



**OBSERVATÓRIO NACIONAL
MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA**

Estudo da Formação de Estruturas em Grande Escala no Universo Utilizando Quasares a Altos Redshifts

Rodney N. Guimarães

Orientador: Dr. Reinaldo Ramos de Carvalho

**Tese apresentada como requisito para a obtenção
do grau de Doutor em Astrofísica
pelo Observatório Nacional.**

Rio de Janeiro, 16 de agosto de 2007

*Para Alvaro e Amelia Nascimento,
— Rodney*

Declaração

Eu declaro que essa tese, ou parte dela, não é substancialmente a mesma do que qualquer outra que eu tenha submetido para a obtenção de um grau, diploma ou qualquer outra qualificação em qualquer outra universidade ou instituto de pesquisa. Essa tese é fruto de meu próprio trabalho, sendo portanto original, excetuando-se onde referências explícitas tenham sido feitas ao trabalho de outrem. Varios capítulos desse trabalho foram publicados, ou serão publicados nas seguintes revistas especializadas:

- Guimarães et al. , 2007, MNRAS, 377, 657.
“Evidence for overdensity around $z_{em} > 4$ quasars from the proximity effect”
- Guimarães, R. & Bijaoui, A. , 2007, (submetido à A&A)
“Optical Study of the core of the 3C120 radiosource”
- Guimarães et al. , 2007, (em preparação)
“Metal enrichment in $z \geq 3$ protogalaxies”

Rodney Nascimento Guimarães
Rio de Janeiro, 16 de agosto de 2007

Agradecimentos

A maneira como foi feita minha escolha para voltar ao meio acadêmico, depois de alguns anos trabalhando na iniciativa privada, torna ainda mais importante o apoio e incentivo das pessoas com quem convivi neste período. Sejam elas pessoas físicas, ou as diferentes instituições pelas quais passei, e que depositaram em mim sua confiança; tenho agora essa oportunidade para agradecê-los por seu suporte.

Meus primeiros agradecimentos vão para os Profs. Paulo Poppe e Marildo Pereira que me incentivaram a dar meus primeiros passos na Astronomia francesa em Nice. Foi um pequeno passo para a humanidade mais um grande passo para mim. Já na cidade de Nice, mais precisamente, no Observatório da Côte d'Arzur, meus agradecimentos sinceros ao Prof. Albert Bijaoui com quem trabalhei e ao Prof. José de Freitas Pacheco com quem aprendi um pouco da história da astronomia brasileira.

Na minha passagem pelo European Southern Observatory (ESO) agradeço a Benoit Vandame, Charles Rit , Gert Sikkema, Nenad Toplak e Remco Slijkhuis que me deram o apoio necessário para que desenvolvesse meu trabalho.

Meus sinceros agradecimentos ao Prof. *Reinaldo R. de Carvalho*. Direta ou indiretamente, os caminhos que trilhei desde o início de meu doutorado até aqui, foram frutos de sua orienta o. Sou grato também pelas oportunidades que me foram proporcionadas por ele, em poder realizar um trabalho de pesquisa interessante, em viajar, publicar, ensinar, observar, etc. Sou particularmente grato pela revisão desta tese, principalmente das primeiras versões, trabalho com certeza não prazeroso, mas necessário.

Meus reconhecimentos ao Prof. *George Djorgovski* que disponibilizou os dados com que trabalhei e que tornaram este trabalho factível.

Um agradecimento especial vai a *Patricio Lagos Lizana, o pato*, que me ensinou a gostar ainda mais do Chile, de seus vinhos e de sua geografia (norte - sul), a meu colega de sala *André Wiermann*, ao vizinho de sala *Germán Racca*, ao ex-colega de sala *Eugenio Reis Neto* e a Cristiano Mendel. Com eles compartilhei frustra es, discussões científicas, irrita o, mas também alguns momentos de alegria. Minhas palavras para vocês se resumiriam em: "*Cambia, todo cambia. Lo que cambi  ayer, tendrá que cambiar ma ana*".

Como não contarei aqui a história dos meus desacertos, também não citei as pessoas que de

uma forma ou de outra tornaram este trabalho mais árduo, com sua incompetência, desonestidade ou/e descaso. A todos vocês deixo meu sorriso e a certeza que chegará o dia em que todos os verão como eu vejo.

Expresso aqui especial reconhecimento ao Prof. *Patrick Petitjean*, com quem trabalhei no IAP, e cujo conhecimento nessa área, compreensão, paciência e disponibilidade foram determinantes na elaboração tanto desta tese como dos artigos referentes a ela. Meu reconhecimento vai igualmente ao Prof. *Emmanuel Rollinde*, pelo tempo despendido com minhas questões, pela paciência com as mesmas, e principalmente por sua amizade mostrando-me que os parisienses podem ser amáveis apesar do que demonstra a experiência.

Resumo

Nesta tese estudamos a formação de Estruturas em Grande Escala no Universo utilizando ~ 100 espectros de quasares, cobrindo um intervalo em redshift de $3.85 \leq z_{\text{em}} \leq 6.28$, obtidos com o instrumento Echellette Spectrograph and Imager (ESI), instalado no telescópio KECK II 10 m.

Inicialmente buscamos entender as abundâncias químicas no começo da formação dessas estruturas através do estudo das linhas de absorção dos quasares da nossa amostra. Utilizamos a linha de visada dos quasares na tentativa de detecção indireta, em absorção, dessas estruturas. A inconfundível assinatura em absorção deixada pelo hidrogênio neutro - componente principal de tais estruturas enquanto as mesmas ainda se encontram em formação - no espectro dos quasares nos proporcionam inferir a posição e a densidade de coluna dessas estruturas gasosas. Uma vez conhecida a posição dessas estruturas, procuramos pelos metais que porventura estivessem associados a esses sistemas. Através do estudo da metalicidade desses sistemas e sendo os mesmos reservatórios de gás neutro onde deve ocorrer formação estelar, utilizamos essas estruturas gasosas como um teste fundamental para as teorias de evolução química, restringindo assim a história de formação estelar do Universo e descrevendo a relação entre a nucleossíntese e o enriquecimento gasoso desses objetos.

Terminada essa primeira abordagem utilizamos então nossa amostra de quasares a altos redshifts para procurar por regiões de altas sobredensidades na vizinhança dos mesmos. Tais regiões poderiam indicar lugares prováveis de formação de grandes estruturas como aglomerados massivos de galáxias. Com uma amostra, menor que a inicial, de 45 quasares com $4 \leq z \leq 4.5$, investigamos a estrutura de densidade em torno dos mesmos, utilizando o efeito de proximidade. Demonstramos que essa sobredensidade existe de fato e fornecemos um perfil médio unidimensional da distribuição de densidade em grandes escalas. Estimamos então através deste perfil que a massa que circunda os quasares dentro de 1 Mpc, com $4 \leq z \leq 4.5$, corresponde a massa total de um grande aglomerado de galáxias.

Com o intuito de procurar pela presença de qualquer concentração de objetos em torno de quasares brilhantes, a obtenção de imagens profundas da região em torno desses quasares se faz necessária. Nesses casos a forte contaminação da região central pelo núcleo brilhante, mesmo nas imagens com exposições curtas, torna restrita a aplicação de métodos de deconvolução e até a subtração da PSF diretamente das imagens. Desenvolvemos então uma técnica para esse tipo

específico de situação. Esta técnica consiste na utilização de regiões não afetadas pela saturação, nesse caso, as aranhas de difração, para restaurar informação sobre o núcleo do quasar longe da região central afetada pela galáxia hospedeira e saturada devido ao núcleo brilhante. Com esta técnica podemos subtrair a PSF visando evidenciar a circunvizinhança dos quasares na procura por objetos brilhantes.

Abstract

We investigate the properties of the Large-Scale Structure in the Universe using ~ 100 QSOs, over a large redshift range $3.85 \leq z_{\text{em}} \leq 6.28$, obtained with the Echellette Spectrograph and Imager (ESI) instrument, mounted on the KECK II 10-m telescope.

We study chemical evolution at the early stages of the Universe when structures were being assembled, by measuring the absorption lines present in the QSO spectra. The unique signature produced by neutral hydrogen in the spectra of quasars indicates the position and column density of gaseous systems. DLAs are particular cases and once we know their positions we can search for the metals that could be associated to them. Assuming they are the gas reservoirs from which stars are formed, we can use them to test the theories of chemical evolution, restricting the stellar formation history through the cosmic time and describing the relation between nucleosynthesis and metal enrichment.

We use our high redshift sample of quasars to search for overdensities in their vicinities. Such regions could reveal the probable places for cluster formation. We have used the proximity effect in a subset of 45 QSOs with $4 \leq z \leq 4.5$, to demonstrate that such overdensities are in fact detected. Our method yields a mean one-dimensional density profile of the structure surrounding the QSO. We estimate that the mass within 1 Mpc from the quasars at this redshifts corresponds to the mass of a big cluster of galaxies.

In order to look for the presence of any concentration of objects associated to quasars, deep images are needed. Because of the strong contamination by the bright nuclei, also in the short exposure images, classical deconvolution methods do not work and even the direct subtraction of the PSF should be avoided. We developed a specific technique for such a problem. It consists in using not saturated regions, like the diffraction spikes, as they provide information from the image centers far from the nuclear region perturbed by the host galaxy. With this technique we can subtract the PSF, emphasizing the vicinity of quasars in the search for the hidden objects.

Sumário

Agradecimentos	i
Resumo	iii
Abstract	v
Plano desta Dissertação	xxi
1 Introdução	1
2 3C120 Optical Study	27
3 Overdensity around $z > 4$ QSOs	39
4 Metalicidade em Protogaláxias a $z_{abs} > 3$	53
4.1 Introdução	53
4.2 Observação, Seleção e Redução dos dados	55
4.3 A obtenção do contínuo	60
4.4 O problema da obtenção do redshift de QSOs	60
4.5 Análise dos dados	61
4.5.1 Identificação dos candidatos a DLA	61
4.6 Análise Geral dos Sistemas “Damped”	65
4.7 Sumário das abundâncias químicas absolutas e relativas	72
5 Conclusões e Perspectivas Futuras	77
5.1 Conclusões	77
5.2 Perspectivas Futuras	78
5.2.1 Sobredensidade na vizinhança dos QSOs e sua evolução em redshift	78
5.2.2 Revelando o mistério de grandes concentrações de gás em $z_{em} = 2$	79
5.2.3 O efeito de proximidade restringindo modelos cosmológicos	80
Apêndice	81

A	81
B	91
C	103
Referências Bibliográficas	169

Lista de Tabelas

1.1	Tipos de sistemas de absorção	18
4.1	Resumo do diário das observações	58
4.1	Continuação	59
4.2	Lista dos candidatos a DLA	63
4.2	Continuação	64
4.3	Principais linhas de absorção utilizadas em uma procura inicial por metais. . . .	66
4.4	Linhas de absorção de baixa intensidade, sendo as quatro últimas obtidas a partir de um estado excitado, utilizadas em uma procura secundária por metais. . .	67
4.5	Abundâncias Solares	67
4.6	Sumário das abundâncias absolutas	73
4.7	Sumário das abundâncias relativas	75
C.1	Densidade de coluna Iônica: PSS0007+2417, $z_{abs} = 3.4935$	104
C.2	Densidade de coluna Iônica: PSS0007+2417, $z_{abs} = 3.705$	105
C.3	Densidade de coluna Iônica: PSS0007+2417, $z_{abs} = 3.836$	106
C.4	Densidade de coluna Iônica: PSS0118+0320, $z = 4.1285$	107
C.5	Densidade de coluna Iônica: SDSS0127-0045, $z_{abs} = 3.727$	108
C.6	Densidade de coluna Iônica: PSS0133+0400, $z_{abs} = 3.697$	110
C.7	Densidade de coluna Iônica: PSS0133+0400, $z_{abs} = 3.769$	111
C.8	Densidade de coluna Iônica: PSS0133+0400, $z_{abs} = 3.995$	112
C.9	Densidade de coluna Iônica: PSS0134+3307, $z_{abs} = 3.7610$	113
C.10	Densidade de coluna Iônica: PSS0209+0517, $z_{abs} = 3.664$	114
C.11	Densidade de coluna Iônica: PSS0209+0517, $z_{abs} = 3.862$	115
C.12	Densidade de coluna Iônica: PSS0747+4434, $z_{abs} = 4.015$	119
C.13	Densidade de coluna Iônica: SDSS0810+4603, $z_{abs} = 3.4720$	122
C.14	Densidade de coluna Iônica: PSS0950+5801, $z_{abs} = 3.266$	123
C.15	Densidade de coluna Iônica: PSS0955+5940, $z_{abs} = 3.541$	124
C.16	Densidade de coluna Iônica: PSS0955+5940, $z_{abs} = 3.8417$	125
C.17	Densidade de coluna Iônica: PSS0955+5940, $z_{abs} = 4.0438$	126

C.18	Densidade de coluna Iônica: PSS1057+4555, $z_{abs} = 3.361$	132
C.19	Densidade de coluna Iônica: PSS1118+3702, $z_{abs} = 3.698$	133
C.20	Densidade de coluna Iônica: PSS1159+1337, $z_{abs} = 3.7254$	134
C.21	Densidade de coluna Iônica: PSS1248+3110, $z_{abs} = 3.697$	135
C.22	Densidade de coluna Iônica: PSS1248+3110, $z_{abs} = 4.0743$	136
C.23	Densidade de coluna Iônica: PSS1506+5220, $z_{abs} = 3.2240$	143
C.24	Densidade de coluna Iônica: PSS1715+3809, $z_{abs} = 3.34$	150
C.25	Densidade de coluna Iônica: SDSS1737+5828, $z_{abs} = 4.7416$	152
C.26	Densidade de coluna Iônica: PSS1802+5616, $z_{abs} = 3.3906$	155
C.27	Densidade de coluna Iônica: PSS1802+5616, $z_{abs} = 3.554$	156
C.28	Densidade de coluna Iônica: PSS2122-0014, $z_{abs} = 4.0012$	160
C.29	Densidade de coluna Iônica: PSS2238+2603, $z_{abs} = 3.857$	164
C.30	Densidade de coluna Iônica: PSS2241+1352, $z_{abs} = 4.283$	166

Lista de Figuras

1.1	Diagrama cor-cor para os objetos classificados como tipo “estelares” no DPOSS. Os pontos representam estrelas com magnitude $r \sim 19$, os círculos sólidos representam quasares com $z > 4$ e os círculos vazios representam quasares do tipo 2. Este diagrama foi retirado de Djorgovski et al. 2000.	12
1.2	Gráfico da seleção dos candidatos a QSOs baseados na sua variabilidade e movimento próprio. A linha vertical separa os objetos, à direita, apresentando movimento próprio significativos, dos objetos à esquerda, cujo movimento próprio pode ser desprezado.	13
1.3	Espectro original do QSO PSS0133+0400, obtido com o instrumento ESI montado no telescópio KECK . O mesmo espectro após sua redução. As duas setas identificam os sistemas “damped” que aparecem na linha de visada do QSO. . .	14
1.4	Distribuição espectral de energia para um grande intervalo de frequência. Este diagrama foi retirado de Elvis et al. 1994.	15
1.5	Espectro médio de 50 espectro de quasares obtidos com o HST. Os comprimentos de onda foram obtidos de Morton (1991), exceto para as linhas de FeII, FeIII, e CIII, que foram observadas por Tytler et al. (2004a). A linha tracejada é uma aproximação em lei de potência do contínuo. Retirado de Suzuki (2005).	16
1.6	Exemplo de um espectro de quasar que apresenta BALs (Peterson, 1997). . . .	17
1.7	Espectro UM675 obtido com o KECK (linha sólida). As linhas de absorção intrínsecas estão identificadas com seus respectivos símbolos químicos. (Hamann, 1996).	17
1.8	Tipos de sistemas de absorção em QSOs	19
1.9	(a) Imagem longa exposição 3C120 - HST/WFPC2 (b) Mesma imagem anterior depois da extração da PSF + Galáxia hospedeira (modelo). Após a subtração do modelo podemos identificar claramente um arco e duas regiões de condensação A1 e O1, que são provavelmente regiões de formação estelar.	21
1.10	Esquema representativo do efeito de proximidade e sua relação com a profundidade óptica.	24

4.1	Interposição de duas ordens para o espectro em escala do QSO PSS1531+4157	56
4.2	Número de QSOs em nossa amostra em função do redshift.	57
4.3	Distribuição do número de DLAs de nossa amostra em função do redshift onde eles foram identificados.	62
4.4	Representação da densidade de coluna de HI dos sistemas absorvedores de nossa amostra em função do redshift de absorção em que foram encontrados (símbolo \odot). Os resultados de Peroux et al. (2001) estão representados pelo símbolo \times	65
4.5	Comparação entre as abundâncias químicas absolutas (Si e Al) obtidas neste trabalho, e a obtida por Prochaska et al. (2003 a,b) em função do redshift de absorção.	69
4.6	Evolução química dos elementos Si e Al em função do redshift de absorção em que esses elementos foram encontrados.	70
4.7	Evolução química dos elementos Si e Al em função da densidade de coluna de HI.	71
4.8	Evolução da abundância química do Si em relação ao Al.	74
5.1	(a) Imagem obtida no telescópio ESO/NTT do quasar PKS 0237-232 na banda Ks (b) mesmo objeto observado na banda J.	79
5.2	Profundidade óptica versus redshift nuvem-qso.	80
A.1	Ajuste das linhas com perfis de Voigt.	82
A.2	Processamento do espectro desde sua obtenção até sua normalização.	83
A.3	Interfaces Gráficas para o VPFIT (Carswel et al.)	84
A.4	Interface para procura dos espectros no banco de dados.	85
A.5	Visualizador para o espectro.	85
A.6	Interface para buscar, trocar e apagar espectros no banco de dados.	86
A.7	Janela com os resultados da busca.	87
A.8	Interface lançadora do programa VPFIT com suas opções.	87
A.9	Interface para ajuste das linhas de absorção de um espectro escolhido. Um menu <i>HELP</i> é disponibilizado explicando cada uma das opções de preenchimento dessa interface.	88
A.10	Gráfico mostrando a qualidade do ajuste das linhas.	89
A.11	Tabela com os resultados dos ajustes individuais das linhas de absorção.	89
C.1	Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.4935$ identificado na linha de visada do QSO PSS0007+2417. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.4967$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.	104

- C.2 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.705$ identificado na linha de visada do QSO PSS0007+2417. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.7052$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 105
- C.3 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.836$ identificado na linha de visada do QSO PSS0007+2417. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.8388$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 106
- C.4 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.128$ identificado na linha de visada do QSO PSS0118+0320. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.1285$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 107
- C.5 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.727$ identificado na linha de visada do QSO SDSS0127-0045. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.728$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 108
- C.6 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.87$ identificado na linha de visada do QSO PSS0131+0633. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.1775$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 109
- C.7 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.697$ identificado na linha de visada do QSO PSS0133+0400. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.69065$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 110
- C.8 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.769$ identificado na linha de visada do QSO PSS0133+0400. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.771$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 111
- C.9 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.995$ identificado na linha de visada do QSO PSS0133+0400. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.9935$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 112
- C.10 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.761$ identificado na linha de visada do QSO PSS0134+3307. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.7613$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 113

- C.11 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6641$ identificado na linha de visada do QSO PSS0209+0517. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6645$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 114
- C.12 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.864$ identificado na linha de visada do QSO PSS0209+0517. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.862$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 115
- C.13 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.14$ identificado na linha de visada do QSO PSS0211+1107. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.14$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 116
- C.14 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.2348$ identificado na linha de visada do QSO PSS0747+4434. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2348$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 117
- C.15 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.765$ identificado na linha de visada do QSO PSS0747+4434. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.765$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 118
- C.16 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.015$ identificado na linha de visada do QSO PSS0747+4434. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.0191$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 119
- C.17 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.3608$ identificado na linha de visada do QSO SDSS0756+4104. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.3608$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 120
- C.18 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.9397$ identificado na linha de visada do QSO SDSS0810+4603. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.9397$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 121
- C.19 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.4720$ identificado na linha de visada do QSO SDSS0810+4603. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.4724$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 122

- C.20 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.266$ identificado na linha de visada do QSO PSS0950+5801. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.263$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 123
- C.21 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.541$ identificado na linha de visada do QSO PSS0955+5940. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.5415$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 124
- C.22 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.8417$ identificado na linha de visada do QSO PSS0955+5940. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.8419$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 125
- C.23 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.0438$ identificado na linha de visada do QSO PSS0955+5940. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.0434$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 126
- C.24 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.2766$ identificado na linha de visada do QSO PSS0957+3308. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2766$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 127
- C.25 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.1713$ identificado na linha de visada do QSO PSS0957+3308. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.1713$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 128
- C.26 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.7402$ identificado na linha de visada do QSO Bri1013+0035. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.7402$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 129
- C.27 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.3386$ identificado na linha de visada do QSO PSS1026+3828. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.3386$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 130
- C.28 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.909$ identificado na linha de visada do QSO PSS1057+4555. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.909$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 131

- C.29 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.316$ identificado na linha de visada do QSO PSS1057+4555. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.316$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 132
- C.30 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6998$ identificado na linha de visada do QSO PSS1118+3702. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.698$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 133
- C.31 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.7254$ identificado na linha de visada do QSO PSS1159+1337. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.724$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 134
- C.32 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6970$ identificado na linha de visada do QSO PSS1248+3110. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.697$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 135
- C.33 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.0758$ identificado na linha de visada do QSO PSS1248+3110. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.0743$ O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 136
- C.34 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6501$ identificado na linha de visada do QSO PSS1253-0228. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6501$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 137
- C.35 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.29$ identificado na linha de visada do QSO PSS1315+2924. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.29$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 138
- C.36 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.9981$ identificado na linha de visada do QSO PSS1326+0743. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.9981$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 139
- C.37 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.4232$ identificado na linha de visada do QSO PSS1326+0743. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.4232$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 140

- C.38 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.2739$ identificado na linha de visada do QSO PSS1432+3940. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2739$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 141
- C.39 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.2262$ identificado na linha de visada do QSO PSS1443+2724. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.2262$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 142
- C.40 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.2240$ identificado na linha de visada do QSO PSS1506+5220. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2240$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 143
- C.41 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6572$ identificado na linha de visada do QSO PSS1531+4157. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6572$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 144
- C.42 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.1974$ identificado na linha de visada do QSO PSS1535+2943. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.197$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 145
- C.43 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.7589$ identificado na linha de visada do QSO PSS1535+2943. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.761$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 146
- C.44 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.9167$ identificado na linha de visada do QSO PSS 1554+1835. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.9671$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 147
- C.45 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.8136$ identificado na linha de visada do QSO PSS 1615+1803. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.8136$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 148
- C.46 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.879$ identificado na linha de visada do QSO PSS 1633+1411. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.879$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 149

- C.47 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.34$ identificado na linha de visada do QSO PSS1715+3809. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.341$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 150
- C.48 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6981$ identificado na linha de visada do QSO PSS1723+2243. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6981$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 151
- C.49 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.7416$ identificado na linha de visada do QSO SDSS1737+5828. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.7426$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 152
- C.50 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.71$ identificado na linha de visada do QSO PSS1745+6846. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.71$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 153
- C.51 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.8442$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.8442$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 154
- C.52 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.3906$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.3912$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 155
- C.53 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.554$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.554$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 156
- C.54 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.765$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.7616$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 157
- C.55 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.809$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.811$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 158

- C.56 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao candidato a DLA em $z_{abs} = 3.2066$ identificado na linha de visada do QSO P2122-0014. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2066$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 159
- C.57 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.00$ identificado na linha de visada do QSO P2122-0014. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.0012$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 160
- C.58 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.3119$ identificado na linha de visada do QSO PSS2155+1358. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.3157$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 161
- C.59 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.210$ identificado na linha de visada do QSO PSS2155+1358. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.210$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 162
- C.60 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.61$ identificado na linha de visada do QSO PSS 2203+1824. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.61$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 163
- C.61 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.857$ identificado na linha de visada do QSO P2238+2603. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.857$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 164
- C.62 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.655$ identificado na linha de visada do QSO P2241+1352. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.655$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 165
- C.63 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.283$ identificado na linha de visada do QSO P2241+1352. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.283$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 166
- C.64 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.215$ identificado na linha de visada do QSO PSS2315+0921. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.219$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 167

- C.65 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.4273$ identificado na linha de visada do QSO PSS2315+0921. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.4273$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 168
- C.66 Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6981$ identificado na linha de visada do QSO . A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6981$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado. 169

Plano desta Dissertação

Esta tese foi organizada da seguinte forma:

1. Na introdução será abordada a parte histórica da descoberta dos quasares, suas propriedades e características nas diversas faixas do espectro eletromagnético em que pode ser observado, como encontrá-los, os levantamentos feitos e sua completeza.
2. Nos capítulos 2 e 3 serão apresentados os resumo e os respectivos artigos produzidos durante a elaboração desta tese e correlatos com o tema da mesma.
3. No capítulo 4 apresentaremos as medidas de abundância química obtidas para os QSOs de nossa amostra onde detectamos Damped Lyman Alpha systems (DLAs). Abordaremos a seleção da amostra, obtenção e redução dos dados. O conteúdo deste capítulo será apresentado em forma de artigo que está em preparação.
4. No capítulo 5 discutiremos os resultados mais relevantes apresentados. Um resumo do estágio atual da pesquisa na área foi feito e as perspectivas futuras que surgiram no decorrer desta tese serão apresentadas.

Esta tese se desenvolveu no âmbito de uma colaboração internacional, onde no telescópio de 10m KECK foram obtidos espectros de mais de ~ 100 quasares com redshift $z_{em} > 4$. O instrumento utilizado foi o espectrografo e imageador em escala (ESI). Observações semelhantes foram feitas, para um total de 20 QSOs, utilizando o instrumento UVES-VLT/ESO, que fazem parte do “Large Program (LP) - The cosmic evolution of the IGM” (Bergeron et al. 2004, LP sample), sendo com isso possível um aumento considerável no tamanho da amostra e conseqüentemente na análise estatística do efeito de proximidade. Tratarei aqui o campo de densidade ao redor de quasares a alto redshift utilizando para isso um novo método de análise desenvolvido por Rollinde et al. (2005) que se baseia na determinação da função de probabilidade da distribuição cumulativa (FPDA) da profundidade óptica de um pixel, o que dispensa o ajuste de perfis de Voigt e a contagem de linhas de absorção que são tradicionalmente usadas.

Capítulo 1

Introdução

Quasares: Gênese, Evolução e sua Influência no Universo.

Há menos de um século que os astrônomos descobriram que existem sistemas estelares fora da nossa própria Galáxia - o Universo é verdadeiramente maior e mais complexo do que imaginávamos anteriormente e a simples descoberta de outras galáxias com diferentes morfologias levou ao inevitável questionamento sobre como se formaram e evoluíram. Assim, vemos que o estudo das propriedades físicas das galáxias que povoam o Universo se confunde com o próprio estudo do Universo e sua origem.

Uma classe especial de galáxias conhecidas como galáxias ativas (galáxias com núcleo ativo, GNA), possuem em seu centro uma fonte de energia consideravelmente maior que a energia emitida por galáxias ditas “normais”. Os representantes mais característicos da família dos GNAs são os quasares, objetos tipicamente observados em altos redshifts e com propriedades incomuns como o alargamento de suas linhas de emissão em até 10000 km/s, devido ao movimento aleatório do gás (assumindo alargamento Doppler).

As observações ópticas de galáxias “normais”, mesmo com os mais potentes telescópios, nos transportam a aproximadamente 2 ou 3 bilhões de anos-luz em direção ao passado. As GNAs, devido a sua grande luminosidade, são mais facilmente encontradas a grandes distâncias, nos permitindo assim fazer um salto em direção ao passado de aproximadamente 10 bilhões de anos-luz. Devido a essa grande defasagem espaço-temporal a luz proveniente dos quasares mais distantes, tem então uma probabilidade muito grande, de atravessar regiões que contenham hidrogênio neutro - como galáxias, nuvens de gás ou simplesmente o meio intergaláctico (MIG) - sendo então absorvida. Tais objetos, interpostos entre o quasar e o observador, deixam sua marca no espectro dos quasares revelando algumas de suas propriedades físicas, assim como sua evolução através do tempo em escalas cosmológicas. Assim, usamos os quasares para o estudo do conteúdo gasoso desde épocas iniciais da vida do Universo.

A maior parte da absorção observada no espectro dos quasares é originada no MIG, sendo

possível observá-la dentro de uma faixa de espectro ($0.16 \leq z_{em} \leq 6.3$) que vai do óptico até o ultravioleta (UV). Essa absorção primeiramente observada por Lynds (1971), se transforma - em espectros de alta resolução - em uma sucessão de centenas de linhas de absorção correspondendo às transições Lyman- α (1215.67 Å) do HI. O termo “floresta de Lyman- α ” foi primeiramente empregado por Weymann et al. (1981) devido exatamente ao grande número e grande densidade dessas linhas, aparecendo em comprimentos de onda menores do que o da linha de emissão de Lyman- α dos quasares. Inicialmente a floresta de Lyman- α foi interpretada por Sargent et al. (1980) como nuvens de H I de natureza cosmológica embebidas em um meio quente difuso. Posteriormente foram descritas por Rees (1986) como nuvens confinadas gravitacionalmente em mini-halos de matéria escura.

Com o desenvolvimento das simulações cosmológicas surge um novo e abrangente esquema no qual o MIG atua como elemento crucial na formação de galáxias e estruturas em grande escala (Shapiro, Giroux & Babul 1994; Bi & Davidsen 1997; Oppenheimer et al 2004; Aguirre & Schaye 2005). Descobriu-se que o hidrogênio não está distribuído de maneira difusa e uniforme (efeito Gunn-Peterson, Gunn & Peterson 1965) mas sim formando uma complexa estrutura filamentar (malha) caracterizada por vazios e regiões com alta concentração de hidrogênio. Acredita-se agora que a distribuição do gás, através dessa “malha”, traça os poços de potencial da matéria escura e da maior parte dos bárions que formam o MIG, transformando-o em um reservatório de gás para a formação de galáxias. As simulações cosmológicas hidrodinâmicas têm obtido sucesso em reproduzir as características observadas da floresta de Lyman- α (por exemplo, Cen et al. 1994, Petitjean et al. 1995, Hernquist et al. 1996; Theuns et al. 1998). O MIG passa então a ser visto como um meio opticamente fino e sem mudanças abruptas que pode ser usado para o estudo da distribuição espacial de massa em escalas maiores que o comprimento de Jeans, onde as flutuações de densidade no meio tendem a aumentar (com a gravidade se impondo sobre a pressão provocando o colapso das estruturas) sem serem atenuadas pela expansão do Universo.

É fato bem estabelecido que as características da floresta de Lyman- α mudam nas proximidades dos quasares devido ao fluxo ionizante adicional produzido pelos mesmos. A fração média de hidrogênio neutro diminui com a distância ao quasar. Devido a absorção no MIG ser, em geral, crescente com o redshift, essa mudança na tendência para redshifts próximos ao redshift de emissão do quasar é conhecido como efeito “inverso” ou “de proximidade” (Carswell et al. 1982; Murdoch et al. 1986). É possível usar este efeito, juntamente com o conhecimento da luminosidade do quasar e seu redshift, e derivar o fluxo médio da radiação UV de fundo, assumindo que o campo de densidade do MIG não se altera na presença do quasar. Na verdade, o alcance do efeito depende da razão entre as taxas de ionização do quasar e da radiação UV de fundo, sendo que a primeira pode ser determinada diretamente, e a taxa de ionização do MIG então pode ser inferida. Esse método foi empregado pela primeira vez por Bajtlik, Duncan &

Ostriker (1988) e recentemente sua aplicação deu origem a uma grande variedade de estimativas da radiação ionizante ultravioleta de fundo (Lu, Wolfe & Turnshek 1991; Kulkarni & Fall 1993; Bechtold 1994; Cristiani et al. 1995; Fernandez-Soto et al. 1995; Giallongo et al. 1996; Lu et al. 1996; Srianand & Khare 1996; Cooke, Espey & Carswell 1997; Scott et al. 2000, 2002; Liske & Williger 2001). Scott et al. (2000) apresentam uma compilação com valores da radiação ionizante de fundo obtidas da literatura com variações de até uma ordem de grandeza para $z = 3$. A grande variação nesses resultados pode ser explicada levando-se em consideração a determinação do contínuo e do redshift, e a variância cósmica da amostra de quasares.

