CGM が、J1215-0034 の光源よりも小さいという特殊な条件を受け入れる必要がある。なお、J1215-0034 の分光スペクトルからは $z \approx 1.32$ と $z \approx 1.55$ の強い intervening 吸収線系 (Mg II で $\text{REW} > 1.8 \text{ \AA}$ を満たす) の検出も確認 (Bond et al. 2001) されている。これらの吸収線の赤方偏移 ($z \approx 1.32$ と $z \approx 1.55$) における 5 秒角は、投影距離にしていずれも ≈ 40 kpc (これは一般的な銀河のスケール) となるので、点光源はこれらの intervening 吸収体に関連した天体である可能性も十分に考えられる。

また、近年の研究では intervening 吸収線から部分掩蔽が同定されたという事例も報告されている。Balashev et al. (2020) によれば背景光源からの光源距離 ≈ 150

¹³<https://cxc.harvard.edu/cda/>

200 kpc に位置する、クエーサーに近接する減衰 Ly α 吸収線¹⁴ (Proximate damped Ly α system; PDLA) が背景光源を部分掩蔽するという結果を得ている。彼らの文献中ではこの部分掩蔽を示す PDLA の起源としてクエーサー母銀河周辺の局所銀河群に属する銀河である可能性を言及している。本研究で同定した J1215-0034 の class B NAL とはいくつか類似点があるものの (クエーサーに対する相対速度が小さい、部分掩蔽を示す、および光源距離が > 100 kpc など)、彼らの PDLA では低温、低電離で特徴付けられる水素分子 H₂ (解離エネルギーは 4.48 eV) 吸収線によって部分掩蔽を検出しており、この点において大きく性質が異なる。例えば Hirashita & Ferrara 2005 では水素分子の検出がある DLA のガス温度を ≈ 100 K と見積もっているが、これは我々のサンプルである電離領域のガス温度 $\approx 10,000$ K に比べて明らかに低い。したがって J1215-0034 の class B NAL が PDLA と同様なものを起源としている可能性は低い。

以上では J1215-0034 class B NAL が intervening NAL である可能性について議論したが、いずれにしてもこのシナリオを支持するためには intervening 吸収体が部分掩蔽を示すことを説明する必要がある。現段階ではそれを積極的に支持するような研究結果やモデルの示唆は得られていないため、この吸収線の起源は従来の基準同様クエーサーアウトフローに関連しているものとして扱う。しかし、もしこの吸収線が intervening NAL であった場合、同様に過去の調査において部分掩蔽によって同定された intrinsic NAL のうち AAL に属するもののいくつかは intervening 吸収体を起源としているものと考えられ、その場合 intrinsic NAL の分類に新たな定義が必要となる。

5.4.3.3 J1215-0034 class B NAL について先行研究との比較

過去の文献で J1215-0034 class B NAL に近い特徴を示すものは Hamann et al. (2001) の mini-BAL や Chen et al. (2018) で調べられている複数の強い AAL などがある。いずれも放出速度 $v \geq 3,000$ km s⁻¹ であり、Si II や C II などの低電離イオンを用いて光源距離測定が行われている。Hamann らの mini-BAL は部分掩蔽を示し (C IV で $C_f = 0.96$)、mini-BAL で特徴付けられる速度幅と合わせて典型的な intrinsic 吸収線だが、概算された光源距離は $R \approx 28$ kpc と当時知られていたアウトフローにしては大きいものであった。また Hamann らはこの mini-BAL が以下 2 点の観点から特異なものであると述べている。1 つめは (遠方に位置しているため終端速度に達していると予想されるにも関わらず) 輻射圧駆動アウトフローモデルから導かれる BAL の終端速度 $\approx 10,000$ km s⁻¹ よりも小さい点、2 つめは吸収体の総

¹⁴減衰 Ly α 吸収線 (damped Lyman-Alpha system) とは Ly α 吸収線が大きな柱密度 ($N = 10^{20}$ – 10^{22} cm⁻²) を示す吸収線系である。このように光学的に厚いガスが形成する吸収線は、吸収線のウィング部分で幅の広いローレンツ関数成分が支配的となる。このような広がった吸収ウィングを減衰ウィングと呼ぶ。

質量が通常の BAL よりも 1 桁以上大きいなどといった点である。これらは当時アウトフローモデルとして主流であった降着円盤付近の輻射圧駆動アウトフローの性質と矛盾する性質である。これら 2 つの特徴からこの mini-BAL の起源を、アウトフローが母銀河内の物質と相互作用することで減速され、さらに IGM, CGM の一部を取り込みながら広がったものである可能性について言及している。

また、Hamann らは代替案としてこの mini-BAL が母銀河内のスターバーストに起因する銀河風である可能性についても言及しており、したがって AAL のいくつかは銀河風を起源に持つ可能性もあると述べている。しかしながら銀河風が示唆する放出速度は AAL ($v < 5,000 \text{ km s}^{-1}$) の中でもさらに限定的な範囲 ($v \approx 100 - 1,000 \text{ km s}^{-1}$; e.g., Hackman et al. 2000) であるため、AAL の起源として主要なものとは考えにくい。また部分掩蔽示す AAL の起源を、銀河風で解釈できるかどうかについてはシミュレーションなどによる詳細な解析が必要となる。

他方、Chen らの AAL は部分掩蔽は示していないが、吸収強度の強い AAL であることからキューサーアウトフローによる吸収である可能性が高いサンプルとして扱われている（いくつかの先行研究によれば静止系等価幅 $\text{REW} > 0.3 \text{ \AA}$ の強い AAL うち $\approx 80\%$ ほどがキューサーアウトフロー吸収線とされている; Misawa et al. 2007; Nestor et al. 2008; Wild et al. 2008 など）。しかしながらその光源距離は $\approx 50 - 300 \text{ kpc}$ であり、近年見つかっている kpc スケールのアウトフローと比較しても大きいものとなっている。彼らはこれらの AAL の起源についてキューサー母銀河周辺の銀河団やハローに関連した intervening 吸収体である可能性も認めている一方で、遠方領域に拡張されたキューサーアウトフローである可能性についても言及している。

これら 2 点の先行研究では J1215-0034 class B NAL と特徴が類似している吸収体についての起源が考察されているが、本研究と同様に決定的な結論は得られていない。しかしながら確実に intrinsic 吸収体の兆候を示すものの中にも、母銀河外部に匹敵する遠方に位置するものが一定数存在するものと考えられ、J1215-0034 のような intrinsic NAL の存在は特殊な例というわけではないものと解釈できる。

5.5 特殊な BAL 観測視線における intrinsic NAL の分布

本研究のサンプルキューサーの中には、他の先行研究で詳しく調べられていたり、他の BAL キューサーに比べて特別 intrinsic 吸収線の検出が多かったりなど、特筆すべき性質を示していたものがいくつか存在した。ここではそれらについてまとめる。

5.5.1 電波観測から見込み角が制限されているクェーサー

SDSS J115944.82+011206.9 (別名 Q1157+014、以下 J1159+0112 と表記する) は 1970 年代にはすでに電波の強い BAL クェーサーとして知られており (Wall et al. 1971)、長期にわたって詳しく調べられてきたクェーサーの一つである。J1159+0112 は広輝線上で検出された強い BAL ($\text{FWHM} > 3,000 \text{ km s}^{-1}$) によって BAL クェーサーとして同定されているが、本研究では他にも $v_{\text{ej}} \approx 8,000 \text{ km s}^{-1}$ の mini-BAL および $v_{\text{ej}} \approx 38,000 \text{ km s}^{-1}$ の class B NAL を同定した。このクェーサーは電波観測から見込み角がある程度制限されている貴重な例である。Hayashi et al. (2013) によれば、電波における撮像偏波観測から J1159+0112 を観測する見込み角を、極軸方向に吹き出す電波ジェットに対して $\theta < 73 - 77^\circ$ に制限することに成功している。見込み角の下限值については制限されていないが、Fig. 5.19 に示すように電波撮像により中心核に対して偏光を示さない双対構造の電波構造が確認されているため、少なくとも極軸方向 ($\theta \approx 0^\circ$) の見込み角ではないことは明らかである。なお、ブレイザーで代表される AGN のように電波ジェットを極軸方向から観測した場合は、双対状に吹き出すジェットを真上から見込むことになり、双対ジェットは片側のみ、強い偏光を伴って観測されることとなる。

1.4.5 節でまとめた BAL/mini-BAL の角度依存性に基づくと、BAL/mini-BAL クェーサーの見込み角は極軸方向に対しおおそ $\theta \sim 70 - 80^\circ$ であることが想定される。これは Hayashi らの結果 ($\theta < 73 - 77^\circ$) とは矛盾しないが、いずれの制限も正しいとすると J1159+0112 の見込み角は BAL と non-BAL のまさに境界付近である可能性が考えられる。

5.5.2 intrinsic NAL の検出が多数あった BAL クェーサー

本研究のサンプルのうち SDSS J102009.99+104002.7 と SDSS J162453.47+375806.6 (以下、それぞれ J1020+1040, J1624+3758 と表記する) からは他のサンプルに比べ明らかに多く intrinsic NAL の検出があった。J1624+3758 では 5 吸収線系が、J1020+1040 では 3 吸収線系が検出された。J1020+1040 の場合は統計閾値を満たさなかった 3 吸収線系を含めると 6 吸収線系が intrinsic NAL であったということになる。

この 2 天体に共通する特徴としてはいずれも radio-loud な BAL クェーサーであるという点が挙げられる。Ganguly et al. (2001) によれば BAL の観測視線上で intrinsic NAL の検出が増加する可能性が、また Ganguly et al. (2013) では一部の radio-loud 観測視線上で intrinsic NAL の検出が増加する可能性が示唆されている。本研究の BAL クェーサーサンプル中に radio-loud なものは 5 天体含まれているが、それらのうち class A/B に分類される intrinsic NAL の検出があったのは、J1159+0112 と上述

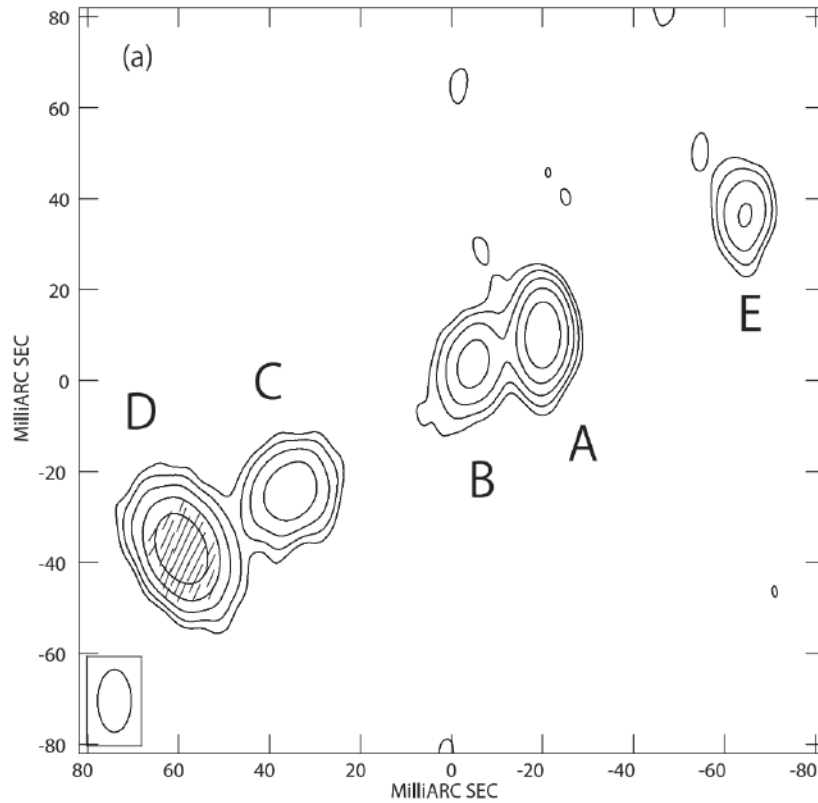


Fig. 5.19: J1159+0112 の 1.663 GHz 電波画像。縦、横軸はいずれも角度（秒角）を表す。中心核は図中の A の電波コンポーネントである（電波コア）。その両サイドに離れて広がる双対構造（B, C, D, E）が広がった電波ジェットである。D に示されている斜線は偏光度を表す。電波コアに対して偏光を示さない双対構造（C, E）が検出されていることから見込み角は極軸方向ではない。一方で電波コアに対し片方にのみ見えている電波ブロッブ（B）および偏光成分（D）などの非対称な構造の存在から、エッジオン（降着円盤の淵の方向からの見込み角）ではないことも明らかである。Hayashi et al. (2013) より引用。

の J1020+1040, J1624+3758 の 3 天体である。本研究では radio-loud な BAL クェーサーのサンプル数が不十分であることと intrinsic NAL の検出率が下限値であることから、統計的に裏付けられた考察を行うことは難しいが、一部の radio-loud な BAL クェーサーでは intrinsic 吸収体が複数存在しやすい環境にある可能性も考えらる。

5.6 アウトフローの立体角分布と光源距離分布

本研究における BAL 視線上における intrinsic NAL の探査結果に基づくと、観測者がクェーサーを見込む角度は BAL と intrinsic NAL を区別する指標にはなり得ないものと結論づけられる。なぜなら、(1). intrinsic NAL は BAL/mini-BAL の有無によらず検出され、かつ検出率も同程度であること、また (2). BAL も intrinsic NAL も背景光源に対して近傍、遠方いずれにも広い範囲で分布することなどから、BAL と intrinsic NAL の分布傾向が従来のアウトフローモデルに比べ複雑なものであることが分かったためである。

以上の結果に基づき Fig. 5.20 に、アウトフローが pc スケールの近傍から kpc スケール以上の遠方に広がるとしたモデルを示す。近傍スケールのアウトフローはおそらく降着円盤からの輻射圧によって駆動される円盤風の影響を受け、それによる加速の程度によって最大で $\approx 0.1 c$ にまで加速されるものと考えられる。一方で、遠方スケールのアウトフローは近傍アウトフローが拡散されていく過程で母銀河の ISM や CGM などの物質と相互作用することで減速し、その過程で形成された二次的な吸収体であると考えられる。Table. 5.2 で示した先行研究では kpc スケールのアウトフローの存在が裏付けられているが、本研究やいくつかの先行研究で示唆によると (5.3.1、5.4.3.3 節参照) これらのガスがさらに ≈ 100 kpc にまで到達する可能性も考えられる。ここで図示したようにアウトフローの近傍/遠方においてクランプ構造が複雑に分布するモデルに基づくと、BAL と同じ観測視線上に intrinsic NAL が存在すること、また J0242+0049 のように独立した複数の BAL が見られる観測視線 (5.3.1 節参照) についても自然な解釈が可能となる。

Fig. 5.20 では降着円盤近傍に位置する輻射圧駆動アウトフロー ($< pc$) と遠方スケールのアウトフロー ($> kpc$) を大別して図示しているが、実際はその中間的距離 (すなわち $10 - 100 pc$) に位置する吸収体も分布しているものと考えられる。近年の Arav らによるハッブル宇宙望遠鏡 (Hubble Space Telescope; HST) の紫外線分光器 (Cosmic Origins Spectrograph; COS) を利用したプロジェクトでは、クェーサー静止系の EUV 領域に検出される S iv ($IP \approx 47$ eV), O iv ($IP \approx 77$ eV), Ne v ($IP \approx 126$ eV) などの比較的高電離な微細構造線を用いたアウトフロー吸収体の光源距離計測によって、 $10 - 100 pc$ スケールのアウトフローを多数同定することに成功している (Arav et al. 2020; Xu et al. 2020a,b,c; Miller et al. 2020a,b,c)。したがって BAL/mini-BAL および intrinsic NAL はあらゆる光源距離において、クラン

ブ構造の数と密度に応じて観測されることが示唆される。

また Fig. 5.20 は光源距離によらず BAL/mini-BAL と intrinsic NAL が共通の領域に分布しており、両者が密接な関係にあることも示唆する。例えば、一部の BAL/mini-BAL と intrinsic NAL が同じ小さなクランプを起源にしているが、その小さいクランプの個数によって検出される吸収線の線幅が変わる（すなわち個数が多い場合に BAL、少ない場合に NAL となる）という可能性も考えられる。Lu & Lin (2018a,b, 2019) では NAL 吸収体のクラスタリングが BAL を形成する可能性について言及している。彼らは BAL を Type S と Type N の 2 つのサブクラスへの分類を試みており、Type S BAL は滑らかな吸収プロファイルを持つもので、一方 Type N BAL は複数の NAL 状のコンポーネントを示すものである。Lu らの議論によれば、Type N BAL はおそらく intrinsic NAL と共通の吸収体によって構成されている BAL ではないかと考察されているが、本研究で得られた解釈（観測される吸収線の線幅が通過するクランプの疎密に依存するという解釈）もその主張を支持するものとなっている。一方、Type S BAL はクランプ構造同様にアウトフロー内部を満たしている、薄く広がるガス（およびクランプ構造のうちより細かいもの）によって形成されるものと解釈できる。なお、観測的側面からは現段階で Type S BAL の起源を光源距離と関連づけて解釈できるという示唆は得られていないが、Zeilig-Hess et al. (2020) などの理論研究によれば拡散された遠方スケールのアウトフローは ISM や CGM との相互作用の過程において衝撃波による圧縮を受けている可能性が示唆されており、薄く広がる diffuse なガスが存在しにくい環境である可能性も考えられる。その場合、Type S BAL は主に近傍スケールに分布するアウトフローである可能性が示唆される。このことを検証するために将来的には Type S, Type N BAL と光源距離の関係についての調査が必要である。

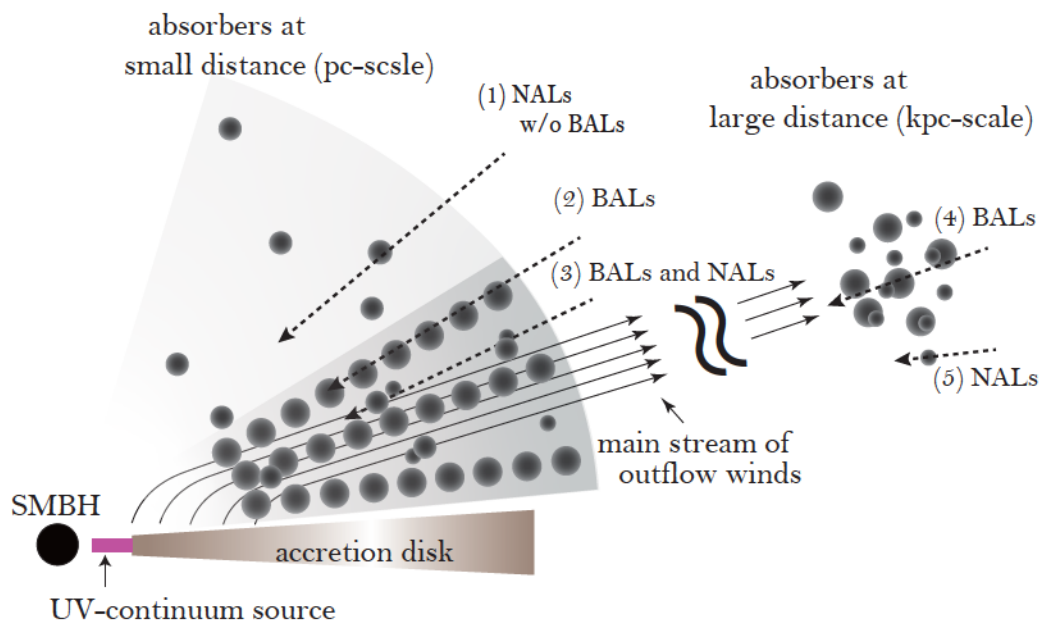


Fig. 5.20: 考えるアウトフロー吸収体の幾何学的モデルのまとめ。降着円盤近傍では輻射圧によって加速された小さなクランプが存在する（図中の黒い球体）。個々のクランプは intrinsic NAL として観測されるが、個数が多い場合に BAL として観測される。遠方領域（large distance）では中心から到達したアウトフローが母銀河の ISM や CGM などと相互作用することで形成されたクランプ状の吸収体が、その密集度合によってやはり BAL や intrinsic NAL として観測される。(1) の破線は小さな傾き角での観測視線を表し、intrinsic NAL のみが観測される。(2) と (3) の破線は BAL が検出される観測視線を表す。(3) の破線のように BAL とは独立の放出速度を持つクランプが同時に観測視線上に存在した場合に BAL と intrinsic NAL が検出される。(4) と (5) の破線のように遠方領域のアウトフローを通過するケースでは、クランプの密集領域を通過した場合に BAL、疎な領域を通過した観測視線の場合に intrinsic NAL となる。