Na análise tradicional do efeito de proximidade, assume-se que a única diferença entre o gás próximo ou distante do quasar é a crescente taxa de fotoionização. Se considerarmos esta análise tradicional correta, o alcance do efeito de proximidade deve estar correlacionado com a luminosidade do quasar, mas tal correlação nunca foi convincentemente estabelecida (vide, Lu et al. 1991; Bechtold 1994; Srianand & Khare 1996; Liske & Williger 2001). De fato é como se os quasares se encontrassem em uma região mais densa que o MIG, causando um efeito de distorção para a distribuição de redshifts dos objetos nas vizinhanças dos quasares induzidas pelo campo gravitacional dessa região, observacionalmente sugerida pela presença de linhas de absorção Lyman- α com $z_{\text{abs}} > z_{\text{em}}$ (Loeb & Eisenstein 1995; Srianand & Khare 1996). Além disso em modelos hierárquicos de formação de galáxias, buracos negros supermassivos que alimentam os quasares estão localizados em halos massivos (Magorrian et al. 1998), que se encontram em sua maioria em regiões de alta densidade. Se a taxa de acreção nos quasares está próxima da taxa do limite de Eddington, em que a pressão de radiação é igual a pressão devido a gravidade, então parece plausível que a densidade próxima dos quasares seja significativamente maior que a média do MIG. Evidências de sobredensidade em torno dos quasares vem de estudos do efeito de proximidade transversos feitos por Croft (2004) e Schirber, Miralda-Escudé & McDonald (2004) que sugerem um excesso de absorção maior que os previstos pelos modelos que assumem o efeito de proximidade padrão (onde a densidade em torno dos quasares é a mesma do MIG) e uma emissão isotrópica dos quasares. No entanto, nesse caso, poderíamos imaginar que a luz proveniente dos quasares poderia estar fortemente concentrada em uma direção, ou alternativamente que o quasar fosse altamente variável. Interessantemente, nada disso afetaria o efeito de proximidade longitudinal que será discutido nesta tese.

A Descoberta

Após o final da segunda guerra mundial, o foco da atenção de alguns grupos de engenharia de rádio, utilizando-se dos radares, voltaram-se para a até então inexplorada área da rádio-astronomia, impulsionada por Jansky em 1932. O ainda pequeno e recém criado grupo de *rádios astrônomos*, antes mesmo de 1960, já havia catalogado e identificado centenas de fontes rádio,

através de levantamentos cobrindo uma parte considerável do céu ($\delta > 10^\circ$, e $|b| > 10^\circ$) - como o terceiro catálogo de Cambridge (“3C”) - elaborado por Martyn Ryle e seus colaboradores da Universidade de Cambridge. As vezes, em tais levantamentos, os astrônomos identificavam um objeto, usualmente uma galáxia, cuja posição coincidia com a posição das rádio fontes no então recém criado catálogo de Cambridge, batizando-a como rádio galáxia.

Em 1960, estudos feitos por Minkowski dessas rádio galáxias culminaram com a identificação da rádio galáxia 3C295, o mais distante objeto conhecido no Universo até então ($z = 0.46$). Nesse mesmo ano Thomas Mathews e Allan Sandage (Mathews et al. 1961), usando o telescópio óptico de 200” de Monte Palomar, descobriram um objeto que possuía a aparência de uma estrela, em uma posição identificada como a rádio fonte 3C48 no terceiro catálogo de Cambridge. O objeto rádio 3C48 coincidia em posição com uma estrela de magnitude $V=16$, cujo espectro mostrava linhas de emissão largas que não foram identificadas. Não somente esse objeto emitia mais radiação ultravioleta que uma estrela da mesma magnitude, mas seu brilho variava de 40% em um ano. Tal objeto era até 1963 a única estrela conhecida que emitia um sinal rádio em nossa galáxia. Pouco tempo depois a rádio fonte 3C273 também foi identificada como um “objeto com aparência estelar” de magnitude $V=13$ da mesma classe que 3C48. Estes objetos foram batizados como “quasi-stellar radio sources (QSRS)”, “quasi-stellar sources (QSS)” ou “quasars” (termo não muito empregado pelos astrônomos da época). No entanto, 3C273 e 3C48 com redshifts de 0.158 e 0.367, respectivamente, não podiam ser estrelas de nossa Galáxia. Esses redshifts poderiam ser de origem gravitacional, originados de uma estrela superdensa, ou de natureza cosmológica devido a expansão do Universo.

O astrônomo holandês Maarten Schmidt propôs então que as linhas de emissão de 3C273 estão na verdade significativamente deslocadas para o vermelho e por isso são de difícil identificação. Levando em conta esse deslocamento, ela passa a ter elementos conhecidos como hidrogênio, carbono, etc. Em 1964, Schmidt e Mathews obtiveram mais dois redshifts 0.425 e 0.545 para as fontes 3C47 e 3C147, respectivamente, perfazendo um total de 4 objetos com redshifts determinados. Esta lista aumenta para 9 em 1965 com a identificação de mais 5 fontes por Schmidt, sendo que em um desses objetos, 3C9 ($z=2.012$), pela primeira vez se identificou uma linha da transição $Ly\alpha$ do hidrogênio.

A obtenção da luminosidade absoluta desses objetos depende do modelo cosmológico, o que passou a ser então de grande importância no cálculo da energia liberada por essas fontes. A natureza dessa fonte de energia, identificada como proveniente do centro desses objetos, não tardou a ser identificada como uma “explosão”. Explosões de supernovas já eram conhecidas nesta época - mas se comparadas com as ocorridas com essa nova classe de objetos - era como se milhões de supernovas ocorressem ao mesmo tempo no volume correspondente ao centro da fonte.

Em 1965, Allan Sandage identifica uma nova população de objetos em observações no

óptico, que se assemelhavam muito as “quasi-stellar radio sources”, apresentando uma cor significativamente azulada mas que não apresentavam emissão rádio conhecida. Uma nova classe de objetos surgia sendo então batizados como “blue stellar objects (BSO)”, “quasi-stellar galaxies (QSG)” ou “quasi-stellar objects (QSOs)”. Sandage estimou então que o número de QSOs ultrapassaria em várias vezes o número de rádio fontes, o que somado aos redshifts medidos para esses objetos os tornariam ferramentas importantes no estudo da cosmologia.

Tão logo os QSOs foram reconhecidos como objetos extragalácticos Schmidt imediatamente reconheceu que durante o trajeto efetuado pela luz entre a fonte (QSO) e o observador, qualquer material que se interpusesse entre os dois deixaria sua assinatura no espectro dos mesmos. Elementos como o hidrogênio e outras espécies, extremamente abundantes no meio intergaláctico, seja na forma difusa ou em regiões mais densas como no caso de nuvens, halos ou bojos de galáxias, absorveriam boa parte do contínuo presente no espectro de QSOs.

Gunn & Peterson (1965) e Scheuer (1965) ainda propuseram que um meio intergaláctico preenchido por hidrogênio homogeneamente distribuído provocaria uma diminuição no contínuo em comprimentos de onda menores do que o da linha de emissão $Ly\alpha$. Nessa mesma época Bahcall & Salpeter (1965) propuseram que nuvens de hidrogênio neutro na linha de visada dos quasares poderiam produzir linhas de absorção discretas no espectro dos mesmos. Esses “sistemas de absorção” poderiam ser de caráter cosmológico, com o redshift de absorção menor ou igual ao redshift de emissão, ou intrínsecos ao próprio quasar sendo causadas por material ejetado do mesmo.

Graças a numerosos estudos sistemáticos, milhares de quasares até redshift $z \sim 6.3$ são conhecidos atualmente. No entanto, a distribuição desses quasares em relação a seu redshift apresenta uma descontinuidade em $z \sim 3.5$. Num total de aproximadamente 15000 QSOs conhecidos, somente um pouco mais de uma centena apresenta redshift $z \geq 4$. Esses são os objetos mais distantes conhecidos no Universo (Kennefick, Djorgovski & de Carvalho 1995).

Levantamentos

As principais propriedades observadas dos QSOs que os diferenciam das outras classes de objetos astronômicos são as seguintes:

- Núcleos que tem aparência estelar em imagens ópticas (identificados como fontes de rádio).
- Espectro mostrando linhas de emissão com largura maior que as observadas em galáxias normais, algumas delas correspondentes a transições com altas energias de ionização, energias essas maiores do que aquelas apresentadas em nebulosas ionizadas por estrelas.

- Variabilidade em brilho, em diferentes comprimentos de onda, em escalas de tempo de dias a semanas.
- São encontrados em altos redshifts.
- Luminosidades que podem atingir valores como $10^{14}L_{\odot}$, 1000 vezes maior que a luminosidade de nossa Galáxia.
- Radiação sendo emitida desde o infra-vermelho até raios- γ , com destaque para um grande fluxo no UV.
- Estruturas que aparecem próximo ao núcleo de QSOs, como os “lobes”, com emissão estendida em rádio (comprimentos angulares de até $\sim 10 \text{ segarc}$), outras mais compactas se expandindo em escalas de tempo de alguns anos, conhecidas como nódulos, e jatos ejetados do núcleo destes objetos.

Os Fundamentos

A eficiência na qual os QSOs podem ser detectados por uma estratégia particular de observação é uma função de vários fatores, os mais importantes e facilmente identificados são luminosidade, redshift e distribuição espectral de energia. Essas variáveis são comumente usadas na definição da função de seleção de qualquer levantamento de QSOs.

A contagem dos QSOs

Vamos considerar, para simplificação inicial do problema, o caso de uma população de objetos que tenham a mesma luminosidade L , e vamos supor também um espaço euclidiano. A partir destas suposições o número total de objetos que poderão ser encontrados em um volume dV é:

$$d\mathcal{N}(r) = n(r) dV = n(r) r^2 dr d\Omega \quad (1.1)$$

Onde $n(r)$ é a densidade espacial dos objetos em função da distância r ao observador. O número de objetos por unidade de ângulo sólido entre r e $r+dr$ a partir da equação acima é:

$$\frac{\mathcal{N}(r)}{d\Omega} = n(r) r^2 dr \quad (1.2)$$

O Fluxo observado para uma dada fonte a uma distância r do observador é igual a $F=L/4\pi r^2$. Supondo que todos os objetos com um fluxo $F \geq S$ (onde S é o fluxo limite para um dado levantamento) sejam contados, a distância máxima do QSO detectado em nosso levantamento

será:

$$r_{max} = \left(\frac{L}{4\pi S}\right)^{1/2} \quad (1.3)$$

O número total de objetos por unidade de ângulo sólido detectados acima de um fluxo limite S é então igual a:

$$N(S) = \int \frac{dN}{d\Omega} (F \geq S) = \int \frac{dN}{d\Omega} (r \geq r_{max}) = \int_0^{r_{max}} n(r) r^2 dr \quad (1.4)$$

Sendo $N(S)$ a distribuição acumulativa de fontes em função do fluxo. Adotando uma densidade uniforme de objetos, $n(r) = n_0$, podemos reescrever a equação acima como:

$$N(S) = n_0 \frac{r_{max}^3}{3} = \frac{n_0}{3} \left(\frac{L}{4\pi S}\right)^{3/2} \quad (1.5)$$

ou ainda,

$$\log N(S) = \log \left[\frac{n_0 L^{3/2}}{3(4\pi)^{3/2}} \right] + \log S^{-3/2} \quad (1.6)$$

A partir da equação acima podemos concluir que o número de objetos com um brilho maior que um fluxo S é proporcional a $S^{-3/2}$ para uma densidade uniforme de objetos num espaço euclidiano. Tal equação pode ser usada para testar a hipótese que a população de objetos observados tem uma distribuição uniforme constante. Esse teste é conhecido como “*Log N -Log S*”. Escrito da forma acima esse teste foi desenvolvido para a evolução das rádio fontes. A versão “*óptica*” do mesmo pode ser escrita da seguinte maneira:

$$-\frac{3}{2} \log S = (-1,5)(-0,4m) = 0,6m \quad (1.7)$$

Expressando o resultado acima em magnitudes, o número de objetos mais brilhantes que uma certa magnitude m é:

$$N(m) \propto 10^{0,6m} \quad (1.8)$$

A partir da equação acima vemos que o número de objetos encontrados cresce com um fator $10^{0,6} = 4$ para cada unidade de magnitude. Vamos supor agora que nossa amostra de QSOs possua uma distribuição de luminosidade independente da distância, ou seja, a eq. 1.1 é escrita agora da seguinte maneira:

$$dN(r, L) = n(r, L) dV \quad (1.9)$$

Assumindo que $\mathcal{N}(r, L)$ possa ser escrita como dependendo separadamente em r e L temos:

$$d\mathcal{N}(r, L) = n(r, L) dV = n(r) dr \Phi(L) dL$$

$$N(S) = \int \int_0^{r_{max}(L)} n(r, L) r^2 dr dL = \frac{n_0}{3} (4\pi S)^{-3/2} \int L^{3/2} \Phi(L) dL \quad (1.10)$$

A partir de um gráfico $d \log N(S) \times d \log S$ podemos avaliar se a densidade espacial de objetos é constante (inclinação da curva igual a -3/2) ou se ela cresce com a distância r (inclinação da curva menor que -3/2). O teste “Log N vs Log S” apesar de extremamente valioso no estudo da evolução de objetos astronômicos, apresenta algumas sérias dificuldades quando esses objetos são QSOs. Dentre elas podemos citar:

- O teste assume que a forma da FL é invariante. Isso não é verdadeiro particularmente para QSOs (Takeuchi et al 2000).
- Sua sensibilidade a “completeza” do levantamento, ou seja, todos os objetos com um fluxo maior que um certo limite S devem ser detectados, o que é muito improvável.

O “Bias” de Eddington

Erros aleatórios na medida da magnitude de QSOs podem sistematicamente alterar sua contagem. Esse importante efeito foi tratado primeiramente por Eddington, ficando assim conhecido como “*bias de Eddington*”. Usaremos a equação 1.6, definindo a quantidade $d\mathcal{N}/d\Omega$ como sendo $A(m)$, densidade superficial de QSOs no intervalo de magnitude $m-\delta$, $m+\delta$ por grau quadrado. A partir desta nova grandeza, $A(m)$, podemos redefinir a equação 1.4 como sendo:

$$N(m) = \int_{-\infty}^m A(m) dm \quad (1.11)$$

Como os erros na medida das magnitudes são aleatórios podemos descrevê-los por uma distribuição gaussiana com largura σ . Escrevemos então a probabilidade de se medir uma magnitude m_{obs} para um objeto de magnitude real m_{real} como sendo:

$$P(m_{obs}, m_{real}) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{-1/2}} e^{[-(m_{obs}-m_{real})^2/2\sigma^2]} \quad (1.12)$$

$A_{obs}(m_{real})$ pode ser escrita como:

$$A_{obs}(m_{real}) = A(m_{obs}) \otimes P(m_{obs}, m_{real})$$

$$A_{obs}(m_{real}) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{-1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} A(m_{obs}) e^{[-(m_{obs}-m_{real})^2/2\sigma^2]} dm_{obs} \quad (1.13)$$

Invertendo-se a equação acima e expandindo $A(m_{obs})$ em função de m_{real} e mantendo somente os termos até segunda ordem, podemos escrever $A(m)$ como:

$$A(m_{obs}) \approx A_{obs}(m_{obs}) - \frac{\sigma^2}{2} \frac{d^2 A_{obs}(m_{obs})}{dm_{obs}^2} \quad (1.14)$$

Identificamos o segundo termo como uma correção, sem a qual o número de objetos por unidade de magnitude por unidade de ângulo sólido seria muito grande. Generalizando-se a equação 1.8 como sendo:

$$N(m) \propto C 10^{K m}, \quad (1.15)$$

onde C é uma constante e k pode ser cte^1 ou uma função que varie monotonicamente com a magnitude. Como $A(m_{obs}) = dN(m_{obs})/dm_{obs}$, a equação acima torna-se:

$$A(m_{obs}) = \frac{dN(m_{obs})}{dm_{obs}} = C k (\ln 10) 10^{K m} \quad (1.16)$$

$$\log A(m_{obs}) = C' + K m, \text{ onde } C' = \log[C.k.(\ln 10)] = cte \quad (1.17)$$

A equação 1.14 pode ser reescrita como:

$$A(m_{obs}) \approx A_{obs}(m_{obs}) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma k}{\log e} \right)^2 \right] \quad (1.18)$$

Se assumirmos erros em magnitudes da ordem de 0.3^m e usando $k = 0.8$, o fator de correção estimado para nossa contagem de QSOs por unidade de magnitude por unidade de ângulo sólido estará superestimado em aproximadamente 15% do valor real. Para valores de erros da ordem de 0.1^m e $k = 0.6$ (densidade uniforme de objetos em um espaço Euclidiano) temos um valor desprezível do segundo termo da equação acima.

Função de Seleção

Além de fatores como a luminosidade, distribuição espectral de energia e *redshift* existem outros fatores que podem ser importantes na detecção de QSOs, tais como:

¹ $k=0,6$ para uma densidade cte de objetos em um espaço Euclidiano

a. Variabilidade

Como a luminosidade dos QSOs varia com o tempo, alguns deles com magnitudes próximas ao limite do levantamento, podem migrar para fora do limite de detecção, implicando em incompletude. Podemos usar a mesma correção aplicada no caso do “*bias de Eddington*” também nesse caso.

b. Largura Equivalente das linhas de emissão

Muitos levantamentos de QSOs dependem da determinação do contraste entre a linha de emissão e o contínuo. Esse contraste pode variar significativamente mesmo entre QSOs de magnitudes próximas e distribuições espectrais de energia parecidas. Isso privilegiaria a detecção dos QSOs com fortes linhas de emissão em detrimento daqueles com linhas de emissão de baixa intensidade. Se for possível quantificar a sensibilidade do levantamento para larguras equivalentes de linhas de emissão, pode-se fazer uma correção estatística para as densidades superficiais medidas.

c. Linhas de Absorção

Objetos na linha de visada dos quasares causam absorção da luz emitida por um QSO, alterando seu espectro. Assim passam a apresentar linhas de absorção onde antes tínhamos somente o contínuo. Quando a densidade desses absorvedores é muito grande a densidade de linhas de absorção também é muito grande (Floresta de $\text{Ly}\alpha$) o que pode suprimir totalmente o contínuo naquela região do espectro. Levantamentos feitos que utilizam o contínuo direta ou indiretamente na identificação dos QSOs, privilegiariam os que não apresentam tais linhas.

d. Obscurecimento

Os espectros de alguns QSOs apresentam acentuado avermelhamento que são devidos a absorção por poeira que reside em sua galáxia hospedeira ou possivelmente nas regiões da linha de emissão destes sistemas. Alguns QSOs a baixos redshifts podem ter sua magnitude reduzida em até 0,8 mag. A detecção de QSOs também pode ser desfavorecida para observações no plano do Torus.

e. Amplificação por lentes gravitacionais

As lentes gravitacionais afetam as imagens dos QSOs de duas formas:

1. Alterando o tamanho angular ou sua forma, podendo inclusive causar uma multiplicação da mesma.
2. Aumentado a luminosidade observada do quasar em comparação com a imagem na ausência do efeito da lente gravitacional.

Técnicas de Seleção

O propósito das várias técnicas de levantamento de QSOs é fornecer um método eficiente na descoberta de tais objetos. A eficiência é maior quanto maior for o número de QSOs encontrados através de uma única observação realizada por um instrumento, cobrindo um grande campo de visão. Seria desejável, mas nem sempre factível, identificar QSOs através de um único levantamento, sem a necessidade de uma subsequente observação com um outro instrumento. Devido a suas “assinaturas” características em várias partes do espectro, os QSOs são detectados através da utilização de várias técnicas.

Seleção por Cor

A razão pela qual os QSOs podem ser facilmente detectados através de observações no óptico é que suas características espectrais são diferentes da maior parte das estrelas e galáxias. O levantamento óptico de QSOs usando três filtros de banda larga de comprimentos de onda efetivos diferentes pode diferenciar a maior parte dos QSOs dos outros objetos (veja Figura 1.1). A principal dificuldade com a seleção baseada em cor é que as cores do QSO tem uma dependência muito forte com o redshift, então a probabilidade da detecção de um dado QSO também é uma função de z . Essa tendência aparece por causa das fortes linhas de emissão.

Espectroscopia

Tentando evitar essa tendência introduzida pelas linhas de emissão, inúmeros levantamentos espectroscópicos foram feitos (GOODS, SDSS, etc.). Essa é a maneira mais simples de encontrar QSOs porque suas fortes linhas de emissão são marcantes. Não há dúvidas que os levantamentos baseados no espectro podem nos dar amostras mais completas que as feitas com levantamentos baseados em cor. No entanto, as desvantagens de um levantamento espectroscópico é que eles não incluem objetos de baixa luminosidade pois estes demandam maior tempo de observação.

Variabilidade

A maior parte dos critérios de uma seleção convencional de candidatos a QSOs são baseados em sua distribuição espectral de energia comparado com a das estrelas. Uma maneira de estimar qual fração de QSOs são eventualmente ignorados por esse tipo de levantamento, é realizar

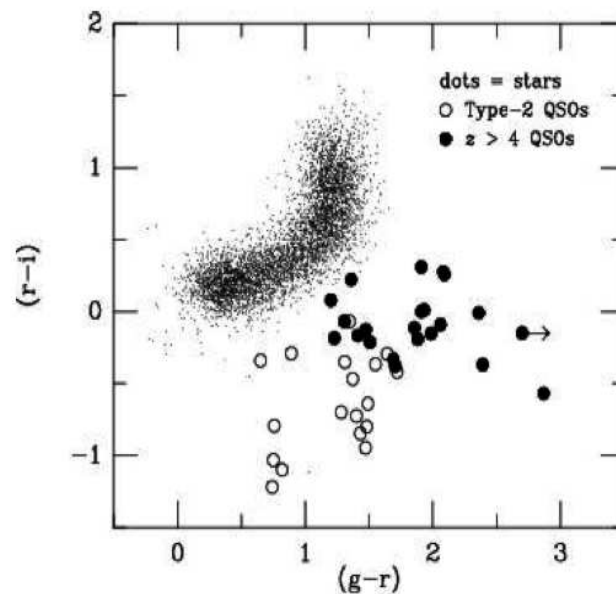


Figura 1.1: Diagrama cor-cor para os objetos classificados como tipo “estelares” no DPOSS. Os pontos representam estrelas com magnitude $r \sim 19$, os círculos sólidos representam quasares com $z > 4$ e os círculos vazios representam quasares do tipo 2. Este diagrama foi retirado de Djorgovski et al. 2000.

estratégias de procura diferentes que não estejam diretamente ligadas a distribuição espectral de energia. Como consequência de suas grandes distâncias, QSOs não apresentam movimento próprio, diferentemente de uma grande parte das estrelas. A procura por objetos que são variáveis em luminosidade e com movimento próprio desprezível é uma técnica muito eficiente na procura de QSOs. Os efeitos de seleção deste tipo de procura são muito diferentes daqueles que utilizam técnicas ópticas convencionais. A Figura 1.2 nos dá uma idéia básica da seleção de candidatos a QSOs usando-se a variabilidade e o movimento próprio.

O Espectro de Quasares

Características Básicas

O espectro de um quasar é composto basicamente pela emissão do contínuo, das linhas de emissão largas que o caracterizam (Lyman- α , Lyman- β , CIV, OVI, NV, SiII, etc.) e de linhas de absorção produzidas por átomos, moléculas ou até mesmo poeira situadas em sua linha de

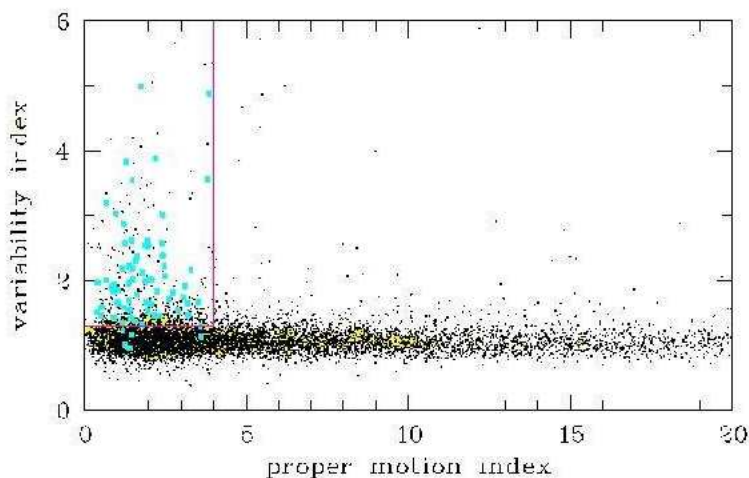


Figura 1.2: Gráfico da seleção dos candidatos a QSOs baseados na sua variabilidade e movimento próprio. A linha vertical separa os objetos, à direita, apresentando movimento próprio significativos, dos objetos à esquerda, cujo movimento próprio pode ser desprezado.

visada. Na Figura 1.3 mostramos o espectro original de um QSO, na forma como ele é obtido em um espectrógrafo, e o mesmo após o processo de redução dos dados brutos. A curva de distribuição de energia de um QSO está representada na Figura 1.4, sobre um amplo domínio de frequências. Quatro componentes principais que aparecem nessa figura, cada uma devido a um mecanismo físico diferente de emissão, contribuem significativamente para a distribuição espectral de energia (DEE) dos quasares:

- lei de potência
- “Big blue bump“
- “Far-infrared bump“
- “hard X-ray“

A região representada nessa figura, que apresenta um excesso de energia no UV, conhecida como “big blue bump (BBB)” é evidente na maioria dos QSOs. Emissão térmica a partir do disco de acreção produzindo um perfil espectral largo com seu máximo no UV parece explicar esta componente satisfatoriamente.

Além dessa região característica dos QSOs, observações no infra-vermelho médio (IVM) revelaram uma segunda região com grande volume de emissão de energia, localizada próxima a região representada por uma lei de potência. A existência de um grande volume de emissão de energia na região do IVM, pode ser explicada pela absorção e posterior re-emissão da radiação, em comprimentos de onda curtos, pela poeira, presente possivelmente no torus ou no núcleo da galáxia que hospeda o quasar (Krolik & Begelman 1988).

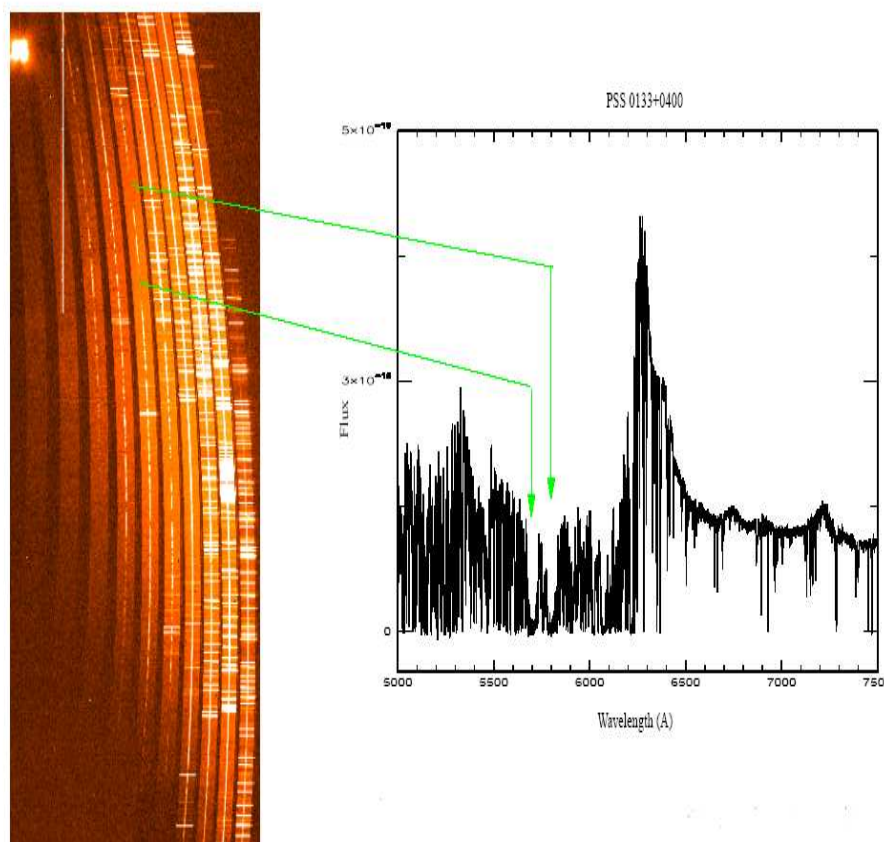


Figura 1.3: Espectro original do QSO PSS0133+0400, obtido com o instrumento ESI montado no telescópio KECK . O mesmo espectro após sua redução. As duas setas identificam os sistemas “damped” que aparecem na linha de visada do QSO.

A região representada na curva de distribuição de energia de um QSO que pode ser ajustada por uma lei de potência é altamente variável e polarizada. Tais características indicam uma origem não térmica para essa radiação. Sua origem são provavelmente os jatos relativísticos com sua radiação synchrotron que se estendem do rádio até o óptico. Finalmente a radiação X, a mais energética de um QSO, deve ter sua origem nas vizinhanças do buraco negro supermassivo central, e por isso são de grande interesse no estudo das regiões em torno do mesmo.

As linhas de emissão em quasares são um caso típico de um problema inverso em que conhecemos a solução e supomos as condições em que elas foram criadas. Na parte IR-óptico-UV do espectro de um quasar, as linhas de emissão mais facilmente observadas são usualmente Ly- α , Ly- β , CIV, OVI, NV, SiII, MgII, CIII], H α , H β (veja Figura 1.5). A maior parte das linhas de emissão nos quasares são geradas em duas regiões físicas distintas: uma espacialmente compacta conhecida como “broad-line-region” (BRL) com uma alta densidade de partículas e com uma grande dispersão de velocidades; outra espacialmente estendida, “narrow-line-region” (NRL), que apresenta uma baixa densidade de partículas e com baixa dispersão de velocidades.

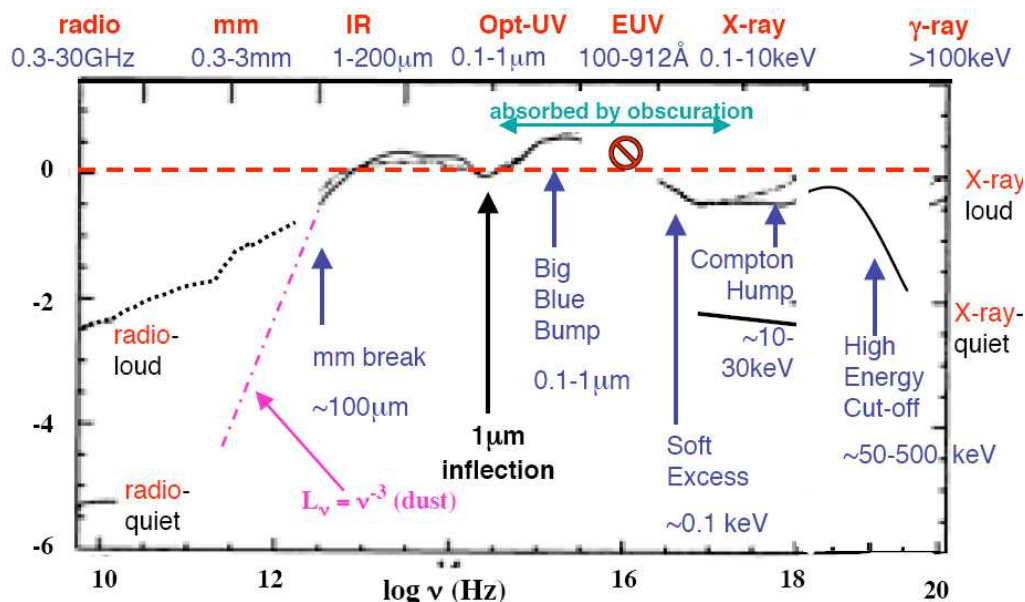


Figura 1.4: Distribuição espectral de energia para um grande intervalo de frequência. Este diagrama foi retirado de Elvis et al. 1994.

As linhas de emissão dos quasares são muito similares o que pode ser interpretado como uma insensibilidade às abundâncias metálicas, uma similaridade das abundâncias ou mais provavelmente uma soma dos dois efeitos (Netzer et al. 1990; Elvis et al. 1994).

As linhas de absorção podem ser agrupadas em duas classes distintas devido a sua origem: as intrínsecas ou associadas ao núcleo do quasar (buraco negro, disco de acreção, etc.) e as intervenientes, que são de natureza cosmológica e originadas no material que se encontra na linha de visada entre o quasar e o observador.

Conteúdo Gasoso na Linha de Visada

O gás circunvizinho ao núcleo do quasar produz linhas de absorção, onde predominantemente aparecem as linhas da transição do átomo de hidrogênio neutro e algumas transições de metais tais como: CIV, NV, OVI, MgII, etc. As linhas de absorção podem ser classificadas de uma maneira mais simplificada em dois tipos distintos: as linhas de absorção largas “BAL” (“broad absorption line”) e estreitas “NAL” (“narrow absorption line”).

As linhas de absorção alargadas, possuem uma alta densidade de coluna ($N(\text{HI}) \sim 10^{(20-23)} \text{ cm}^{-2}$) e estão desviadas para o lado azul em relação as linhas de emissão (veja Figura ??), apresentando larguras típicas de algumas centenas de km/s. A localização precisa do gás responsável por essas linhas largas de absorção é desconhecida, mas acredita-se que seja originada a algumas dezenas de parsecs dos QSOs, sendo causada pela ejeção de gás diretamente dos mesmos (Turnshek et al. 1988). Não está descartada a possibilidade de que, em alguns casos, algumas dessas linhas sejam resultado da absorção pela galáxia hospedeira ou por alguma galáxia muito

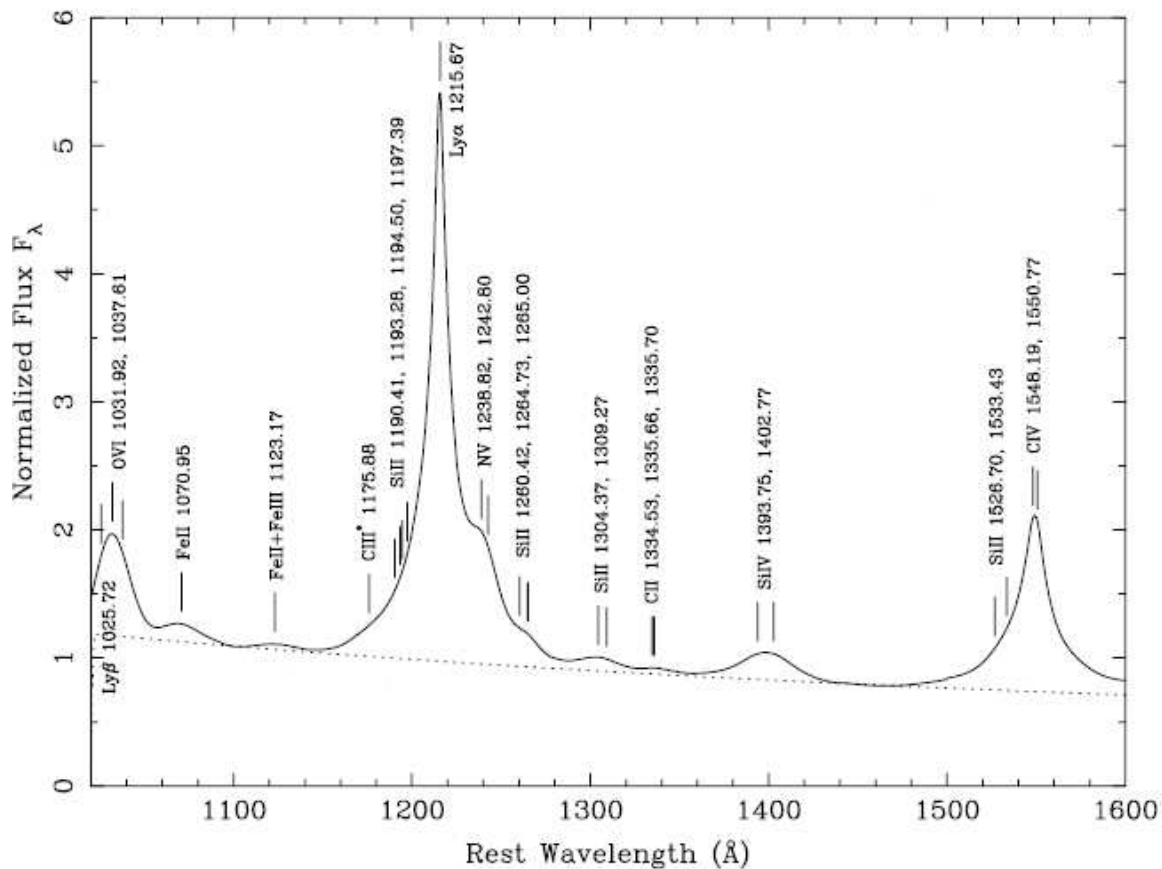


Figura 1.5: Espectro médio de 50 espectro de quasares obtidos com o HST. Os comprimentos de onda foram obtidos de Morton (1991), exceto para as linhas de FeII, FeIII, e CIII, que foram observadas por Tytler et al. (2004a). A linha tracejada é uma aproximação em lei de potência do contínuo. Retirado de Suzuki (2005).

próxima. BALs ocorrem preferencialmente em espectros de quasares com baixa emissão em rádio. Alguns sistemas apresentando BALs são predominantemente formados por elementos altamente ionizados “high-ionization BAL” (HiBALs), especialmente CIV, SiIV e NV, outros por sistemas com baixo nível de ionização “low-ionization BAL” (LoBALs), destacadamente Mg II, Al II, Al III e C II. A incidência dos BALQSOs nos espectros dos QSOs opticamente selecionados é de $\sim 13.4 \pm 1.2\%$ - contando-se os LoBALs, os HiBALs e corrigindo-se para o avermelhamento causado por poeira - não apresentando uma dependência significativa com o redshift no intervalo $1.7 \leq z \leq 3.45$ (Reichard et al. 2003). Aproximadamente um a cada 6 quasares apresentam BALs.

As linhas de absorção estreitas podem ser formadas em diferentes localizações (veja Figura 1.7), indo das vizinhanças do QSO (Srianand & Petitjean, 2000) até as nuvens de gás ou galáxias não relacionadas ao QSO em si e situadas a distâncias cosmológicas. Vários levantamentos procurando especificamente por NALs que apresentavam distâncias típicas do QSO da ordem de 10^3 km/s, notaram que havia um excesso de linhas com essas características. Esses NALs

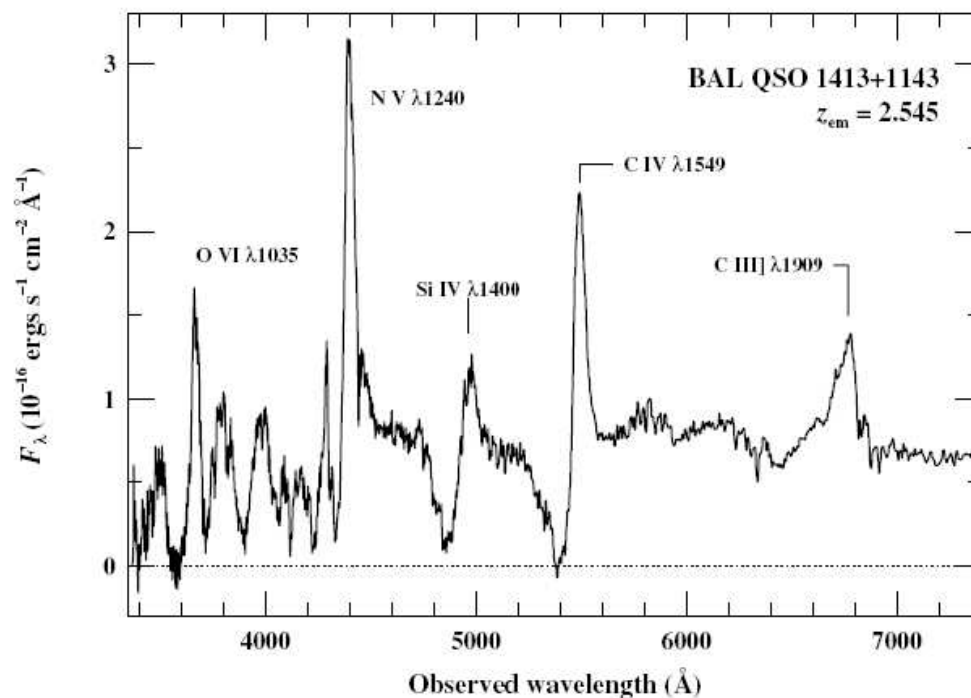


Figura 1.6: Exemplo de um espectro de quasar que apresenta BALs (Peterson, 1997).

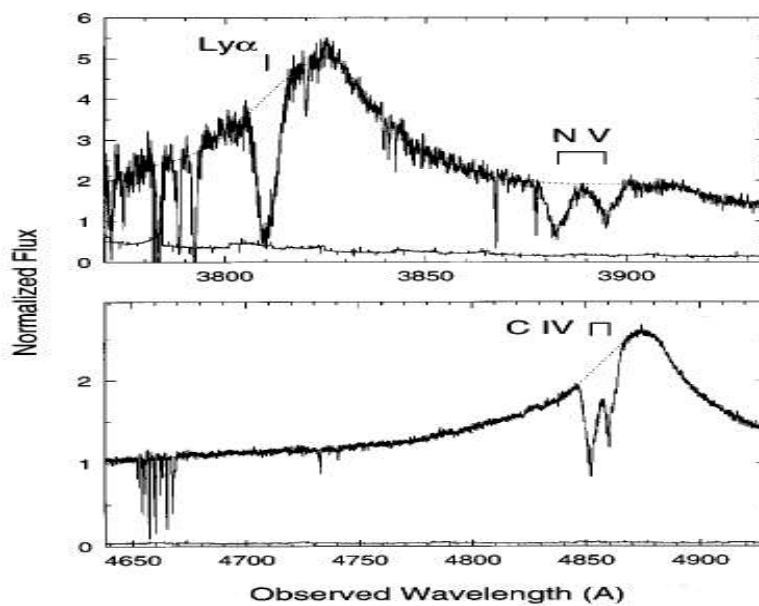


Figura 1.7: Espectro UM675 obtido com o KECK (linha sólida). As linhas de absorção intrínsecas estão identificadas com seus respectivos símbolos químicos. (Hamann, 1996).

cujo $z_{abs} \sim z_{em}$ passaram a ser chamados de NALs “associados” ao QSO ou também NALsQSO se referindo a QSOs com linhas de absorção intrínsecas, distinguindo-as de QSOs nos quais gás interveniente na linha de visada do QSO é o responsável pela presença de tais linhas.

Tabela 1.1: Tipos de sistemas de absorção

Origem	Nome	$N(\text{HI})$ (cm^{-2})	Ionização (HII/HI)
IGM	Gunn-Peterson	$> 10^{12}$	$> 10^6$
IGM	Ly- α forest	$10^{12} - 10^{14.5}$	10^5
Halos externo de Galáxias	Ly- α forest	$10^{14.5} - 10^{17}$	10^4
Halos interno de Galáxias	Lyman Limit Systems	$10^{17} - 10^{20}$	10^2
Discos de Galáxias	Damped Ly- α	$10^{20} - 10^{22}$	1-10
Vizinhanças dos QSOs	BAL & “associados“	$> 10^{17}$	alta

A Floresta de Lyman- α

A grande maioria das linhas de absorção, no entanto, são produzidas pelo gás de HI que está localizado na linha de visada entre o quasar e o observador. A possibilidade de observarmos quasares em diferentes redshifts e posições no céu, nos permite analisar a distribuição desse gás no Universo, nos proporcionando uma maneira de determinar e estudar sua natureza.

Podemos classificar os sistemas “intervenientes” de acordo com a densidade de coluna de hidrôgenio neutro, $N(\text{HI})$, do gás em tres grupos distintos:

- Sistemas Damped Lyman- α (DLA) com densidades de coluna da ordem de $N(\text{HI}) > 10^{20.3} \text{ cm}^{-2}$;
- Sistemas Lyman limit (LLS) com densidades de coluna entre $10^{17.2} \text{ cm}^{-2} < N(\text{HI}) < 10^{20.3} \text{ cm}^{-2}$;
- Floresta Lyman- α (Ly- α forest) com densidades de coluna $N(\text{HI}) < 10^{17.2} \text{ cm}^{-2}$

A floresta Ly α observada no espectro de quasares pode ser considerada a manifestação observacional da matéria de natureza gasosa distribuida no Universo - principalmente aquela localizada entre as galáxias.

A floresta Ly α foi interpretada de várias maneiras distintas e alguns modelos foram propostos para explicá-la (por exemplo, Bahcall & Salpeter 1965; Sargent et al. 1980; Rees 1986). Inicialmente as linhas de absorção que aparecem no espectro de quasares foram identificadas como sendo a assinatura de nuvens discretas e localizadas no MIG, fotoionizadas pela radiação ionizante de fundo. Somente depois de alguns modelos semi-analíticos (Bi, Borner & Chu 1992; Pichon et al. 2001; Matarrese & Mohayaee 2002; Viel et al. 2002), do advento das simulações cosmológicas hidrodinâmicas (Cen et al. 1994; Petitjean et al. 1995; Hernquist et al. 1996; Miralda-Escudé et al. 1996; Zhang et al. 1997; Theuns et al. 1998, Machacek et al. 2000; Tytler et al. 2004; Viel, Haehnelt & Springel 2004a; Jena et al. 2005) , e conjuntamente

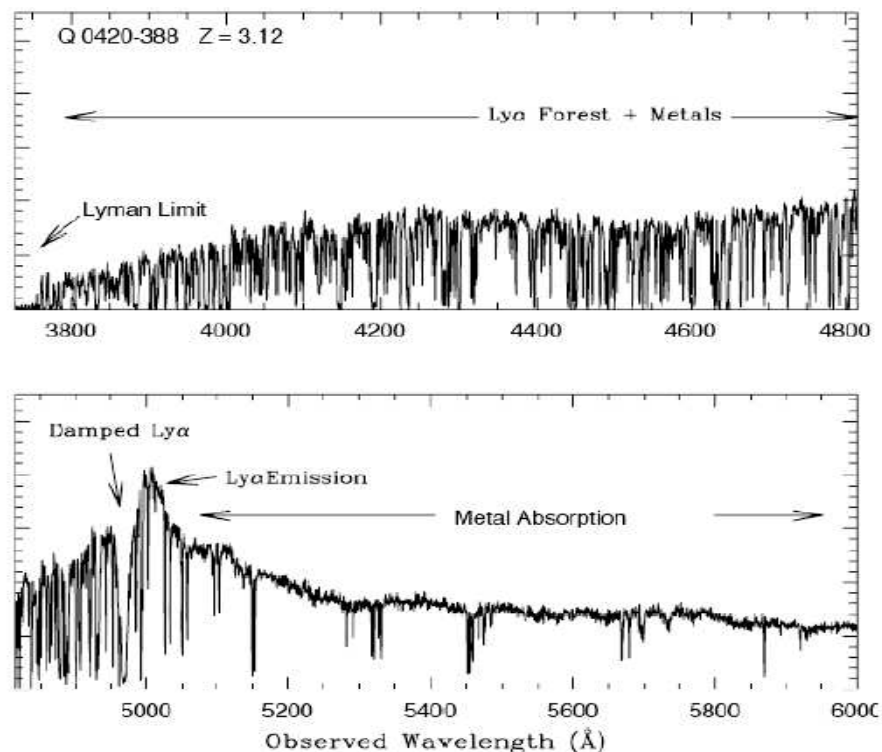


Figura 1.8: Tipos de sistemas de absorção em QSOs

com as primeiras determinações do tamanho aproximado das estruturas absorvedoras através da observação de pares de QSOs (Betchtold et al. 1994), que pelo menos uma grande parte das linhas de absorção da floresta Ly α foram associadas a pequenas flutuações de densidade do MIG, que aparecem naturalmente de instabilidades gravitacionais (resultado das flutuações da matéria escura primordial), diferentemente da visão inicial de nuvens discretas imersas em um meio quente difuso. O panorama físico que surgiu para explicar o aparecimento da floresta levava em conta um Universo formado por uma rede de lâminas, filamentos e halos, os quais provocam o aparecimento de linhas de absorção com densidades de coluna que vão crescendo progressivamente. As linhas de absorção de baixa densidade de coluna $N(\text{HI}) \leq 10^{14.5} \text{ cm}^{-2}$, surgem devido a um MIG opticamente fino e com pequenas flutuações, de densidade moderada ($\rho < 10 \langle \rho \rangle_{\text{MIG}}$) e contendo a maior parte dos bárions do Universo. Em grandes escalas, maiores que o comprimento de Jeans, a distribuição espacial do gás traça as barreiras de potencial da matéria escura sendo o estudo da floresta utilizado para determinar a distribuição desse gás. Em escalas menores que o comprimento de Jeans, o termo de pressão destrói as flutuações de densidade do gás. Os efeitos hidrodinâmicos passam a ser importantes e a obtenção detalhada dos perfis de linha podem ser usados para a descrição da história térmica do MIG. A largura das linhas de absorção é determinada pelas propriedades termodinâmicas do gás, possibilitando então medidas da temperatura e da relação densidade x temperatura do MIG (Schaye et al. 2000; Theuns & Zaroubi 2000; McDonald et al. 2001; Theuns et al. 2002a,b; Glezer et al. 2005).

A Vizinhança dos Quasares

A Galáxia Hospedeira

As regiões circunvizinhas aos quasares são de difícil observação devido ao ofuscamento causado pela fonte central. No entanto, com o desenvolvimento de novas técnicas de observação, como por exemplo a coronografia, regiões de emissão estendida tem sido detectadas em torno dos quasares. Uma teoria de unificação dos modelos das galáxias com núcleos ativos (GNAs) foi então desenvolvida. Essa teoria leva em conta que os quasares, as galáxias seyfert, as rádio galáxias, os objetos BL Lacertae e os objetos opticamente rapidamente variáveis (OORVs) são todos membros de uma mesma classe de objetos, diferenciando-se em aparência somente por efeitos geométricos ou de projeção. A combinação entre imagens de alta qualidade - principalmente com o telescópio Hubble - e novas técnicas de tratamento dessas imagens aumentaram significativamente nosso conhecimento da região ao redor dos quasares. Resultados indicam que os quasares a baixos redshifts ocorrem em galáxias elípticas, espirais e interatuantes, sendo que no caso da última a região ao redor dos quasares aparece afetada pela interação. Em média, as galáxias hospedeiras são mais brilhantes que as galáxias normais (Bahcall et al. 1997). Os quasares “rádio-loud” tendem a ocorrer em galáxias elípticas ou interatuantes, os “rádio-quiet” em elípticas ou espirais. Diferentemente, nas GNAs de baixa luminosidade existe uma forte tendência dos objetos “rádio-quiet” ocorrerem em galáxias que apresentam disco e os objetos “rádio-loud” em elípticas. O estudo das galáxias hospedeiras é importante para aumentar nosso conhecimento de como galáxias e quasares se formam e evoluem. Os quasares se encontram no núcleo das galáxias e representam o ponto final do processo que produz a concentração de matéria nas galáxias. Como o buraco negro central se forma e cresce a partir de uma concentração de massa, continua sendo objeto intenso de pesquisa. Ao mesmo tempo, para o buraco negro ser visível e sustentar a luminosidade observada, seria necessária a acreção de várias massas solares por ano (Rees 1984), o que causaria esse colapso de matéria das partes mais externas da galáxia em direção ao centro. O campo do estudo das galáxias hospedeiras evoluiu muito na última década devido as imagens fornecidas pelo telescópio espacial, pelos detetores de alta sensibilidade na região do infra-vermelho próximo e pelo aperfeiçoamento de métodos de subtração da Point Spread Function (PSF) (Bahcall et al. 1994, 1995; McLeod & McLeod 2001 e Guimarães & Bijaoui 2007).

A Subtração da PSF

Na observação de galáxias hospedeiras o brilho intenso da fonte central ofusca o fraco brilho proveniente da mesma. Nesse caso se faz necessário a subtração da distribuição de luz proveniente da fonte pontual. Estas são sempre objetos não resolvidos e podem então ser caracterizados

pela PSF (Point Spread Function). A PSF é uma função do tempo e do espaço uma vez que as propriedades ópticas da camada atmosférica mudam com o tempo (seeing), e o sistema óptico provoca a variação espacial.

A distribuição observada é representada pela distribuição verdadeira convoluída com a PSF:

$$I_{obs} = I_{real} \otimes PSF + \text{ruído} \quad (1.19)$$

A subtração da PSF do centro de um quasar permite-nos detectar a galáxia hospedeira, uma galáxia canibalizada, os componentes do jato, protogaláxias e outras características estruturais (veja Figura 1.9). Esta operação possibilita também obter a fotometria para os componentes principais, tais como núcleo e bojo. A PSF pode ser modelada a partir das estrelas observadas

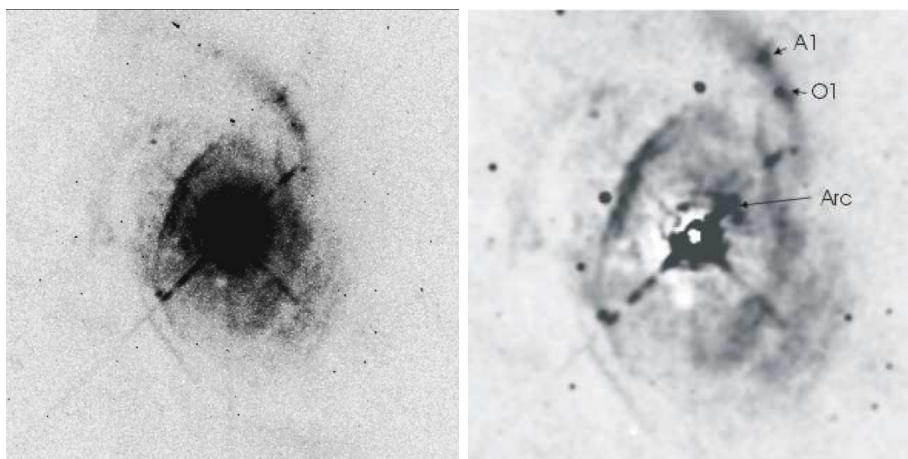


Figura 1.9: (a) Imagem longa exposição 3C120 - HST/WFPC2 (b) Mesma imagem anterior depois da extração da PSF + Galáxia hospedeira (modelo). Após a subtração do modelo podemos identificar claramente um arco e duas regiões de condensação A1 e O1, que são provavelmente regiões de formação estelar.

no campo e uma vez que a PSF é determinada, existem duas maneiras básicas de extrair a distribuição verdadeira de luz destas imagens:

- aplicando alguns métodos de deconvolução diretamente nas imagens observadas;
- Admitindo um modelo hipotético para o objeto observado e determinando os parâmetros que proporcionem o melhor ajuste com a imagem observada.

A Radiação Ionizante de Fundo

A floresta Ly α , principalmente a alto redshift, pode ser vista como sendo produzida por um gás (HI) tênue submetido a um fluxo ultravioleta ionizante difuso de fundo (UIDF) que se acredita oriundo dos quasares e da formação de estrelas em protogaláxias. Conhecer então a intensidade deste fluxo, a forma de seu espectro e sua evolução com o redshift são extremamente

importantes no estudo da floresta. Existem várias maneiras distintas de medir o fluxo UIDF de fontes a altos redshifts:

- Construindo um modelo que leve em conta o número e as características das fontes em função do redshift, em seguida integrando o fluxo emitido por elas até o redshift de interesse.
- Utilizando uma maneira indireta através do “Efeito de Proximidade” - que será tratado ainda neste capítulo.
- Modelando a evolução em redshift da absorção média no MIG.

O tratamento padrão para se obter o fluxo ultravioleta ionizante de fundo através do efeito de proximidade consiste em estudar a evolução da absorção média na floresta $Ly\alpha$ quando nos aproximamos do quasar. Longe do quasar a única fonte de fótons ionizantes é o fluxo ultravioleta ionizante de fundo, enquanto na vizinhança do quasar o gás pode ser ionizado por ambas as fontes, o fluxo ultravioleta ionizante de fundo e o fluxo ultravioleta vindo do próprio quasar. Assumindo:

1. que a luminosidade do quasar é conhecida;
2. que a distância do quasar para o absorvedor (gás) é de natureza cosmológica e consequentemente dada pela diferença em redshift;
3. que o campo de densidade do MIG não é modificado pela presença do quasar.

É possível estimar observacionalmente a distância em relação ao quasar, onde o fluxo ionizante proveniente do mesmo se iguala ao fluxo UIDF. Isso, por sua vez, pode nos dar uma estimativa do próprio fluxo. No entanto, no item 3 - uma das hipóteses que se assume para obter o fluxo UIDF - negligenciamos o fato de que quasares podem estar envoltos por sobredensidades (e.g., Pascarelle et al. 2001; Adelberger et al. 2003; Rollinde et al. 2005; Kim & Croft 2006; Faucher-Giguère et al. 2007; Guimarães et al. 2007).

No entanto a proposição acima pode ser revertida para se obter a distribuição de densidade na vizinhança do quasar se o fluxo UIDF puder ser estimado independentemente. Atualmente, é possível estimar o fluxo UIDF através da medida da absorção média no MIG em função do redshift.

Ionização nas Proximidades de um Quasar

A taxa de ionização provocada por um quasar em sua vizinhança pode ser determinada diretamente a partir de sua luminosidade. A taxa de ionização do hidrogênio devido a uma fonte de

fluxo ultra-violeta é formalmente dada pela equação:

$$\Gamma_{\text{QSO}} = \int_{\nu_0}^{\infty} [4\pi J_{\text{QSO}}(\nu) \times \frac{\sigma_{\text{HI}}(\nu)}{h\nu}] \cdot d\nu (\text{s}^{-1}), \quad (1.20)$$

onde ν_0 é a frequência no “Lyman Limit” (LL - 912Å), $\sigma_{\text{HI}}(\nu) = 6.3 \times 10^{-18} (\frac{\nu_0}{\nu})^3 \text{ cm}^2$ é a seção transversal de fotoionização do HI, $J_{\text{QSO}}(\nu) = J_{\text{QSO}}(\nu_0) \times (\frac{\nu}{\nu_0})^{-\phi} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ hz}^{-1}$ e h é a constante de Planck. Esta última equação é válida se assumirmos que o espectro de ionização é dado por uma lei de potência de índice ϕ . Reescrevemos então a equação acima como sendo:

$$\Gamma_{\text{QSO}} = \frac{4\pi}{h} \cdot J_{\text{QSO}}(\nu_0) \cdot 6.3 \times 10^{-18} \cdot \nu_0^{(3+\phi)} \int_{\nu_0}^{\infty} [\nu^{-(\phi+4)}] \quad (1.21)$$

Integrando a equação acima obtemos:

$$\Gamma_{\text{QSO}} = \frac{4\pi}{h} \cdot J_{\text{QSO}}(\nu_0) \cdot 6.3 \times 10^{-18} \cdot \frac{1}{(\phi + 3)} \quad (1.22)$$

Reescrevendo a equação 1.22 com a representação Γ^{-12} e adotando então para $h \cong 6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$ e sabendo que $1\text{J} \sim 10^7 \text{ ergs}$ temos finalmente:

$$\Gamma_{\text{QSO}}^{-12} = \frac{12.6}{(\phi + 3)} \cdot J_{\text{QSO}}(\nu_0) \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1} \quad (1.23)$$

Em primeira aproximação o fluxo ionizante é simplesmente a radiação emitida pelo quasar reduzida em intensidade pela diluição geométrica na posição de um dado absorvedor. Gostaríamos de relacionar então a densidade de fluxo ionizante $J_{\text{QSO}}(\nu_0)$ no redshift do absorvedor com a luminosidade monocromática do quasar L_{QSO} no LL, que pode ser feita através de:

$$4\pi J_{\text{QSO}}(\nu_0) = \frac{L_{\text{QSO}}}{4\pi r^2} \cdot (1 + z_{qc}), \quad (1.24)$$

onde r é a distância de luminosidade entre o quasar e o absorvedor e $(1+z_{qc})$ é o fator de estiramento do comprimento de onda da luz devido a expansão cosmológica entre o momento que o fóton foi emitido pelo QSO até chegar ao absorvedor.

No entanto, o que obtemos é o fluxo total observado aqui na Terra, em redshift $z=0$. Devemos então relacionar L_{QSO} com o fluxo observado aqui da terra no LL que muda devido a expansão cosmológica.

$$L_{\text{QSO}} = 4\pi \cdot d_L^2 \cdot (1 + z_q)^{-1} \cdot f_\nu \quad (1.25)$$

Sendo d_L a distância de luminosidade do observador até o QSO, f_ν o fluxo observado (no LL) aqui da terra e mais uma vez $(1+z_q)$ leva em conta o fator de estiramento agora entre o momento que o fóton foi emitido do QSO até chegar na Terra.

Substituindo-se então a eq. 1.25 na eq. 1.24 e posteriormente na eq. 1.23, teremos finalmente a expressão do fluxo ionizante do QSO em suas vizinhanças dada conforme a equação abaixo:

$$\Gamma_{\text{QSO}}^{-12} = \frac{12.6}{(\phi + 3)} \cdot \frac{(1 + z_{qc})}{(1 + z_q)} \cdot \left(\frac{d_L}{r_L}\right)^2 \cdot f_\nu \cdot \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1} \quad (1.26)$$

Essas luminosidades são obtidas extrapolando o fluxo no contínuo em $\lambda_{\text{obs}} \sim 6000 \text{ \AA}$ usando uma lei de potência de índice $\phi = -0.6$ (Francis et al. 1993).

O Efeito de Proximidade

A mudança das características da floresta de Ly α nas proximidades de um QSO, devido ao fluxo ionizante produzido pelo mesmo, é ainda motivo de intensos estudos na área. A evolução com o redshift da profundidade óptica no MIG é invertida na vizinhança do quasar devido ao fluxo ionizante proveniente do mesmo (veja Figura 1.10). Esse efeito provocado pela radiação de um QSO em sua própria floresta, é conhecido como efeito “inverso” ou “de proximidade” (Carswell et al. 1982; Murdoch et al. 1986).

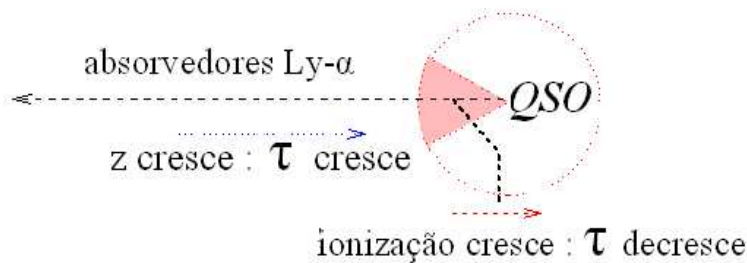


Figura 1.10: Esquema representativo do efeito de proximidade e sua relação com a profundidade óptica.

É possível usar este efeito, juntamente com a posição do QSO e sua luminosidade, na tentativa de obter o fluxo médio UV de fundo.

A interpretação do efeito de proximidade na medida do fluxo ionizante de fundo é, no entanto, sujeita a várias incertezas:

- Erros sistemáticos na estimativa do redshift dos QSOs a partir de suas linhas de emissão pode mudar as distâncias inferidas entre os absorvedores e o QSO.
- QSOs podem variar a fotoionização em escalas de tempo de $\sim 10^4$ anos, e o efeito de proximidade reflete a luminosidade média sobre essa escala de tempo, o que nos faria inferir luminosidades sistematicamente mais baixas do que a luminosidade dos QSOs. Uma amostra limitada em fluxo, poderia selecionar preferencialmente os QSOs em sua fase mais brilhante.

- Alguns QSOs podem ter sua luminosidade aumentada através de lentes gravitacionais, parecendo serem mais luminosos do que realmente são em amostras limitadas em fluxo.