第6章 将来の展望

6.1 統計調査の完成

本研究では VLT/UVES および Keck/HIRES で観測された BAL クェーサー 20 天体に対して intrinsic NAL の統計的探索を実施した。その結果、複数の BAL の観測視線上にも intrinsic NAL が一定の比率で存在することを突き止めた。本研究では BAL クェーサーという母集団全体に対する intrinsic NAL の検出頻度についての統計的な考察は達成したが、電波強度などの BAL クェーサーの特性と intrinsic NAL の検出頻度の間に相関があるのかについてはサンプル数が不十分であったため（例えばサンプル中の radio-loud な BAL クェーサーは 5 天体のみであった）統計的に十分な議論はできていない。他にも、クェーサーの積分光度、エディントン比、ブラックホール質量、赤方偏移などのパラメータと intrinsic NAL の検出率との比較を実現するためにもサンプル数の増加は必要である。

また、non-BAL に対する統計調査と比較しても本研究の天体数は少ない。Misawa et al. (2007) では全 37 天体を、Culliton et al. (2019) では 73 天体を対象にした統計調査である。したがってこれらと対等なサンプル数のもとで比較を実現するためには、BAL クェーサーサンプルの倍増程度以上を目標にする必要がある。本研究では Gibson et al. (2009) の BAL クェーサーカタログに基づいてサンプルを選定したが、今後はカタログ外の BAL クェーサーを利用したサンプリングおよび、すばる望遠鏡の高分散分光器 HDS (High Dispersion Spectrograph) による大規模な高分散分光観測計画を立案することでサンプル数の増加を図る。

6.2 アウトフローの兆候を示す光源距離 100 kpc スケールの吸収体の起源について

近年のアウトフローに対する光源距離の概算結果からアウトフローが母銀河のスケールである 1 – 10 kpc に分布することは確実である。他方、J1215-0034 の class B NAL (部分掩蔽を示す) や Chen et al. (2018) の AAL ($\text{REW} > 0.3 \text{ \AA}$ であり intrinsic 吸収体である可能性が高い) などは intrinsic 吸収体の兆候を示しながらも、これまでのアウトフローモデルでは裏付けられていない $\approx 100 \text{ kpc}$ の光源距離に位置する

ことを示唆していた。また J0242+0049 の BAL については計算結果の不定性は大きいものの光源距離 $R > 100$ kpc に存在する可能性も残されている。今後は以下の観点から、これら 100 kpc スケールの吸収体の起源を明らかにすることも目指したい。

6.2.1 J1215-0034 付近に分布する点光源の正体について

5.4.3.2 節で触れたように、J1215-0034 の SDSS DR16 可視光画像および Chandra による X 線画像にはいずれも、キューサーの 5 秒角北西の位置に正体不詳の点光源が確認され、それによって class B NAL の起源がこの点光源に関連する intervening な吸収体である可能性についても議論した。しかしながら、この点光源については過去に分光観測が行われておらず、視線方向の分布（赤方偏移の値）や天体の種類も不明である。もしこの点光源と J1215-0034 の class B NAL ($z \approx 2.69$) が異なる赤方偏移を示した場合、両者は無関係であると結論づけられ、NAL の起源としては J1215-0034 のアウトフローが最有力候補となる。一方で、J1215-0034 の class B NAL と近い赤方偏移の値を示す銀河や AGN であった場合、この点光源は NAL の起源の有力な候補となる。この場合、キューサー自身とは無関係な吸収体（前景にある銀河/AGN の CGM やアウトフロー）から部分掩蔽を特定した貴重な例となる。このようにこの点光源は class B NAL への関与の有無にかかわらず、重要な示唆を得ることになる。したがって将来的にはこの点光源に対して、すばる望遠鏡の微光天体分光撮像装置 FOCAS を用いた分光観測を実施するつもりである。

6.2.2 100 kpc の BAL の探査

本研究では J0242+0049 の BAL の光源距離が ≈ 100 kpc のスケールに位置する可能性を得た。しかしながらこれまでのアウトフローに対する光源距離計算で、 ≈ 100 kpc という結果を示唆した例はなく、アウトフローがこの距離スケールに位置することに対するコンセンサスはまだ得られていない。したがって、今後はこのスケールのアウトフローが普遍的なものであるかを確認するため、VLT の中分散分光装置 X-Shooter で取得された BAL キューサーを対象に 100 kpc スケールの BAL アウトフローの探査を実施する。VLT/X-Shooter は ≈ 100 km s⁻¹ の吸収構造を十分に分解可能な波長分解能¹ ($R \approx 4,000 - 17,000$) を持ちながらも、観測波長域が $\approx 3,000 - 25,000$ Å と広く、なおかつ高分散分光データに比べ観測データも多いという利点がある。遠方 BAL を探査するためには微細構造線 C II の励起状態 C II* λ 1336 の検出の有無に着目する。Fig. 5.2 から臨界密度の小さい C II 吸収線において励起状態 C II* が検出されていなければ、光源距離は少なくとも $> 10 - 100$ kpc の遠方に位置するという

¹たとえば紫外短波長側 (UVB; $\approx 3,000 - 5,600$ Å) において $R \approx 9,000$ の場合、速度分解能は $\sigma = 13$ km s⁻¹ である (Gonneau et al. 2020)。

ことが想定される。これを利用して $C\ II$ の基底状態は検出されているが、励起状態 $C\ II^*$ の検出がない BAL アウトフローを探索し、100 kpc スケールアウトフローの有無を調査する。

6.3 アウトフローの距離と各物理量の相関の調査

アウトフロー吸収線の主要な区分は線幅によるものであった。しかしながら近年の研究によって光源距離についても詳しく調べられるようになり、その結果、降着円盤近傍 (0.01 pc) から母銀河スケールの遠方 (kpc) にかけて幅広く分布することがわかってきた。すなわちアウトフローは光源距離方向に 5 桁ほど異なる領域に分布していることになり、光源距離分布の違いは吸収線の幅による分類よりもアウトフローのより本質的な違いを表している可能性も考えられる。そこで、今後はこれらアウトフローの光源距離と以下で述べるような各物理量の関連性についても調査したい。

6.3.1 アウトフローのガスサイズと光源距離の関係

Lamy & Hutsemèkers (2004) や Hutsemèkers et al. (2015) による BAL クェーサーに対する偏光分光観測に基づく研究からは、BAL 吸収領域において偏光度が高くなっていることが指摘されている² (Fig. 6.1, (C))。

偏光成分の起源と考えられているのはクェーサーの極軸方向に広がる散乱光源である (Fig. 6.1, (A))。したがってこの散乱光源に対する透過率は吸収体の空間的広がり (すなわちガスサイズ) に依存すると解釈できる (Fig. 6.1, (B))。このことを利用し、これまでの研究で光源距離計測が行われた BAL を持つクェーサーに対して、すばる望遠鏡の FOCAS を用いた偏光分光観測を実施し、光源距離と偏光成分の透過率 (すなわち空間的広がり) の関係を調べる。観測対象の候補は Capellupo et al. (2011) の時間変動から光源距離が計算されたサンプル ($R < 10$ pc、近傍サンプル) と本研究及び Table. 5.2 で示した微細構造線強度比に基づいて光源距離が計算されたサンプル (0.1 – 10 kpc、遠方サンプル) である。これらに対して $C\ IV$ の吸収線を検出可能な赤方偏移 $1.5 < z < 4.0$ かつ十分な S/N を得られる明るさを示すもの (可視等級 $m_V < 18.5$) を満たすサンプル 10 天体ほどに対して上述のような Subaru/FOCAS による偏光分光観測を実施したいと考えている。

²特に同じ BAL でも輝線付近の P-Cygni 型と輝線から離れた高速度な BAL とで偏光成分の透過率に差異があることが示唆されている

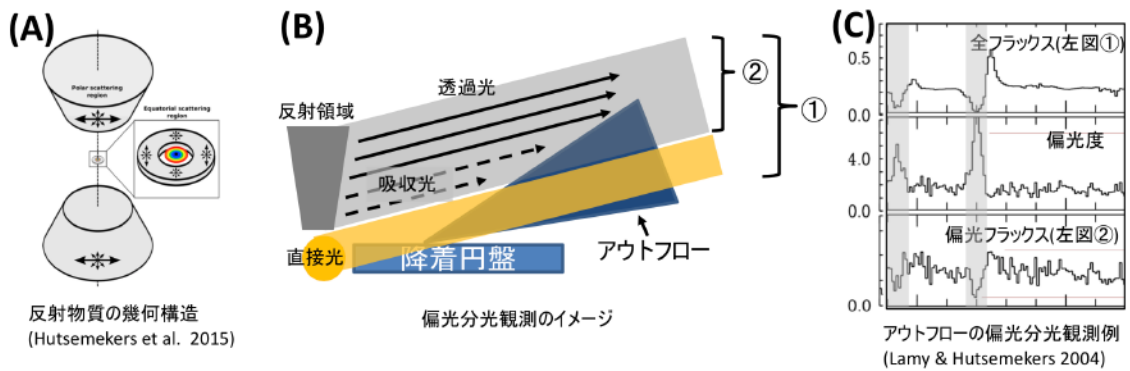


Fig. 6.1: 左から順に、(A). クェーサー極軸方向に広がる散乱物質のイメージ (Hutsemekers et al. 2015 より引用)、(B). 偏光分光観測のイメージ、(C). BAL に対する偏光分光観測例 (Lamy & Hutsemekers 2004 より引用) である。図中の●と●はそれぞれ全フラックス成分と偏光フラックス成分を表す。(C) の網掛け領域はアウトフローによる吸収を示しているが、偏光成分に対しては吸収量が小さい（透過成分が多くなっている）ことが確認できる。

6.3.2 アウトフローの各物理量と光源距離の相関性の調査

降着円盤近傍 (0.01 pc) と母銀河スケールの遠方 (kpc) とでは吸収体を取り巻く環境は大きく異なるはずである。例えば、降着円盤近傍では輻射圧による激しい擾乱と、高い電離状態下にあることが想定され、一方で母銀河スケールでは星間物質との相互作用による減速の効果および重元素を含んだガスの蓄積などが想定される。したがってアウトフローの放出速度、電離状態、重元素量、光学的厚さなどの物理量と光源距離の間の相関性を調べる必要があると考えている。

6.4 他波長帯域における角度指標との比較調査

本研究では先行研究により調べられていた BAL アウトフローの角度依存性に加えて、intrinsic NAL の角度依存性について調査することで、アウトフロー吸収体の立体角分布についての理解を深めた。将来的にはさらに他波長帯域における角度指標との整合性についても調査したいと考えている。他波長帯域における角度指標の一つに Kawaguchi & Mori (2011) で示唆されている近赤外線観測におけるダストトールラス反響成分の遅延時間が挙げられる。彼らの調査によれば、ダストトールラスの内縁部分が降着円盤からの非等方的な照射にさらされることにより、すり鉢状の構造を持つことを示唆している。この幾何学的構造に基づくと、BAL の観測視線のようにより大きな見込み角からクェーサーおよびダストを観測した場合、天体の光度変

動に対してダストからの反響による近赤外線応答時間の遅延が大きくなるものと理解されている。したがってダストからの近赤外線遅延時間は角度指標となりうる。将来的には BAL および intrinsic NAL を持つ/持たないクェーサーに対し、近赤外線モニター観測を行うことで、検出されたアウトフロー吸収線の種類や物理量によって遅延時間に有意な差があるかどうかを調査を行う。そうすることで本研究におけるモデルと他波長帯域における角度指標と整合性が取れるかどうかを明らかにしたい。

まとめ・結論

本研究の目的はクェーサーアウトフロー吸収体の幾何学的分布の解明である。これを達成するために、異なるカテゴリのアウトフロー吸収線である BAL と intrinsic NAL の同一観測視線上における分布傾向に着目した。両者の重複分布について調べるために、VLT/UVES および Keck/HIRES で観測された BAL クェーサー 20 天体分の高分散分光スペクトルデータをアーカイブから取得し、部分掩蔽解析を用いて intrinsic NAL の探査を実施した。本研究で得られた結果および示唆を以下にまとめる。

(1). 調査結果 本研究では解析結果として、全 20 天体中 9 天体 ($45^{+21}_{-15}\%$) の BAL クェーサー観測視線上で intrinsic NAL が存在することを確認した (BAL の同定が疑わしいサンプルを除いた保守的な結果としては全 17 天体中 8 天体, $47^{+23}_{-15}\%$ である)。この比率は non-BAL における先行研究の結果 (およそ 15–55%) と大体一致しており、したがって BAL/mini-BAL と異なり intrinsic NAL は角度に依存せずに幅広い立体角方向に分布するものと考えられる。

(2). J1215-0034 intrinsic NAL の光源距離 J1215-0034 の観測視線上から同定された intrinsic NAL は、微細構造線と光電離モデルを用いた手法から光源距離 $R > 140$ kpc、さらに同じ観測視線上の BAL による減光の効果を加味すると光源距離 $R > 130$ kpc に位置する吸収体であるという示唆を得た。これは母銀河中心から CGM までの距離に相当するものである。

(3). J0242+0049, J1439-0106 の BAL に対する光源距離 J0242+0049, および J1439-0106 の観測視線上に存在する BAL 吸収体についても微細構造線の検出があったため光源距離の推定が可能であった。J0242+0049 の CompA は $R \geq 7.12$ kpc、CompB は $R \geq 464$ kpc と概算した。しかしながら CompB における結果には光電離モデル適用の際の不定性の存在も想定され、やや信憑性に欠ける結果である。他方 J1439-0106 の CompB, CompD はいずれも $R \approx 4-5$ kpc 程度と見積もった。これは先行研究での BAL アウトフローに対する光電離モデルによる光源距離の概算結果とも無矛盾である。

(4). kpc スケールのアウトフローの存在 本研究の結果および、先行研究のアウトフローに対する距離概算結果に基づく、アウトフローは $\approx 1 - 10$ kpc の母銀河スケールにまで広がっていることは間違いないものと考えられる。これら母銀河スケールのアウトフローは降着円盤近傍 (0.1-10 pc) の輻射圧駆動アウトフローのみでの解釈は困難であり、先行研究によれば輻射圧駆動アウトフローがさらに遠方へ流出する過程で母銀河の ISM などと相互作用によって形成された二次的なアウトフローであると解釈されている。

(5). 高速度な intrinsic NAL の起源 [Simon, Hamann, & Pettini \(2012\)](#) などの先行研究では放出速度がある程度大きい (e.g., $v > 2,500 \text{ km s}^{-1}$) intrinsic NAL の起源を輻射圧駆動のアウトフローであると推定している。本研究でも放出速度が $v > 5,000 \text{ km s}^{-1}$ の高速度な intrinsic NAL の起源については、降着円盤近傍の輻射圧によって十分に加速された輻射圧駆動アウトフローであると推定した。なお、本研究で同定した intrinsic NAL のうち $v > 5,000 \text{ km s}^{-1}$ の高速度 intrinsic NAL は 63% であり、過半数の intrinsic NAL が降着円盤近傍に存在する輻射圧駆動アウトフローに由来した吸収体であると解釈できる。

(6). 低速度な intrinsic NAL の起源 放出速度が $v < 5,000 \text{ km s}^{-1}$ の低速度な intrinsic NAL の起源は、(加速が不十分な) 輻射圧駆動アウトフローに加え、母銀河スケールのアウトフローが有力な候補となる。理論モデルによれば母銀河スケールアウトフローは母銀河内の物質との相互作用によって速度を失うことが示唆される。

(7). J1215-0034 の class B NAL の起源 本研究では部分掩蔽を示唆しながらも $R > 130$ kpc という遠方に位置する J1215-0034 class B NAL 吸収体の起源を、kpc スケールのアウトフローがさらに遠方に拡散され、その過程で母銀河内の ISM や CGM と相互作用を繰り返しながら形成された二次的なアウトフローであると推定した。一方で、J1215-0034 の X 線および可視光撮像画像からはキューサーから 5 秒角北西の位置に点光源が確認され、この点光源に起源を持つ intervening な吸収体である可能性も残されている (この場合部分掩蔽についての説明が要求される)。また、いくつかの先行研究 ([Hamann et al. 2001](#); [Chen et al. 2018](#)) からはアウトフロー吸収線の兆候を示しつつも 10 - 100 kpc スケールの光源距離に位置する吸収体の存在が確認されているが、これらについても詳細な起源については明らかにされていない。しかしながら、確実に intrinsic 吸収体の兆候を示すもののなかにも $\approx 10 - 100$ kpc に位置するものが存在するものと考えられる。

(8). J1159+0112 の見込み角 J1159+0112 は電波による撮像観測から見込み角が、極軸方向に対して $\theta < 73 - 77^\circ$ に制限されている。このことと BAL/mini-BAL クェーサーの見込み角が大きいことを考慮すると、J1159+0112 の見込み角は BAL と non-BAL のまさに境界付近であることが示唆される。

(9). intrinsic NAL の検出が多数あった BAL クェーサー BAL クェーサー J1020+1040 および J1624+3758 の観測視線上からは intrinsic NAL (class A+B) の検出数がそれぞれ 3 本 (統計閾値未満も含めると 6 本)、5 本と他のサンプルに比べ顕著に多くの検出があった。両クェーサーは radio-loud という点が共通しており、サンプル数の限界から統計的な裏付けは得られていないものの、一部の radio-loud なクェーサーでは intrinsic NAL の検出が多数検出されやすい環境にある可能性がある。

(10). アウトフロー吸収体の幾何学的分布 本研究の結果 (intrinsic NAL があらゆる角度方向に分布する、BAL も intrinsic NAL も近傍・遠方いずれにも分布する) に基づいて、小さなクランプ構造で構成されるアウトフローが pc スケールの近傍領域 (輻射圧駆動アウトフロー) から kpc スケールの遠方領域 (母銀河スケールアウトフロー) にかけて分布するモデルを提案した。このモデルに基づくと、BAL と intrinsic NAL の分布傾向・関係性は従来のモデルに比べてより複雑なものであることが示唆される。

(11). 将来の展望 本研究では BAL クェーサー 20 天体分の観測視線状で intrinsic NAL の探査を実行したが、先行研究における non-BAL に対する調査に比べてサンプル数が少ない。将来的にはまず第一に、本研究で行なった BAL 視線状の intrinsic NAL の統計調査においてより信頼できる結果を得ること、および intrinsic NAL の検出頻度についてより詳細な特性 (クェーサーの電波強度や BAL の速度幅、放出速度など) の統計的な比較を実現するために、サンプル数を現在の倍増を目指し統計調査を完遂させる必要がある。

第二に、本研究で存在が示唆された $R > 100$ kpc の遠方アウトフローの起源について調査を行うために、($R > 130$ kpc の intrinsic NAL の検出があった) J1215-0034 のすぐそばに存在する点光源に対する分光観測の実施や、まだ観測研究からはコンセンサスが得られていない ≈ 100 kpc の BAL の探査を実施する。さらにはアウトフローの光源距離と吸収体の空間的広がり、アウトフローの放出速度、電離状態、金属量および光学的厚さなどの物理量との比較の実施や、他波長観測から示唆されている見込み角の角度指標と本研究で提案したモデルとの整合性の調査なども行う必要があると考えている。