Mesmo com o crescente número de pesquisas feitas sobre o efeito de proximidade, usando diferentes métodos, muitas questões ainda precisam ser resolvidas:

- A que distância do QSO as contribuições da radiação UV do mesmo e de fundo se igualam?
- Existe uma correlação entre o efeito de proximidade e a luminosidade intrínseca ou as propriedades rádio dos QSOs?
- Existirá uma sobredensidade em torno dos quasares?

A resposta a algumas destas perguntas serão tratadas nesta tese.

Capítulo 2

Optical Study of the core of the 3C120 radiosource (Artigo)

Resumo

Neste artigo foram analisadas as imagens da região central da radio galáxia de Seyfert I 3C120 obtidas com a camera de grande campo (WFPC2), instalada no telescópio espacial Hubble (HST), utilizando-se exposições longas ($\sim 1100s$) e curtas ($\sim 50s$). A exposição curta foi utilizada para restaurar a informação da fonte pontual na região central de 3C120 e a longa para colocar em evidência a circunvizinhança do mesmo. Devido a forte contaminação da região central pelo núcleo brilhante, mesmo nas imagens com exposições curtas, métodos de deconvolução tem sua aplicação restrita.

PSFs sintéticas foram obtidas com o programa TINY TIM (Krist, 1996), para podermos subtraí-las das imagens, visando evidenciar a natureza da vizinhança do objeto em questão. Somente as regiões não afetadas pela saturação, por exemplo as aranhas de difração, foram usadas para se obter o melhor ajuste entre imagem e modelo. As aranhas de difração tem um papel importante porque podem fornecer informações sobre o núcleo de 3C120 longe da região central afetada pela galáxia hospedeira e saturada devido ao núcleo brilhante.

As PSFs obtidas para as imagens de tempos de exposição curtos, foram então escalonadas as imagens originais e depois subtraídas das mesmas. Obtivemos os melhores resultados dessa subtração com um modelo baseado em duas fontes pontuais centrais, ao invés de uma única fonte que normalmente é usado nesse tipo de abordagem. Esse modelo obtido, por sua vez, foi escalonado às imagens de exposição longa e mais uma vez subtraído. Aplicamos então um algoritmo bi-dimensional para ajuste da distribuição de luz da galáxia hospedeira, assim como o programa conhecido como GALFIT (Peng et al. 2002), e ambos nos forneceram resultados semelhantes. A distribuição da luz proveniente da galáxia hospedeira se ajusta melhor a um perfil de de Vaucouleurs e do disco exponencial.

Neste estudo medimos não só a magnitude total para os principais objetos em torno do núcleo da galáxia de Seyfert I 3C120, mas também identificamos outras características desta galáxia, tais como um região ionizada pelo jato central, uma região com excesso no infra-vermelho e um arco.

Uma estrutura consistindo de duas fontes centrais pontuais foram identificadas no núcleo compacto, uma mais luminosa que a outra. A segunda fonte pontual (menos luminosa) poderia ser interpretada como o resultado do canibalismo (fusão) entre duas galáxias. Walker et al. (2001) obtiveram um mapa detalhado em rádio da região central em diferentes datas. O caroço em rádio que aparece nesse mapa poderia corresponder a segunda fonte pontual. Obtivemos então o índice radio-óptico das duas fontes centrais. Encontramos o valor de 0.67 para a segunda fonte pontual, cujo valor é típico de emissão síncrotron. Esse valor indica que a segunda fonte pontual central trata-se mesmo de um caroço em rádio. Carochos em rádio mais próximos da região central existem mas são de difícil identificação a partir das imagens do HST. A distância obtida entre as duas fontes pontuais é de aproximadamente 75 pc. A razão dos fluxos radio e óptico para a primeira fonte pontual (mais luminosa) é maior do que o esperado, podendo ser explicado pelo obscurecimento central (Varano et al. 2004 ; Marchesini et al. 2005).

As imagens residuais obtidas após a subtração do núcleo e da galáxia hospedeira mostram uma complexa estrutura em torno do centro. As estruturas principais são camadas correspondentes ao gás ionizado (Veja Figura 2c). Essas regiões foram previamente detectadas por métodos estatísticos conhecidos como “blind source separation” (Nuzillard & Bijaoui 2000). Garcia-Lorenzo et al. (2005) confirmaram essa detecção e sua identificação como uma região ionizada usando espectroscopia IFU (Integral Field Unit).

Outras estruturas podem ser vistas ao longo do jato. Lelièvre et al. (1998) mostraram que algumas delas podem ser identificadas como carochos em rádio, com índice espectral próximo a 0.7.

Um arco a 1” do centro na direção do jato pode ser identificado com os filtros F547M e F555W. Esse arco foi identificado por Garcia-Lorenzo et al. (2005), somente para o filtro F555W, e eles mostraram através da espectroscopia IFU que ele corresponde a uma região de emissão, a uma distância de aproximadamente 800 pc do centro. Sua intensidade é muito grande para ser um artefato que aparece devido a subtração da galáxia. Possivelmente é uma bolha de gás por onde o jato em rádio passou recentemente, provocando temporariamente um choque na densa região gasosa central, como foi proposto por Chatzichristou et al. (1999) para 3C48. Do mesmo modo que no caso das camadas de gás ionizado, o arco poderia também ser uma região ionizada associada a uma segunda galáxia em seu estágio final de canibalização (fusão).

A região com excesso no infra-vermelho foi também identificada na região central na direção do jato em rádio. Como para a condensação A (Veja Figura 2c), mais afastada do centro, tal excesso poderia ser identificado como sendo uma região de formação estelar induzida pelo

jato.

Optical Study of the core of the 3C120 radiosource

R. Guimarães^{a*} and A. Bijaoui^b

^aObservatorio Nacional - MCT, R. Gal. José Cristino, 77, 20921-400, Rio de Janeiro, RJ - Brasil

^bObservatoire de la Cote d'Azur, Dpt Cassiopée, UMR CNRS 6202, 06304 Nice CEDEX 04, France

ABSTRACT

We studied images of the Seyfert 1 galaxy 3C120 obtained with the Wide Field Planetary Camera on board of the Hubble Space Telescope with long and short exposure times. Scaled PSFs were subtracted from the images to study the nature of its environment. The TINY TIM program was used to obtain synthetic images. Only regions not affected by saturation (like diffraction spikes) were used to obtain the best fitting. The PSFs computed from the short exposure images were scaled and subtracted from the images. Then the light distribution of the galaxy was adjusted interactively on the long exposures images. Our two-dimensional fitting algorithm and the dedicated galaxy/point source fitting algorithm so-called GALFIT were used. Several models were examined to fit the bright core and the host galaxy. The selected model is based on two point sources and a host galaxy.

With this procedure we were able to measure the total magnitude for the principal objects surrounding the 3C120 nucleus and to detect known and unknown features, such as a central jet knot, an infrared excess region and an arc.

Key words: Seyfert galaxies, 3C120, PSF subtraction, Active Galaxy Nuclei

1. INTRODUCTION

The Hubble Space Telescope (HST) provided us with detailed high-spatial resolution optical images, especially for the active cores of the Active Galaxy Nucleus (AGN), revealing interesting results such as disc of accretion, dust structures and jet knots. Radioastronomy and space astronomy also provided us with more knowledge about the AGN emission in the field of low and high energies.

In spite of intensive research about the environment of the Seyfert 1 (Khachikian and Weedman, 1974) galaxy 3C120 at radio to X-ray frequencies its complex nuclear morphology structure is still not totally known (Hua, 1988, Marshall et al, 2004).

The active nucleus of 3C120 has a moderate luminosity, B= 14.8 and I= 13.4, (Hjorth et al., 1995) and it is a variable and powerful emit-

ter, probably powered by a central black hole of at least $3 \times 10^7 M_{\odot}$ (Maraschi et al., 1991 Wandel, Peterson and Walker, 1999, Marshall et al, 2004). A radio jet presenting a superluminal motion from 0.5pc to 400 Kpc, and an optical synchrotron counterpart were identified (Lelièvre et al., 1994). The total magnitudes measured were B=22.0 and I= 20.0, (Hjorth et al., 1995). The underlying galaxy is rich in extended emission condensation. Some of them were possibly ionized by the non-thermal UV continuum flux from nucleus while others could be gas photoionized by hot, newly produced stars or perhaps induced by a jet precession (Soubeyran et al., 1989).

Heckman et al. (1986) suppose that 3C120 is the result of the collision of two galaxies probably both rich in gas. Considering the absence of close galaxies, they should be in the case of an almost complete fusion.

In a recent paper, Garcia-Lorenzo et al. (2005) reported on a new study on 3C120 based on an Integral Field Spectroscopy and HST images. They

*Institut d'Astrophysique de Paris - IAP, 98bis Boulevard Arago - 75014 Paris FRANCE

claimed that their results pleaded for an evidence of a past merging event.

In this letter we report on a new analysis of HST high-spatial resolution images which led us to probe new features around the 3C120 nucleus. In particular a bright radio knot was identified in the source core.

2. OBSERVATIONS

Wide Field Planetary Camera (WFPC2) images of 3C120 were extracted from the data archive of the Space Telescope Science Institute (STScI). They were obtained by J. Westphal on July 25, 1995 with a medium filter F547M and three wide filters: F555W, F675W and F814W. They consist of two exposure times, a short one in order to restore the central information, and a long one, displaying saturation in the central field, in order to put in evidence the environment of 3C120 (see Table 1).

The WFPC2 array is formed by 800 x 800 pixels, each pixel with an image scale 0.0455" and a resolution about 0.1".

3. Methods and Results of Image Analysis

The light distribution is represented by the true distribution convolved by the Point Spread Function (PSF):

$$I_{obs} = I_{real} \otimes PSF + noise \quad (1)$$

The subtraction of a PSF pattern at the 3C120 center allows us to detect the host galaxy, an eventual cannibalized or merged galaxy, the jet components and other structural features. This operation also allows us to obtain an accurate photometry for the main components. The PSF knowledge at high resolution is necessary to directly subtract point-like sources or to apply deconvolution algorithms. The TINY TIM application program (Krist, 1996) provide us with a synthetic PSF in any given field taking into account its spatial variation. The results seem to indicate that appropriate synthetic TINY TIM PSFs are as efficient as observed ones (Remy et al., HST calibration Workshop, 1997). As it is further shown this program also allows us to de-

scribe diffraction spikes which are quite impossible to determine from observed field stars as they are generally too faint or too far from the observed object.

Once the PSF is determined, it exists two basic ways to extract the true light distribution from these images:

- Apply some deconvolution methods directly on the observed images;
- Start from an hypothetical model for the observed object and determine its parameters by a fitting which takes into account the PSF convolution.

On one hand, HST images display saturated pixels and blooming spikes, especially in the central region. Deconvolution algorithms are very sensitive to these features and it would be difficult to separate between artifacts and real components in this region. On the other hand, it is easy to select pixels that can be used for a model fitting, and then bypass this problem. So we followed this second approach.

3.1. Principles of the model fitting

In Garcia-Lorenzo et al., 2005 the authors performed a model fitting of the co-added images for each filter. Some central pixels were masked in order to take into account the saturation and the blooming. A field star was used from the PSF determination. With their procedure they were able to display some structural features near the central region, but they could not analyze the central zone.

In order to study the central region at the HST resolution, another procedure was applied:

- The proposed model is based on an host galaxy with a classical model, one or two point-like sources in the central region and some other structural components.
- It exists pixels without component influence. These pixels are visually determined for the galaxy fitting.
- The host galaxy profile is determined from long time exposures in these regions after masking saturated and bloomed pixels.

Table 1
Filter description and exposure time

Filter	Mean λ (nm)	Band (nm)	Band width	Short Exp. (s)	Long Exp. (s)	Emission Lines
F547M	544.6	48.7	V'	100	1100	[OIII]
F555W	520.2	122.26	V	40	1000	[OIII]
F675W	671.4	89.0	R	50	1100	[H_α]
F814W	820.3	175.8	I	50	1093.25	[OI] and [SIII]

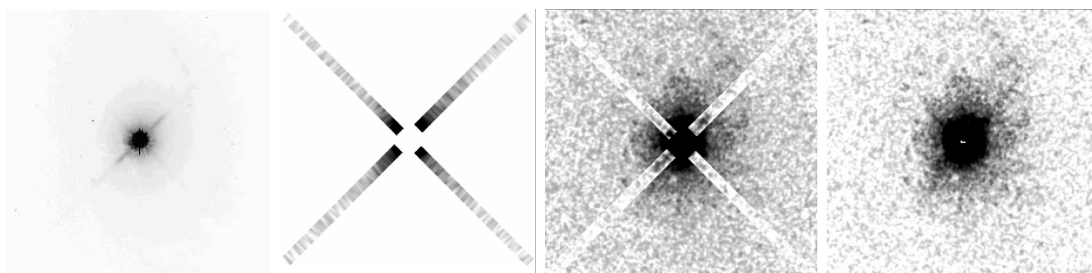


Figure 1. (a) Short exposure image (50 s) - I band (F814W), (b) Background determined in the spikes border and interpolated along the spikes, (c) Subtraction (a) - (b), (d) Core in the I band after subtraction of the two point-like sources.

- Only the short exposures do not display saturation and blooming. These images were used to determine the point-like source parameters. In order to improve the fitting, pixels corresponding to the highest ratio between the nucleus intensity and the host galaxy intensity are selected. This does not only concern the central pixels but also the diffraction spikes.
- The procedure is iterative with a backward and forward fitting on each image set, the long time exposures are used for the galaxy profile, the short time ones for the point-like sources.

3.2. The core modeling

As the central peak is very bright, the diffraction spikes can be detected far from the center (Fig 1(a)), carrying information on the central region. The background is estimated along the spikes from its neighborhood (Fig 1(b)). It is removed for the adjustment (Fig 1(c)). TINY TIM was used to obtain a PSF of a black body spectrum with a temperature of 8000K. The model fitting allows one to estimate the intensity and the position of the point-like sources.

Two models were used for the PSF subtraction, one using the fact that the short exposure image consists of a point-like source in the center of the galaxy and another one using two point-like sources in the center. The subtracted images were obtained by minimizing the χ^2 in central pixels and unsaturated spikes regions centered on the quasar. The best model is identified with that giving the smallest χ^2 . In our fitting, the model with two point-like sources gave the smallest residue, significantly lower than the one resulting from a fitting with one source. Therefore this model was adopted.

After subtracted the model from the data we obtained a negative region. This bad adjustment is due to the galaxy influence in the spikes (Fig 1(d)). So the galaxy subtraction was needed to reduce this artifact.

3.3. The host galaxy modeling

After obtaining our model for the short exposure images (less saturation in the center), the

long exposure images were used to study the 3C120 environment. The ratio between the long and short exposure images, for each band, was obtained from the comparison between the weighted values of the pixels using a Least Mean Square estimator, the saturated pixels of the center was excluded. The modeled PSFs are multiplied by the ratio between the long and short exposure images and then subtracted from the long exposure images. This operation allows one to probe the quasar environment (Fig.2).

In order to build the galaxy profile we used the long exposure images with the subtracted PSFs. According to the results obtained by modeling the quasar with two point-like sources, a host galaxy profile was added and the result was convolved to the PSF.

An image area centered on the brightest point-like source was used to make the adjustment of the galaxy excluding the central area, the residual spikes or other components. The adjustment was made with three analytical models: de Vaucouleurs', exponential disc and King's models. Three parameters were adjusted: the position (k,l) of the center, the total intensity and the effective radius. The selection of the best model was based on a χ^2 criterion.

The galaxy model adjustment was established iteratively using our two-dimensional galaxy fitting algorithm and a dedicated galaxy/point source fitting algorithm called GALFIT (Peng et al. 2002). After done the galaxy model it was subtracted from the original images, a new fit of point-like sources was made. Then a better adjustment of the galaxy was got with the new image. This procedure was repeated until convergence, which is quite obtained after six iterations.

3.4. Results

Considering the host galaxy and one point-like source centered at location (0,0), another point-like source was founded at coordinates (0,2), in the west spike direction, quite in the same direction of the jet.

The Nuclei and Host Galaxy flux were computed from the model (see Table 2). The magnitudes were obtained following the equation given in the HST WFPC2 camera manual.

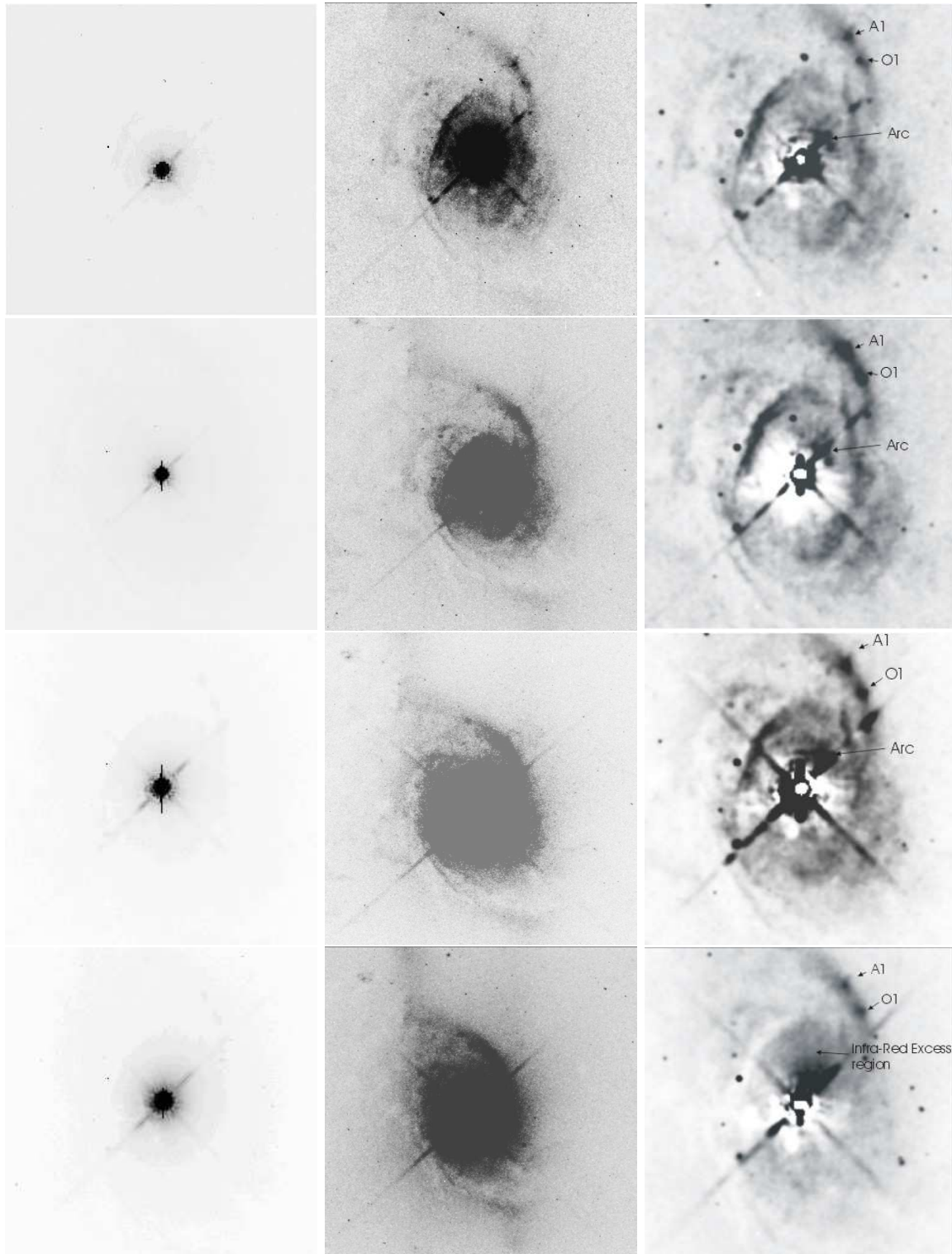


Figure 2. (a) First column: short exposure images F547M - V' band, F555W - V band, F675W - R band, F814W - I band (b) Second column: long exposure images (same sequence) (c) Third column: long exposure time images after removing their model (same sequence).

Table 2
Table of Magnitudes obtained from the Model

Filter	m_1 (nuc)	M_1 (nuc)	m_2 (nuc)	M_2 (nuc)	m_{total} (nuc)	m_h (host)	r_e (kpc)	a/b	M_h (nuc+host)	m_{total} (nuc+host)
F547M	15.62	-19.99	15.93	-19.67	15.01	15.21	1.07	0.83	-20.39	14.35
F555W	15.65	-20.07	15.56	-20.16	14.85	15.01	1.08	0.85	-20.61	14.17
F675W	15.47	-20.07	15.89	-19.82	14.91	15.05	0.98	0.82	-20.54	14.23
F814W	14.55	-21.05	15.04	-20.56	14.01	14.83	0.96	0.92	-21.34	13.60

4. Discussion

HST WFPC2 camera images from the Seyfert 1 radio galaxy 3C120 were analyzed in the central region. Because of the strong contamination in the images centers by the nuclei, classical deconvolution methods were not applied. Synthetic PSFs were computed with the TINY TIM program, in accordance with preceding published results. The diffraction spikes play an important place as they provide us with information about the 3C120 center, far from the central region perturbed by the host galaxy.

We performed a PSF subtraction and obtained the best results with a model based on two central point-like sources and a galaxy. The inclusion of other components could improve our model, with an increase of free parameters. The galaxy analytical model was best fitted with the image using either de Vaucouleurs' law or an exponential disc law.

A structure consisting to two point-like sources was identified in the compact nucleus, one more luminous than the another one. The second point-like source could be interpreted as the result of the merging between galaxies. Walker et al. (2001) gave a detailed radio map in the central region at different dates. Its L5 radio knot could correspond to the second point-like source. The radio-to-optical index was computed from the radio map and the determined magnitudes. We founded 0.67, which is a typical radio spectral index corresponding to synchrotron emission. This value pleaded for the identification of the second central point-like source with this radio knot. Closer radio knots exist but it is impossi-

ble to identify them from HST images. The distance obtained between the two point like sources is about 75pc.

The residual images obtained after the nuclei and host galaxy subtraction display a complex structure around the core. The main structures are shells corresponding to ionized gas. These regions were previously detected by statistical methods known as blind source separation (Nuzillard and Bijaoui, 2000). Garcia-Lorenzo et al. (2005) confirmed this detection and its identification to an ionized region, from Integral Field Spectroscopy.

Other structures can be seen along the jet. Lelièvre et al. (1998) showed that some of them can be identified as radio knots, with a spectral index close to 0.7.

An arc at 1" from the center in the jet direction can be identified on F547M and F555W. It was previously identified by Garcia-Lorenzo et al., on only F555W, and they showed from IFS that it corresponded to an emission region, at a distance of about 800pc, from the center. Its intensity is too large for a ghost due to the galaxy subtraction. It could be a remaining bubble where the radio jet would pass by recently but temporarily provoking a shock in the dense gaseous central region, as proposed by Chantzichristou et al (1999) for 3C48. Alike the shells, this arc could also be an ionized region associated to the second galaxy in the final step of the merging.

An infra-red excess region was also identified in the central region in the radio jet direction. As for the A condensation, farther from the center, it could be a star formation region induced by the jet.

Thanks to the HST images, it was possible to detail the central region of the radio-galaxy 3C120. That is a morphologically complex Seyfert 1 galaxy with a probable recent merging event (García-Lorenzo et al., 2005). Many optical structures may be associated to this phenomenon. Others can be related to the jet. In this present letter, it was shown that a careful image analysis of the central region allows one to probe a core structure associated to a radio knot at the limit of the HST resolution.

We are grateful to J.de Freitas Pacheco to improve this letter. We also thanks G.Lelièvre, G.Wlerick, R.Carswell and J.Krist for their suggestions.

REFERENCES

1. Antonucci, R. 1993 *Annu. Rev. AA* 31, 473-521.
2. Arp, H. 1987 *ApJ* 231-239.
3. Ballantyne, D. R., Fabian, A. C., and Iwasawa, K. 2004, *MNRAS*, 354, 839.
4. Caproni, A., and Abraham, Z. 2004, *MNRAS*, 349, 1218.
5. Ferrari, A. 1998 *Annu. Rev. AA* 36, 539-598.
6. Fukushige, T., Ebisuzaki, T., and Makino, J. 1992, *ApJ*, 396, L61.
7. García-Lorenzo, B., Sánchez, S. F., Mediavilla, E., González-Serrano, J.I., and Christensen, L. 2005, *ApJ*, 621, 146.
8. Gliozzi, M., Sambruna, R. M., & Eracleous, M. 2003, *ApJ*, 584, 176.
9. Governato, F., Colpi, M., and Maraschi, L. 1994, *MNRAS*, 271, 317.
10. Hardee, P. E., Walker, R. C., and Gómez, J.L. 2005, *ApJ*, 620, 646.
11. Harris, D. E., Mossman, A. E., and Walker, R. C. 2004, *ApJ*, 615, 161.
12. Hjorth, J., Vestergaard, A. N., Sorensen A. N. and Grundahl F. 1995, *ApJL* 452, L17-20
13. Hua, C. T. 1988, *AA*, 105-113.
14. Kazantzidis, S., et al. 2005, *ApJL*, 623, L67.
15. Khachikian, E. Y. and Weedman, D. W. 1974, *ApJ*, p. 581-589.
16. Krist, J. 1996, STScI TinyTim Software (Baltimore: STScI).
17. Kuhlbrodt, B., Wisotzki, L., and Jahnke, K. 2004, *MNRAS*, 349, 1027.
18. Lelievre, G., Wlerick, G.; Sebag, J. and Bijaoui, A. 1994, *C.R. Acad. Sci. Paris*, t.318, p. 905-912.
19. Lelievre, G., Bijaoui, A. and Wlerick, G. - IAU Symposium 194 Byurakan 1998.
20. Maraschi, L., Chiappetti, L., Falomo, R., Garilli, B., Malkan, M., Tagliaferri, G., Tanzi, E. G. and Treves, A. 1991, *ApJ*, 138-151.
21. Marshall, K., Miller, H.R., Marscher, A.P., and Jorstad, S.G. 2004, AAS/High Energy Astrophysics Division, 8.
22. McKernan, B., Yaqoob, T., Mushotzky, R., George, I. M., and Turner, T. J. 2003, *ApJL*, 598, L83.
23. Mcleod, K. K. and Mcleod, B.A., 2001 *ApJL* 546, 782-794.
24. Nuzillard, D., and Bijaoui, 2000, A., *A&A Sup. Ser.*, 147, 129-138.
25. Ogle, P. M., Davis, S. W., Antonucci, R. R. J., Colbert, J. W., Malkan, M. A., Page, M. J., Sasseen, T. P., and Tornikoski, M. 2005, *ApJ*, 618, 139
26. Soubeyran, A., Wlerick, G., Bijaoui, A., Lelievre, G., Bouchet, P., Horville, D., Renard, L. and Servan, B. 1989, *AA*, 27-34.
27. Walker, R.C., Benson, J. M., Unwin, S. C., Lystrup, M. B., Hunter, T. R., Pilbratt, G., and Hardee, P. E. 2001, *ApJ*, 556-756

Capítulo 3

Evidence for overdensity around $z > 4$ quasars from the proximity effect (Artigo)

Resumo

Neste artigo é apresentado um estudo da densidade do campo ao redor de quasares com $z_{\text{em}} > 4$ usando espectros ESI-Keck de alta qualidade ($\text{SNR} > 25$) e resolução média ($R \sim 4300$) de 45 QSOs selecionados a partir de um total de 95. Essa amostra aumenta consideravelmente a estatística se comparado a estudos feitos previamente. Utilizou-se o método apresentado por Rollinde et al. (2005) para investigar a estrutura de densidade em torno de quasares. Nas vizinhanças de um quasar, e em comparação com o que ocorre longe dele, a taxa de ionização do gás é aumentada através da emissão de fótons ionizantes pelo quasar e diminuído pela presença de uma sobredensidade. Se obtivermos a evolução em redshift da taxa de fotoionização do meio intergaláctico (MIG) e o valor da profundidade óptica no MIG - através do estudo da evolução do valor da mesma quantidade na floresta Lyman- α longe do quasar - então é possível determinar a densidade de estrutura nas vizinhanças de um quasar. Nós obtivemos valores próximos aos encontrados por McDonald & Miralda-Escudé (2001) para a taxa média de ionização do MIG em $z > 4$. Nossos resultados foram menores por um fator de aproximadamente 1.5 em relação aos novos resultados obtidos por Becker et al. (2006). Nossos resultados indicam que os quasares estão cercados por sobredensidades significativas em escalas maiores que aproximadamente $10 h^{-1}\text{Mpc}$. A sobredensidade é da ordem de um fator 2 a $10 h^{-1}\text{Mpc}$, mas é maior que 5 para o primeiro megaparsec. Assim, podemos estimar que a massa que circunda os quasares dentro de 1 Mpc nesse redshift é da ordem de $10^{14} M_{\odot}$ correspondendo a massa total de um grande aglomerado de galáxias.

Uma sobredensidade pode ser artificialmente obtida a partir da análise feita neste artigo se: a taxa de fotoionização for subestimada ou o redshift dos quasares forem sistematicamente subestimados.

Para avaliar a validade de nossos resultados, tentamos obter um limite mínimo para a sobre-densidade em torno dos quasares. Para isso aumentamos arbitrariamente a taxa de fotoionização por um fator de 1.5, valor esse igual aos obtidos por Becker et al. (2006) para o mesmo redshift. Além disso, também aumentamos todos os redshifts de emissão dos quasares em 1500 km s^{-1} para levarmos em consideração possíveis erros sistemáticos que subestimem o redshift de emissão quando os mesmos são obtidos usando-se as linhas Ly- α e CIV (note que, no entanto, em nosso tratamento dos dados já tínhamos aumentado o valor do redshift obtido através das linhas de emissão ditas acima de maneira randômica com valores entre 0 e 1500 km s^{-1}). Mesmo adotando-se essa estratégia conservadora a sobredensidade observada ainda continua presente, embora menor como era esperado.

Se nossa interpretação do efeito de proximidade é correta, podemos esperar uma correlação entre a intensidade do efeito de proximidade observado e a luminosidade intrínseca dos QSOs. Para testar este efeito, consideramos dois subconjuntos de nossa amostra inicial de quasares, uma contendo 15 QSOs com luminosidades intrínsecas mais altas ($6.14 \times 10^{+31} \leq L \leq 1.22 \times 10^{+32} h^{-2} \text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$) e outra contendo 17 QSOs com luminosidades intrínsecas mais baixas ($1.85 \times 10^{+31} \leq L \leq 3.74 \times 10^{+31} h^{-2} \text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$). Quasares com valores intermediários de luminosidade foram descartados porque poderiam diluir o efeito. É aparente que o efeito de proximidade é menos pronunciado para os quasares da amostra de baixa luminosidade se comparados com a outra amostra de alta luminosidade. Os mesmos subconjuntos foram usados para se obter uma correlação agora com a sobredensidade. A sobredensidade também está relacionada com a luminosidade. Resultados preliminares indicam que quasares mais brilhantes apresentam sobredensidades maiores. Em redshifts $z \sim 2$, Rollinde et al. (2005) obtiveram sobredensidades de um fator 2 em escalas $\sim 5h^{-1} \text{ Mpc}$. O resultado foi marginal porque sua amostra era estatisticamente pequena. Com uma amostra de 45 quasares a $z > 4$, demonstramos que uma sobredensidade existe de fato. Esse resultado é corroborado pela idéia que quasares a altos redshifts estão localizados em regiões de altas sobredensidades provavelmente indicando lugares onde aglomerados massivos de galáxias se formam. É sabido que para baixos redshifts ($z < 0.4$) os quasares estão associados a grupos moderados de galáxias (e.g., Fisher et al. 1996). No entanto, pouca coisa se conhece para altos redshifts. Nosso método fornece um perfil médio unidimensional da distribuição de densidade em grandes escalas enquanto que outros métodos somente estudam a correlação do quasar com objetos de sua vizinhança (veja Kauffmann & Haehnelt 2002).

Esforços observacionais serão feitos num futuro próximo para obter imagens profundas das regiões em torno de quasares brilhantes com o intuito de procurar pela presença de qualquer concentração de objetos em torno destes quasares, e neste sentido a técnica apresentada no capítulo anterior é de fundamental importância.

Evidence for overdensity around $z_{\text{em}} > 4$ quasars from the proximity effect*

R. Guimarães^{1,2}, P. Petitjean^{2,3}, E. Rollinde², R. R. de Carvalho⁴, S. G. Djorgovski⁵,
R. Srianand⁶, A. Aghaee^{2,7}, and S. Castro^{5,8}

¹ Observatorio Nacional - MCT, R. Gal. José Cristino, 77, 20921-400, Rio de Janeiro, RJ - Brasil

² Institut d'Astrophysique de Paris & Université Pierre et Marie Curie, 98 bis boulevard d'Arago, 75014 Paris, France

³ LERMA, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014, Paris, France

⁴ Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE, Av. dos Astronautas, 1758, 12227-010, S. J. dos Campos, SP - Brasil

⁵ Palomar Observatory, California Institute of Technology, 105-24, Pasadena, CA 91125, USA

⁶ Inter University Center for Astronomy and Astrophysics, IUCAA, Post bag 4, Ganeshkhind, Pune 411 007, India

⁷ Department of Physics, University of Sistan and Baluchestan, 98135 Zahedan, Iran

⁸ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild Strasse, 2, Garching, Germany

Typeset 2 March 2007; Received 03/11/2006 / Accepted 13/02/2007

ABSTRACT

We study the density field around $z_{\text{em}} > 4$ quasars using high quality medium spectral resolution ESI-Keck spectra ($R \sim 4300$, $\text{SNR} > 25$) of 45 high-redshift quasars selected from a total of 95 spectra. This large sample considerably increases the statistics compared to previous studies. The redshift evolution of the mean photo-ionization rate and the median optical depth of the intergalactic medium (IGM) are derived statistically from the observed transmitted flux and the pixel optical depth probability distribution function respectively. This is used to study the so-called proximity effect, that is, the observed decrease of the median optical depth of the IGM in the vicinity of the quasar caused by enhanced photo-ionization rate due to photons emitted by the quasar. We show that the proximity effect is correlated with the luminosity of the quasars, as expected. By comparing the observed decrease of the median optical depth with the theoretical expectation we find that the optical depth does not decrease as rapidly as expected when approaching the quasar if the gas in its vicinity is part of the standard IGM. We interpret this effect as revealing gaseous overdensities on scales as large as $\sim 15h^{-1}$ Mpc. The mean overdensity is of the order of two and five within, respectively, 10 and $3h^{-1}$ Mpc. If true, this would indicate that high redshift quasars are located in the center of overdense regions that could evolve with time into massive clusters of galaxies. The overdensity is correlated with luminosity: brighter quasars show higher overdensities.

Key words: Methods: data analysis - statistical - Galaxies: clustering - intergalactic medium - quasars: absorption lines - Cosmology: dark matter

1 INTRODUCTION

The Inter-Galactic Medium (IGM) has been intensively studied using the absorption seen in the spectra of quasi-stellar objects (QSOs) over a large redshift range ($0.16 \leq z_{\text{em}} \leq 6.3$). This absorption, first identified by Lynds (1971), breaks up at high spectral resolution in hundreds of discrete absorption lines from, predominantly, HI Lyman UV resonance lines redshifted in an expanding universe (the so-called Ly α forest, see Rauch 1998 for a review).

The Ly α forest was interpreted by Sargent et al. (1980)

as the signature of intervening HI clouds of cosmological nature embedded in a diffuse hot medium. The clouds were further described by Rees (1986) as gravitationally confined by dark-matter mini-halos. The advent of numerical simulations has introduced a new and more general scheme in which the IGM is a crucial element of large scale structures and galaxy formation. It is now believed that the space distribution of the gas traces the potential wells of the dark matter. In addition, most of the baryons are in the IGM at high redshift, making the IGM the reservoir of gas for galaxy formation. The numerical N -body simulations have been successful at reproducing the observed characteristics of the Ly α forest (e.g., Cen et al. 1994; Petitjean et al. 1995;

* Based on observations carried out at the Keck Telescope

Hernquist et al. 1996; Theuns et al. 1998). The IGM is therefore seen as a smooth pervasive medium which can be used to study the spatial distribution of the mass on scales larger than the Jeans' length. This idea is reinforced by observations of multiple lines of sight (e.g., Coppolani et al. 2006).

It is well known that the characteristics of the Ly α forest change in the vicinity of the quasar due to the additional ionizing flux produced by the quasar. The mean neutral hydrogen fraction decreases when approaching the quasar. Because the amount of absorption in the IGM is, in general, increasing with redshift, this reversal in the cosmological trend for redshifts close to the emission redshift of the quasar is called the 'inverse' or 'proximity' effect (Carswell et al. 1982; Murdoch et al. 1986). It is possible to use this effect, together with a knowledge of the quasar luminosity and its position, to derive the mean flux of the UV background if one assumes that the redshift evolution of the density field can be extrapolated from far away to close to the quasar. Indeed, the strength of the effect depends on the ratio of the ionization rates from the quasar and the UV background, and because the quasar's ionization rate can be determined directly through the knowledge of its luminosity and distance, the ionization rate in the IGM can be inferred. This method was pioneered by Bajtlik, Duncan & Ostriker (1988) but more recent data have yielded a wide variety of estimates (Lu, Wolfe & Turnshek 1991; Kulkarni & Fall 1993; Bechtold 1994; Cristiani et al. 1995; Fernandez-Soto et al. 1995; Giallongo et al. 1996; Srianand & Khare 1996; Cooke, Espey & Carswell 1997; Scott et al. 2000, 2002; Liske & Williger 2001). Scott et al. (2000) collected estimates from the literature which vary over almost an order of magnitude at $z = 3$. The large scatter in the results can be explained by errors in the continuum placement, cosmic variance, redshift determination, etc.

In the standard analysis of the proximity effect it is assumed that the underlying matter distribution is not altered by the presence of the quasar. The only difference between the gas close to the quasar or far away from it is the increased photoionization rate in the vicinity of the QSO. If true, the strength of the proximity effect should correlate with the quasar luminosity but such a correlation has not been convincingly established (see Lu et al. 1991; Bechtold 1994; Srianand & Khare 1996; see however Liske & Williger 2001). It is in fact likely that the quasars are located inside overdense regions. Indeed, the presence of Ly α absorption lines with $z_{\text{abs}} > z_{\text{em}}$ suggests an excess of material around QSOs (Loeb & Eisenstein 1995; Srianand & Khare 1996). Furthermore, in hierarchical models of galaxy formation, the supermassive black holes that are thought to power quasars are located in massive haloes (Magorrian et al. 1998; Ferrarese 2002), that are strongly biased to high-density regions. Possible evidence for overdensities around quasars come also from studies of the transverse proximity effect by Croft (2004), Schirber, Miralda-Escudé & McDonald (2004) and Worseck & Wisotzki (2006) who suggest that the observed absorption is larger than that predicted by models assuming standard proximity effect and isotropic quasar emission. However, in the case of transverse observations, it could be that the quasar light is strongly beamed in our direction or, alternatively, that the quasar is highly variable. Interestingly, neither of these affects the longitudinal proximity effect discussed in the present paper.

Observations of the IGM transmission close to Lyman break galaxies (LBGs) seem to show that, close to the galaxy, the IGM contains more neutral hydrogen than on average (Adelberger et al. 2003). As the UV photons from the LBGs cannot alter the ionization state of the gas at large distances, it is most likely that the excess absorption is caused by the enhanced IGM density around LBGs. It is worth noting however that various hydrodynamical simulations have trouble reproducing this so-called galaxy proximity effect (e.g., Bruscoli et al. 2003; Kollmeier et al. 2003; Maselli et al. 2004; Desjacques et al. 2004).

In a recent paper, Rollinde et al. (2005) presented a new analysis to infer the density structure around quasars. The method is based on the determination of the cumulative probability distribution function (CPDF) of pixel optical depth, and so avoids the Voigt profile fitting and line counting which is traditionally used (e.g., Cowie & Songaila 1998; Ellison et al. 2000; Aguirre et al. 2002; Schaye et al. 2003; Aracil et al. 2004; Pieri et al. 2006). The evolution in redshift of the optical depth CPDF far away from the quasar is directly derived from the data. This redshift dependent CPDF is then compared to the CPDF observed close to the quasar to derive the mean density profile around quasars. The method was applied to twenty lines of sight toward quasars at $z_{\text{em}} \sim 2$ observed with UVES/VLT and it was found that overdensities of the order of a few are needed for the observations to be consistent with the value of the UV background flux derived from the mean Ly α opacity. In the present paper we apply the same method to a large sample of 95 quasars at $z_{\text{em}} > 4$ observed with the Echelle Spectrograph and Imager (ESI) mounted on the Keck II telescope.

In Section 2 we describe the data and the selection of the sample used in the present work. We derive the redshift evolution of the ionizing UV background and of the median IGM optical depth in Sections 3 and 4 respectively. We discuss the proximity effect in Section 5 and conclude in Section 6. We assume throughout this paper a flat Universe with $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_b = 0.04$ and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1}$.

2 DATA AND SAMPLE SELECTION

Medium resolution ($R \sim 4300$) spectra of all $z > 3$ quasars discovered in the course of the DPOSS survey (Digital Palomar Observatory Sky Survey; see, e.g., Kenefick et al. 1995, Djorgovski et al. 1999 and the complete listing of QSOs available at <http://www.astro.caltech.edu/~george/z4.qsos>) have been obtained with the Echelle Spectrograph and Imager (ESI, Sheinis et al. 2002) mounted on the KECK II 10 m telescope. Signal-to-noise ratio is usually larger than 15 per 10 km s^{-1} pixel. These data have already been used to construct a sample of Damped Ly α systems at high redshift (Prochaska et al. 2003a,b). In total, 95 quasars have been observed.

The KECK/ESI spectra were reduced (bias subtraction, flat-fielding, spectrum extraction) using standard procedures of the IRAF package. The different orders of the spectra were combined using the `scombine` task. In the Echelle mode spectra are divided in ten orders covering the wavelength range: $4000 \text{ \AA} \leq \lambda_{\text{obs}} \leq 10000 \text{ \AA}$. In this work we use only orders 3 (center 4650 \AA) to 7 (center 6750 \AA).

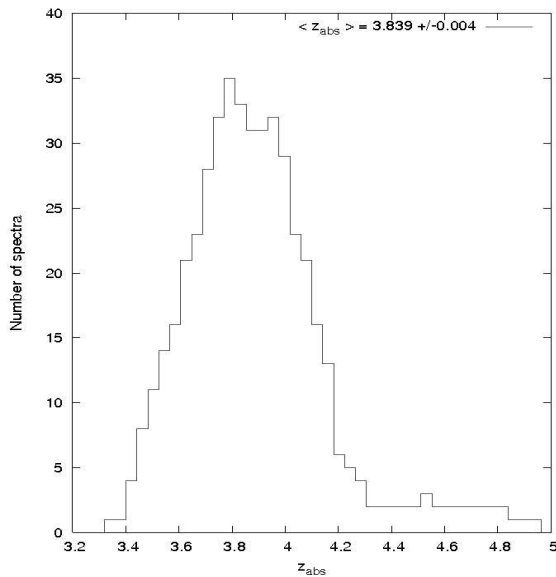


Figure 1. Number of spectra in our sample contributing to the study of the Ly- α forest at a given redshift as a function of redshift.

The spectral resolution is $R \sim 4300$ or $\sim 70 \text{ km s}^{-1}$. During the process of combining the orders, we controlled carefully the signal-to-noise ratio obtained in each order. Wavelengths and redshifts were computed in the heliocentric restframe and the spectra were flux calibrated and then normalized.

The signal-to-noise ratio per pixel was obtained in the regions of the Ly- α forest that are free of absorption and the mean SNR value, averaged between the Ly- α and Ly- β emission lines, was computed. We used only spectra with mean SNR ≥ 25 . We rejected the broad absorption line QSOs (BAL) and QSOs with more than one damped Ly α system (DLA) redshifted between the Ly- α and the Ly- β emission lines because their presence may over-pollute the Ly α forest. Metal absorptions are not subtracted from the spectra. We can estimate that the number of intervening CIV and MgII systems with $W_{\text{obs}} > 0.25 \text{ \AA}$ is of the order of five along each of the lines of sight (see e.g., Boksenberg et al. 2003; Aracil et al. 2004; Tytler et al. 2004; Scannapieco et al. 2006). This means we expect an error on the determination of the mean absorption of the order of 1 %. This is at least five times smaller than the error expected from the placement of the continuum.

In Table 1 we give the characteristics of the forty-five QSO spectra satisfying the above criteria that are used in the present work. Column (1) gives the QSO's name; column (2) the emission redshift estimated as the average of the determinations of the peak of the Ly α emission and the peak of a Gaussian fitted to the CIV emission line; column (3) the emission redshift obtained using the IRAF task rvidlines (see Section 5.1); column (4) the apparent V magnitude; column (5) the mean signal-to-noise ratio in the Ly α forest and column (6) the intrinsic luminosity at the Lyman limit estimated from the V-magnitude assuming that the QSO continuum spectrum is a power-law of index -0.6 (see

Section 5). In Fig. 1 we show the histogram of the number of spectra in our sample contributing to the study of the Ly α forest at a given redshift as a function of redshift. Normalisation of the spectra is known to be a crucial step in these studies. An automatic procedure (Aracil et al. 2004) estimates iteratively the continuum by minimising the sum of a regularisation term (the effect of which is to smooth the continuum) and a χ^2 term, which is computed from the difference between the quasar spectrum and the continuum estimated during the previous iteration. Absorption lines are avoided when computing the continuum. A few obvious defects are then corrected by hand adjusting the reference points of the fit. This happens to be important near the peak of strong emission lines and over damped absorption lines. The automatic method works very well and a minimal manual intervention is necessary. The procedure was calibrated by Aracil et al. (2004) using simulated quasar spectra (with emission and absorption lines) adding continuum modulations to mimic an imperfect correction of the blaze along the orders and noise to obtain a S/N ratio similar to that in the data. We noted that the procedure underestimates the true continuum in the Ly α forest by a quantity depending smoothly on the wavelength and the emission redshift by an amount of about 3-5% at $z \sim 3.5-4$. (see Fig. 1 of Aracil et al. 2004). This is less than our typical errors and therefore we did not correct the normalized spectra for this. Note that, due to strong blending, errors can be as high as 10% in places (see also Croft et al 2002; Becker et al. 2006; McDonald et al. 2006; Desjacques, Nusser & Sheth 2007). In that case however, the optical depth will be usually larger than the limit we will use to reject pixels badly affected by saturation. It must be noted also that, because of the reduced absorption in the vicinity of the quasar, the continuum determination is more reliable in the wing of the Ly α emission line. The normalization procedure we have used is preferred to other methods that are more arbitrary. It is completely reproducible and introduces only a small systematic error that we can control. A final sample reduced spectrum with the continuum fitting is shown in Fig. 2.

3 THE IONIZING BACKGROUND RADIATION FIELD

The standard treatment of the proximity effect consists in studying the evolution of the mean absorption in the Ly α forest when approaching the quasar. Far away from the quasar the only source of ionizing photons is the UV background whereas in the vicinity of the quasar, the gas is ionized by both the UV background and the QSO. Assuming (i) that the luminosity of the quasar is known, (ii) that the distance from the gas to the quasar is cosmological (and therefore given by the difference in redshift) and (iii) that the density field in the IGM is not modified by the presence of the quasar, it is possible to derive observationally the distance to the quasar where the ionizing flux from the quasar equals the flux from the UV background. This, in turn, gives an estimate of the UV background flux. The last assumption neglects the fact that quasars can be surrounded by significant overdensities (e.g., Pascarelle et al. 2001; Adelberger et al. 2003; Rollinde et al. 2005; Faucher-Giguère et al. 2006; Kim & Croft 2006).

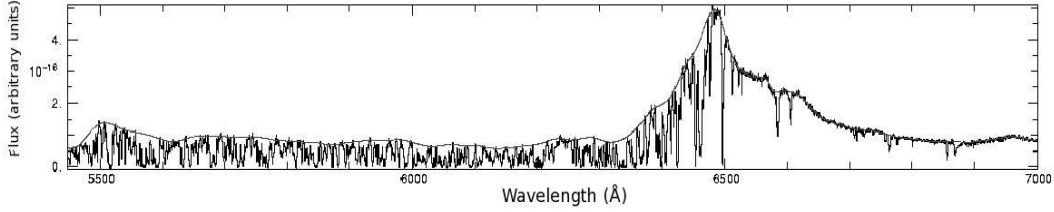


Figure 2. Flux calibrated spectrum of PSS 1058+1245. The continuum derived automatically is overplotted.

However the above approach can be reversed to derive the density distribution around the quasar if the UV background can be estimated from elsewhere. Actually, it is possible to estimate this flux by modelling the redshift evolution of the mean absorption in the IGM. For $z > 4$ we can follow Songaila & Cowie (2002) and use the mean normalized transmitted flux, $F(z)$, to derive the normalized ionization rate, g , in units of 10^{-12} s^{-1} , by inverting the following equation (see also McDonald & Miralda-Escudé 2001; Cen & McDonald 2002):

$$F(z) = 4.5 \times g^{-0.28} \times \left[\frac{(1+z)}{7}\right]^{2.2} \times e^{[-4.4g^{-0.4} \left[\frac{(1+z)}{7}\right]^3]} \quad (1)$$

with

$$g \equiv \Gamma_{-12} \times T_4^{0.75} \times h \times \left(\frac{\Omega_m}{0.35}\right)^{0.5} \times \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.0325}\right)^{-2} \quad (2)$$

Applying the above equations, we can derive the redshift dependence of Γ_{-12} from the observed transmitted flux (for $z > 4$). For this, we have used the Ly α forest over the rest-wavelength range 1070-1170 Å to avoid contamination by the proximity effect close to the Ly α emission line and by possible OVI associated absorbers. We also carefully avoided regions flagged because of data reduction problems or damped Ly α absorption lines. We divided each spectrum in bins of length 50 Å in the observed frame, corresponding to about $\Delta z = 0.04$. The mean transmitted flux was calculated as the mean flux over all pixels in a bin. At each redshift, we then averaged the transmitted fluxes over all spectra covering this redshift. Errors were estimated as the standard deviation of the mean values divided by the square root of the number of spectra. The corresponding scatter in the transmitted flux cannot be explained by photon noise or by uncertainties in the continuum, suggesting that errors are dominated by cosmic variance. The mean transmitted flux that we have obtained is plotted in Fig 3 together with results by Songaila (2004).

The normalized ionization rate defined in Eq. 2 is derived from the mean normalized transmitted flux by inverting Eq. 1. Results are plotted in Fig. 4. To decrease the errors, we have used only three bins at $z > 4$. It can be seen that our measurements are consistent with those by McDonald et al. (2000) at lower redshift. Fitting both McDonald's and our results together, we find that the redshift evolution of g is described as $g = 1.11 \times [(1+z)/6]^{-1.63}$. Note that our fit is not consistent with the results by Songaila (2004) who find $g = 0.74 \times [(1+z)/6]^{-4.1}$ for $z > 4$. The corresponding photoionization rate, Γ_{-12} , in units of 10^{-12} s^{-1} , is given in Fig. 5, assuming $\Omega_b h^2 = 0.019$, $\Omega_m = 0.3$ and three differ-

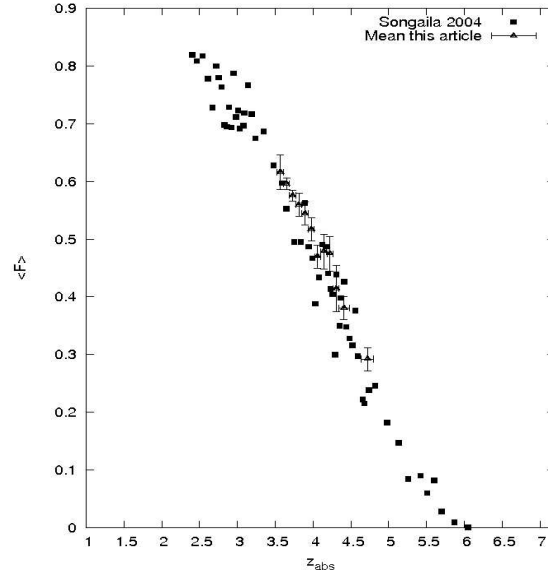


Figure 3. The observed normalized transmitted flux $\langle F \rangle$ as a function of redshift.

ent values of gas temperature $T_4 = 1, 1.5$ and 2, in units of 10^4 K . These results are consistent with the measurements by McDonald & Miralda-Escudé (2001) for a mean temperature of $T_4 \sim 1.5$ to 2 which is the mean temperature expected in the IGM at these redshifts. However, recent determination of this quantity (Becker et al. 2006) using a lognormal distribution for the optical depth distribution indicate that Γ_{-12} could be higher by about a factor of two to three at these redshifts. We therefore have used in the following a mean temperature of $T_4 = 1$.

4 THE Ly α OPTICAL DEPTH STATISTICS IN THE IGM

To study the influence of the additional ionizing flux from the quasar on the Ly α optical depth, we have first to derive the evolution of the optical depth with redshift in the IGM at large distances from the quasar. The observed HI opacity is simply:

Table 1. Quasar sample

QSO	z_{em}^a	z_{em}^b	V_{mag}	SNR	L_{912}^c $h^{-2} \text{ ergs s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$
PSS0117+1552	4.241	4.244	18.6	45	4.53×10^{31}
PSS0118+0320	4.235	4.232	18.50	30	4.38×10^{31}
PSS0121+0347	4.130	4.127	17.86	72	6.76×10^{31}
SDSS0127-0045	4.067	4.084	18.37	25	4.04×10^{31}
PSS0131+0633	4.432	4.430	18.24	25	6.88×10^{31}
PSS0134+3307	4.534	4.536	18.82	30	4.73×10^{31}
PSS0209+0517	4.206	4.194	17.36	40	8.16×10^{31}
PSS0211+1107	3.975	3.975	18.12	66	6.14×10^{31}
PSS0248+1802	4.427	4.430	18.4	60	8.32×10^{31}
PSS0452+0355	4.397	4.395	18.80	30	4.77×10^{31}
PSS0747+4434	4.434	4.435	18.06	54	7.98×10^{31}
PSS0808+5215	4.476	4.510	18.82	37	4.29×10^{31}
SDSS0810+4603	4.078	4.074	18.67	43	3.22×10^{31}
PSS0852+5045	4.213	4.216	19	54	2.60×10^{31}
PSS0926+3055	4.188	4.198	17.31	77	1.22×10^{32}
PSS0950+5801	3.969	3.973	17.38	85	9.31×10^{31}
PSS0957+3308	4.283	4.274	17.59	40	9.80×10^{31}
PSS1057+4555	4.127	4.126	17.7	76	7.67×10^{31}
PSS1058+1245	4.332	4.330	18	46	7.45×10^{31}
PSS1140+6205	4.507	4.509	18.73	61	4.77×10^{31}
PSS1159+1337	4.089	4.081	18.50	45	3.65×10^{31}
PSS1248+3110	4.358	4.346	18.9	25	3.19×10^{31}
SDSS1310-0055	4.152	4.151	18.85	38	2.82×10^{31}
PSS1317+3531	4.370	4.369	19.10	28	2.75×10^{31}
J1325+1123	4.408	4.400	18.77	25	4.20×10^{31}
PSS1326+0743	4.121	4.123	17.3	66	1.01×10^{32}
PSS1347+4956	4.597	4.560	17.9	40	1.02×10^{32}
PSS1401+4111	4.008	4.026	18.62	30	2.90×10^{31}
PSS1403+4126	3.862	3.862	18.92	25	1.85×10^{31}
PSS1430+2828	4.309	4.306	19.30	40	2.18×10^{31}
PSS1432+3940	4.291	4.292	18.6	36	4.04×10^{31}
PSS1443+2724	4.419	4.406	19.3	30	2.57×10^{31}
PSS1458+6813	4.295	4.291	18.67	60	5.04×10^{31}
PSS1500+5829	4.229	4.224	18.6	40	3.74×10^{31}
GB1508+5714	4.306	4.304	18.9	32	3.12×10^{31}
PSS1535+2943	3.979	3.972	18.9	29	2.26×10^{31}
PSS1555+2003	4.226	4.228	18.9	31	3.15×10^{31}
PSS1633+1411	4.360	4.349	19.0	43	3.36×10^{31}
PSS1646+5514	4.110	4.084	18.11	37	4.81×10^{31}
PSS1721+3256	4.031	4.040	19.23	43	1.85×10^{31}
PSS1723+2243	4.515	4.514	18.17	42	8.77×10^{31}
PSS2154+0335	4.349	4.359	18.41	26	6.20×10^{31}
PSS2203+1824	4.372	4.375	18.74	34	4.50×10^{31}
PSS2238+2603	4.023	4.031	18.85	24	2.74×10^{31}
PSS2344+0342	4.341	4.340	17.87	30	4.38×10^{31}

^a Mean of estimates from a Gaussian fit to the CIV emission line and from the peak of the Ly α emission

^b Estimate using the IRAF RVIDLINES task

^c continuum luminosity at 912 Å

$$\tau_{\text{HI}}(\lambda) = -\ln\left(\frac{F_{\lambda_{\text{obs}}}}{F_{\lambda_{\text{cont}}}}\right), \quad (3)$$

where $F_{\lambda_{\text{obs}}}$ is the observed flux and $F_{\lambda_{\text{cont}}}$ is the flux in the continuum. Its evolution with redshift is described as

$$\tau \propto (1+z)^\alpha. \quad (4)$$

For each spectrum of the sample we estimate the optical depth, τ , in each pixel between $\tau_{\text{min}} = -\ln(1-3\sigma)$ and $\tau_{\text{max}} = -\ln(3\sigma)$, where $\sigma(\lambda)$ is the rms of the noise measured in the spectrum (see column 5 of Table 1). We then construct the cumulative probability distribution of τ (CPDF) in redshift windows of approximately $\Delta z = 0.04$ corresponding to 50 Å in the observed frame and estimate

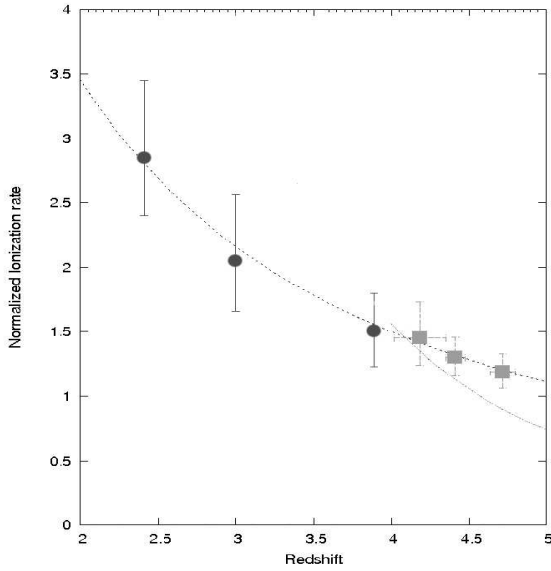


Figure 4. The normalized ionization rate obtained from the transmitted flux observed in our data by inverting Eq. 1 in three redshift bins (filled squares) at $z > 4$. Filled circles are the measurements of McDonald et al. (2000) for lower redshift. The dotted line is a power law of the form $1.11 \times [(1+z)/6]^{-1.63}$ fitted to the data of McDonald et al. (2000) and this paper. The dashed line is a power law of the form $0.74 \times [(1+z)/6]^{-4.1}$ obtained, for $z > 4$, by Songaila (2004).

the associated percentiles. Because low and high values of the optical depth are lost either in the noise or because of saturation, we can use only the intermediate values of the percentiles. The evolutions with redshift of the 40, 50, 60 and 70 % percentiles are given in Fig. 6.

The redshift evolution index in Eq. 4 can be derived from the redshift evolution of the percentiles of the pixel optical depth CPDF (see Rollinde et al. 2005). The values obtained for α are (5.8 ± 0.5) for the 40 % percentile, (5.1 ± 0.2) for the 50 % percentile, (4.3 ± 0.2) for the 60 % percentile and (3.8 ± 0.4) for the 70 % percentile. We use throughout the rest of the paper $\alpha=4.8$.

5 THE PROXIMITY EFFECT FROM OPTICAL DEPTH STATISTICS

The evolution with redshift of the optical depth in the IGM is inverted in the vicinity of the quasar due to the additional ionizing flux from the quasar. To disentangle the two effects we can correct the observed optical depth for the redshift evolution in the absence of the quasar by replacing τ_i at redshift z_i by $\tau_i \times \left[\frac{(1+z_{ref})^\alpha}{(1+z_i)^\alpha} \right]$, where z_{ref} is a fixed redshift taken as reference. We have corrected the observed optical depth for each pixel using the factor above with $z_{ref} = 4.5$ and the value of α obtained from the redshift evolution of the IGM CPDF, $\alpha = 4.8$. The results are shown in Fig 7 (filled squares). The observed corrected median optical depth is given versus the distance to the quasar computed using the

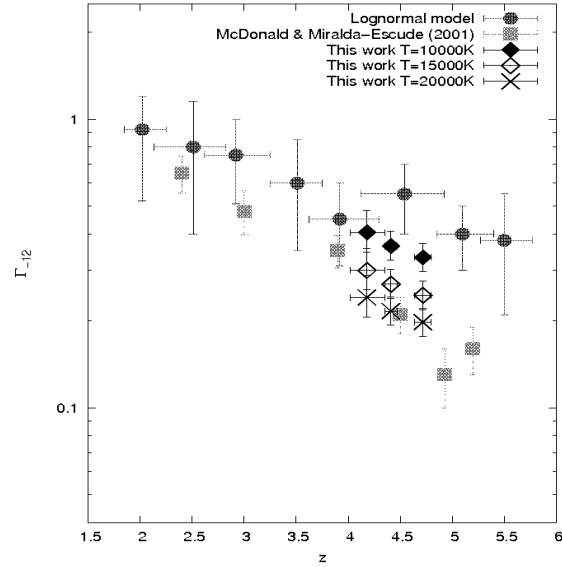


Figure 5. Redshift evolution of the photoionization rate, Γ_{-12} , derived from our data and using three different temperatures for the IGM, $T_4 = 1.0, 1.5$ and 2 , in units of 10^4 K (filled diamond, open diamond and crosses, respectively). Filled squares show the results by McDonald & Miralda-Escudé (2001) and filled circles the results from Becker et al. (2006). $\Omega_b h^2 = 0.019$, $\Omega_m = 0.3$ are assumed here.

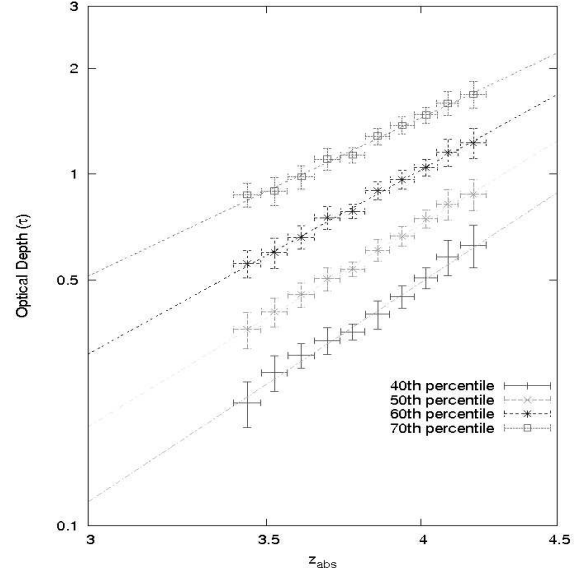


Figure 6. Redshift evolution of different percentiles derived from the CPDF of the pixel optical depth.