関連図書

- Aoki K., Oyabu, S., Dunn J. P., et al., 2011, PASJ, 63, 617
- Anderson, S. F., Weymann, R. J., Foltz, C. B., et al., 1987, AJ, 94, 278
- Anglés-Alcázar, D., Davé, R., Faucher-Giguère, C.-A., et al., 2017, MNRAS, 464, 2840
- Arav N., Borguet B., Chamberlain C., et al., 2013, MNRAS, 465, 457
- Arav N., Liu G., Xu X., et al., 2018, ApJ, 857, 60
- Arav N., Xu X., Miller T., Kriss G. A., et al., 2020, ApJS, 247, 37
- Balashev S. A., Ledoux C., Noterdaeme P., et al., 2020, arXiv:2007.07707
- Bañados E., et al., 2015, ApJ, 804, 118
- Barlow T. A., Hamann F., Sargent W. L. W., 1997, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 128, Mass Ejection from Active Galactic Nuclei, Arav N., Shosman I., Weymann R. J., eds., p. 13
- Becker R. H., Gregg M. D., Hook I. M., et al., 1997, ApJ, 479, L93
- Bond, N. A., Churchill, C. W., Charlton, J. C., et al., 2001, ApJ, 562, 641
- Borguet B. C. J., Edmonds D., Arav N., et al., 2012, ApJ, 751, 107
- Borguet B. C. J., Arav N., Edmonds D., et al., 2013, ApJ, 762, 49
- Boroson T. A., Meyers K. A., 1992, ApJ, 397, 442
- Capellupo D. M., Hamann F., Shields J. C., et al., 2011, MNRAS, 413, 908
- Chamberlain C., Arav N., 2015, MNRAS, 454, 675
- Chamberlain C., Arav N., Benn C., 2015, MNRAS, 450, 1085

- Chartas G., et al., 2009, *New Astronomy Reviews*, 53, 128
- Chelouche D., Netzer H., 2005, *ApJ*, 625, 95
- Chen C., Hamann F., Simon L., et al., 2018, *MNRAS*, 481, 3865
- Churchill C. W., Vogt S. S., 2001, *AJ*, 122, 679
- Culliton C., Charlton J., Eracleous M., et al., 2019, *MNRAS*, 488, 4690
- Di Matteo T., Springel V., Hernquist L., 2005, *Nature*, 433, 604
- Draine, B.T. 2011, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, Princeton: Princeton University Press
- Dunn J. P., Bautista M., Arav N., et al., 2010, *ApJ*, 709, 611
- Elvis M., 2000, *ApJ*, 545, 63
- Everett J. E., 2005, *ApJ*, 631, 689
- Farrah D., Lacy M., Priddey R., Borys C., et al., 2007, *ApJL*, 662, L59
- Faucher-Giguère C.-A., Quataert E., Murray N., 2012, *MNRAS*, 420, 1347
- Foltz C. B., Weymann R. J., Peterson B. M., et al., 1986, *ApJ*, 307, 504
- Ganguly R., Eracleous M., Charlton J.C., et al., 1999, *AJ*, 117, 2594
- Ganguly R., Bond N. A., Charlton J. C., Eracleous M., Brandt W. N., Churchill C. W., 2001, *ApJ*, 549, 133
- Ganguly R., Lynch, Ryan S., Charlton, Jane C., et al., *MNRAS*, 2013, 435, 1233
- Gibson R. R., Jiang L., Brandt W. N., et al., 2009, *ApJ*, 692, 758
- Goldsmith P. F., Langer W. D., Pineda J. L., et al., 2012, *ApJS*, 203, 13
- Gonneau A., Lyubenova M., Lançon A., et al. 2020, *A&A*, 634, A133
- Hall P. B., Sadavoy S. I., Hutsemekers D., et al., 2007, *ApJ*, 665, 174
- Hamann F. W., Barlow T. A., Chaffee F. C., et al., 2001, *ApJ*, 550, 141
- Hamann F., Barlow T., Cohen R. D., Burbidge E. M., 1997, *Mass Ejection from Active Galactic Nuclei*, ASP Conference Series, Vol. 128, ed. N. Arav, I. Shlosman, R. J. Weymann (1997), p.19

- Hamann F., 1997, *ApJS*, 109, 279
- Hamann F., Simon L., Rodriguez Hidalgo P., et al., 2012, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 460, AGN winds in Charleston, ed. G. Chartas, F. Hamann, K. M. Leighly, 47
- Hamann F., Chartas G., McGraw S., et al., 2013, *MNRAS*, 435, 133
- Hamann F., Chartas G., Reeves J., et al., 2018, *MNRAS*, 476, 943
- Hasan F., Churchill C W., Stemmock B., et al., 2020, *ApJ*, 904, 44
- Hayashi T. J., Doi A., Nagai H., 2013, *ApJ*. 772, 4
- Hazard C., McMahon R. G., Webb J.K., et al., 1987, *ApJ*, 323, 263
- Heckman, T. M., Lehnert, M. D., Strickland, D. K., et al., 2000, *ApJS*, 129, 493
- Hirashita, H., Ferrara, A. 2005, *MNRAS*, 356, 1529
- Hutsemèkers D., Hall P. B., Brinkmann J., 2004, *A&A*, 415, 77
- Hutsemèkers D., Sluse D., Braibant L., 2015, *A&A*, 584, A61
- Ivezić Ž., et al., 2002 *AJ*, 124, 2364
- Jannuzi, B. T., Hartig, G. F., Kirhakos, S., et al., 1996, *ApJ*, 470, L11
- Jiang L., Fan X., Ivezić Ž., Richards G. T., 2007, *ApJ*, 656, 680
- Jones T. M., Misawa T., Charlton J. C., et al., 2010, *ApJ*, 715, 1497
- Kawaguchi T., Mori M., 2011, *ApJ*, 737, 105
- Kellermann K. I., Sramek R., Schmidt M. 1989, *AJ*, 98, 1195
- Kobayashi H., Ohsuga K., Takahashi H. R., et al., 2018, *PASJ*, 70, 22
- Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J., NIST ASD Team, 2019;, NIST Atomic Spectra Database #78 (version 5.7.1). NIST, Gaithersburg, MD
- Lamy H., Hutsemèkers D., 2004, *A&A*, 427, 107
- Lira P., et al., 2018, *ApJ*, 865, 56
- Lu W.-J., Lin Y.-R., 2018a, *MNRAS*, 474, 3397

Lu W.-J., Lin Y.-R., 2018b, *ApJ*, 863, 186
 Lu W.-J., Lin Y.-R., 2019, *ApJ*, 881, 105L
 Lusso E., Worseck G., Hennawi J. F., et al., 2015, *MNRAS*, 449, 4204
 Martocchia S., Piconcelli E., Zappacosta L., et al. 2017, *A&A*, 608, A51
 Mathews W. G., Ferland G. J., 1987, *ApJ*, 323, 456
 McGraw S. M., Brandt W. N., Grier C. J., et al., 2017, *MNRAS*, 469, 3163
 Miller, T. R., Arav, N., Xu, X., et al. 2020a, *ApJS*, 247, 39
 Miller, T. R., Arav, N., Xu, X., et al. 2020b, *ApJS*, 247, 41
 Miller, T. R., Arav, N., Xu, X., et al. 2020b, *ApJS*, 249, 15
 Misawa T., Tytler D., Iye M., 2002, *ApJS*, 123, 1847
 Misawa T., Tytler D., Iye M., 2004, *AJ*, 128, 2954
 Misawa T., Charlton J. C., Eracleous M. 2007, *ApJS*, 171, 1
 Moe M., Arav N., Bautista M. A., et al., 2009, *ApJ* 706, 525
 Moore C. E., Merrill P.W., NSRDS, 1968, Partial Grotrian Diagrams of Astrophysical Interest, National Bureau of Standards, Vol. 23
 Morabito Leah K., Dai Xinyu., Leighly Karen M., et al., 2014, *ApJ*, 786, 58M
 Moravec E. A., Hamann F., Capellupo D. M., et al., 2017, *MNRAS*, 468, 4539
 Murray N., Chiang J., Grossman S. A., et al., 1995, *ApJ*, 451, 498
 Muzahid S., Srianand R., Charlton J., et al., 2016, *MNRAS*, 457, 2665
 Nestor D., Hamann F., Rodriguez Hidalgo P., 2008, *MNRAS*, 386, 2055
 Ohsuga K., Mori M., Nakamoto T., et al., 2005, *ApJ*, 628, 368
 Proga D., Stone J. M., Kallman T. R., 2000, *ApJ*, 543, 686
 Proga D., Kallman T. R., 2004, *ApJ*, 616, 688

- Proga D., Rodriguez Hidalgo P., Hamann F., 2012, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 460, AGN winds in Charleston, ed. G. Chartas, F. Hamann, K. M. Leighly, 171
- Reichard T. A., et al., 2003, AJ, 126, 2594
- Rodriguez Hidalgo P. 2009, Ph.D. thesis, University of Florida, United States - Florida
- Rodriguez Hidalgo P., Hamann F., Hall P., 2011, MNRAS, 411, 247
- Rogerson J. A., Hall P. B., Rodriguez Hidalgo P., 2016, MNRAS, 457, 405
- Richards G. T., York D. G., Yanny B., et al., 1999, ApJ, 513, 576
- Savage B. D., Sembach K. R., 1991, ApJ, 379, 245
- Shankar F., Dai X., Sivakoff G. R. 2008, ApJ, 687, 859
- Shen S., Madau P., Guedes J., et al., 2013, ApJ, 765, 89
- Simon L. E., Hamann F., Pettini M., 2012, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 460, AGN winds in Charleston, ed. G. Chartas, F. Hamann, K. M. Leighly, 52
- Takeuchi S., Ohsuga K., Mineshige S., 2013, pASJ, 65, 88
- Tayal S. S., 2008, A&A, 486, 629
- Tayal S. S., 2008, ApJS, 179, 534
- Tolea A., Krolik J. H., Tsvetanov Z., 2002, ApJ, 578, L31
- Trump J. R., Hall P. B., Reichard T. A., et al., 2006, ApJS, 165, 1
- Turner M. L., Schaye J., Steidel C. C., et al., 2014, MNRAS, 445, 794
- Urry C. M., Padovani P., 1995, PASP, 107, 803
- Vanden Berk, D. E., Richards, G. T., Bauer, A., et al. 2001, AJ, 122, 549
- Vestergaard, M., 2003, ApJ, 599, 116
- Voit G. M., Weymann R. J., Korista K. T., 1993, ApJ, 413, 95

- Wall J. V., Shimmins A. J., Merkelijn K., 1971, *Aust. J. Phys., Astrophys., Suppl.*, 19, 1
- Weymann R. J., Williams R. E., Peterson B. M., et al., 1979, *ApJ*, 234, 33
- Weymann R. J., Williams R. E., Peterson B. M., et al., 1991, *ApJ*, 234, 33
- Weymann R. J., Morris S. L., Foltz C. B., et al., 1991, *ApJ*, 373, 23
- Wild V., et al., 2008, *MNRAS*, 613, 129
- Wise J. H., Eracleous M., Charlton J. C., et al., 2004, *ApJ*, 613, 129
- Wu J., Charlton J. C., Misawa T., et al., 2010, *ApJ*, 722, 997
- Xu X., Arav N., Miller T., Benn C., 2018, *ApJ*, 858, 39
- Xu, X., Arav, N., Miller, T., 2020a, *ApJS*, 247, 38
- Xu, X., Arav, N., Miller, T., 2020b, *ApJS*, 247, 40
- Xu, X., Arav, N., Miller, T., 2020c, *ApJS*, 247, 42
- Young, P., Sargent, W.L.W., Boksenberg, A., 1982, *ApJS*, 48, 455
- Zeilig-Hess M., Levinson A., Xu X., et al., 2020, *MNRAS*, 491, 4325
- 和田圭一、栗木久光、亀野誠二、谷口義明、寺島雄一、長尾透 共訳「ピーターソン
活動銀河核 巨大ブラックホールが引き起こす AGN 現象の全て」2010 年（丸
善株式会社）
- 峰重慎 著 須藤靖、田村元秀、林正彦、山崎典子 編「新天文学ライブラリー
第3巻 ブラックホール天文学」2016 年（日本評論社）
- 石田大 「MCMC 法を利用した AGN アウトフローの変動起源の解明」2020 年 信
州大学総合理工学研究科 修士論文

付録

解析閾値を満たす全吸収線に対する部分掩蔽解析の実行結果を示す。必要に応じて備考欄にコメントを記入している。解析結果の数値については Table. 4.1 を参照されたい。

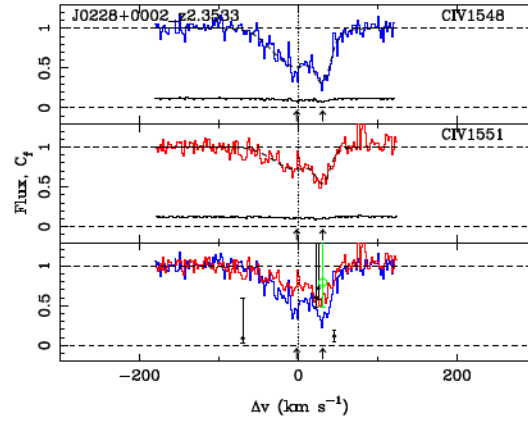


Fig. 6.2: SDSS J022844.09+000217.0 の $z = 2.353$, C IV 吸収線に対するフィット結果。上段のパネルから順に、二重共鳴線の blue member (青線) とフィット結果 (黒破線)、red member (赤線) とフィット結果、両 member の比較と掩蔽率 C_f の評価結果、を表す。縦軸は規格化されたフラックスおよび掩蔽率の値を、横軸は吸収中心に対する相対速度を表す。上、中段パネルの底部にある黒い線はエラーフラックスを、各パネル底部の矢印は検出された吸収成分の位置を示す。掩蔽率の評価は MINFIT による結果を白抜き緑丸で、pixel-by-pixel による結果を黒丸で図示している。

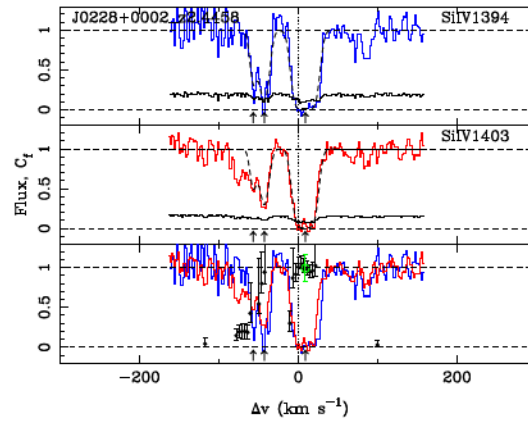


Fig. 6.3: SDSS J022844.09+000217.0 の $z = 2.446$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; redmember については吸収線の左側に明らかな他の吸収線の混在が確認でき、その影響を受けている恐れがあるため C3 に分類。

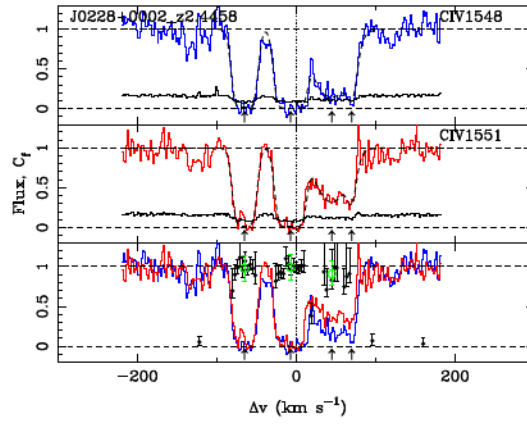


Fig. 6.4: SDSS J022844.09+000217.0 の $z = 2.446$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

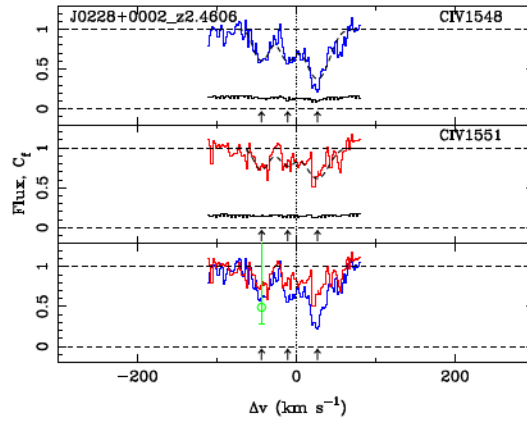


Fig. 6.5: SDSS J022844.09+000217.0 の $z = 2.461$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の右側で blue member と red member の形状が不一致、他の吸収線の混在の影響を受けている恐れがあるため C3 に分類。

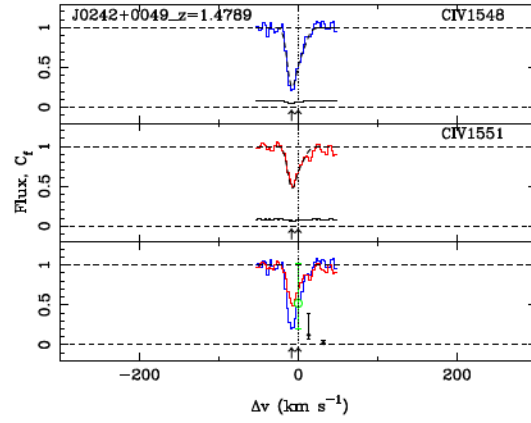


Fig. 6.6: SDSS J024221.87+004912.6 の $z = 1.479$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

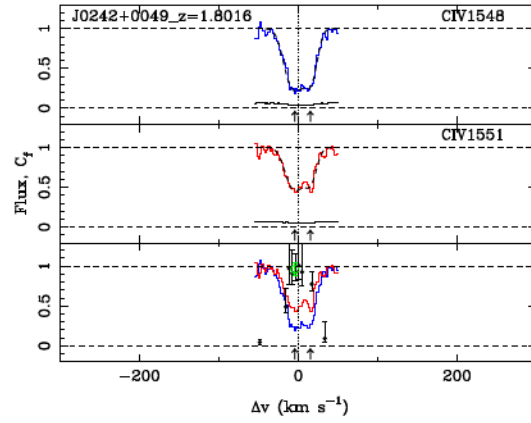


Fig. 6.7: SDSS J024221.87+004912.6 の $z = 1.802$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

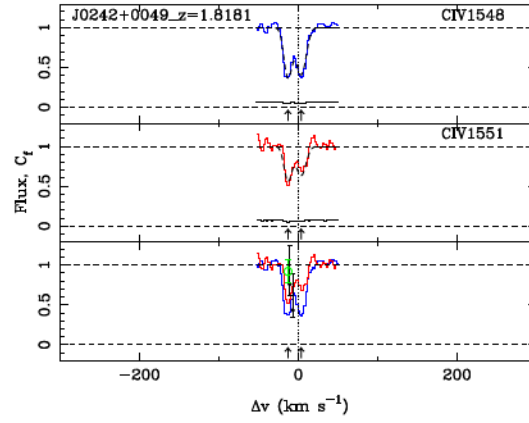


Fig. 6.8: SDSS J024221.87+004912.6 の $z = 1.818$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

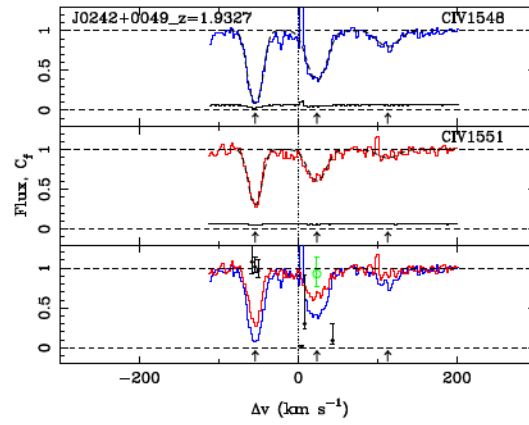


Fig. 6.9: SDSS J024221.87+004912.6 の $z = 1.933$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

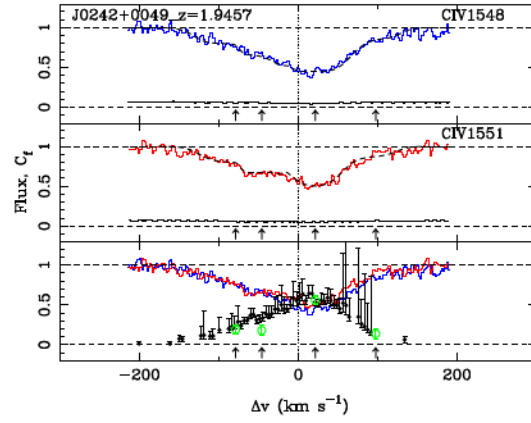


Fig. 6.10: SDSS J024221.87+004912.6 の $z = 1.945$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