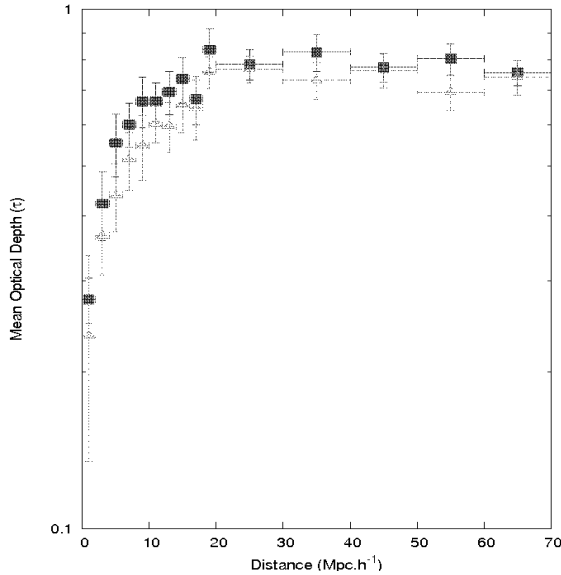
The Proximity Effect at $z > 4$ 7

Figure 7. The median optical depth corrected for redshift evolution ($\tau \propto (1+z)^\alpha$ with $\alpha = 4.8$) is given versus the distance to the quasar, derived using QSO emission redshifts from column 3 of Table 1 (filled squares). Open triangles correspond to the case where these redshifts are increased by an amount taken randomly between 0 and 1500 km s^{-1} .

cosmological parameters given in Section 2 and assuming emission redshifts from column 3 of Table 1. The proximity effect is apparent as a decrease of the optical depth within a distance to the quasar smaller than $\sim 15\text{-}20 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$.

5.1 QSO systemic redshifts

The above effect depends on the accurate determination of the QSO systemic redshift. Gaskell (1982) has shown that the redshifts derived from different quasar emission lines often do not agree with each other within typical measurement errors. The high-ionization broad emission lines (HILs; e.g., Ly α $\lambda 1215.67$, CIV $\lambda 1549$, CIII $\lambda 1909$ and NV $\lambda 1240$) are found systematically blueshifted with respect to the low-ionization broad emission lines (LILs; e.g., OI $\lambda 1305$, MgII $\lambda 2798$, and the permitted Balmer series) and principally from the forbidden narrow emission lines (e.g., NeV $\lambda 3426$, OII $\lambda 3727$, NeIII $\lambda 3870$, OIII $\lambda 5007$). The narrow emission lines arise from gas located in the galaxy host and their redshift should be more representative of the center-of-mass redshift (see e.g., Tytler & Fan 1992, Baker et al. 1994).

Unfortunately, for our sample of quasars with emission redshifts in the range $4 \leq z_{\text{em}} \leq 4.5$, the forbidden narrow emission lines cannot be detected from the ground because they are redshifted in near-infrared spectral windows that are absorbed by the terrestrial atmosphere. We have derived the emission redshifts using two approaches. In the first approach, the final redshift (see column 2 of Table 1) is the mean of two estimates: one obtained by fitting a Gaussian to the CIV emission line and the other by measuring the peak of the Ly α emission line to avoid the various ab-

sorption features shortwards of the line. In the second approach, the emission redshift (see column 3 of Table 1) was obtained using the IRAF task rvidlines. Initially we identify a prominent spectral feature (usually the Ly α emission line) to which a gaussian function is fitted. Based on the central wavelength of this line and an input list of known spectral features, other features at a consistent redshift are identified and fitted. The final emission redshift is a weighted average value based on the gaussian fits. The median optical depth of the IGM versus the distance to the quasar computed using emission redshifts obtained by this second approach is shown as squares in Fig. 7.

As we know that HILs are systematically blueshifted, with respect to LILs and narrow emission lines, from 500 to 1500 km s^{-1} (Tytler & Fan 1992) we have increased the emission redshift (obtained by fitting the emission lines) by a random amount and calculated the optical depth versus the distance to the quasar as follows. For each realization, we increase the redshift of each of the 45 quasars by an amount taken randomly between 0 and 1500 km s^{-1} . We calculate the distance of each pixel of the lines of sight to the corresponding quasar and compute the median optical depth for each value of r by averaging over all quasars. We then average the optical depths over a hundred realizations. Errors are taken as the mean rms obtained over the realizations. Results are shown in Fig. 7 (triangles). The proximity effect is more pronounced in that case, as expected. This approach will be used in the next Sections whenever we will use QSO emission redshifts.

5.2 The QSO ionization rate

The strength of the proximity effect depends on the ratio of the ionization rates from the QSO emission and the UV-background. The QSO ionization rate can be determined directly from its luminosity. The HI ionization rate due to a source of UV photons is formally given by the equation:

$$\Gamma_{\text{QSO}} = \int_{\nu_0}^{\infty} [4\pi J_{\text{QSO}}(\nu) \times \frac{\sigma_{\text{HI}}(\nu)}{h\nu}] \cdot d\nu (\text{s}^{-1}) \quad (5)$$

where, ν_0 is the frequency of the Lyman limit, $\sigma_{\text{HI}}(\nu) = 6.3 \times 10^{-18} (\frac{\nu_0}{\nu})^3 \text{ cm}^2$ is the HI photo-ionization cross-section, $J_{\text{QSO}}(\nu) = J_{\text{QSO}}(\nu_0) \times (\frac{\nu}{\nu_0})^{-\phi}$, if we assume that the ionizing spectrum is a power law of index ϕ and where, $J_{\text{QSO}}(\nu_0)$ is defined as:

$$4\pi J_{\text{QSO}}(\nu_0) = \frac{L_{\text{QSO}}}{4\pi r^2} \quad (6)$$

with L_{QSO} the monochromatic luminosity of the quasar at the Lyman limit. These luminosities are computed extrapolating the flux in the continuum at $\lambda_{\text{obs}} \sim 6000 \text{ \AA}$ using a power-law of index $\phi = -0.6$ (Francis et al. 1993). We checked that within a reasonable range of $\phi = -0.5$ to -0.7 (e.g., Cristiani & Vio 1990), our main result (i.e. the density structure around quasars) is not affected by this choice. Therefore,

$$\Gamma_{\text{QSO}} = \frac{12.6 \times 10^{-12}}{3 + \phi} J_{\text{QSO}}(\nu_0) 10^{21} (\text{s}^{-1}) \quad (7)$$

thus,

$$\Gamma_{\text{QSO}}^{12} = \frac{12.6}{3 + \phi} \frac{L_{\text{QSO}}/4\pi}{4\pi r^2} 10^{21} (10^{-12} \text{ s}^{-1}) \quad (8)$$

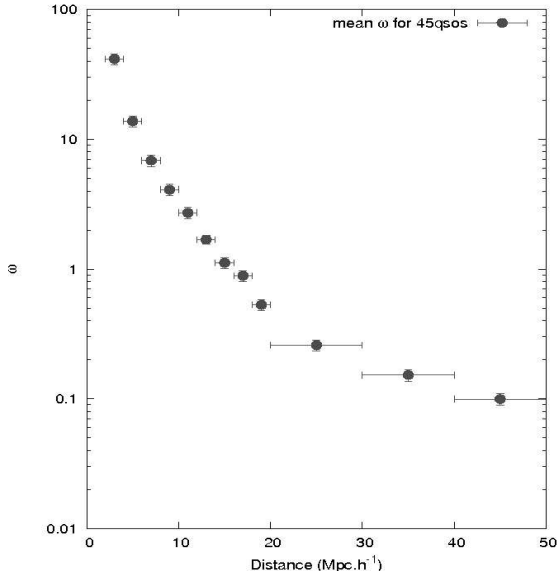


Figure 8. The ratio $\omega = \frac{\Gamma_{\text{QSO}}}{\Gamma_{\text{bck}}}$ of the ionizing rate from the QSO to that from the UV background versus the cosmological distance between the quasar and the cloud in the IGM. Γ_{bck} is taken from Fig. 5.

r is the luminosity distance from the quasar of emission redshift z_{em} to the cloud at redshift z and is calculated using equations given by Liske (2003) for a flat cosmological model.

5.3 Ionizing rate ratio

We define ω as the ratio of the ionizing rate due to the quasar emission to that due to the UV background, $\omega = \frac{\Gamma_{\text{QSO}}(r,z)}{\Gamma_{\text{bck}}(z)}$. The later has been derived in Section 4 (see Fig. 5). The enhanced ionizing flux in the vicinity of the QSO induces a decrease in the optical depth of the IGM observed in the absence of the QSO by a factor $(1 + \omega)$. For each spectrum, we have calculated ω_{QSO} and r for each pixel and then, at a given r , we have derived ω for the whole sample as the median of the individual values $\omega_{\text{QSO}}(r)$ found for each of the 45 quasars. The result is shown in Fig. 8.

5.4 Overdensities around the quasar

In the standard analysis of the proximity effect it is assumed that the matter distribution in the IGM is not altered by the presence of the quasar. The only difference between the gas located either close to the quasar or far away from it is the increased photo-ionization rate in the vicinity of the quasar. In that case, far away from the quasar, the median optical depth corrected for redshift evolution, τ_{median} , should be a constant we can call τ_0 . In the vicinity of a QSO, due to the emission of ionizing photons, τ_{median} is no more a constant (see Fig. 7) and decreases when r decreases as:

$$\tau_{\text{median}} = \tau_0 \frac{1}{(1 + \omega)} \quad (9)$$

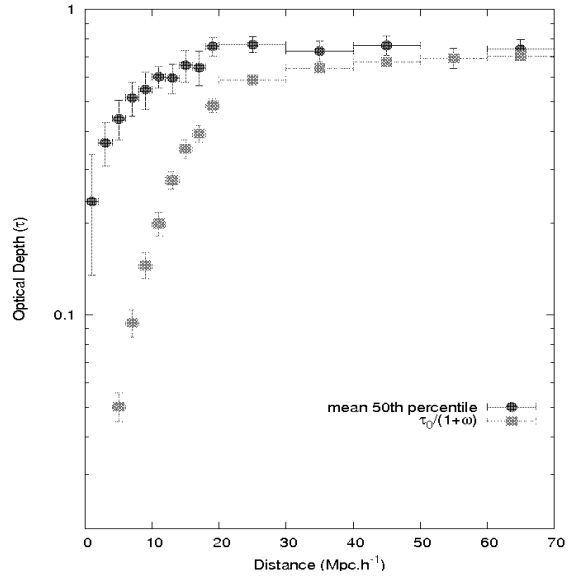


Figure 9. Comparison of median optical depth's evolution observed close to the quasars (filled circles) with that of an evolution due to the ionization field of the quasar only (Eq. 10; filled squares). The difference between the curves can be interpreted as the presence of an overdensity of gas in the vicinity of the quasar.

where ω was defined and derived in the previous Section (see Fig. 8).

The observed median optical depth $\tau_{\text{median}}^{\text{obs}}$ is compared to $\tau_0/(1 + \omega)$ in Fig 9. It is apparent that the two curves do not agree and that the observed median optical depth is much larger than what would be expected in the case the density field of the IGM remains unperturbed when approaching the quasar. This means that on an average, there is an overdensity of gas compared to the IGM in the vicinity of the quasar.

If an overdensity, $\frac{\rho(r)}{\rho_0}$, is present around the quasar, then the median optical depth should be:

$$\tau_{\text{median}} = \tau_0 \frac{(\rho(r)/\rho_0)^{[2-0.7(\gamma-1)]}}{(1 + \omega)} \quad (10)$$

The γ exponent has been shown by Schaye et al. (2000) to be in the range $\gamma = [1-1.5]$, thus it is reasonable to assume $\gamma = 1$ for this work.

Using Eq. 10 we can derive the actual overdensity. It is given versus the distance to the quasar in Fig. 10 (filled circles). The gas density close to the quasar is significantly higher than the mean density in the IGM at least within the first $10h^{-1}\text{Mpc}$ or so.

6 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

In this paper we have used the method presented by Rollinde et al. (2005) to probe the density structure around quasars. In the vicinity of the quasar and in comparison with the situation far away from it, the ionization factor of the gas is increased by the emission of ionizing photons by the quasar

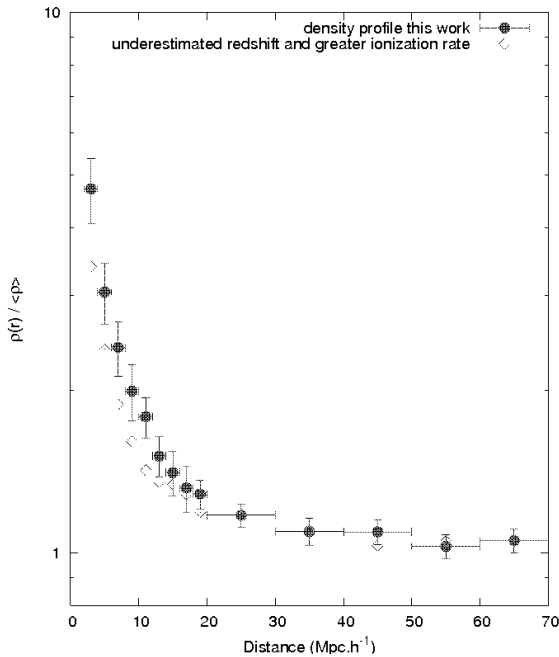


Figure 10. The mean density profile around quasars with emission redshift in the range $4 \leq z_{em} \leq 4.5$ as derived from this work is shown as filled circles. Open diamonds indicate the lower limit on the density profile derived assuming that the redshift from column 3 Table 1 is systematically underestimated by 1500 km s^{-1} and that the ionizing rate in the IGM is that measured by Becker et al. (2006).

and is decreased by the presence of an overdensity. If the redshift evolution of the IGM photo-ionization rate and that of the median optical depth in the IGM are both constrained by the observed evolution of the median optical depth in the Ly- α forest far from the quasar, then it is possible to derive the density structure in the vicinity of the quasar. We have followed McDonald & Miralda-Escudé (2001) to derive the mean ionization rate in the IGM at $z > 4$. Our results are lower, by a factor of about 1.5, than the new results by Becker et al. (2006). We then have used the redshift evolution of the pixel optical depth PDF to estimate the redshift evolution of the median optical depth of the IGM. Using these results, we have found that quasars are surrounded by significant overdensities on scales up to about $10 h^{-1} \text{ Mpc}$. The overdensity is of the order of a factor of two at $10 h^{-1} \text{ Mpc}$ but is larger than five within the first megaparsec. If true, we can estimate that the mass surrounding the quasars within 1 Mpc at this redshift is of the order of $10^{14} M_{\odot}$ corresponding to the mass of a big cluster of galaxies.

An overdensity can be artificially derived from the above analysis if (i) the photo-ionization rate is underestimated and/or (ii) the redshift of the quasars are systematically underestimated for any reason. To check the robustness of our result we can try to obtain a lower limit on the overdensity surrounding the quasars. For this we have arbitrarily increased the photo-ionization rate that we used by a factor

of 1.5 so that it is equal to the value obtained by Becker et al. (2006) at the same redshift. In addition, we have increased all quasar emission redshifts by 1500 km s^{-1} to account for a possible systematic underestimate of the emission redshift when using the Ly- α emission line (note however that in our treatment we already increase the emission redshift from the Ly- α emission line by an amount taken randomly between 0 and 1500 km s^{-1}). The result is shown in Fig. 10 (open diamonds). It can be seen that the overdensity is still present although smaller as expected.

If our interpretation of the proximity effect is correct, we should expect a correlation between the strength of the observed proximity effect and the intrinsic luminosity of the QSOs. To test this effect, we have considered two subsets of our quasar sample, one containing the 15 QSOs with highest intrinsic luminosities ($6.14 \times 10^{+31} \leq L \leq 1.22 \times 10^{+32} h^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$) and the other containing the 17 QSOs with lowest intrinsic luminosities ($1.85 \times 10^{+31} \leq L \leq 3.74 \times 10^{+31} h^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$). We have avoided quasars with intermediate luminosities because they may dilute the possible result. In Fig. 11, we plot for both subsets the median optical depth versus the distance to the quasar. It is apparent that the proximity effect is less pronounced for the low-luminosity sample compared to the high-luminosity sample as expected. The Proximity effect is correlated with QSO luminosities. For illustration, we plot also $\tau_0/(1 + \omega)$ for both subsets on the figure. The corresponding overdensities around the quasars in the two subsets are shown in Fig. 12. The overdensity is correlated with luminosity. Brighter quasars show higher overdensities. Some caution should be applied when interpreting this result however as we have used a quite simple model to correct the observed proximity effect.

At redshift $z \sim 2$, Rollinde et al. (2005) claimed tentative detection of overdensities of about a factor of two on scales $\sim 5 h^{-1} \text{ Mpc}$. The result was only marginal because the statistics was small. With a sample of 45 quasars at $z > 4$, we have demonstrated that overdensities exist. This result strongly supports the idea that quasars at high redshift are located in regions of high overdensities probably flagging the places where massive clusters of galaxies will form.

It has been known for a long time that quasars are associated with enhancements in the distribution of galaxies (Bahcall, Schmidt & Gunn 1961) and that at low redshift ($z < 0.4$) they are associated with moderate groups of galaxies (e.g., Fisher et al. 1996). However, little is known at high redshift. Our method yields a mean one-dimensional profile of the density distribution on large scales when other methods study the correlation of the quasar with surrounding objects (see Kauffmann & Haehnelt 2002). This result adds to the growing evidence that high- z QSOs seem to reside in dense and probably highly biased regions (Djorgovski 1999, Djorgovski et al. 1999). Observational efforts should be done to obtain deep images of the fields around bright high- z quasars to search for the presence of any concentration of objects around the quasar.

Acknowledgements: RG is supported by a grant from the Brazilian government (CAPES/MEC). AA is supported by a PhD grant from the Ministry of Science, Research & Technology of Iran. PPJ and RS gratefully acknowledge sup-

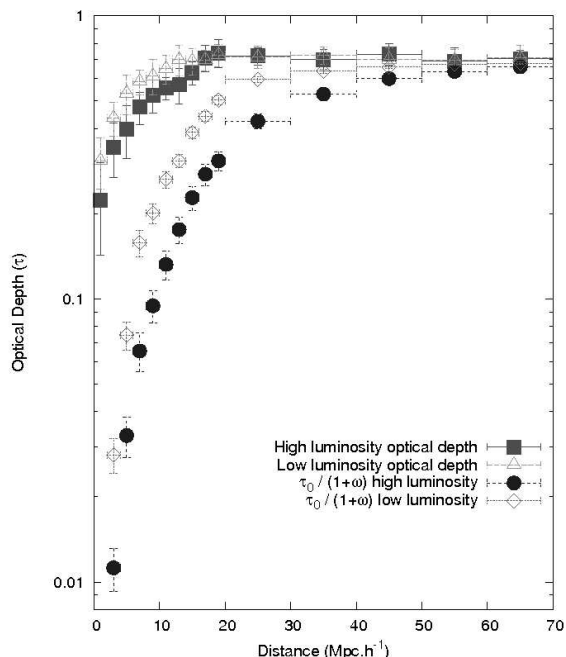


Figure 11. The median optical depth in versus the distance from the cloud to the quasar for two subsets of our QSO sample: one including the 15 QSOs of highest luminosities (filled squares) and the other including the 17 QSOs of lowest luminosities (open triangles). It is apparent that the proximity effect is correlated with luminosity as expected. The curves giving the factor $(1 + \omega)$ are drawn for each subset for illustration (filled circles and open diamonds respectively).

port from the Indo-French Centre for the Promotion of Advanced Research (Centre Franco-Indien pour la Promotion de la Recherche Avancée) under contract No. 3004-3. SGD is supported by the NSF grant AST-0407448, and the Ajax Foundation. Cataloguing of DPOSS and discovery of PSS QSOs was supported by the Norris Foundation and other private donors. We thank E. Thiébaud, and D. Munro for freely distributing his yorick programming language (available at <ftp://ftp-icf.lnl.gov/pub/Yorick>), which we used to implement our analysis. The authors wish to recognize and acknowledge the very significant cultural role and reverence that the summit of Mauna Kea has always had within the indigenous Hawaiian community. We are most fortunate to have the opportunity to conduct observations from this mountain. We acknowledge the Keck support staff for their efforts in performing these observations.

REFERENCES

- Adelberger K., Steidel C. C., Shapley A., Pettini M., 2003, *ApJ*, 584, 45
 Aguirre, A., Schaye, J., & Theuns, T. 2002, *ApJ*, 576, 1
 Aracil B., Petitjean P., Pichon C., Bergeron J., 2004, *A&A*, 419, 811
 Bahcall J. N., Schmidt M., Gunn J. E., 1969, *ApJ*, 157, L77
 Bajtlik S., Duncan R., Ostriker J., 1988, *ApJ*, 327, 570

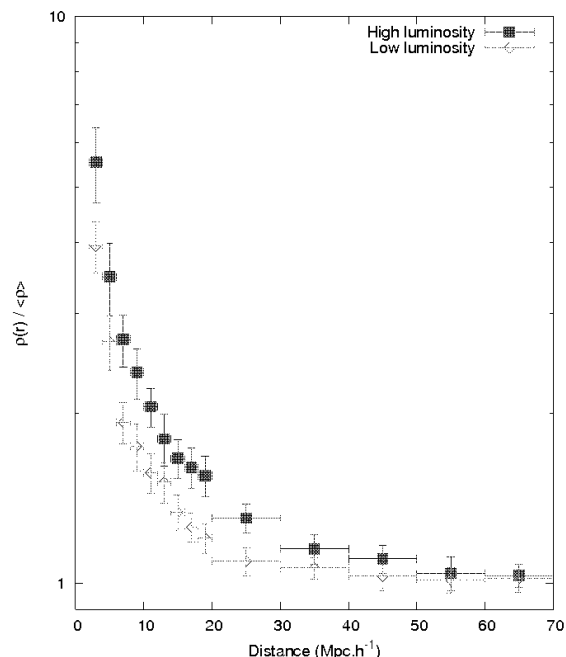


Figure 12. The density profile around quasars versus the distance from the cloud to the quasar for two subsets of our QSO sample: one including the 15 QSOs of highest luminosities (filled squares) and the other including the 17 QSOs of lowest luminosities (open diamonds).

- Baker A. C., Carswell R. F., Bailey J. A., Espey B. R., Smith M. G., Ward M. J., 1994, *MNRAS*, 270, 575
 Bechtold J. B., 1994, *ApJS*, 91, 1
 Becker G. D., Rauch M., Sargent W. L. W., 2006, *astro-ph/0607633*
 Boksenberg, A., Sargent, W. L. W., & Rauch, M. 2003, *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv:astro-ph/0307557
 Bruscoli M., Ferrara A., Marri S., Schneider R., Maselli A., Rollinde E., Aracil B., 2003, *MNRAS*, 343, 41
 Carswell R. F., Whelan J., Smith M., Boksenberg A., Tytle, D., 1982, *MNRAS*, 198, 91
 Cen R., Mc Donald P., 2002, *ApJ*, 570, 457
 Cen R., Miralda-Escudé J., Ostriker J. P., Rauch M., 1994, *ApJ*, 437, 6
 Cooke A. J., Espey B., Carswell R. F., 1997, *MNRAS*, 284, 552
 Coppolani F., Petitjean P. Stoehr F., et al., 2006, *MNRAS*, 370, 1804
 Cowie, L. L., & Songaila, A. 1998, *Nat*, 394, 44
 Cristiani S., D'Odorico S., Fontana A., Giallongo E., Savaglio S., 1995, *MNRAS*, 273, 1016
 Cristiani S., Vio R., 1990, *A&A*, 227, 385
 Croft R., 2004, *ApJ*, 610, 642
 Croft, R. A. C., Weinberg, D. H., Bolte, M., Burles, S., Hernquist, L., Katz, N., Kirkman, D., & Tytler, D. 2002, *ApJ*, 581, 20
 Desjacques V., Nusser A., Haehnelt M. G., Stoehr F., 2004, *MNRAS*, 350, 879
 Desjacques, V., Nusser, A., & Sheth, R. K. 2007, *MNRAS*, 374, 206
 Djorgovski, S. G. 1999, in *The High-Redshift Universe: Galaxy Formation and Evolution at High Redshift*, eds. A.J. Bunker & W.J.M. van Breugel, ASPCS, 193, 397

The Proximity Effect at $z > 4$ 11

- Djorgovski, S. G., Odewahn, S. C., Gal, R. R., Brunner, R. J., & de Carvalho, R. R. 1999, ASP Conf. Ser. 191: Photometric Redshifts and the Detection of High Redshift Galaxies, 191, 179
- Djorgovski, S. G., Gal, R. R., Odewahn, S. C., de Carvalho, R. R., Brunner, R., Longo, G., & Scaramella, R. 1999, in Wide Field Surveys in Cosmology, eds. S. Colombi, Y. Mellier, & B. Raban, Gif sur Yvette: Editions Frontières, p. 89
- Djorgovski, S.G., Stern, D., Mahabal, A.A., & Brunner, R. 2003, ApJ, 596, 67
- Ellison, S. L., Songaila, A., Schaye, J., & Pettini, M. 2000, AJ, 120, 1175
- Faucher-Giguere, C. -, Lidz, A., Zaldarriaga, M., & Hernquist, L. 2007, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0701042
- Fernandez-Soto A., Barcons X., Carballo R., Webb J. K., 1995, MNRAS, 277, 235
- Ferrarese, L., 2002, ApJ, 578, 90
- Fisher K. B., Bahcall J. N., Kirhakos S., Schneider D. P., 1996, ApJ, 468, 469
- Francis P. J., Hooper E. J., Impey C. D., 1993, AJ, 106, 417
- Gaskell C. M., 1982, ApJ, 263, 79
- Giallongo E., Cristiani S., D'Odorico S., Fontana A., Savaglio S., 1996, ApJ, 466, 46
- Hernquist L., Katz N., Weinberg D. H., 1996, ApJ, 457, 51
- Kauffmann G., Haehnelt M., 2002, MNRAS, 332, 529
- Kennefick, J.D., Djorgovski, S.G., & de Carvalho, R.R. 1995, AJ, 110, 2553
- Kim, Y.-R., & Croft, R. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0701012
- Kollmeier J. A., Weinberg D. H., Davé R., Katz N., 2003, ApJ, 594, 75
- Kulkarni V. P., Fall S. M., 1993, ApJ, 413, 63
- Liske, J. 2003, A&A, 398, 429
- Liske J., Williger G. M., 2001, MNRAS, 328, 653
- Loeb A., Eisenstein D., 1995, ApJ, 448, 17
- Lu L., Wolfe A. M., Turnshek D. A., 1991, ApJ, 367, 19
- Lynds R., 1971, ApJ, 164, L73
- Magorrian J. et al., 1998, AJ, 115, 2285
- Maselli A., Ferrara A., Bruscoli M., Marri S., Schneider R., 2004, MNRAS, 350, 21
- McDonald P., & Miralda-Escudé J., 2001, ApJL, 549, 11
- McDonald P., Miralda-Escudé J., Rauch M., et al., 2000, ApJ, 543, 1
- McDonald, P., et al. 2006, ApJS, 163, 80
- Murdoch H. S., Hunstead R. W., Pettini M., Blades J. C., 1986, ApJ, 309, 19
- Pascarelle, S. M., Lanzetta, K. M., Chen, H.-W., & Webb, J. K. 2001, ApJ, 560, 101
- Petitjean P., Mückel J. P., Kate R. E., 1995, A&A, 295, L9
- Pieri, M. M., Schaye, J., & Aguirre, A. 2006, ApJ, 638, 45
- Prochaska J.X., Gawiser E., Wolfe A., Castro S., Djorgovski S.G., 2003a, ApJ, 595, L9
- Prochaska J.X., Castro S., Djorgovski S. G., 2003b, ApJS, 148, 317
- Rauch M., 1998, ARA&A, 36, 267
- Rees M. J., 1986, MNRAS, 218, 25
- Rollinde E., Srianand R., Theuns T., Petitjean P., Chand H., 2005, MNRAS, 361, 1015
- Sargent W. L. W., Young P. J., Boksenberg A., Tytler D., 1980, ApJS, 42, 41
- Scannapieco, E., Pichon, C., Aracil, B., Petitjean, P., Thacker, R. J., Pogosyan, D., Bergeron, J., & Couchman, H. M. P. 2006, MNRAS, 365, 615
- Schaye, J., Aguirre, A., Kim, T.-S., Theuns, T., Rauch, M., & Sargent, W. L. W. 2003, ApJ, 596, 768
- Scott J., Bechtold J., Dobrzycki, A., Kulkarni V. P., 2000, ApJS, 130, 67
- Scott J., Bechtold J., Morita M., Dobrzycki A., Kulkarni V. P., 2002, ApJ, 571, 665
- Schaye, J., Theuns, T., Rauch, M., Efstathiou, G., & Sargent, W. L. W. 2000, MNRAS, 318, 817
- Schirber M., Miralda-Escudé J., McDonald P., 2004, ApJ, 610, 105
- Sheinis, A. I., et al., 2002, PASP, 114, 851
- Songaila A., 2004, AJ, 127, 2598
- Songaila A., & Cowie L., 2002, AJ, 123, 2183
- Srianand R., Khare P., 1996, MNRAS, 280, 767
- Theuns T., Leonard A., Efstathiou G., Pearce F. R., Thomas P. A., 1998, MNRAS, 301, 478
- Tytler, D., et al. 2004, ApJ, 617, 1
- Tytler D., Fan X. M., 1992, ApJS, 79, 1
- Worseck G., Wisotzki L., 2006, A&A, 450, 495

Capítulo 4

Enriquecimento Metálico em Protogaláxias a $z_{abs} > 3$ (Artigo)¹

4.1 Introdução

A formação e evolução das estruturas em grande escala no Universo, mesmo tendo sido alvo de intensos estudos nesta última década, permanece ainda um tema em aberto. A tentativa de detectar diretamente tais estruturas, em seu estágio inicial de formação requer informação *a priori* sobre sua posição. Mesmo utilizando-se traçadores, como pares de quasares, para determinar locais prováveis de formação, ainda assim sua observação direta necessitaria de tempos de exposição muito longos devido a sua baixa luminosidade. A utilização da linha de visada dos quasares na tentativa de detecção indireta, em absorção, dessas estruturas tem muitas vantagens se comparada a tentativa de sua detecção direta a altos redshifts. Tempos de exposição razoavelmente curtos, devido a alta luminosidade dos quasares, o grande intervalo em redshift em que podem ser encontrados ($0.16 < z_{em} < 6.3$), e a inconfundível assinatura em absorção deixada pelo hidrogênio neutro em seu espectro qualificam os quasares como excelentes traçadores destas estruturas desde seu aparecimento na história do Universo.

A grande seção de choque das transições de $Ly\alpha$ faz com que qualquer quantidade de gás, ao longo da linha de visada de um quasar, absorva seletivamente este comprimento de onda do contínuo. Através da análise do espectro de quasares distantes, cuja luz atravessa o meio intergaláctico (MIG), aglomerados de galáxias, galáxias e seus discos, e até mesmo seus progenitores (protogaláxias), pode-se inferir, a posição, densidade de coluna e a metalicidade dessas estruturas gasosas ainda em seu estágio de formação. As inúmeras linhas de absorção de HI observadas no espectro dos quasares distantes, conhecida como floresta de Lyman- α , contém informação importante sobre a distribuição do hidrogênio neutro no Universo. Dentre todos os

¹Este capítulo será apresentado na forma de artigo ao *Astrophysical Journal* com os seguintes autores: *Guimarães, R. ; de Carvalho, R. R.; Petitjean, P. e Djorgovski, G.*

sistemas de absorção os “Damped Lyman Alpha systems” (DLAs) são os de mais fácil identificação, mesmo em espectros com baixa resolução, devido a sua grande largura equivalente. Esses dois sistemas de absorção, a floresta de $\text{Ly}\alpha$ e os DLAs, são os mais utilizados na tentativa de garimpar dos espectros os metais e seus locais de fabricação no Universo.

A grande densidade de coluna dos DLAs os transformam nos maiores reservatórios de gás neutro no Universo levantando a suspeita de que surjam do meio interestelar neutro de galáxias em formação. No entanto, a exata natureza dos DLAs não é ainda conhecida, podendo ser identificados como protogaláxias espirais (Wolfe et al. 1986 ; Prochaska & Wolfe 1997), galáxias anãs ricas em gás (York et al. 1986; Matteucci et al. 1997), ou galáxias de baixo brilho superficial (Jimenez, Bowen, & Matteucci 1999), etc. A dificuldade de se observar diretamente esses DLAs a alto redshift torna impossível a escolha de um dos cenários acima para explicar sua natureza.