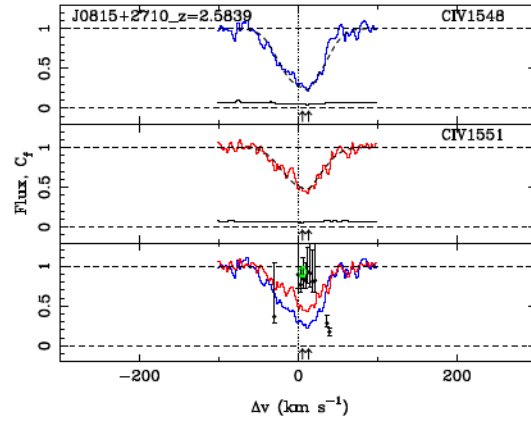


Fig. 6.11: SDSS J081552.76+271018.7 の $z = 2.584$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

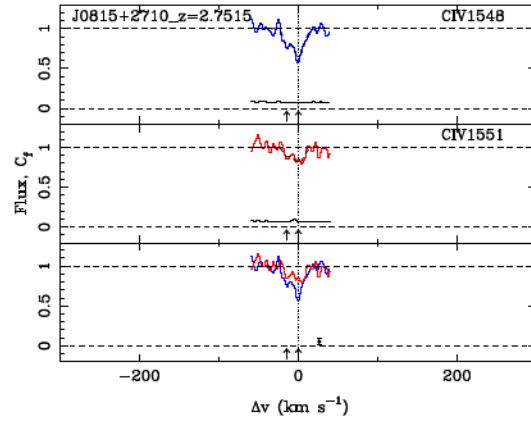


Fig. 6.12: SDSS J081552.76+271018.7 の $z = 2.752$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。
備考; 弱い吸収で非物理的な掩蔽率の値を示していたため、C2 に分類。

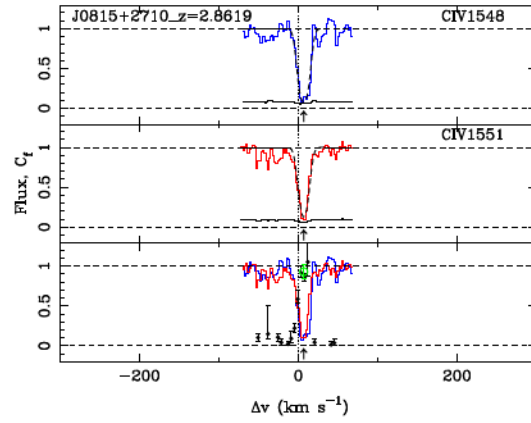


Fig. 6.13: SDSS J081552.76+271018.7 の $z = 2.862$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

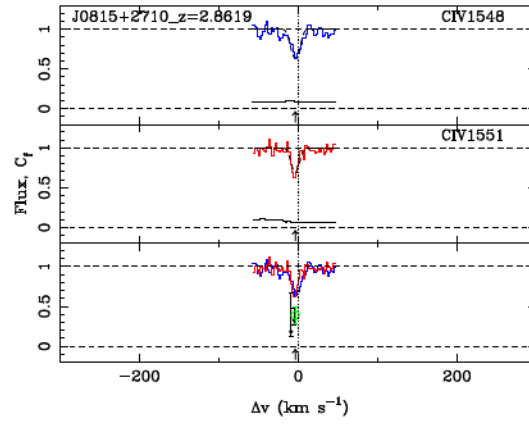


Fig. 6.14: SDSS J081552.76+271018.7 の $z = 2.865$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

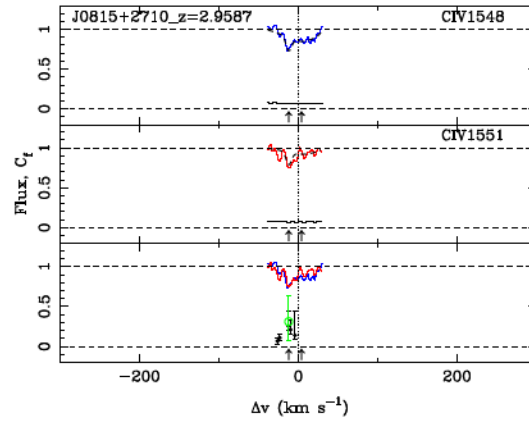


Fig. 6.15: SDSS J081552.76+271018.7 の $z = 2.959$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線のすぐ右側に光学的に厚い吸収線が存在しており、その影響を受けている恐れがあるため C3 に分類。

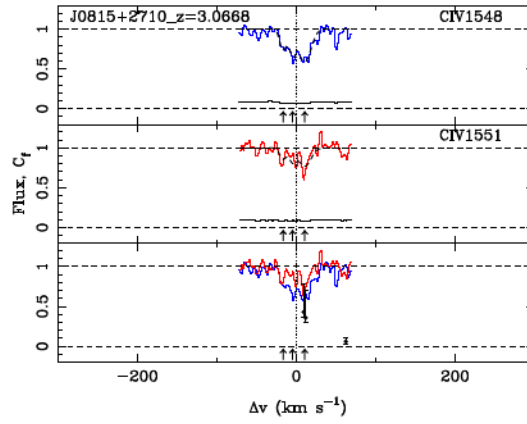


Fig. 6.16: SDSS J081552.76+271018.7 の $z = 3.067$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の blue member と red member の形状が不一致、他の吸収線の混在の影響を受けている恐れがあるため C3 に分類。

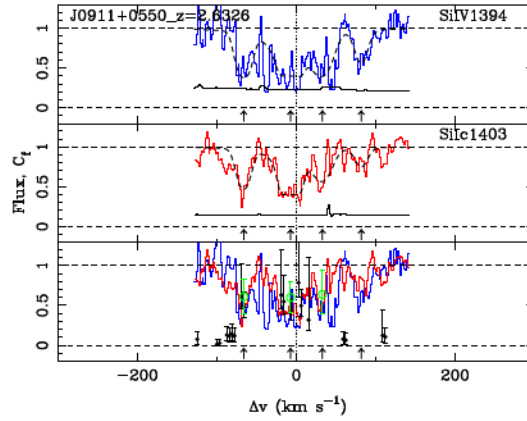


Fig. 6.17: SDSS J091127.61+055054.0 の $z = 2.633$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

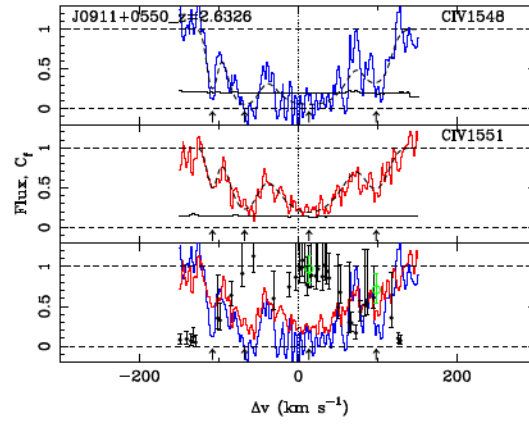


Fig. 6.18: SDSS J091127.61+055054.0 の $z = 2.633$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

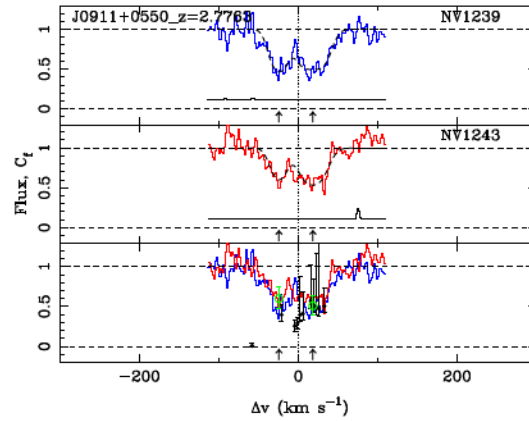


Fig. 6.19: SDSS J091127.61+055054.0 の $z = 2.776$, N V 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; S/N の低い領域で規格化が信頼できない。同時にモデルフィットの結果も信頼できず C3 に分類。

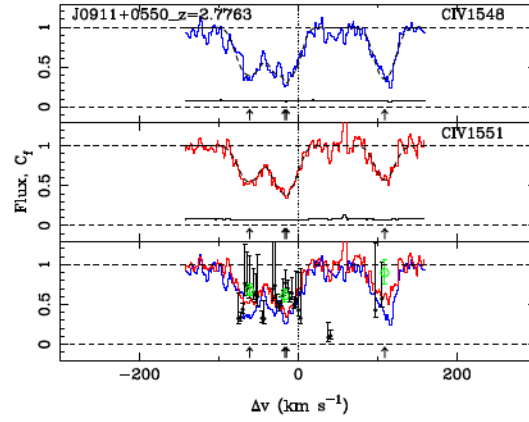


Fig. 6.20: SDSS J091127.61+055054.0 の $z = 2.776$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の左側 2 つのコンポーネントで一見部分掩蔽を示唆しているように見えるが、blue member でモデルフィットがずれているため C2 に分類、吸収線全体としては 3 番目のコンポーネントの結果に基づき C1 へ分類。

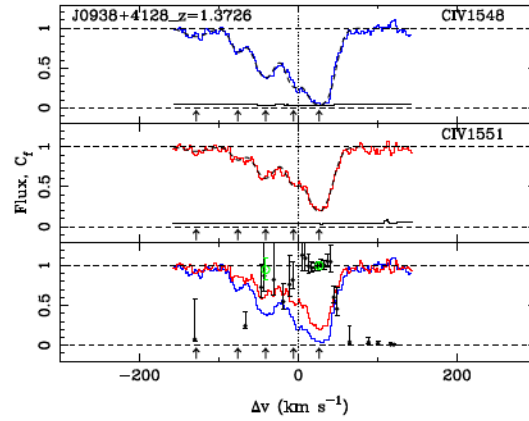


Fig. 6.21: SDSS J093857.01+412821.1 の $z = 1.373$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

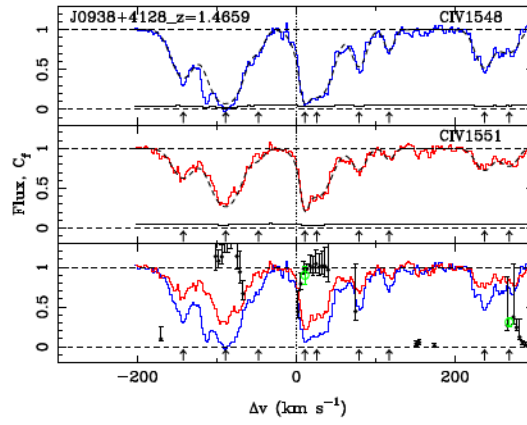


Fig. 6.22: SDSS J093857.01+412821.1 の $z = 1.466$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の右側 2 つのコンポーネントは class A。左側のコンポーネントと同じ吸収線系に属する ($\Delta v < 200 \text{ km s}^{-1}$) が、たまたま近接しているだけで、左側のコンポーネントは intervening NAL である可能性がある。

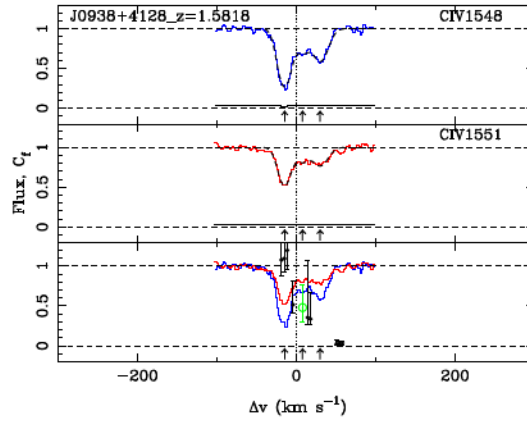


Fig. 6.23: SDSS J093857.01+412821.1 の $z = 1.582$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

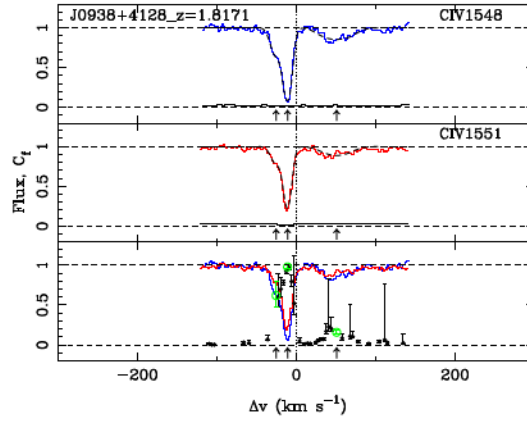


Fig. 6.24: SDSS J093857.01+412821.1 の $z = 1.817$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の右側のコンポーネントは主要な吸収のそばの弱い吸収線であり、C2。全体としては C1 に分類。

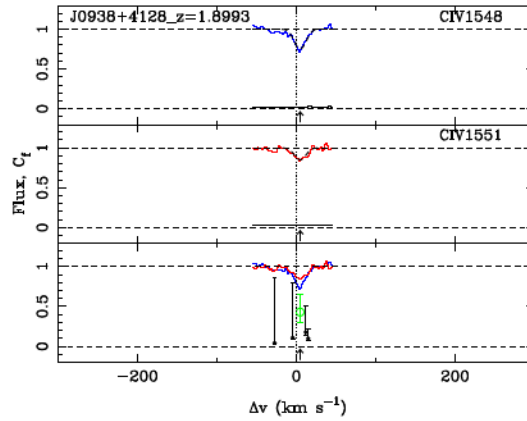


Fig. 6.25: SDSS J093857.01+412821.1 の $z = 1.899$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 一見部分掩蔽を示しているようにも見えるがモデルフィットの評価（緑丸）を pixel-by-pixel がサポートしていないため（吸収中心で pixel-by-pixel の評価がないのは非物理的な誤差を算出したためである）C1 に分類。

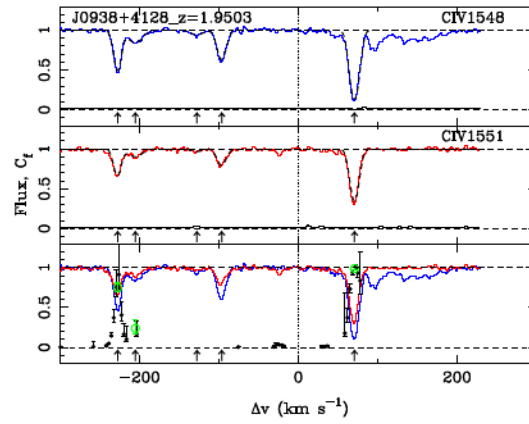


Fig. 6.26: SDSS J093857.01+412821.1 の $z = 1.951$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の左端のコンポーネントが class A2 である。

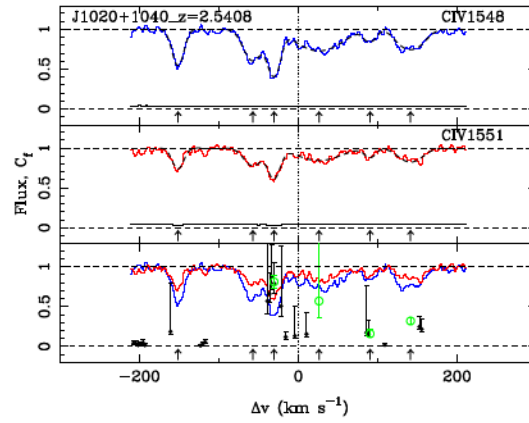


Fig. 6.27: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 2.541$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の右端のコンポーネントは一見部分掩蔽だが、blue member と red member で形状が異なり、他の吸収線の混在が疑われるため C3 である。全体としては C1 に分類。

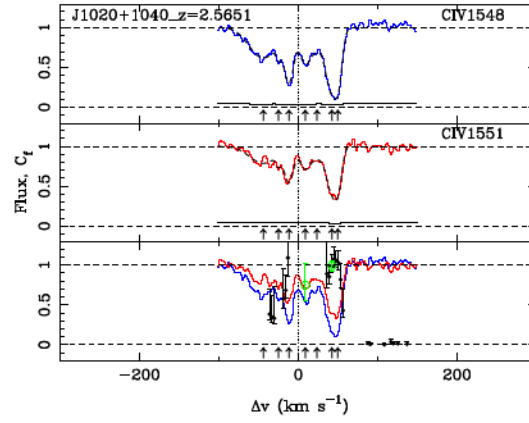


Fig. 6.28: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 2.565$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

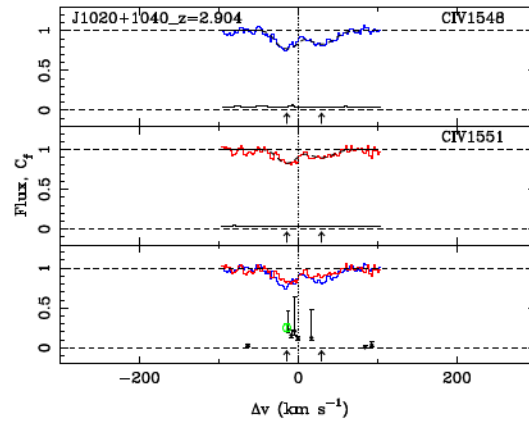


Fig. 6.29: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 2.940$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

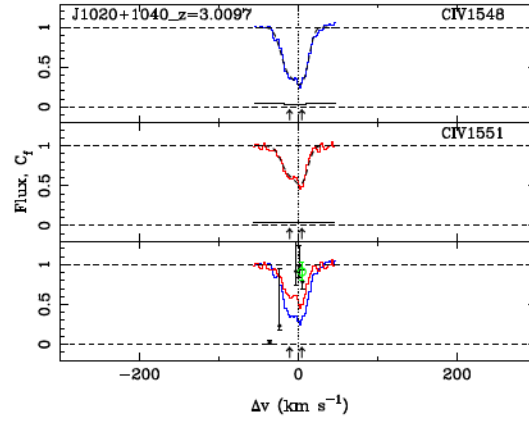


Fig. 6.30: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 3.010$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

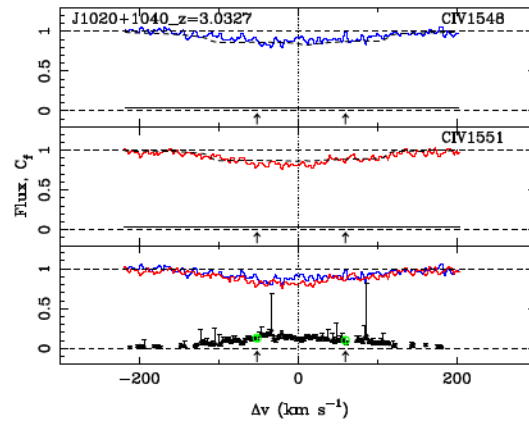


Fig. 6.31: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 3.033$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; ガス内部の熱運動では説明できない滑らかに広がる吸収プロファイル（超熱的プロファイル）を示す吸収線であり A1 となる。なお、[Misawa et al. \(2007\)](#) でも A1 として分類されていた成分である。

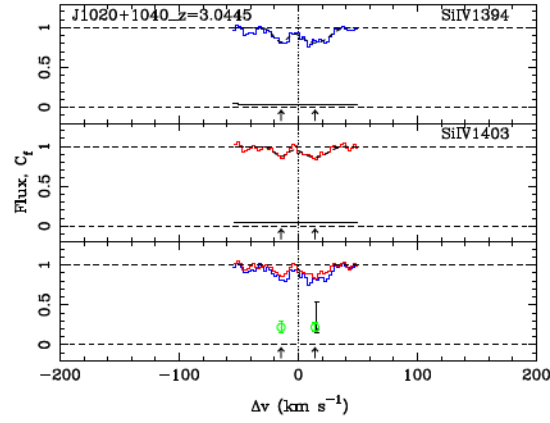


Fig. 6.32: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 3.045$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

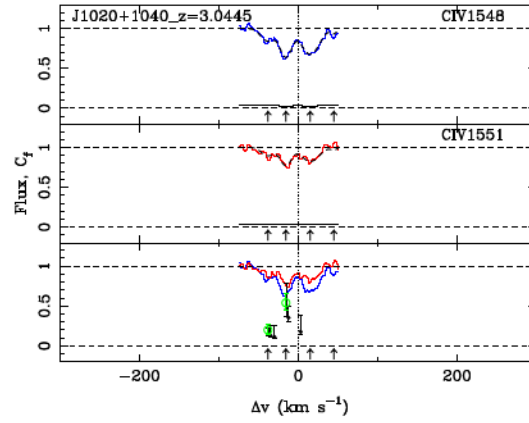


Fig. 6.33: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 3.045$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