Os DLAs foram primeiramente identificados por Wolfe e seus colaboradores (Wolfe et al., 1986), como uma classe distinta de absorvedores, passando a ser definidos como sistemas com densidade de coluna $N(\text{HI}) \geq 2 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$. No regime de altas densidades de coluna, as linhas de absorção passam a apresentar saturação. Podemos definir que uma linha está saturada quando o fluxo transmitido em seu centro é zero, significando que todos os fótons com intervalos de energia próximos aqueles do centro da linha serão absorvidos pela nuvem. As linhas passam então a apresentar um perfil característico desse regime, “damped wings”. As “damped wings” das linhas de absorção $\text{Ly}\alpha$ começam a se desenvolver a densidades de coluna $N(\text{HI}) \geq 10^{20.3} \text{cm}^{-2}$, onde passam a ser identificadas mesmo em espectros com baixa resolução. Uma vez obtida sua identificação inicial em espectros de baixa resolução podemos então obter espectros de alta resolução com o intuito de determinar mais precisamente o redshift e a densidade de coluna através do comprimento de onda e do ajuste de um perfil de linha aos sistemas “damped” encontrados. O conhecimento do redshift de tais concentrações gasosas torna possível a procura por metais associados a esses sistemas, o que possibilita analisar o enriquecimento progressivo do Universo a partir dos sistemas primordiais.

O estudo da metalicidade nesses sistemas, através da observação de diferentes elementos químicos, tais como C, Si, Fe, O, Zn, Cr, Al, Ni e Mg, nos proporciona os meios para estimar as abundâncias químicas desses sistemas enquanto os mesmos ainda estavam em seu estágio inicial de formação. Com o estudo da metalicidade desses sistemas e sendo os mesmos importantes reservatórios de gás neutro onde deve ocorrer formação estelar, podemos utilizar os DLAs como um teste fundamental para as teorias de evolução química, restringindo assim a história de formação estelar do Universo e descrevendo a relação entre a nucleosíntese e o enriquecimento da componente gasosa desses objetos.

Galáxias jovens a altos redshifts deveriam possuir um padrão de enriquecimento químico diferente das galáxias atuais, devido as diferentes histórias de nucleosíntese, e do nível da quan-

tidade de poeira desses objetos. Um dos objetivos centrais dos estudos feitos com os DLAs é distinguir esses dois efeitos, e conhecer um pouco mais sobre a evolução química desses sistemas.

Obtivemos espectros de alta qualidade e resolução média com o instrumento ESI “Echelle Spectrograph and Imager” para 98 quasares (veja Apêndice B). Dessa amostra inicial, um total de 53 QSOs foram selecionados por apresentarem um ou mais sistemas absorvedores com alta densidade de coluna, $N(\text{HI}) \geq 10^{19}$. Dos 53 QSOs identificados, inicialmente 10 foram descartados de nossa análise por apresentarem linhas de emissão largas (BALs) ou por apresentarem uma relação sinal-ruído (S/R) relativamente baixa, dificultando sua análise. Os restantes 43 QSOs, apresentam um ou mais sistemas “damped” em sua linha de visada. Um total de 65 sistemas “damped” foram identificados estando os mesmos distribuídos dentro de um intervalo de redshift $2.8 \leq z_{abs} \leq 4.7$. Procuramos então por metais associados a esses 65 sistemas na linha de visada de cada um desses 43 QSOs. Um total de 44 sistemas “damped”, distribuídos na linha de visada de 31 QSOs, apresentavam uma boa concordância com os redshifts das linhas metálicas identificadas. Isso nos permitiu deduzir que tais elementos estão fisicamente ligados aos sistemas identificados.

Com o intuito de poder contribuir para o melhor entendimento do processo de enriquecimento metálico dos DLAs durante os primeiros bilhões de anos do Universo, foram analisadas as abundâncias químicas desses 44 sistemas “damped” identificados. Apresentaremos aqui os resultados obtidos para a abundância química desses 44 sistemas, sendo 18 deles inéditos na literatura.

4.2 Observação, Seleção e Redução dos dados

Espectros de média resolução ($R \sim 4300$) de quasares com redshift > 3 descobertos ao longo do levantamento do DPOSS (Digital Palomar Observatory Sky Survey; veja, Kenefick et al. 1995, Djorgovski et al. 1999 e a lista completa de QSOs disponibilizada em sua página¹, foram obtidos com o instrumento Echelle Spectrograph and Imager (ESI, Sheinis et al 2000), instalado no telescópio KECK II 10 m, cobrindo um intervalo de redshift de $3.85 \leq z_{em} \leq 6.28$. Esses dados já foram utilizados para constituir uma amostra de DLAs a altos redshifts (Prochaska et al. 2003 a,b) a partir de ~ 100 quasares.

Os espectros obtidos com o KECK/ESI foram reduzidos usando procedimento padrão do pacote IRAF/NOAO. As diferentes ordens do espectro foram combinadas usando a tarefa *combine* do IRAF. No modo “Echelle” o espectro é dividido em 10 ordens que cobrem um intervalo de comprimento de onda entre 4000 \AA e 10000 \AA , com intersecção entre as ordens adjacentes de $\sim 300 \text{ \AA}$.

¹<http://www.astro.caltech.edu/~george/z4.qsos>

É importante notar que como os espectros foram obtidos com um espectrógrafo “Echelle”, a obtenção do espectro completo de um quasar deve então ser construído a partir da junção das diversas ordens obtidas. Sabendo que o S/R de cada ordem diminui próximo as extremidades (veja Figura 4.2) das mesmas (Hui et al. 2001), devemos controlar cuidadosamente o S/R obtido para cada ordem durante o processo de combinação das mesmas. A redução do sinal no final de cada ordem e a pequena região de intersecção entre as ordens transformam essa tarefa em uma das mais delicadas na redução do espectro. Por isso observamos individualmente cada espectro reduzido na região de junção das ordens e descartamos as regiões onde observou-se uma diminuição abrupta do fluxo e/ou uma diminuição na relação S/R. A combinação entre as ordens é particularmente importante nesse trabalho pois pode levar a identificações errôneas de sistemas “damped” na intersecção entre as ordens. Os redshifts foram corrigidos para o referencial

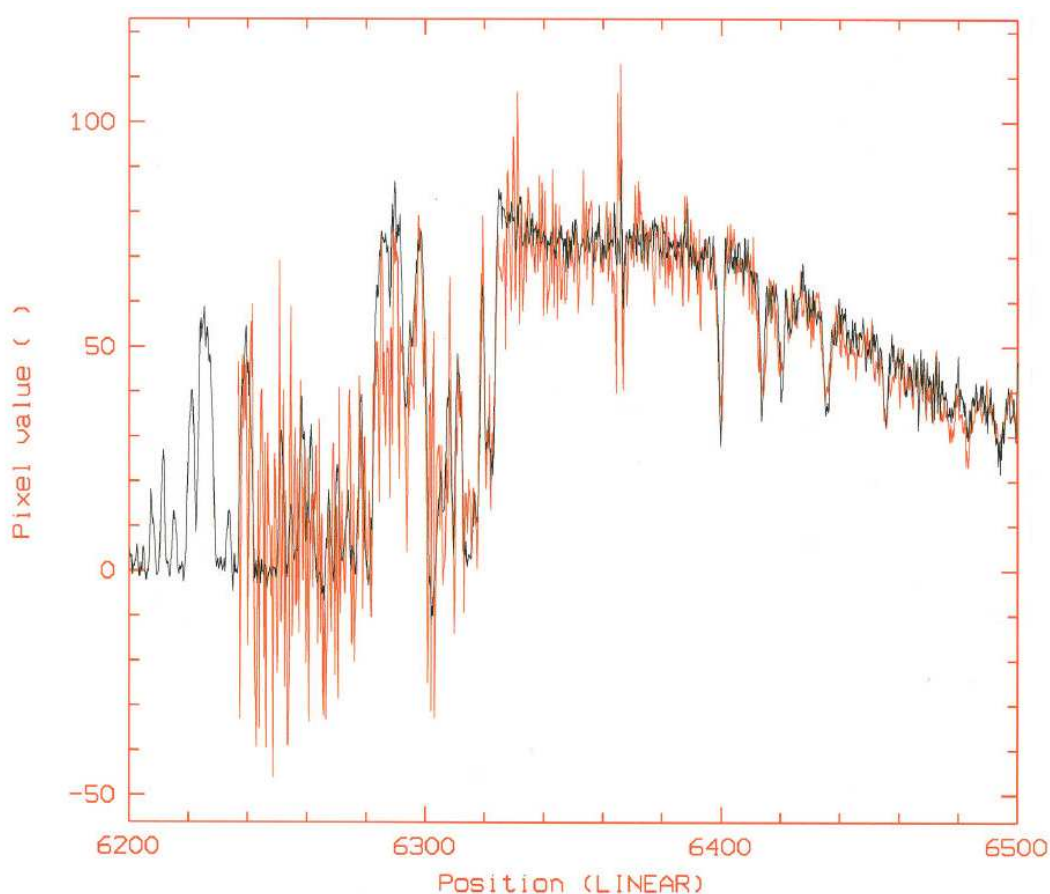


Figura 4.1: Interposição de duas ordens para o espectro em escala do QSO PSS1531+4157

heliocêntrico e os espectros foram posteriormente calibrados em fluxo e normalizados.

A razão S/R para cada pixel foi obtida na região entre as linhas de emissão em $Ly\alpha$ e $Ly\beta$ que não apresentavam absorção do contínuo. O valor médio do S/R foi calculado como a média geral do S/R desses pixels. Na seleção da nossa amostra somente espectros com $S/R \geq 10$ foram usados. Nós também rejeitamos os QSOs que apresentavam linhas de emissão largas

(BALs), porque estimamos que esses QSOs tornam a identificação dos DLAs complexa. Os DLAs encontrados a menos de $10Mpc.h^{-1}$ do redshift de emissão do QSO também foram rejeitados, pois esses sistemas podem estar fisicamente associados aos mesmos (Rollinde et al. 2005; Guimarães et al. 2007).

Para este estudo contamos com um total de 98 espectros de quasares no intervalo $3.85 \leq z_{em} \leq 6.28$. Na Tabela 4.1 são discriminadas as características da nossa amostra. Na coluna (1) apresentamos a identificação do QSO; na coluna (2) listamos o redshift de emissão estimado a partir do pico da linha de $Ly\alpha$; na coluna (3) a magnitude aparente na banda V; nas colunas (4) e (5) a ascensão reta e a declinação em J2000; na coluna (6) o tempo de integração em minutos e finalmente na coluna (7) o valor médio da razão S/R.

Na Figura 4.2 apresentamos o histograma do número de QSOs que contribuem para a nosso estudo dos sistemas “damped” em função do redshift.

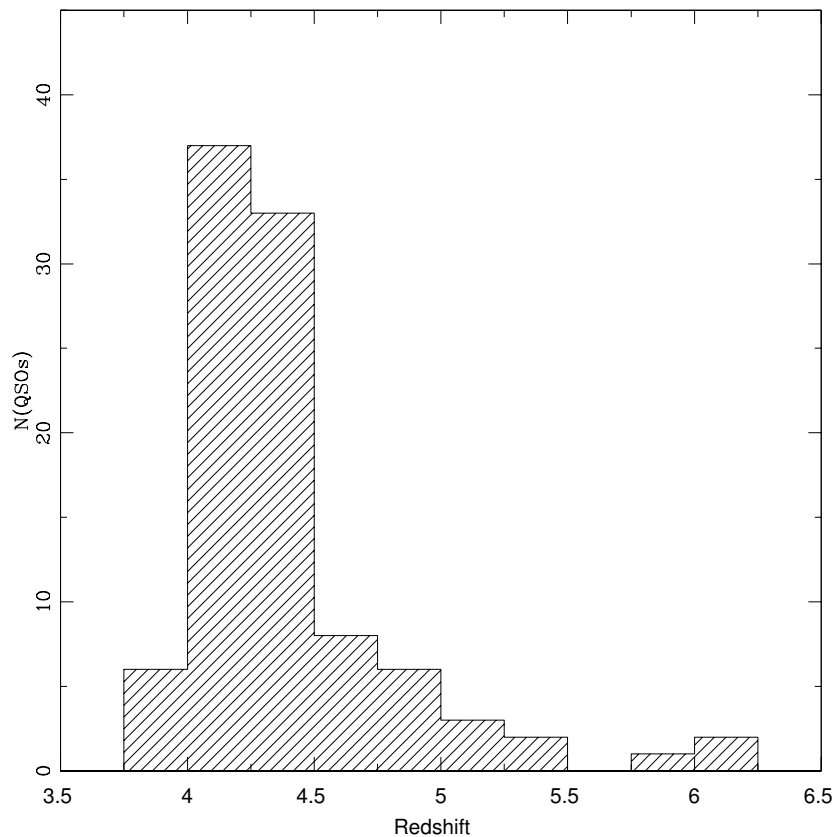


Figura 4.2: Número de QSOs em nossa amostra em função do redshift.

Tabela 4.1: Resumo do diário das observações

QSO	z_{em}	V	α_{2000}	δ_{2000}	t(min)	S/N
PSS0007+2417	4.05	18.69	00 07 38	+24 17 25	60	25
PSS0014+3032	4.47	18.81	00 14 42	+30 32 03	60	20
PSS0052+2405	4.28	18.3	00 52 06	+24 05 39	40	30
PSS0117+1552	4.244	18.6	01 17 31	+15 52 16	50	45
PSS0118+0320	4.232	18.50	01 18 52	+03 20 50	60	30
PSS0121+0347	4.127	17.86	01 21 26	+03 47 07	45	72
SDSS0127-0045	4.084	18.37	01 27 00	-00 45 59	60	25
PSS0131+0633	4.430	18.24	01 31 12	+06 33 40	60	25
PSS0133+0400	4.154	17.86	01 33 40	+04 00 59	40	50
PSS0134+3307	4.536	18.82	01 34 21	+33 07 56	60	30
SDSS0206+1216	4.81	21.51	02 06 51	+12 16 24	50	35
PSS0207+0940	4.136	18.63	02 07 03	+09 40 59	75	30
PSS0209+0517	4.194	17.36	02 09 44	+05 17 14	55	40
SDSS0210-0018	4.70	20.74	02 10 43	-00 18 18	60	25
SDSS0211-0009	4.90	22.04	02 11 02	-00 09 10	90	45
PSS0211+1107	3.975	18.12	02 11 20	+11 07 16	70	66
SDSS0231-0728	5.41	21.54	02 31 37	-07 28 54	275	40
PSS0244-0108	3.99	19.0	02 44 57	-01 08 08	40	26
PSS0248+1802	4.430	18.4	02 48 54	+18 02 50	60	60
PSS0320+0208	3.96	18.74	03 20 42	+02 08 16	55	35
SDSS0338-RD657	4.96	21.3	03 38 31	+00 18 07	120	26
SDSS0338+0021	5.02	21.7	03 38 29	+00 21 56	120	20
PSS0452+0355	4.395	18.80	04 52 51	+03 55 58	60	30
PSS0747+4434	4.435	18.06	07 47 50	+44 34 16	90	54
SDSS0756+4104	5.09	21.5	07 56 18	+41 04 10	150	11
PSS0808+5215	4.510	18.82	08 08 49	+52 15 16	70	37
SDSS0810+4603	4.074	18.67	08 10 54	+46 03 55	60	43
PSS0852+5045	4.216	19	08 52 27	+50 45 11	60	54
PSS0926+3055	4.198	17.31	09 26 36	+30 55 06	40	77
SDSS0941+5947	4.82	20.66	09 41 08	+59 47 25	90	26
BR0945-0411	4.13	18.80	09 47 49	-04 25 15	60	43
BR0951-0450	4.35	18.90	09 53 55	-05 04 19	53	20
PSS0950+5801	3.973	17.38	09 50 13	+58 01 38	40	85
PSS0955+5940	4.34	17.84	09 55 11	+59 40 32	56	44
PSS0957+3308	4.283	17.59	09 57 44	+33 08 23	55	40
BRI1013+0035	4.38	18.80	10 15 48	+00 20 19	60	20
PSS1026+3828	4.18	18.93	10 26 56	+38 28 43	95	26
BR1033-0327	4.509	18.50	10 36 23	-03 43 20	20	17
PSS1039+3445	4.39	19.20	10 39 19	+34 45 10	150	20
SDSS1044-0125	5.80	22.5	10 44 33	-01 25 03	330	15
PSS1048+4407	4.402	19.2	10 48 46	+44 07 12	20	18
SDSS1048+4638	6.23	22.1	10 48 55	+46 37 18	350	15
PSS1057+4555	4.126	17.7	10 57 56	+45 55 51	40	76
PSS1058+1245	4.330	18.0	10 58 58	+12 45 55	75	46
PSS1118+3702	4.03	18.76	11 18 56	+37 02 53	60	40
PSS1140+6205	4.509	18.73	11 40 09	+62 05 23	60	61
PSS1159+1337	4.081	18.50	11 59 06	+13 37 37	55	45
SDSS1204-0021	5.03	20.82	12 04 41	-00 21 49	100	17
SDSS1208+0010	5.273	22.75	12 08 23	+00 10 28	120	15
PSS1226+0950	4.34	18.78	12 26 23	+09 50 03	80	16

Tabela 4.1: Continuação

QSO	z_{em}	V	α_{2000}	δ_{2000}	t(min)	S/N
PSS1247+3406	4.897	20.40	12 49 42	+33 49 54	60	20
PSS1248+3110	4.346	18.9	12 48 20	+31 10 44	60	25
PSS1253-0228	4.007	19.4	12 53 36	-02 28 08	55	20
SDSS1310-0055	4.152	18.85	13 10 52	-00 55 31	50	38
PSS1315+2924	4.18	18.48	13 15 39	+29 24 39	85	30
PSS1317+3531	4.369	19.10	13 17 43	+35 31 33	55	28
J1325+1123	4.400	18.77	13 25 12	+11 23 32	120	25
PSS1326+0743	4.123	17.3	13 26 11	+07 43 59	60	66
PSS1339+5154	4.08	18.7	13 39 13	+51 54 04	60	53
PSS1347+4956	4.560	17.9	13 47 43	+49 56 21	50	40
PSS1401+4111	4.026	18.62	14 01 32	+41 11 49	46	30
PSS1403+4126	3.862	18.92	14 03 55	+41 26 16	90	25
PSS1418+4449	4.323	18.4	14 18 31	+44 49 37	60	41
PSS1430+2828	4.306	19.30	14 30 31	+28 28 34	55	40
PSS1432+3940	4.292	18.6	14 32 24	+39 40 24	60	36
PSS1435+3057	4.35	19.30	14 35 23	+30 57 16	70	13
PSS1443+2724	4.406	19.3	14 43 31	+27 24 37	30	30
PSS1443+5856	4.27	17.8	14 43 40	+58 56 53	40	40
PSS1458+6813	4.291	18.67	14 58 31	+68 13 05	60	60
PSS1500+5829	4.224	18.6	15 00 07	+58 29 38	60	40
PSS1506+5220	4.18	18.1	15 06 54	+52 20 05	50	40
GB1508+5714	4.304	18.9	15 10 02	+57 03 04	75	32
PSS1531+4157	4.20	18.9	15 31 29	+45 17 07	128	10
PSS1535+2943	3.972	18.9	15 35 53	+29 43 13	120	27
PSS1543+3417	4.407	18.4	15 43 40	+34 17 45	76	53
PSS1554+1835	3.99	19.0	15 54 09	+18 35 51	120	25
PSS1555+2003	4.228	18.9	15 55 02	+20 03 25	90	31
PSS1615+1803	4.01	18.42	16 15 22	+18 03 56	90	28
SDSS1630+4012	6.05	22.0	16 30 33	+40 12 09	300	15
PSS1633+1411	4.349	19.0	16 33 19	+14 11 42	60	43
PSS1646+5514	4.084	18.11	16 46 56	+55 14 46	60	37
VLA1713+4218	4.23	19.00	17 13 56	+42 18 08	90	5
PSS1715+3809	4.52	18.56	17 15 39	+38 09 06	60	20
PSS1721+3256	4.040	19.23	17 21 06	+32 56 35	60	43
PSS1723+2243	4.515	18.17	17 23 23	+22 43 56	40	42
SDSS1737+5828	4.94	20.93	17 37 44	+58 28 25	90	15
PSS1745+6846	4.13	19.12	17 45 50	+68 46 21	120	27
PSS1802+5616	4.158	19.19	18 02 48	+56 16 51	90	20
PSS2122-0014	4.114	19.13	21 22 07	-00 14 45	60	20
PSS2154+0335	4.359	18.41	21 54 06	+03 35 40	60	26
PSS2155+1358	4.256	18.5	21 55 02	+13 58 26	40	40
PSS2203+1824	4.375	18.74	22 03 43	+18 28 14	60	34
PSS2238+2603	4.031	18.85	22 38 41	+26 03 46	60	24
PSS2241+1352	4.441	19.10	22 41 47	+13 52 05	60	20
PSS2244+1005	4.04	18.92	22 44 05	+10 47 38	80	18
PSS2315+0921	4.412	18.96	23 15 59	+09 21 44	90	20
PSS2322+1944	4.17	18.29	23 22 07	+19 44 23	111	28
PSS2323+2758	4.18	18.51	23 23 41	+27 58 01	86	21
PSS2344+0342	4.340	17.87	23 44 03	+03 42 26	45	30

4.3 A obtenção do contínuo

Mesmo com os quasares emitindo em uma faixa muito larga do espectro e sendo os processos físicos responsáveis por essa emissão muito distintos, o contínuo de um quasar, mesmo assim ainda pode ser bem representado por uma lei de potência na faixa de comprimento de onda em que nossos espectros foram obtidos.

Em nossa amostra de QSOs extrapolações usando uma lei de potência para a obtenção do contínuo não são facilmente aplicáveis porque, em altos redshifts, quase não existem regiões não afetadas por linhas de absorção, mesmo à direita da linha de emissão $\text{Ly}\alpha$. Além desse fator a extrapolação do contínuo usando uma lei de potência não contempla o ajuste das linhas de emissão.

Por causa destas limitações adotamos extrapolações lineares locais como forma de obtenção do contínuo. Com o objetivo de diminuir os erros sistemáticos causados pela intervenção humana na escolha das regiões do contínuo, foi usado um programa automático para sua estimativa. Esta automatização nos proporciona um ajuste objetivo do mesmo, que implica na sua reproducibilidade se necessário. Usando esse procedimento podemos determinar, usando simulações, os erros introduzidos pela normalização automática que estima um contínuo, e compará-lo ao contínuo real conhecido previamente para o espectro simulado.

Dois problemas aparecem na determinação automática do contínuo na floresta $\text{Ly}\alpha$:

- A hipótese da existência de regiões do espectro que pertençam ao contínuo, nem sempre é válida em se tratando de QSOs a altos-redshifts e que tenham uma grande densidade de linhas de absorção.
- O método automático obtém o contínuo por interações partindo do espectro total (todos os pixels). Na segunda interação, os pixels 3σ abaixo do valor do contínuo são descartados e uma nova interação ocorre e assim sucessivamente até que todos os pixels definam um contínuo. Esse método provoca uma convergência para o contínuo “real” se aproximando “por baixo”.

Uma avaliação individual do ajuste automático do contínuo foi feita para a correção de algumas regiões especiais tais como DLAs e sub-DLAs, e também a região de intersecção das ordens dos espectros. O programa automático que foi usado para estimar o contínuo local está descrito em Aracil et al. (2004).

4.4 O problema da obtenção do redshift de QSOs

Gaskell (1982) mostrou que os redshifts provenientes de diferentes linhas de emissão frequentemente apresentam valores consideravelmente distintos. As “high-ionization broad emission

lines” (HILs; i.e., $\text{Ly}\alpha$ $\lambda 1215.67$, CIV $\lambda 1549$, CIII $\lambda 1909$ e NV $\lambda 1240$) parecem deslocadas sistematicamente em direção a parte azul do espectro se comparadas as “low-ionization broad emission lines” (LILs; i.e., OI $\lambda 1305$, MgII $\lambda 2798$, e as séries permitidas de Balmer) e principalmente em relação as “forbidden narrow emission lines” (i.e., NeV $\lambda 3426$, OII $\lambda 3727$, NeIII $\lambda 3870$, OIII $\lambda 5007$, etc.). De acordo com Tytler & Fan (1992) as HILs são deslocadas de 500 a 1500 km s^{-1} em relação as LILs e “narrow emission lines”. As linhas de emissão estreitas nascem do gás localizado na galáxia hospedeira e o redshift determinado a partir de tais linhas tende a ser mais representativo do redshift do centro de massa (veja Tytler & Fan 1992, Baker et al. 1994).

Infelizmente, como numa grande parte de nossa amostra de quasares os redshifts se encontram no intervalo onde as “forbidden narrow emission lines” não podem ser detectadas a partir dos telescópios em Terra, devido ao deslocamento dessas linhas na direção da janela do infra-vermelho próximo, absorvido pela atmosfera terrestre.

Obtivemos os redshifts dos QSOs usando duas abordagens distintas. Na primeira abordagem, o redshift foi obtido através do cálculo da média de duas estimativas: uma obtida pelo ajuste de uma gaussiana à linha de emissão do CIV e outra pela medida do pico da linha de emissão $\text{Ly}\alpha$ evitando assim as absorções que aparecem em comprimentos de onda mais curtos que a linha de emissão. Em uma segunda abordagem, o redshift de emissão foi obtido usando a tarefa rvidlines do IRAF. Inicialmente identificamos uma linha espectral mais forte (usualmente a linha de emissão $\text{Ly}\alpha$) para a qual uma função gaussiana é ajustada. Baseado no comprimento de onda central dessa linha, outras linhas (utilizamos um total de no máximo 5 e no mínimo 3 linhas) com um redshift consistente com o obtido com a primeira linha são identificadas e ajustadas. O valor final do redshift de emissão é uma média ponderada baseada nos ajustes gaussianos das linhas identificadas.

4.5 Análise dos dados

4.5.1 Identificação dos candidatos a DLA

Nesta seção apresentaremos os candidatos a DLA encontrados nos espectros dos quasares de nossa amostra (Veja Apêndice A para maiores detalhes). Todas as linhas ajustadas pelo programa foram inicialmente consideradas como sendo linhas $\text{Ly}\alpha$. Os valores de redshift obtidos para os DLAs são apenas uma primeira estimativa, pois utilizaremos as linhas metálicas associadas aos mesmos para obter valores mais precisos do redshift.

O histograma da Figura 4.3 mostra a distribuição de DLAs em função do redshift para nossa amostra total. Na Tabela 4.2 apresentamos uma lista dos candidatos a DLAs obtidos através do ajuste automático das linhas de absorção dos espectros dos QSOs da amostra, cujo critério

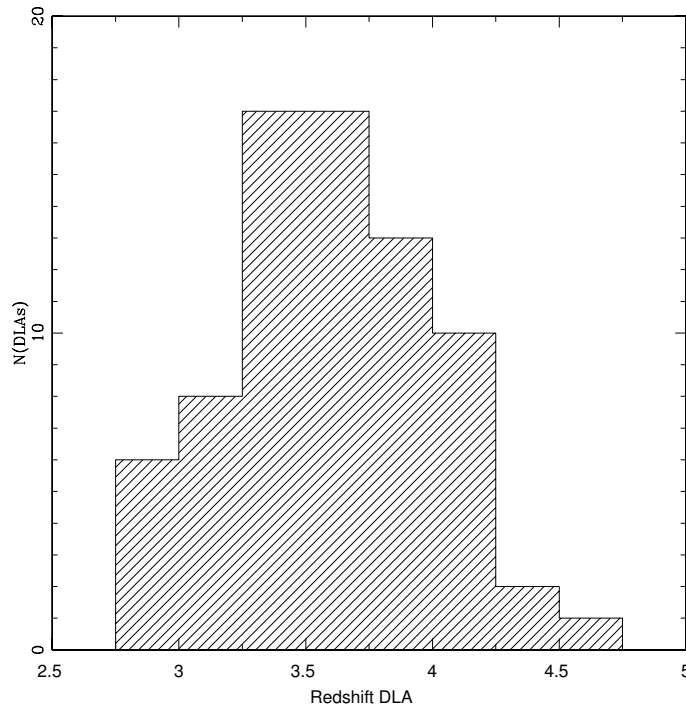


Figura 4.3: Distribuição do número de DLAs de nossa amostra em função do redshift onde eles foram identificados.

de seleção se baseou na seguinte premissa: $N(\text{HI}) + \sigma_{N(\text{HI})} \geq 10^{20.3} \text{cm}^{-2}$, onde $\sigma_{N(\text{HI})}$ é o erro em $N(\text{HI})$ obtido a partir do ajuste do perfil de Voigt ao DLA. Tal critério foi estabelecido arbitrariamente para os sistemas “damped” por Wolfe et al. (1986). Na coluna (1) temos a identificação do QSO; na coluna (2) seu redshift de emissão; na coluna (3) o redshift em que o DLA foi observado; na coluna (4) a densidade de coluna do DLA e finalmente na coluna (5) alguns comentários relativos a essa identificação.