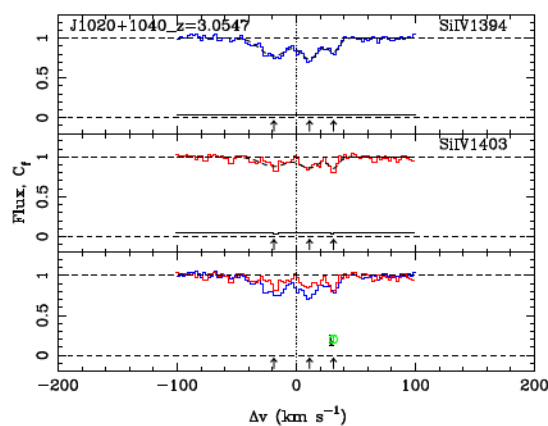


Fig. 6.34: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 3.055$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

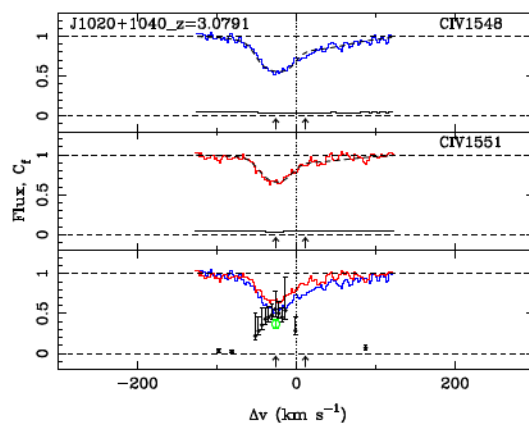


Fig. 6.35: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 3.079$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の左側 1 番目と 3 番目のコンポーネントは A2 である。N V での検出もあったが規格化が複雑でありモデルフィットの実行は不可能であった。

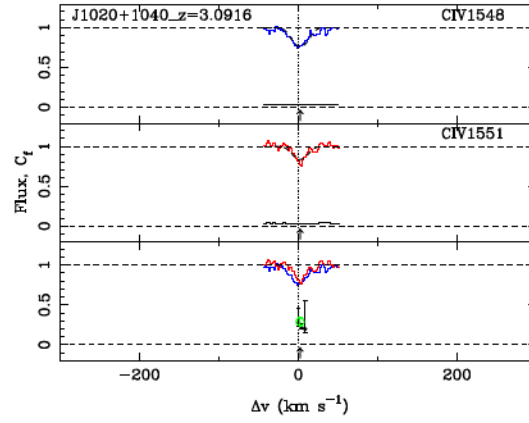


Fig. 6.36: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 3.092$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

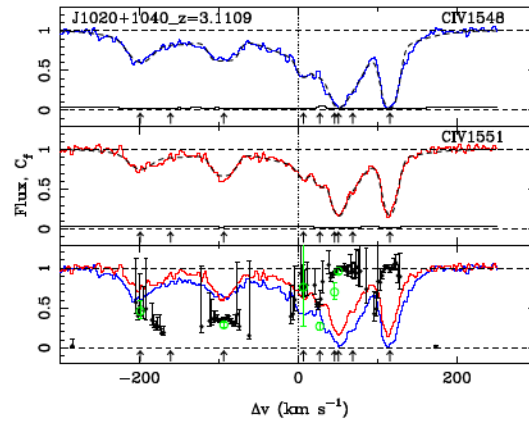


Fig. 6.37: SDSS J102009.99+104002.7 の $z = 3.111$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

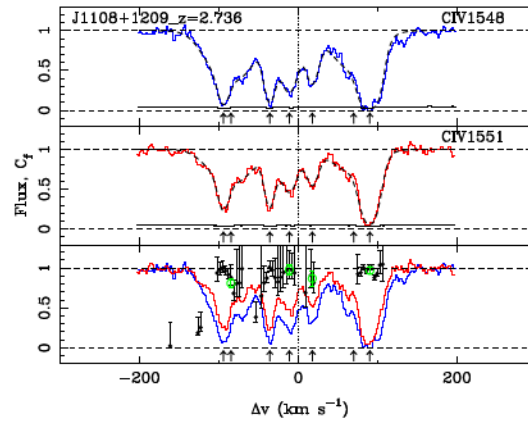


Fig. 6.38: SDSS J110855.47+120953.3 の $z = 2.736$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の左側 2 番目のコンポーネントは主要な吸収のそばの弱い吸収線であり、C2。全体としては C1 に分類。

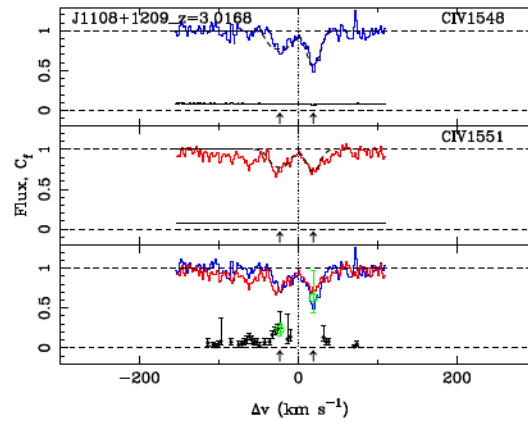


Fig. 6.39: SDSS J110855.47+120953.3 の $z = 3.017$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の blue member と red member の形状が不一致、他の吸収線の混在が疑われる。モデルフィット結果も容認できず、C3 に分類。

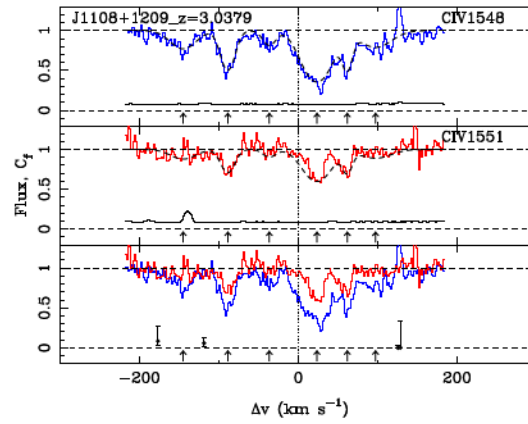


Fig. 6.40: SDSS J110855.47+120953.3 の $z = 3.038$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の blue member と red member の形状が不一致、他の吸収線の混在が疑われる。モデルフィット結果も容認できず、C3 に分類。

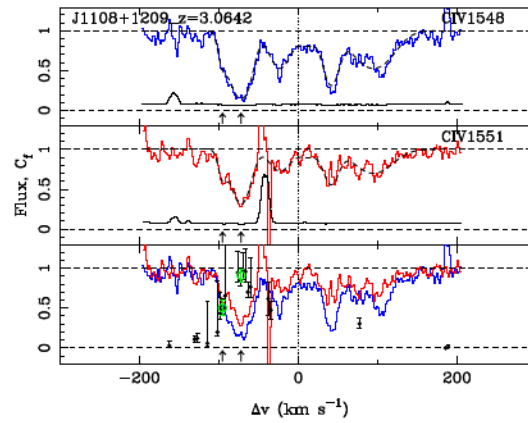


Fig. 6.41: SDSS J110855.47+120953.3 の $z = 3.063$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の blue member と red member の形状が不一致、他の吸収線の混在が疑われる。モデルフィット結果も容認できず、C3 に分類。

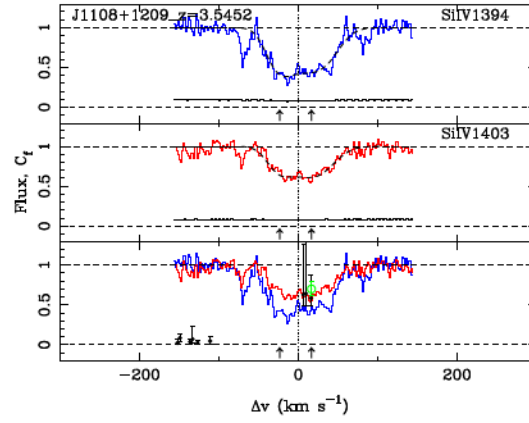


Fig. 6.42: SDSS J110855.47+120953.3 の $z = 3.545$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

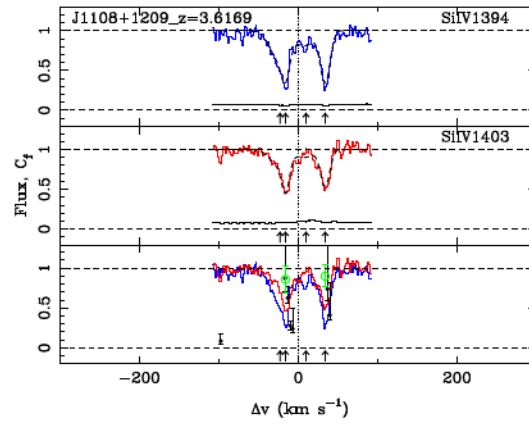


Fig. 6.43: SDSS J110855.47+120953.3 の $z = 3.617$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

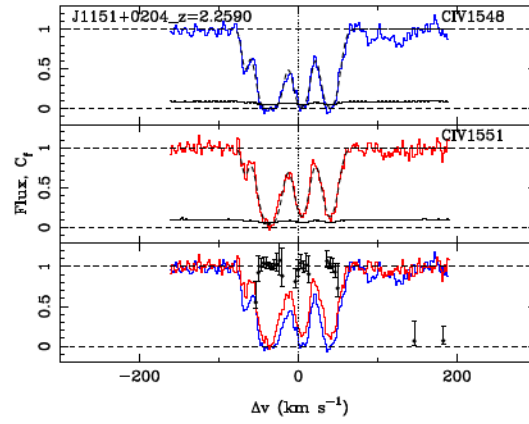


Fig. 6.44: SDSS J115144.82+020426.3 の $z = 2.259$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

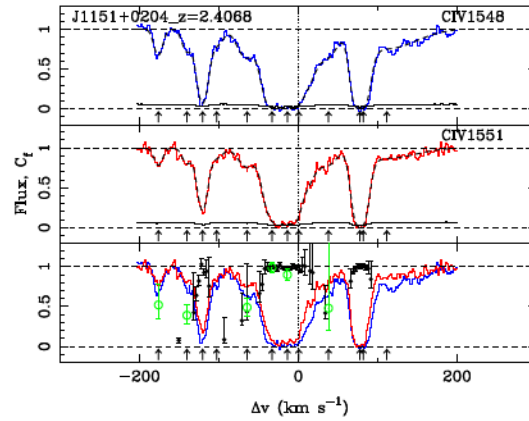


Fig. 6.45: SDSS J115144.82+020426.3 の $z = 2.407$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の左側 1,2 番目および 5 番目のコンポーネントは主要な吸収のそばの弱い吸収線であり、C2。全体としては C! に分類。

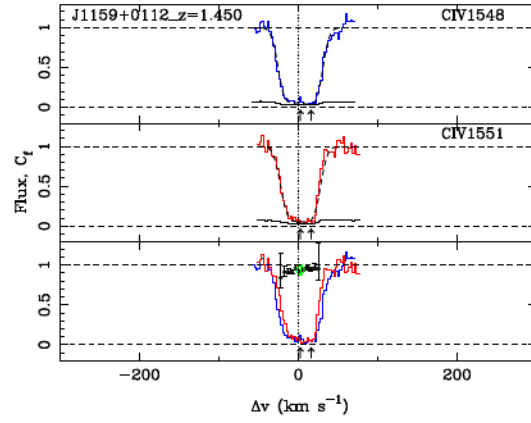


Fig. 6.46: SDSS J115944.82+011206.9 の $z = 1.450$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

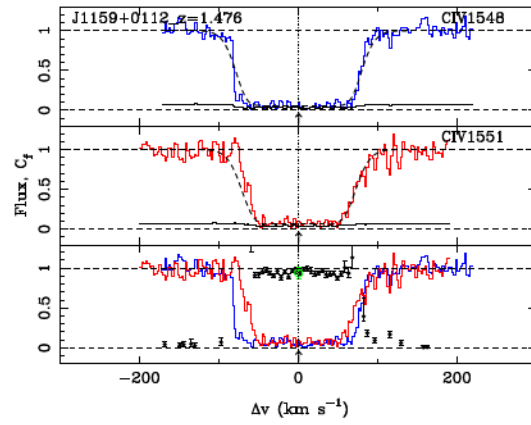


Fig. 6.47: SDSS J115944.82+011206.9 の $z = 1.476$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

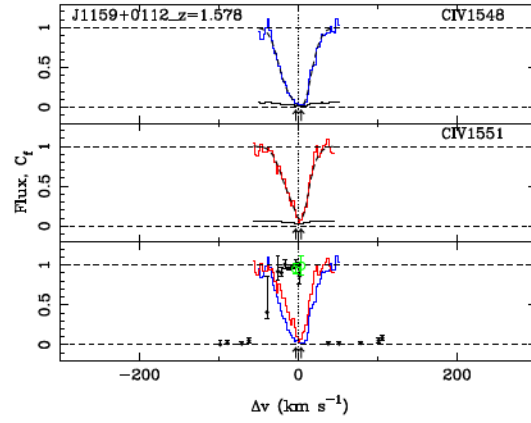


Fig. 6.48: SDSS J115944.82+011206.9 の $z = 1.578$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

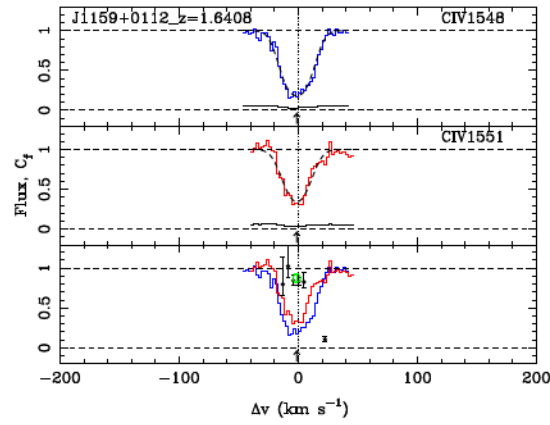


Fig. 6.49: SDSS J115944.82+011206.9 の $z = 1.641$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

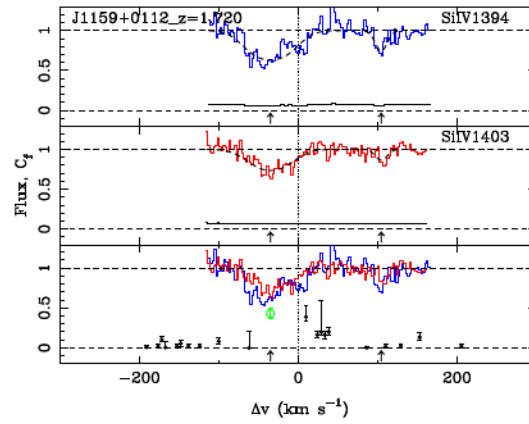


Fig. 6.50: SDSS J115944.82+011206.9 の $z = 1.720$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 規格化が困難な領域の弱い吸収線であり、blue member と red member の形状も不一致である。C3 に分類。

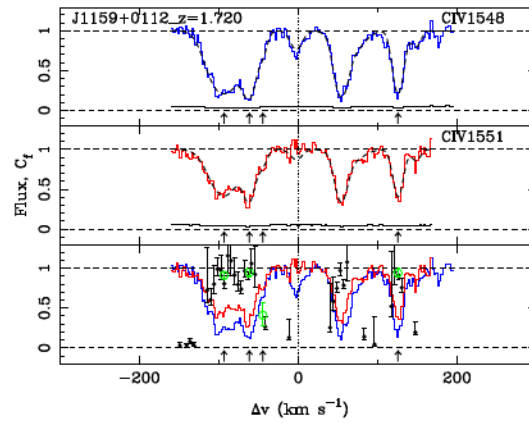


Fig. 6.51: SDSS J115944.82+011206.9 の $z = 1.720$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 左から 3 番目のコンポーネントは主要コンポーネントのそばの弱い吸収であり C2 である。吸収線全体としては C1 に分類。

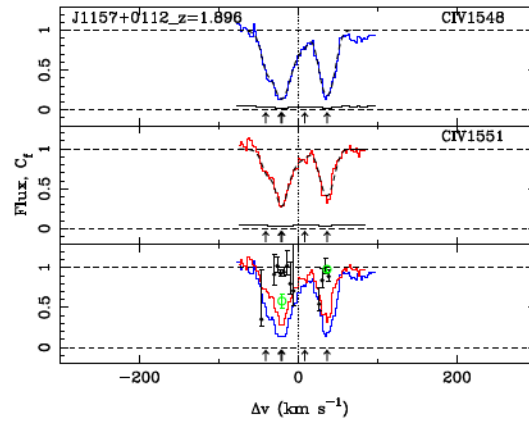


Fig. 6.52: SDSS J115944.82+011206.9 の $z = 1.896$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 左から 2 番目のコンポーネントは、極めて近い速度位置に二つの吸収構造が重複して評価しており、この場合 C2 である。主要コンポーネントのそばの弱い吸収であり C2 である。吸収線全体としては C1 に分類。

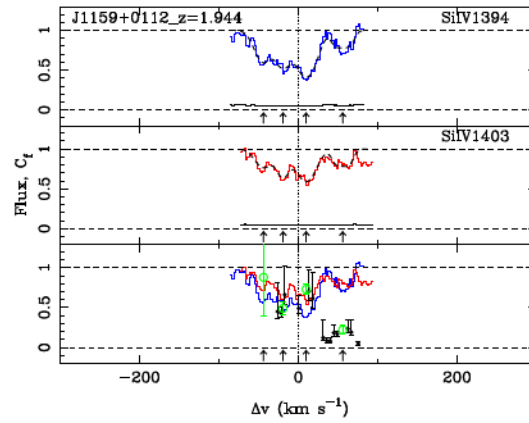


Fig. 6.53: SDSS J115944.82+011206.9 の $z = 1.944$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; Si IV BAL のそばの弱い吸収であり C3 である。

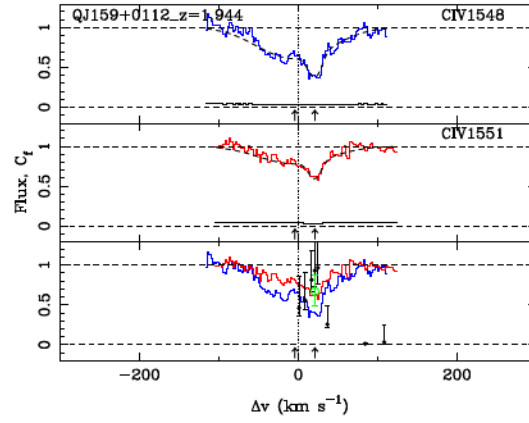


Fig. 6.54: SDSS J115944.82+011206.9 の $z = 1.944$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

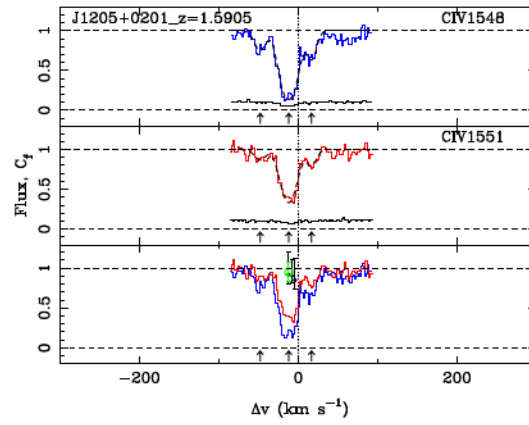


Fig. 6.55: SDSS J120550.19+020131.5 の $z = 1.591$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

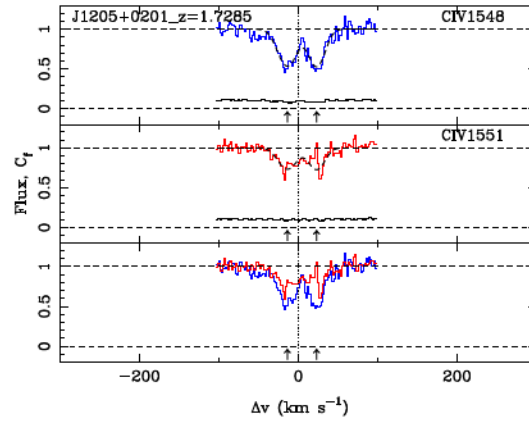


Fig. 6.56: SDSS J120550.19+020131.5 の $z = 1.729$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。
備考; 吸収線の blue member と red member の形状が不一致、他の吸収線の混在が疑われる。モデルフィット結果も容認できず、C3 に分類。

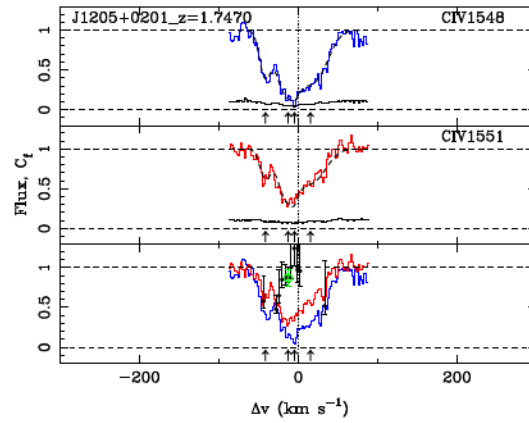


Fig. 6.57: SDSS J120550.19+020131.5 の $z = 1.747$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

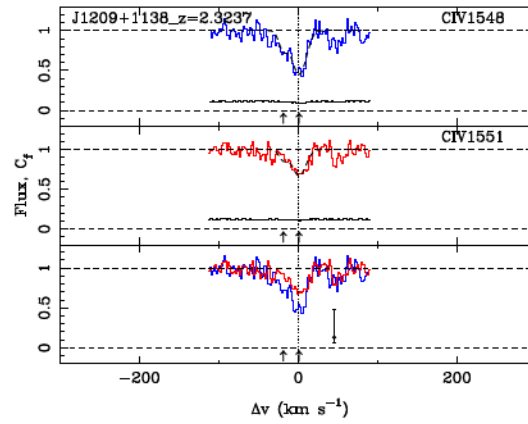


Fig. 6.58: SDSS J120917.93+113830.3 の $z = 2.324$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の blue member と red member の形状が不一致、非物理的な掩蔽率の結果を導いた吸収線。C3 に分類。

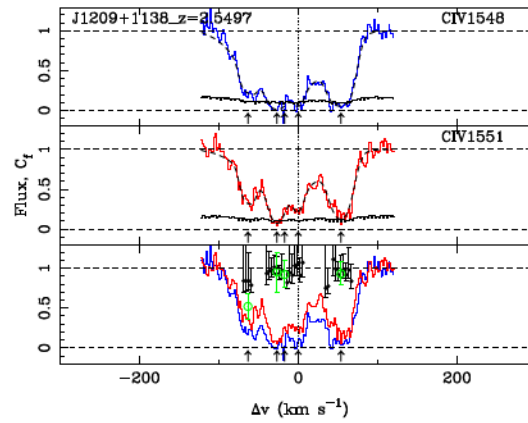


Fig. 6.59: SDSS J120917.93+113830.3 の $z = 2.550$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 左端のコンポーネントは主要なコンポーネントのそばの弱い吸収であり C2。全体としては C1 に分類。

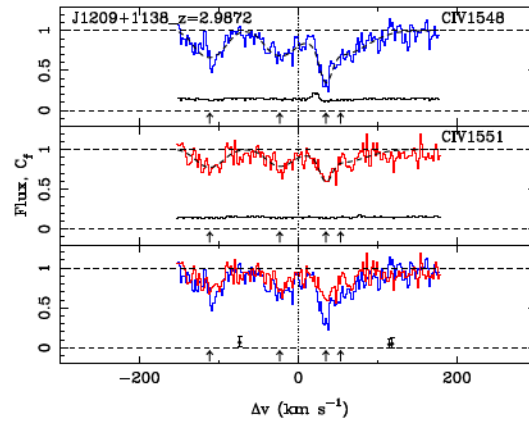


Fig. 6.60: SDSS J120917.93+113830.3 の $z = 2.987$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の blue member と red member の形状が不一致、非物理的な掩蔽率の結果を導いた吸収線。C3 に分類。

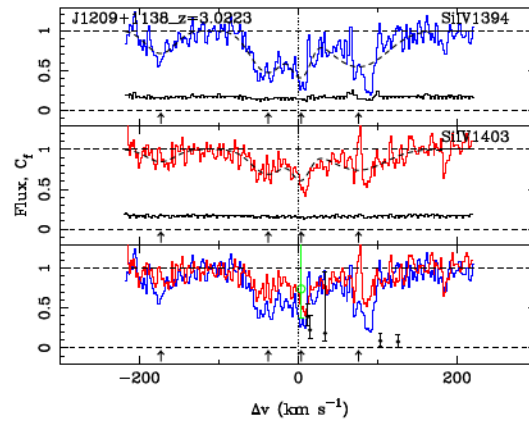


Fig. 6.61: SDSS J120917.93+113830.3 の $z = 3.022$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 吸収線の blue member と red member の形状が不一致、非物理的な掩蔽率の結果を導いた吸収線。C3 に分類。

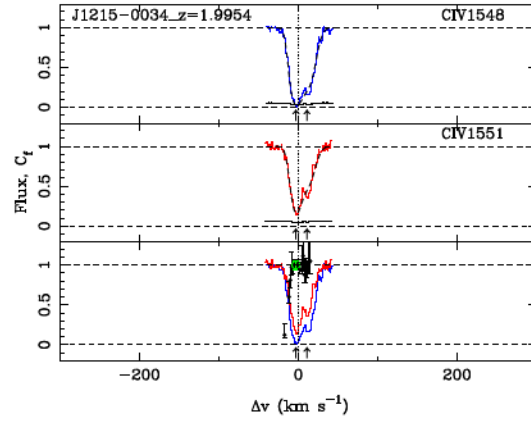


Fig. 6.62: SDSS J121549.80-003432.1 の $z = 1.995$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

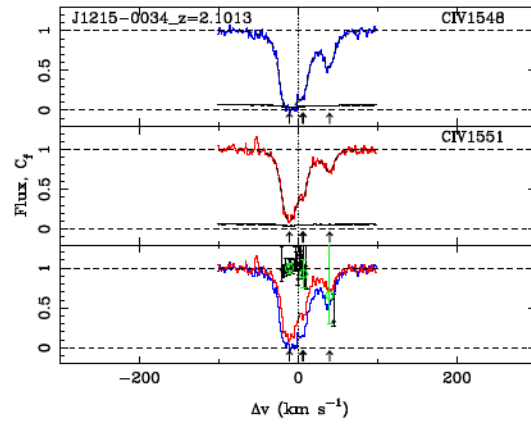


Fig. 6.63: SDSS J121549.80-003432.1 の $z = 2.101$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

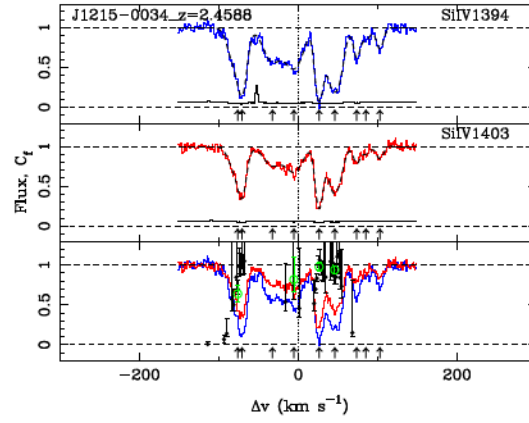


Fig. 6.64: SDSS J121549.80-003432.1 の $z = 2.459$, Si iv 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

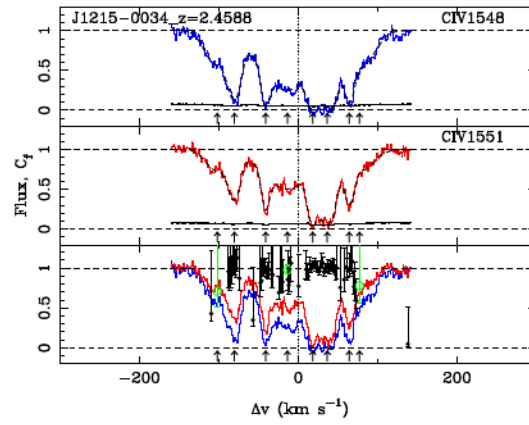


Fig. 6.65: SDSS J121549.80-003432.1 の $z = 2.459$, C iv 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

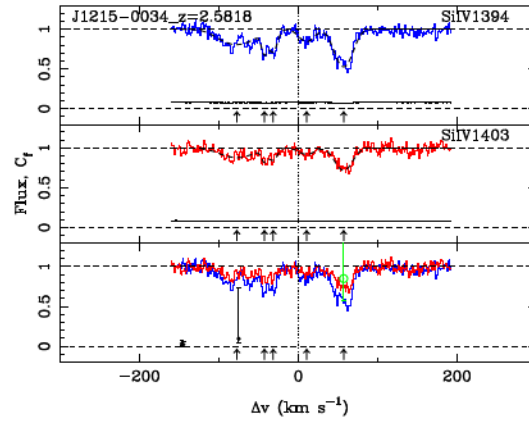


Fig. 6.66: SDSS J121549.80-003432.1 の $z = 2.581$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; Si IV BAL の影響で規格化が信頼できない吸収線であり、C3 に分類。非物理的な掩蔽率の結果を導いてる。

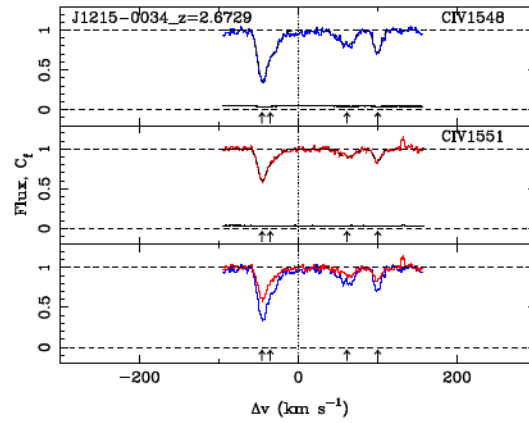


Fig. 6.67: SDSS J121549.80-003432.1 の $z = 2.671$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

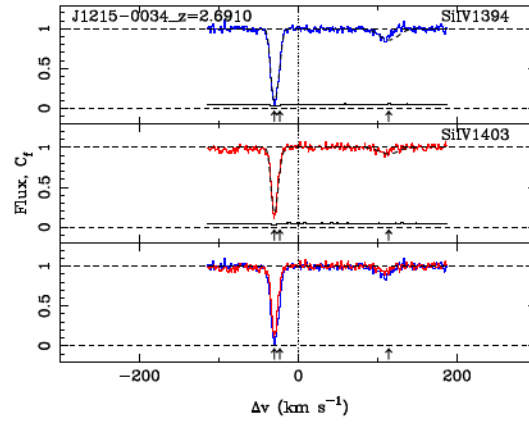


Fig. 6.68: SDSS J121549.80-003432.1 の $z = 2.691$, Si iv 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

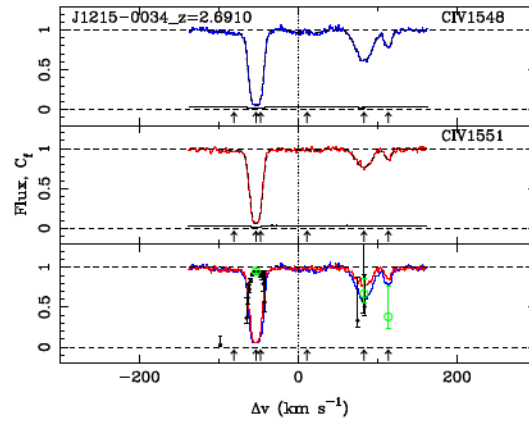


Fig. 6.69: SDSS J121549.80-003432.1 の $z = 2.691$, C iv 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 左端のコンポーネントで部分掩蔽を示唆。右側2つのコンポーネントは、それぞれ C1, C2（主要コンポーネントのそばの弱い吸収）である。

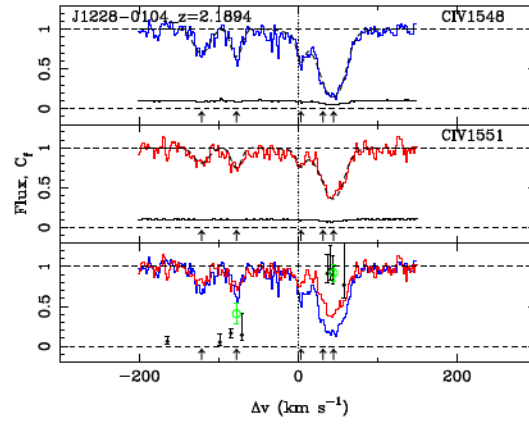


Fig. 6.70: SDSS J122848.21-01041.5 の $z = 2.189$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 左から 2 番目のコンポーネントは一見部分掩蔽を示しているようにも見えるが、モデルフィット結果が容認されず C3 である。全体としては C1 に分類。

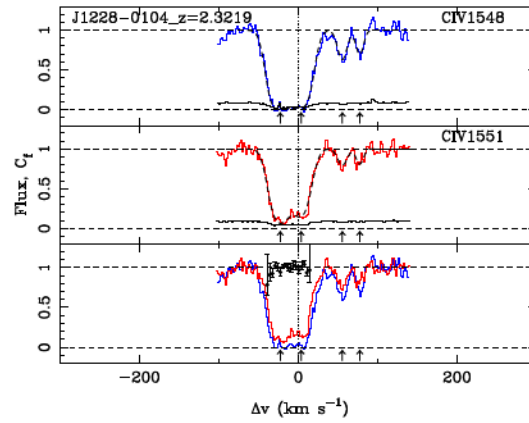


Fig. 6.71: SDSS J122848.21-01041.5 の $z = 2.322$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

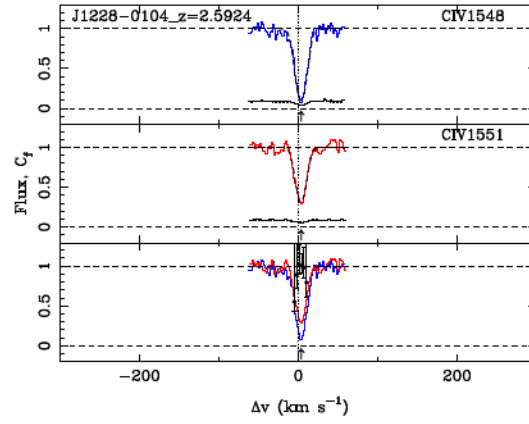


Fig. 6.72: SDSS J122848.21-01041.5 の $z = 2.592$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

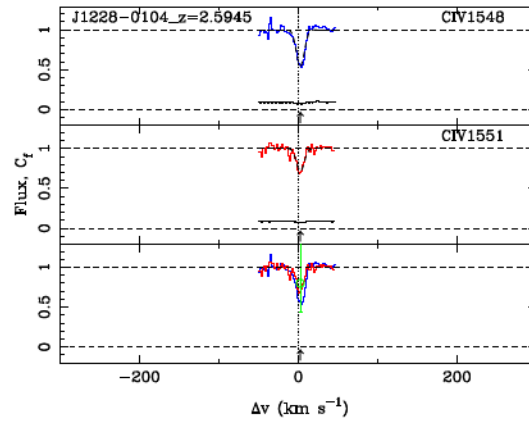


Fig. 6.73: SDSS J122848.21-01041.5 の $z = 2.595$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 上の吸収線と同じ吸収線系である ($\Delta v < 200 \text{ km s}^{-1}$)。

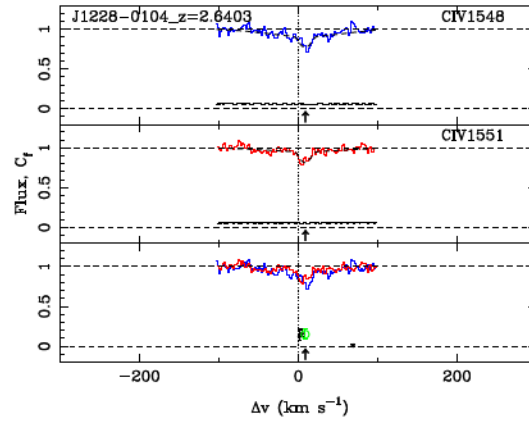


Fig. 6.74: SDSS J122848.21-01041.5 の $z = 2.640$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 一見部分掩蔽を示しているように見えるが、一つのコンポーネントを重複して評価しており C2 である。

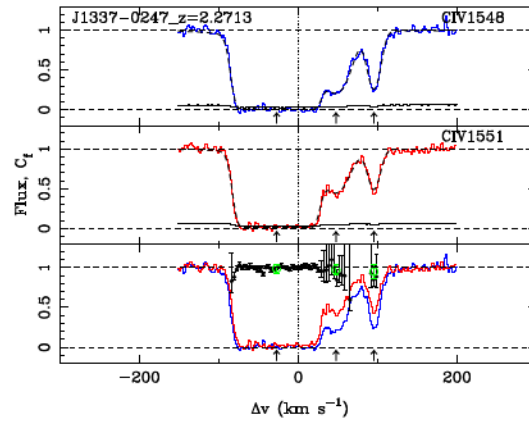


Fig. 6.75: SDSS J133701.39-024630.3 の $z = 2.271$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

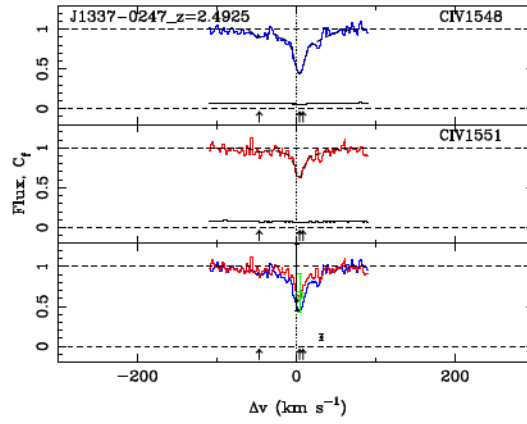


Fig. 6.76: SDSS J133701.39-024630.3 の $z = 2.493$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

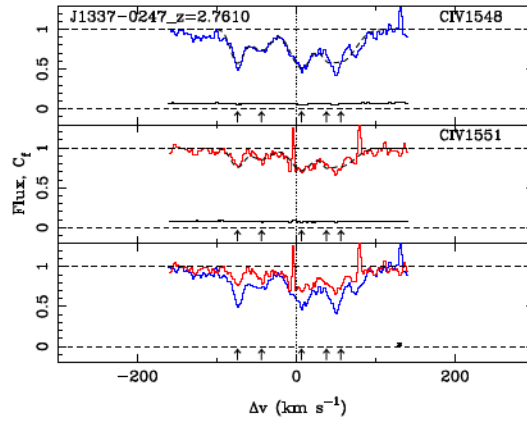


Fig. 6.77: SDSS J133701.39-024630.3 の $z = 2.761$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; パルス状のノイズの影響で吸収線の blue member と red member の形状が不一致。モデルフィット結果も容認できず、C3 に分類。

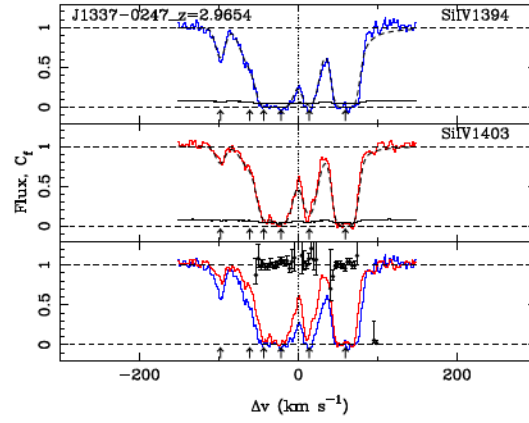


Fig. 6.78: SDSS J133701.39-024630.3 の $z = 2.965$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

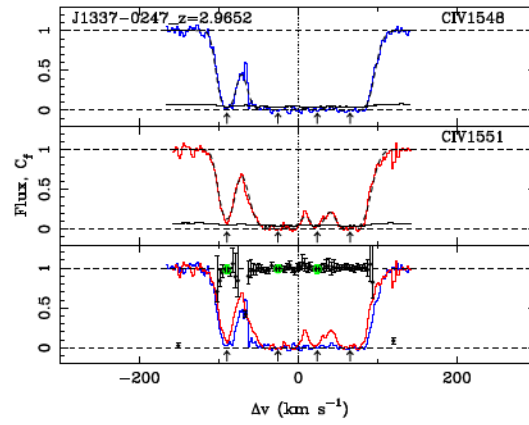


Fig. 6.79: SDSS J133701.39-024630.3 の $z = 2.965$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

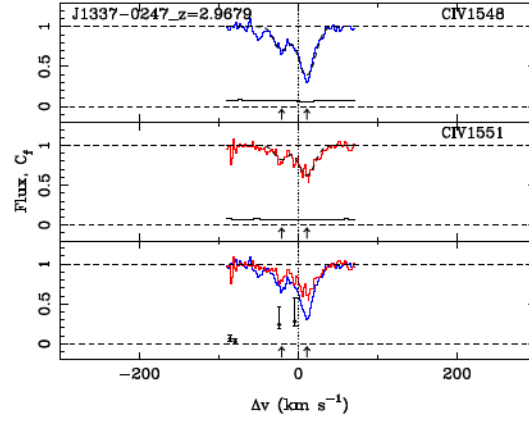


Fig. 6.80: SDSS J133701.39-024630.3 の $z = 2.968$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。
備考; 上の吸収線と同じ吸収線系である ($\Delta v < 200 \text{ km s}^{-1}$)。

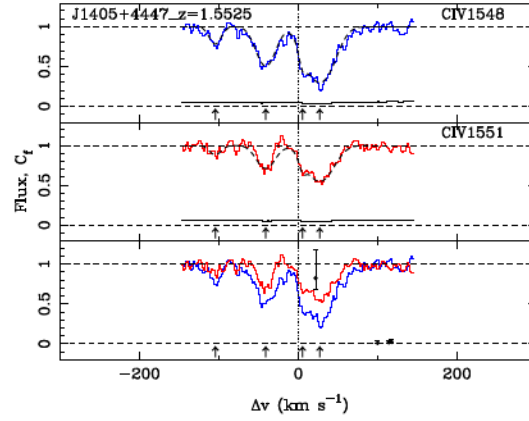


Fig. 6.81: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 1.553$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

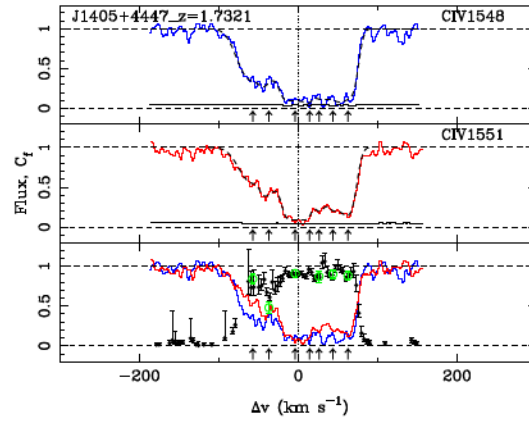


Fig. 6.82: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 1.732$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

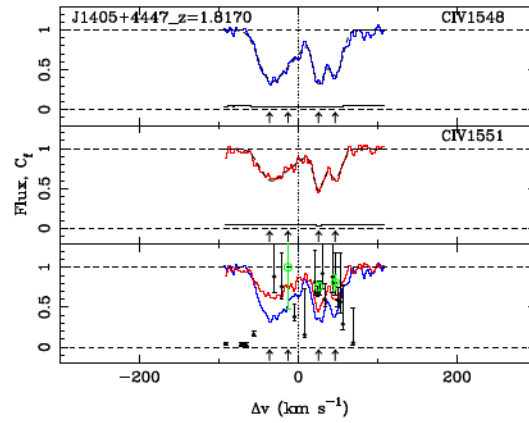


Fig. 6.83: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 1.817$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 左から 3 番目のコンポーネントは class A だが両端における pixel-by-pixel の結果が full coverage を示していることに留意。

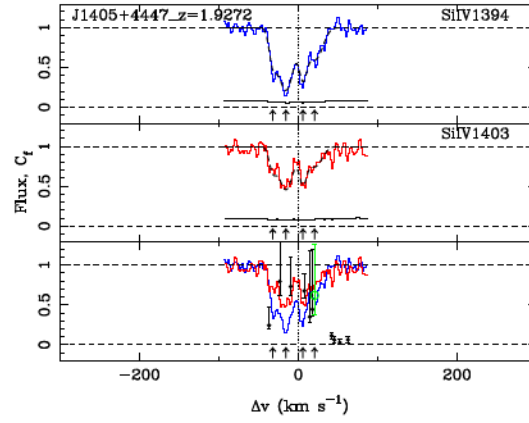


Fig. 6.84: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 1.927$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

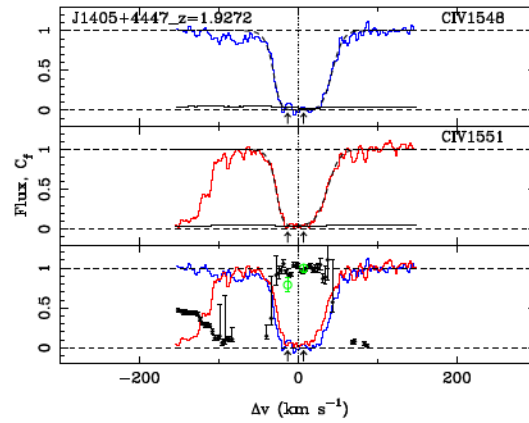


Fig. 6.85: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 1.927$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

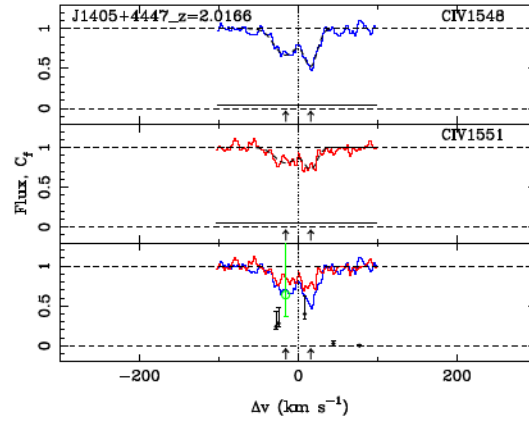


Fig. 6.86: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 2.017$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

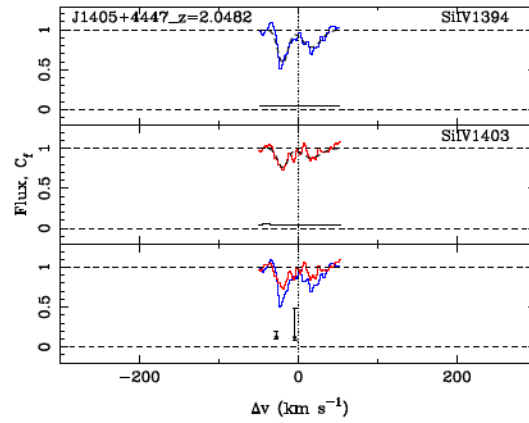


Fig. 6.87: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 2.048$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 非物理的な掩蔽率の値を導いた吸収線。C2 に分類。

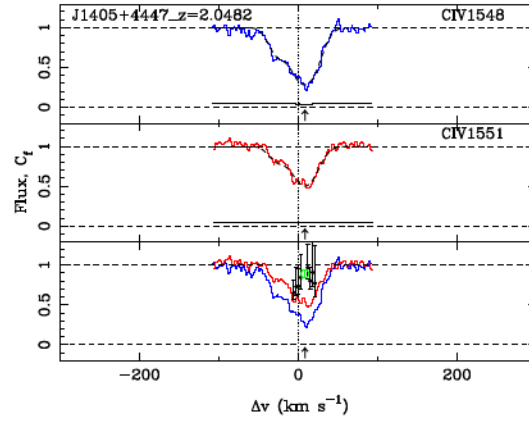


Fig. 6.88: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 2.048$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

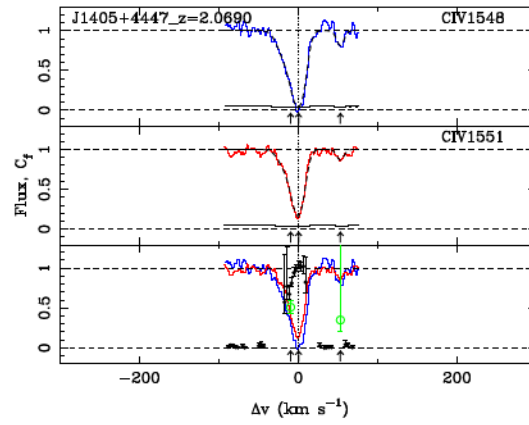


Fig. 6.89: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 2.069$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

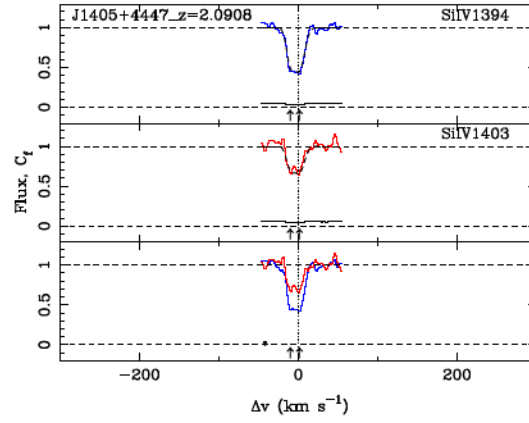


Fig. 6.90: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 2.091$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

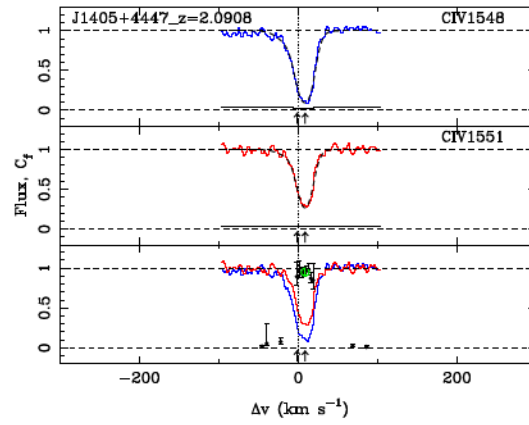


Fig. 6.91: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 2.091$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

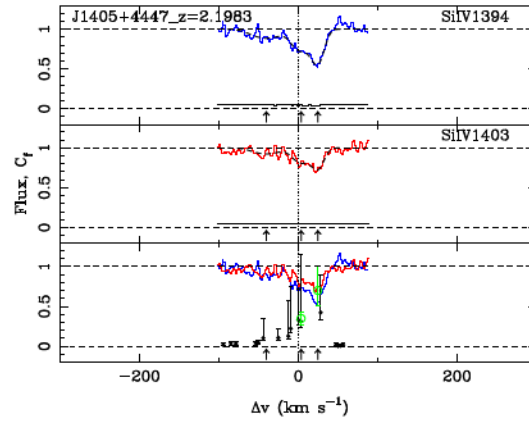


Fig. 6.92: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 2.197$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

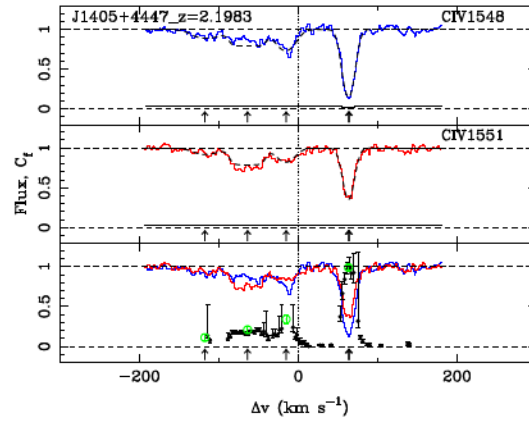


Fig. 6.93: SDSS J140501.93+444759.8 の $z = 2.197$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 左側3つのコンポーネントには明らかに他の吸収線の混在が起こっており C3 である。吸収線全体としては C1 に分類。

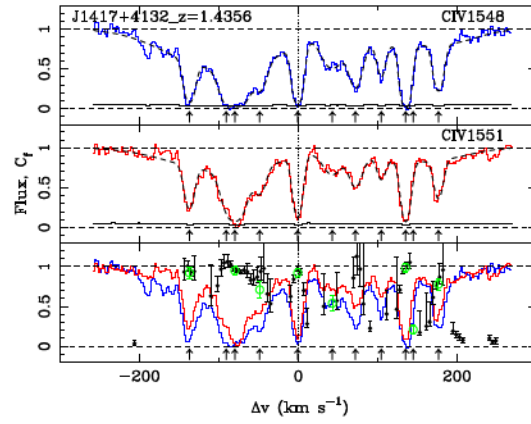


Fig. 6.94: SDSS J141719.23+413237.0 の $z = 1.436$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考;MINFIT で部分掩蔽を示唆しているコンポーネントは全て主要な吸収の傍の弱いコンポーネントであるため C2 である。吸収線全体としては C1 である。

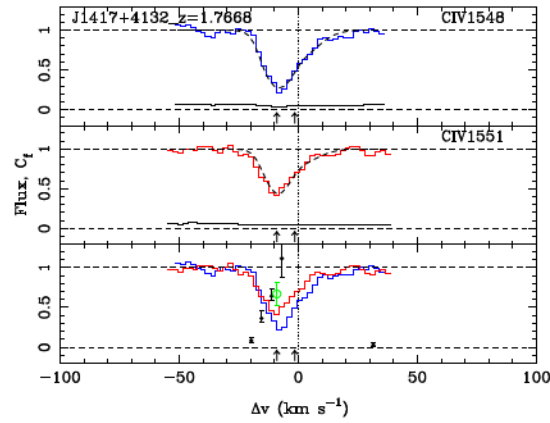


Fig. 6.95: SDSS J141719.23+413237.0 の $z = 1.767$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

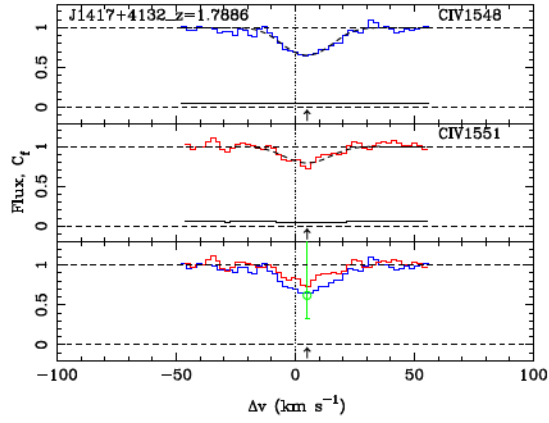


Fig. 6.96: SDSS J141719.23+413237.0 の $z = 1.789$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

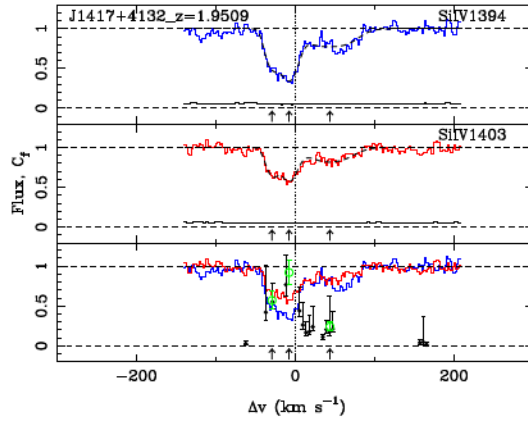


Fig. 6.97: SDSS J141719.23+413237.0 の $z = 1.951$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

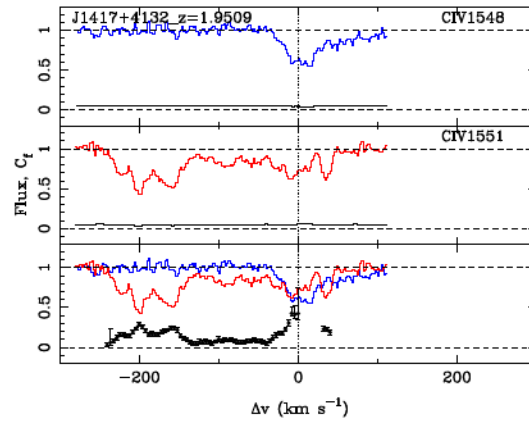


Fig. 6.98: SDSS J141719.23+413237.0 の $z = 1.951$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は基本的に Fig. 6.2 と同じだが、他の吸収線との強い混在があったためモデルフィットは実行せず、pixel-by-pixel の結果のみ表示している。
備考; 他の吸収線および $z = 1.954$ の C IV の複雑な混在の影響で評価不能。

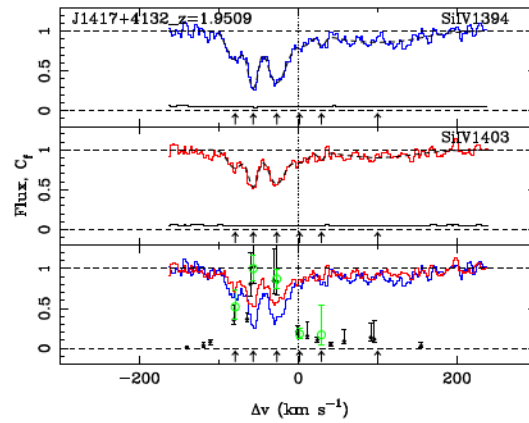


Fig. 6.99: SDSS J141719.23+413237.0 の $z = 1.954$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。
備考; C IV の検出もあったが他の吸収線および $z = 1.9541$ の C IV の複雑な混在の影響で評価不能)。

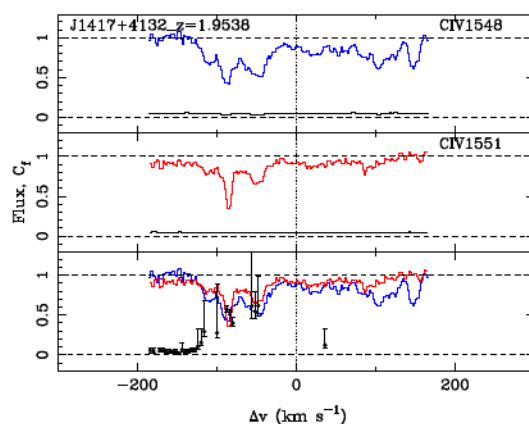


Fig. 6.100: SDSS J141719.23+413237.0 の $z = 1.954$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は基本的に Fig. 6.2 と同じだが、他の吸収線との強い混在があったためモデルフィットは実行せず、pixel-by-pixel の結果のみ表示している。
備考; 他の吸収線および $z = 1.951$ の C IV の複雑な混在の影響で評価不能。

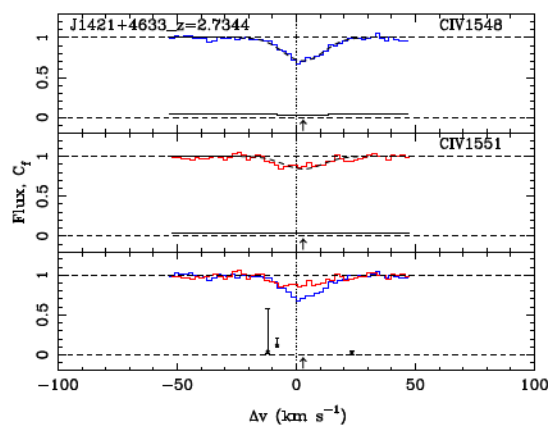


Fig. 6.101: SDSS J142123.98+463317.8 の $z = 2.735$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

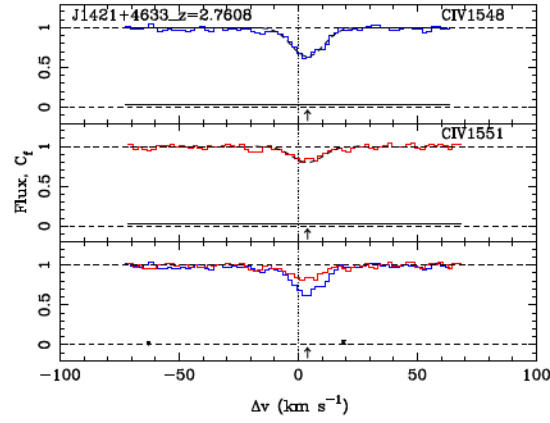


Fig. 6.102: SDSS J142123.98+463317.8 の $z = 2.761$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

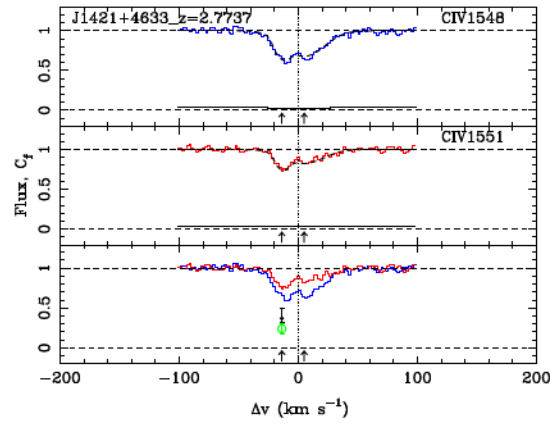


Fig. 6.103: SDSS J142123.98+463317.8 の $z = 2.773$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

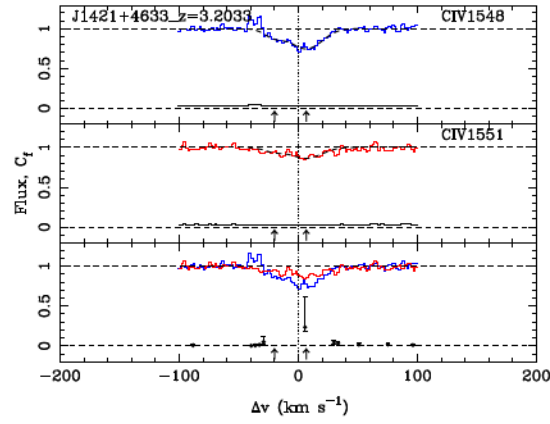


Fig. 6.104: SDSS J142123.98+463317.8 の $z = 3.203$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。
備考; red member の左端に他の吸収線の混在の可能性あり。

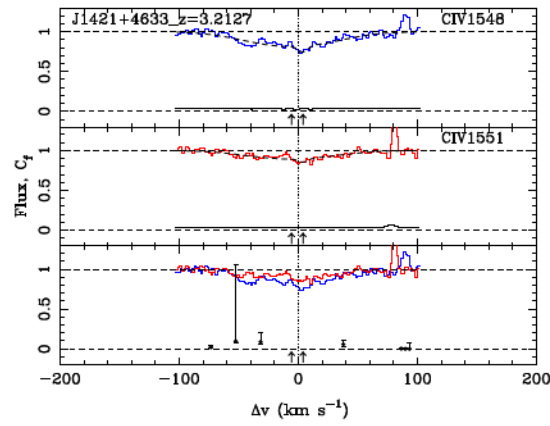


Fig. 6.105: SDSS J142123.98+463317.8 の $z = 3.213$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。
備考; blue member の左端に他の吸収線の混在の可能性あり。

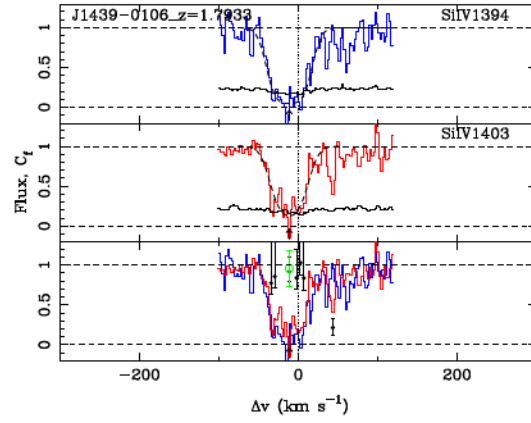


Fig. 6.106: SDSS J143907.51-010616.7 の $z = 1.793$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

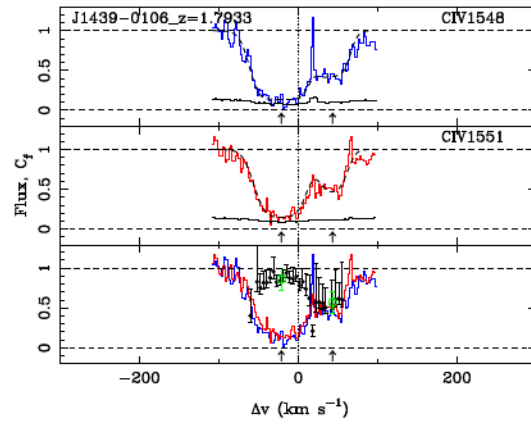


Fig. 6.107: SDSS J143907.51-010616.7 の $z = 1.793$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

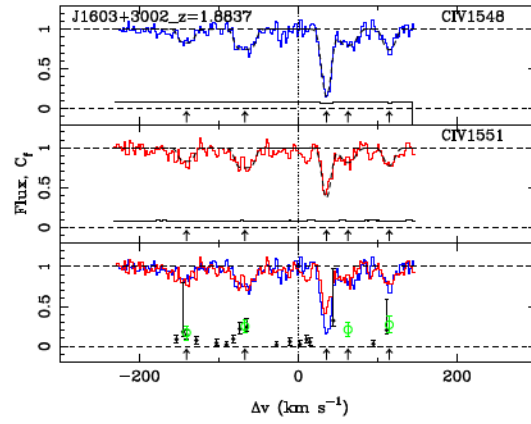


Fig. 6.108: SDSS J160354.15+300208.6 の $z = 1.883$, C iv 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。
備考; 吸収線全体に浅く広い吸収成分の混在が確認された。S/N も低く信頼できないため C3 である。

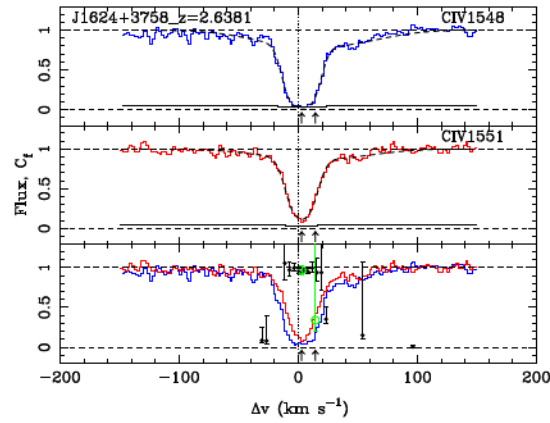


Fig. 6.109: SDSS J162453.47+375806.6 の $z = 2.638$, C iv 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

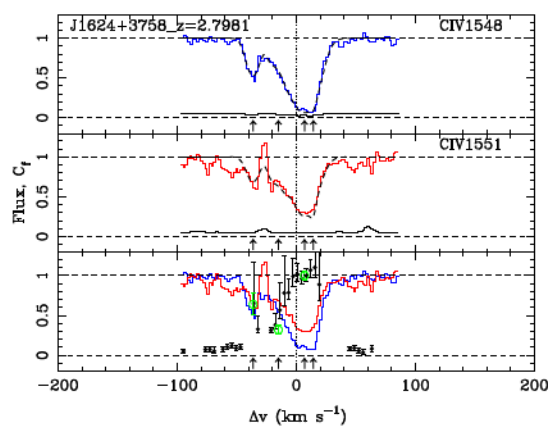


Fig. 6.110: SDSS J162453.47+375806.6 の $z = 2.798$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

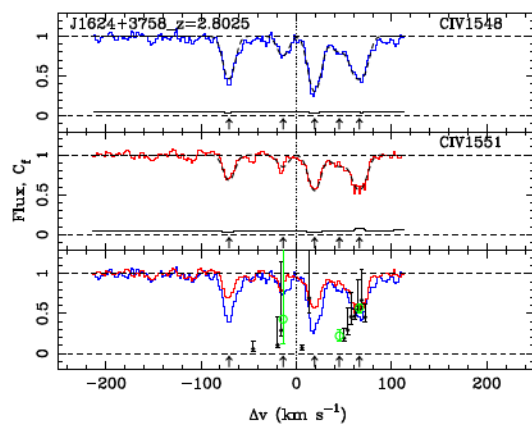


Fig. 6.111: SDSS J162453.47+375806.6 の $z = 2.802$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; red member のすぐ右側がスペクトルオーダーの端であるため、それによって red member の評価が信頼できない。スペクトルに起因する不定生から C3 へ分類。

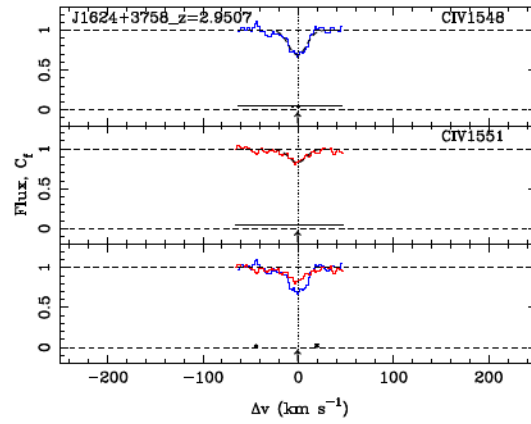


Fig. 6.112: SDSS J162453.47+375806.6 の $z = 2.951$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

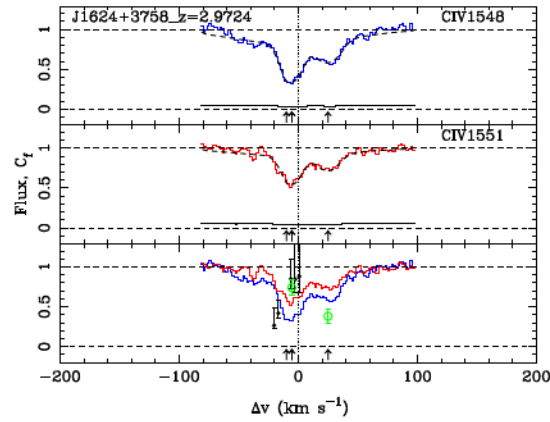


Fig. 6.113: SDSS J162453.47+375806.6 の $z = 2.972$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; class A2 に分類した吸収線。blue member にのみ全体的に浅く広いコンポーネントが混在している可能性があるが、これは掩蔽率を大きく（すなわち完全掩蔽を導く方向に）評価していることになる。それでもなお、 3σ 以上の信頼度で部分掩蔽を示唆していることから class A に分類した。

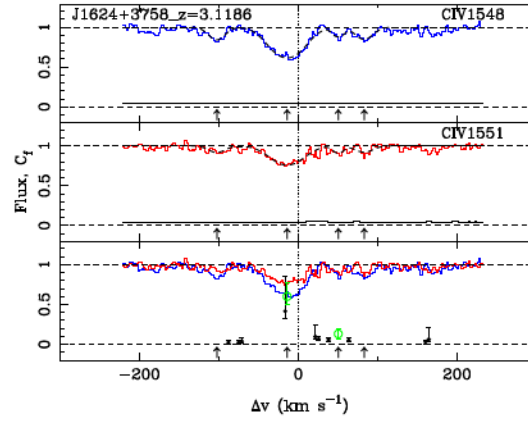


Fig. 6.114: SDSS J162453.47+375806.6 の $z = 3.119$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

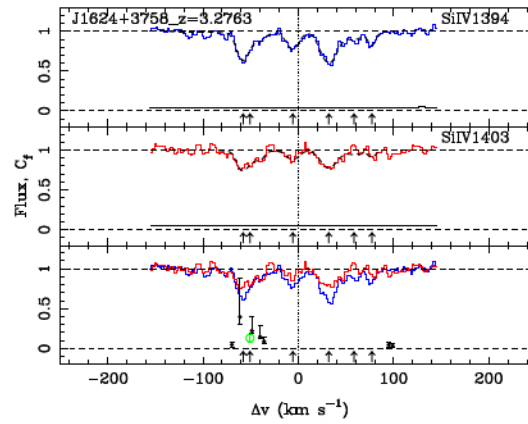


Fig. 6.115: SDSS J162453.47+375806.6 の $z = 3.276$, Si IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; 左から 2 番目のコンポーネントは主要な吸収のそばの弱い吸収コンポーネントで C2。他のコンポーネントの評価結果も非物理的な結果を導いているため C2 である。

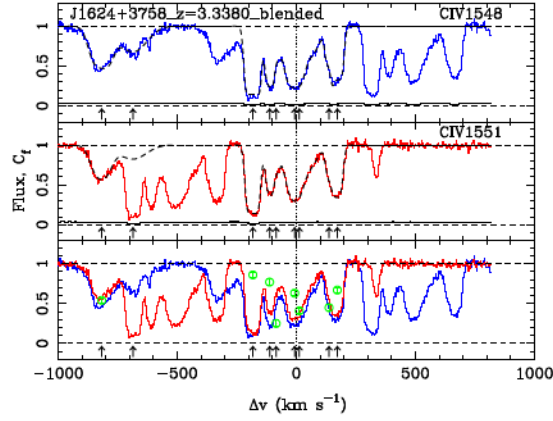


Fig. 6.116: SDSS J162453.47+375806.6 の $z = 3.338$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

備考; $z = 3.330$ の red member と $z = 3.340$ の blue member の一部が重複しているため、それを加味した上で同時にモデルフィットを実行した。重複があるものの、非常に S/N が高くそれぞれの吸収コンポーネントを明確に分離できているため解析結果は信頼できる。また $z = 3.330$ は intrinsic NAL の特徴であるガス内部の熱運動では説明できない滑らかに広がる吸収線プロファイル（超熱的なプロファイル）を示し、他方 $z = 3.340$ については non-black saturation を示していることが確認できる。

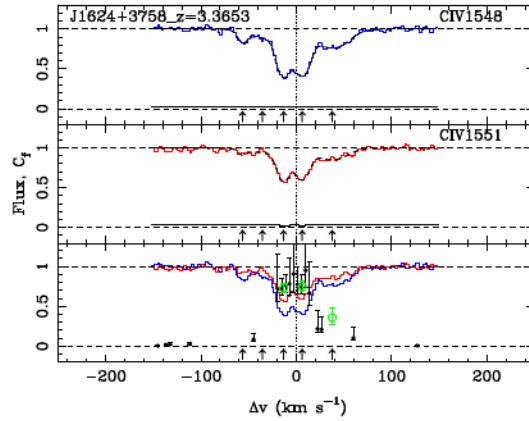


Fig. 6.117: SDSS J162453.47+375806.6 の $z = 3.365$, C IV 吸収線に対するフィット結果。図の見方は Fig. 6.2 と同じである。

謝辞

本研究を完成させ、博士論文としてまとめ上げるまでに多くの方にご指導やご助言をいただき、またときにはたくさんの暖かい励ましをいただきました。研究活動は多くの人のご協力がなくては成り立たないということを強く実感した大学院生活でした。大学生活・研究を通して関わった全ての方々にこの場を借りて感謝申し上げます。

指導教員の三澤透教授には、学部4年から6年間ご指導・ご鞭撻いただきました。研究室のゼミや研究活動、日々のご指導を通してたくさんの大切な知識と恩恵を賜りました。研究内容についてのご相談の際に、いつも幅広い知識で解決策をご教授いただいたこと、学術論文で私の未熟な英文をととても丁寧に添削指導していただいたこと、そして何より研究することの素晴らしさを教えていただいたことなど、感謝の念に堪えません。研究面のみならず、私生活で悩みがあったときもいつも親身になってアドバイスをくださり、後押ししてくださったことも忘れられません。先生には研究者としても人としてもとても親身にご指導いただくことを強く感じております。

共同研究者である国立天文台ハワイ観測所の青木賢太郎様には、博士課程の様々な場面で有益なご助言をいただきました。初めてお会いしたのは私が博士課程1年生の時の天文学会でしたが、青木様の可視光でのアウトフロー吸収線についての研究発表にととても興味を持ったのを覚えております。以降学会や研究会等で研究内容について議論していただけたこと、とても嬉しく感じておりました。青木様は本研究で用いた手法である「微細構造線と光電離モデルを用いたアウトフローの光源距離概算」についての研究実績もあり、共同研究者として私の学術論文執筆の際にはとても貴重なご意見を多数いただきました。

尾道市立大学の川口俊宏准教授は、博士論文審査会直前の大変慌ただしい依頼であったにも関わらず、私の論文審査の審査員を引き受けてくださいました。さらには私の研究内容についてのコメントや、今後の展望についての有益なコメントをいただき、博士論文の最終版作成にあたって大変参考にさせていただきました。お忙しい中、私の論文にお目通しいただいたこと、そして川口様の研究分野ならではの貴重な助言をいただけたこと感謝しております。

国立天文台天文情報センターの堀内貴史様は研究室の先輩として、同時にアウトフロー研究の先輩として私が学部4年生の頃から今現在までお世話になっておりま

した。学術論文の共著者として参加していただき、いつもお忙しい中、素早く的確なコメントをくださいました。同じ研究室の先輩であった頃は、アウトフローの学習について大変手厚く指導いただき、よく研究室でも楽しく議論にお付き合いいただいたことが強く印象に残っています。また、信州大学卒業後も私のことを気にかけていただき、近況を報告いたした際には暖かい励ましの言葉をいただけたことも大変励みとなりました。

これまで同じ研究室で研究を行ってきた先輩・後輩にも大変お世話になってきました。小山田涼香先輩には研究室に配属したときから、プレゼン発表の仕方や、解析ソフトウェアの扱い方などをとても丁寧に教えていただきました。ご自身が忙しい時であってもいつも研究室の後輩のことを気にかけてくださっていた、とても頼もしい先輩であったことをよく覚えています。堀内貴史先輩、小山田涼香先輩が研究室の先輩としていつも指導してくださり、また博士課程の学生としての研究活動の素晴らしさや大変さを示してくださっていたからこそ今の私があり、また研究を全うすることができたと感じております。

現在の研究室メンバーである学部4年の小池由稀奈さん、劉強君、福森基弘君とは、今年は感染症の影響で10月になって初めての全員集合での顔合わせとなりました。短い期間ではあったものの、研究室では皆さんとの個性豊かな会話にいつも楽しませてもらっていました。

昨年修士課程を卒業した石田大君は、コンピュータ・ソフトウェア関連に非常に強く、コンピュータの環境構築やプログラムについてたくさん学ばせてもらいました。私にとって初めての大学院生の後輩であり、しかも研究対象が同じアウトフローであったことから、たくさん研究内容についての議論にも付き合ってもらいましたが、物事に対する理解がとても深く鋭い指摘が多いので、いつも石田君との議論では刺激をもらっていました。また、研究室の反射式望遠鏡で一緒に星雲や銀河、惑星を観測したことはとても楽しい思い出です。

研究室でご指導いただいた高橋一馬先輩、和田久先輩、唯一の同期であった大畑幸大君、総研大へ進学した杉森加奈子さん、教師を目指して休学中の清原雅司君、さらに私より先に卒業した佐藤脩介君、千葉洋輝君、奥谷椋一君、一時帰国しているLEE INSEOB君、すべての研究室メンバーに感謝いたします。

宇宙線実験室の宗像一起教授、加藤千尋教授、小山守一様、PDの中村佳昭先輩にも月例報告会などを通して多くのご指導をいただきました。長期にわたって研究を見守っていただいたこと感謝申し上げます。

家族には、大学1年生から9年間にわたり経済面・生活面の支援していただきました。私が進学することで多くの負担があったはずですが、それを表面に出さず応援し続けてくれた家族のみんなには本当に感謝してもしきれません。ありがとうございました。

最後に、ここではあげられなかった多くの方々にもお世話になりました。本研究

は、私の研究生活に関わったすべての方々の助力によって達成することができました。皆様に深く感謝申し上げます。