Tabela 4.2: Lista dos candidatos a DLA

QSO	z_{em}	Candidato a DLA z_{abs}	Log N(HI)	Comentários
PSS0007+2417	4.05	3.4935± 0.0007	20.94± 0.03	
		3.706± 0.005	20.3± 0.2	
		3.839± 0.002	20.7± 0.1	
PSS0118+0320	4.232	4.128± 0.0005	19.9± 0.2	
SDSS0127-0045	4.06	3.727± 0.003	20.95± 0.2	
PSS0131+0633	4.417	3.178± 0.01	20.02± 0.77	
PSS0133+0400	4.154	3.697± 0.0007	20.58± 0.3	
		3.769± 0.002	20.3± 0.2	
		3.995± 0.004	19.67± 0.65	
PSS0134+3307	4.536	3.7610± 0.0005	20.77± 0.06	
PSS0207+0940	4.136	4.071± 0.0009	19.9± 0.3	BAL
PSS0209+0517	4.206	3.664± 0.0001	20.45± 0.01	
		3.864± 0.0003	20.02± 0.06	
PSS0211+1107	3.975	3.1396± 0.0001	20.21± 0.05	
		3.4994± 0.0001	19.93± 0.04	
PSS0747+4434	4.435	3.2348± 0.0005	20.1± 0.2	
		3.765± 0.03	19.5± 0.07	
		4.015± 0.007	20.8± 0.3	
SDSS0756+4104	5.09	4.3608± 0.0005	20.1± 0.1	
PSS0808+5215	4.510	3.1148± 0.0002	20.65± 0.07	sem sinal a partir o7
SDSS0810+4603	4.074	2.940± 0.0001	19.94± 0.56	
		3.472± 0.0003	19.89± 0.06	
BR0945-0411	4.13	3.267± 0.02	20.5± 0.8	BAL
PSS0950+5801	3.973	3.266± 0.003	20.2± 0.2	
PSS0951-0450	4.35	3.854± 0.02	20.3± 0.5	problemas no ajuste
		4.201± 0.05	20.5± 0.2	
PSS0955+5940	4.34	3.541± 0.006	20.0± 0.4	
		3.8417± 0.002	19.919± 0.123	
		4.0438± 0.0008	19.667± 0.180	
PSS0957+3308	4.274	3.2766± 0.03	20.450± 0.1	
		4.1713± 0.0016	20.420± 0.075	
Bri1013+0035	4.38	3.740± 0.009	19.8± 0.4	
PSS1026+3828	4.18	3.3384± 0.0004	19.52± 0.04	
PSS1057+4555	4.126	2.909± 0.0003	19.8± 0.1	
		3.316 ± 0.0004	20.23± 0.04	
PSS1058+1245	4.330	3.4312± 0.0006	20.3± 0.2	sem sinal a partir o7
PSS1118+3702	4.03	3.6998± 0.0009	19.76± 0.05	
PSS1159+1337	4.081	3.72545± 0.00007	20.05± 0.01	
PSS1248+3110	4.346	3.6970± 0.0046	20.454± 0.12	
		4.0758± 0.0013	19.88± 0.67	
PSS1253-0228	4.007	3.6051± 0.0001	19.71± 0.02	
PSS1315+2924	4.18	3.29± 0.03	20.13± 0.8	
PSS1326+0743	4.123	2.9188± 0.0007	19.9± 0.5	
		3.4232± 0.0006	19.270± 2.16	
PSS1432+3940	4.292	3.2739± 0.0009	20.91± 0.08	
PSS1443+2724	4.406	4.2262± 0.0004	20.80± 0.04	
PSS1443+86	4.27	3.338± 0.02	21.0± 0.2	BAL
PSS1500+5829	4.224	3.915± 0.001	20.1± 0.7	sem sinal a partir o7
PSS1506+5220	4.18	3.2240± 0.0003	20.65± 0.07	

Tabela 4.2: Continuação

PSS1531+4157	4.20	3.6572 ± 0.0003	19.44 ± 0.08	
PSS1535+2943	3.972	3.1974 ± 0.0003	20.64 ± 0.04	
		3.7589 ± 0.01	20.591 ± 0.20	
PSS1554+1835	3.99	2.9167 ± 0.0002	19.94 ± 0.08	
PSS15552003	4.22	3.4269 ± 0.003	19.77 ± 0.4	sem sinal a partir o7
PSS1615+1803	4.01	3.8136 ± 0.02	19.7 ± 0.65	
PSS1633+1411	4.349	2.879 ± 0.001	20.4 ± 0.1	
PSS1646+5514	4.084	3.91 ± 0.02	19.6 ± 0.4	sem sinal a partir o7
		4.03 ± 0.08	19.8 ± 0.6	
PSS1715+3809	4.52	3.34 ± 0.01	20.5 ± 0.5	
PSS1723+2243	4.514	3.69806 ± 0.00006	20.30 ± 0.03	
SDSS1737+5828	4.94	4.7416 ± 0.0001	20.62 ± 0.02	
PSS1745+6846	4.13	3.71 ± 0.002	19.41 ± 0.7	
PSS1802+5616	4.158	2.8442 ± 0.0001	20.0 ± 0.1	
		3.3906 ± 0.0004	20.21 ± 0.04	
		3.554 ± 0.004	20.3 ± 0.1	
		3.765 ± 0.0004	20.33 ± 0.05	
		3.809 ± 0.003	20.2 ± 0.1	
PSS2122-0014	4.114	4.00 ± 0.01	20.2 ± 0.8	
PSS2155+1358	4.256	3.3119 ± 0.0005	20.2 ± 0.8	
		4.210 ± 0.0002	19.875 ± 0.024	
PSS2203+1824	4.375	3.61 ± 0.1	19.57 ± 0.58	
PSS2238+2603	4.031	3.854 ± 0.003	19.818 ± 0.7	
PSS2241+1352	4.441	3.655 ± 0.005	20.1 ± 0.2	
		4.283 ± 0.009	20.7 ± 0.5	
PSS2315+0921	4.412	3.2294 ± 0.3	20.856 ± 0.5	
		3.4273 ± 0.002	21.2 ± 0.2	
PSS2323+2758	4.18	3.69 ± 0.03	20 ± 0.8	
PSS2344+0342	4.340	3.218 ± 0.003	20.8 ± 0.4	sem sinal a partir o7

4.6 Análise Geral dos Sistemas “Damped”

Nesta seção analisaremos, primeiramente, os sistemas absorvedores de nossa amostra pela comparação com resultados obtidos da literatura. A evolução da densidade de coluna de HI com o redshift está representada na Figura 4.4. Nesta mesma figura representamos os valores obtidos por Peroux et al. 2001. Nenhum decréscimo na incidência de sistemas “damped” foi encontrada para densidades de coluna maiores que $\log N(HI) = 21$ para $z \gtrsim 3.5$ como encontrado por Storrie-Lombardi et al. 1996 (veja Figura 10 de Storrie-Lombardi et al. 1996).

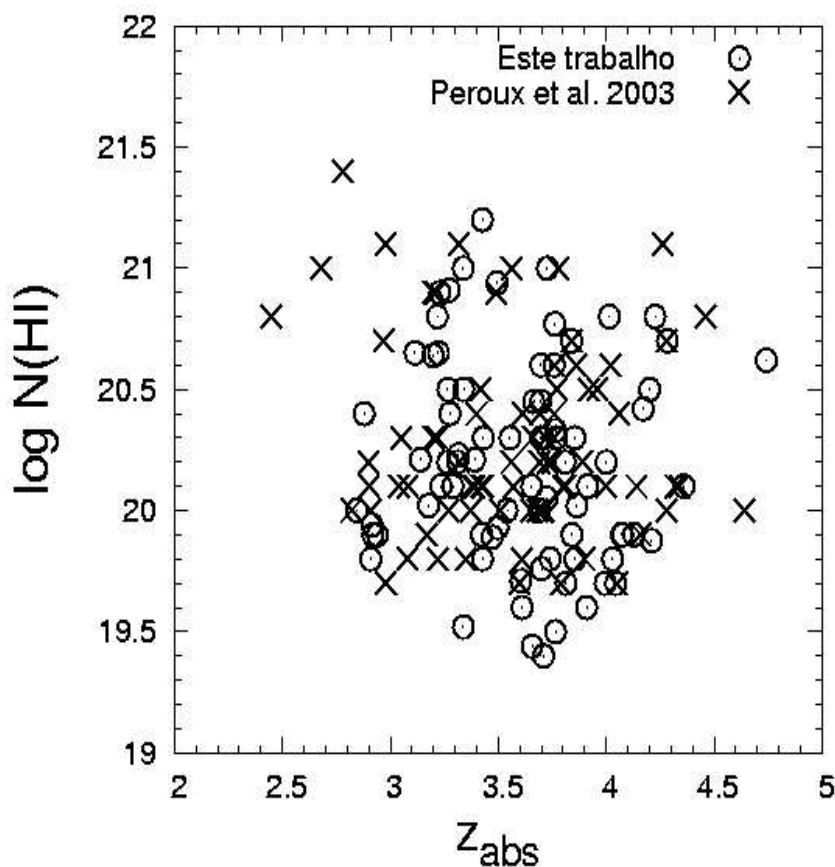


Figura 4.4: Representação da densidade de coluna de HI dos sistemas absorvedores de nossa amostra em função do redshift de absorção em que foram encontrados (símbolo \odot). Os resultados de Peroux et al. (2001) estão representados pelo símbolo \times .

As linhas metálicas de absorção associadas aos DLAs identificados na seção anterior também terão suas características globais discutidas aqui. Em um primeiro momento identificamos alguns candidatos a DLA de maneira automática, depois procuramos a assinatura de outros íons com o mesmo redshift. Os íons procurados pertencem a lista obtida de Morton (1991), com os valores revisados por Tripp et al. (1996), na qual podemos encontrar as linhas de ressonância atômica que tem uma maior probabilidade de serem detectadas no espectro de um quasar (veja Tabela 4.3), outras linhas menos intensas (veja Tabela 4.4) e linhas de absorção que se formam

a partir de um estado excitado (veja Tabela 4.4, de acordo com os critérios de abundância cósmica, do potencial de ionização do átomo e da largura equivalente esperada para a transição).

Tabela 4.3: Principais linhas de absorção utilizadas em uma procura inicial por metais.

Ion	λ_0 (Å)	f^a	$\log \lambda_0 f + \log [N/N(H)]_{\odot} + 12.00$
Si III	1206.500	0.221	10.87
H I	1215,6701	0.4162	14.70
N V	1238.821	0.152	10.24
N V	1242.804	0.0757	9.93
Si II	1260.4223	0.959	10.65
O I	1302,1685	0.0486	10.67
Si II	1304,3702	0.147	9.85
C II	1334,5323	0.118	10.85
SiIV	1393.76018	0.528	10.44
SiIV	1402.770	0.262	10.13
Si II	1526,70698	0.23	10.11
C IV	1548.2041	0.194	11.13
C IV	1550.7812	0.097	10.83
Fe II	1608.45085	0.062	9.52
Al II	1670,7886	1.88	9.99
Al III	1854.7164	0.539	9.49
Al III	1862.7895	0.268	9.19
Fe II	2344.2139	0.108	9.92
Fe II	2374.4162	0.0395	9.49
Fe II	2382.7652	0.328	10.41

^a força de oscilador

Para cada sistema individual (DLA) identificado, fornecemos o redshift dos sistemas metálicos detectados, assim como as transições eletrônicas atômicas que lhes correspondem (veja Apêndice C). Alguns desses sistemas já foram identificados anteriormente, nesse caso faremos referência a sua identificação anterior. O perfil de alguns elementos químicos mais importantes associados a esses DLAs serão mostrados. Uma tabela com a densidade de coluna iônica e a abundância química para cada sistema será apresentada assim como valores obtidos da literatura. Usamos as abundâncias solares de Anders & Grevesse (1989) e Holweger (2001), e reproduzimos seus valores na Tabela 4.5. No cálculo das abundâncias absolutas, assumimos que as espécies iônicas observadas são provenientes dos níveis dominantes de ionização no gás HI, então podemos desprezar as correções para os outros níveis de ionização. Dadas as grandes densidades de coluna dos sistemas aqui estudados nossa hipótese parece razoável (Viegas 1995). Assumimos também que a densidade de coluna do hidrogênio é uma boa medida da quantidade de hidrogênio do sistema, sabendo que a fração de hidrogênio molecular em tais sistemas é reconhecidamente pequena (Levshakov et al. 1992).

Tabela 4.4: Linhas de absorção de baixa intensidade, sendo as quatro últimas obtidas a partir de um estado excitado, utilizadas em uma procura secundária por metais.

Ion	λ_0 (Å)	f^a	$\log \lambda_0 \cdot f + \log [N/N(H)]_{\odot} + 12.00$
Ni II	1317.217	0.121	8.45
Ni II	1370.132	0.100	8.39
Ni II	1454.842	0.052	8.13
C I	1560.310	0.082	10.69
C I	1656.310	0.142	10.96
Ni II	1703.405	0.008	7.38
Ni II	1709.600	0.047	8.16
Ni II	1741.549	0.068	8.32
Ni II	1751.910	0.040	8.10
Si I	1845.520	0.229	10.19
Zn II	2026.137	0.412	7.59
Cr II	2056.254	0.167	8.21
Cr II	2062.234	0.121	8.07
Zn II	2062.662	0.202	7.29
Cr II	2066.161	0.079	7.88
Si II	1533.432	0.076	9.63
C II	1335.703	0.118	10.79
O I	1304.858	0.049	10.55
Si II	1264.737	0.860	10.60

^a força de oscilador

Tabela 4.5: Abundâncias Solares

Elemento	ϵ^a
Al	6.49
C	8.59
Cr	5.67
Fe	7.50
H	12.00
Mg	7.58
Ni	6.25
O	8.74
S	7.20
Si	7.56
Zn	4.67

^a Abundâncias Meteoríticas, com exceção das abundâncias do C, N e O.

Na Figura 4.5 apresentamos a comparação entre nossas medidas das abundâncias metálicas dos elementos Si e Al, e aquelas obtidas por Prochaska et al. (2003 a,b). Escolhemos tais elementos por aparecem com maior frequência em ambos os trabalhos. No painel inferior desta figura notamos a existência de um efeito sistemático no sentido de termos maiores diferenças para altos redshifts. Este efeito será estudado com mais detalhes posteriormente, uma vez que pode ter fortes implicações nas medidas de abundâncias metálicas desses sistemas densos.

Uma outra maneira de corroborar nossos resultados em comparação com outros trabalhos é através do estudo da evolução química com o redshift. Nosso intuito é o de afirmar os resultados obtidos anteriormente por Prochaska et al. (2001 e 2003), aumentando o espaço amostral com a inclusão dos sub-DLAs identificados neste trabalho. Não podemos inferir destas duas figuras, de maneira categórica, uma evolução do padrão de metalicidade com o tempo. Os valores de $[\text{Si}/\text{H}]$ vs z_{abs} seguem, de forma similar, a mesma tendência encontrada para $[\text{Al}/\text{H}]$ vs z_{abs} . Os resultados representados na Figura 4.6 apresentam uma boa concordância com a literatura (Prochaska et al. 2003).

Na Figura 4.7 mostramos agora as abundâncias metálicas do Si e Al em função da densidade de coluna, para os DLAs e sub-DLAs de nossa amostra. Uma importante característica observada nesta figura é a ausência de medidas no canto superior direito de ambos os painéis. Boissé et al. (1998), interpretam essa ausência como um “bias”. Desta forma, exclui-se aqueles que apresentam em sua linha de visada sistemas de absorção com significativa extinção por poeira - notadamente aqueles com alta densidade de coluna e/ou metalicidade. Essa explicação apesar de plausível, no entanto, não é única, sendo mais simples imaginar que sistemas que apresentam alta metalicidade - e consequentemente maior formação estelar - tenham consumido mais gás de hidrogênio, apresetando densidades de coluna menores.

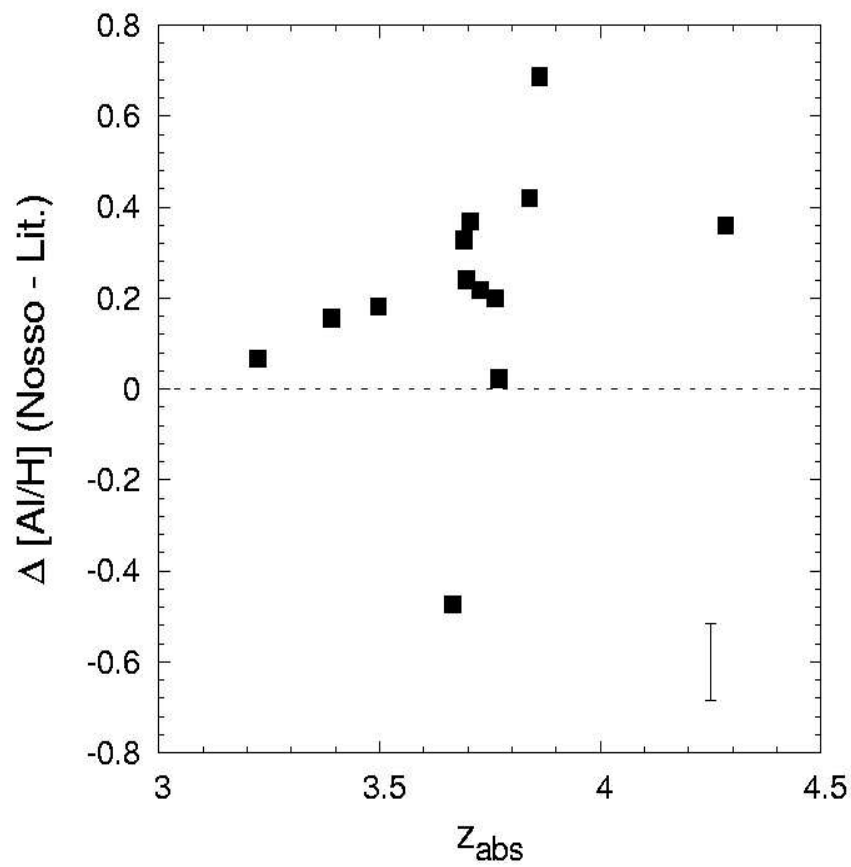
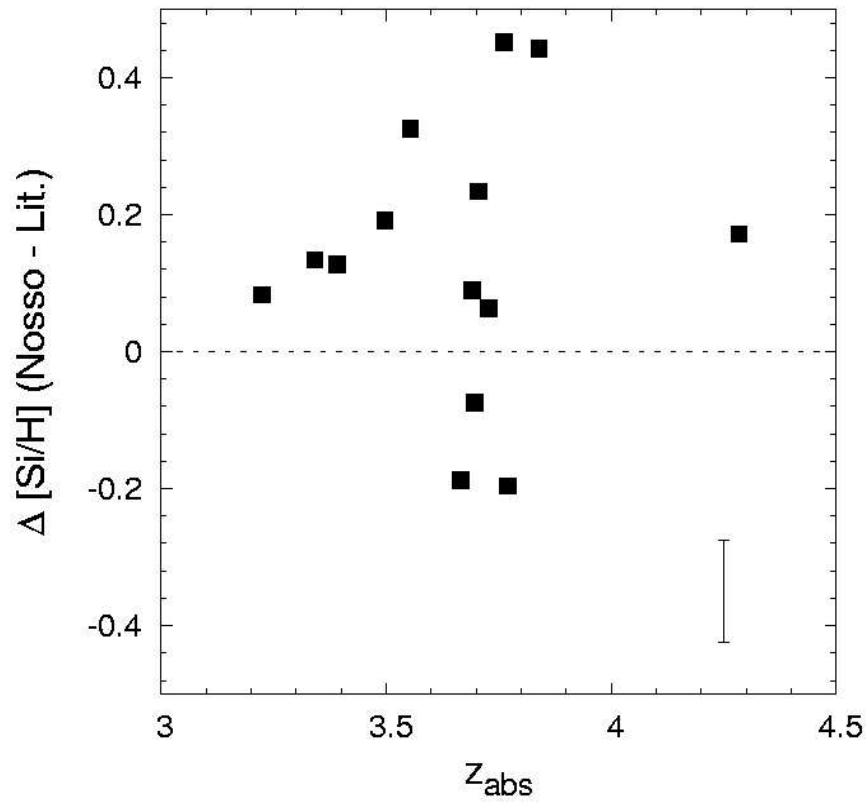


Figura 4.5: Comparação entre as abundâncias químicas absolutas (Si e Al) obtidas neste trabalho, e a obtida por Prochaska et al. (2003 a,b) em função do redshift de absorção.

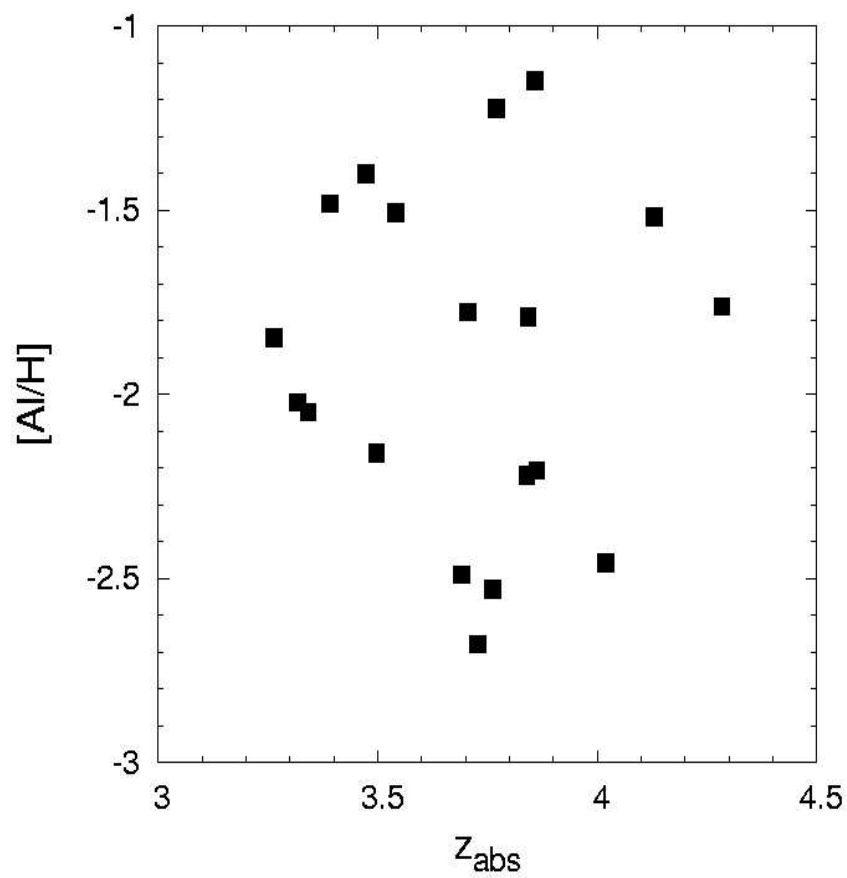
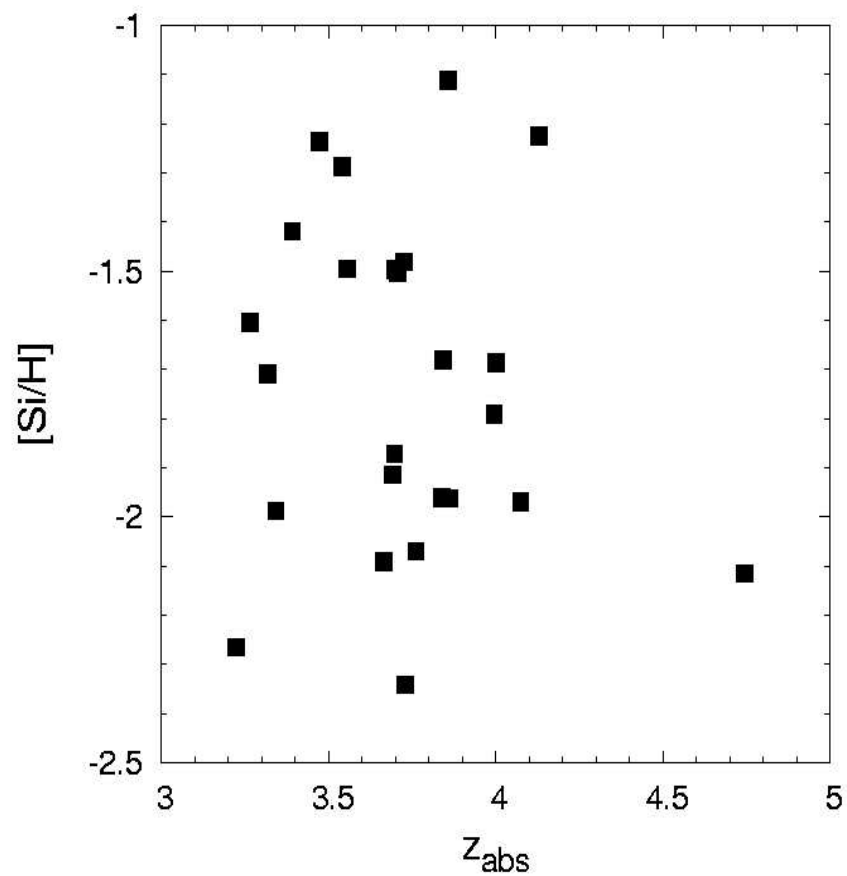


Figura 4.6: Evolução química dos elementos Si e Al em função do redshift de absorção em que esses elementos foram encontrados.

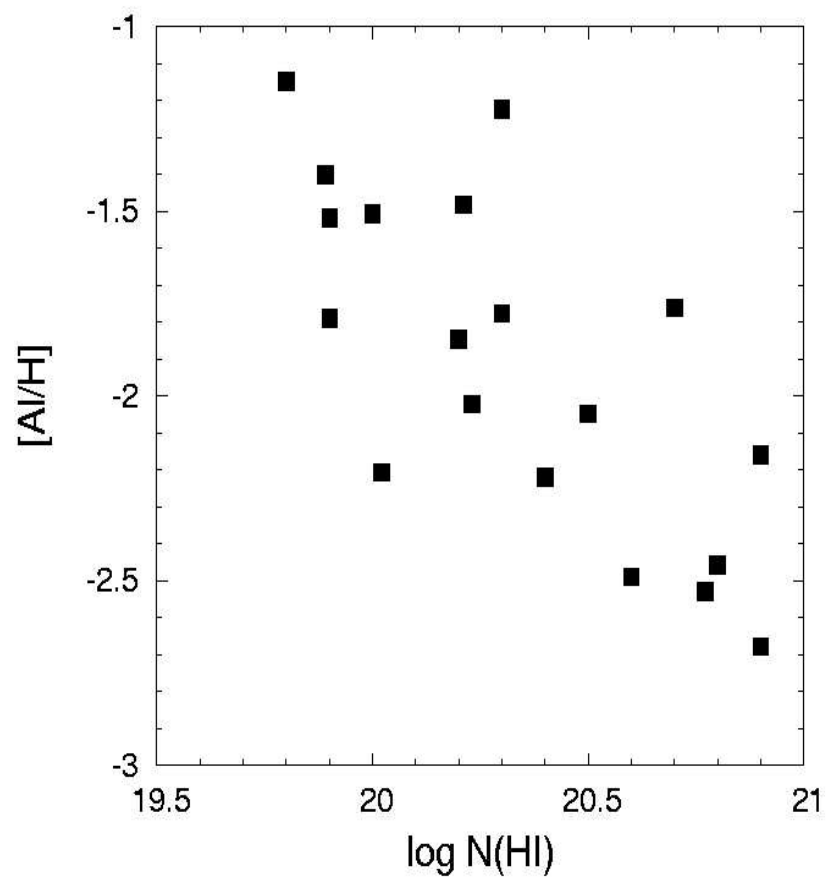
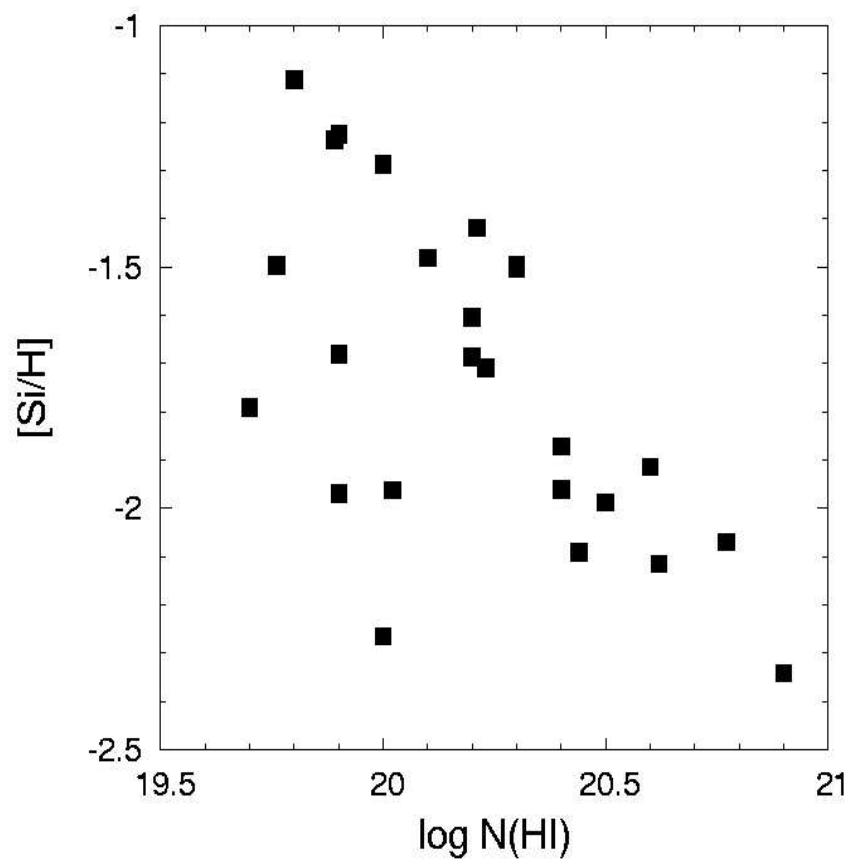


Figura 4.7: Evolução química dos elementos Si e Al em função da densidade de coluna de HI.

4.7 Sumário das abundâncias químicas absolutas e relativas

Apresentaremos um resumo das abundâncias químicas absolutas e relativas dos 30 sistemas “damped” - a partir dos quais obtivemos concordância para no mínimo 3 linhas metálicas - que foram identificados nas linhas de visada dos 21 QSOs da nossa amostra. As abundâncias absolutas estão representadas na Tabela 4.6 e as relativas na Tabela 4.7.

As densidades de coluna metálicas foram medidas através do ajuste do perfil de VOIGT, da mesma forma como feito para os DLAs. Esse método difere do que foi feito por Prochaska et al. (2003), que utilizou o método da profundidade óptica aparente (AODM, Savage & Sembach, 1991) na obtenção das densidades de coluna metálicas. O ajuste do perfil de VOIGT às linhas metálicas nos proporciona obter uma medida do redshift de absorção para as linhas, o que o AODM não faz. Em geral, as densidades de coluna obtidas a partir do método AODM são ligeiramente menores do que aquelas derivadas utilizando-se o ajuste do perfil de VOIGT para linhas não saturadas (Savage & Sembach, 1991). A resolução do instrumento afeta significativamente a densidade de coluna derivada a partir do método AODM (Savage & Sembach, 1991).

A Tabela 4.6 apresenta a abundância química absoluta para nossa amostra de DLAs e sub-DLAs, inclusive aqueles observados por Prochaska et al. (2003). As colunas contendo “...” tem densidades de coluna indeterminadas devido as seguintes razões: superposição da linha metálica com outras linhas da floresta de Ly α ; se situarem fora de nossa cobertura espectral; impossibilidade de distinguí-las do ruído, principalmente próximo aos extremos de cada ordem e a não concordância em redshift com as outras linhas metálicas.

A Tabela 4.7 nos fornece a abundância química relativa para nossa amostra de DLAs e sub-DLAs, inclusive aqueles observados por Prochaska et al. (2003). A Figura 4.8 exhibe a abundância química do Si em relação ao Al, e podemos notar uma sobreabundância.

As partículas α (Mg, Si, S) são sintetizadas por supernovas do tipo II no começo da formação das galáxias quando se formam as primeiras estrelas mais massivas que evoluem rapidamente até atingir seu estágio final. Os elementos do grupo do Fe são produzidos por supernovas do tipo Ia durante um longo período de sua vida. Apesar de não pertencer ao grupo do Fe, o Al pode ser considerado um “proxy” do Fe por apresentar uma história nucleossintética similar. Como podemos notar da Figura 4.8, parece não haver uma dependência da sobreabundância com o redshift.

Neste Capítulo nos preocupamos em analisar os dados obtidos de nossa amostra, comparando-os com a literatura existente, tentando com essa comparação comprovar a qualidade dos dados que obtivemos e entender as implicações que erros sistemáticos possam acarretar no estudo aqui apresentado.

Tabela 4.6: Sumário das abundâncias absolutas

QSO	z_{abs}	N(HI)	[C/H]	[O/H]	[Si/H]	[Fe/H]	[Al/H]
PSS 0007+2417	3.4967	20.9	-1.392	-1.757	-2.160
PSS 0007+2417	3.7052	20.3	>-2.344	-2.155	-1.504	...	-1.777
PSS 0007+2417	3.8388	20.4	-2.755	>-2.554	-1.961	...	-2.221
PSS 0118+0320	4.1285	19.9	-1.857	-1.577	-1.225	...	-1.518
SDSS 0127-0045	3.728	20.9	-3.038	>-2.718	-2.341	...	-2.679
PSS 0133+0400	3.6906	20.6	-2.130	...	-1.914	...	-2.490
PSS 0133+0400	3.771	20.3	> -1.354	...	-0.840	-1.145	-1.225
PSS 0133+0400	3.9942	19.7	-1.982	-1.602	-1.791	-1.179	...
PSS 0134+3307	3.7613	20.77	-2.069	...	-2.529
PSS 0209+0517	3.6645	20.44	...	> -2.681	-2.090	...	-2.894
PSS 0209+0517	3.8620	20.02	-2.585	-2.379	-1.962	...	-2.207
PSS 0747+4434	4.0191	20.8	-3.016	-2.433	-1.941	-0.814	-2.459
SDSS 0810+4603	3.4724	19.89	-1.236	-1.159	-1.401
PSS 0950+5801	3.2635	20.2	...	-2.197	-1.604	-1.612	-1.846
PSS 0955+5940	3.5412	20.0	-1.287	-1.181	-1.508
PSS 0955+5940	3.8419	19.9	-1.680	...	-1.790
PSS 0955+5940	4.0434	19.7	-0.769	-0.817	-0.324	...	-0.384
PSS 1057+4555	3.3166	20.23	-2.058	> -2.290	-1.709	...	-2.022
PSS 1118+3702	3.6980	19.76	-1.991	> -2.096	-1.496	...	> -1.586
PSS 1159+1337	3.7235	20.1	-2.051	...	-1.481
PSS 1248+3110	3.6970	20.4	-1.872	> -0.013	> -2.103
PSS 1248+3110	4.0743	19.9	> -2.339	-2.173	-1.969
PSS 1506+5220	3.2240	20.0	...	> -2.769	> -2.265	...	> -2.590
PSS 1715+3809	3.3411	20.5	> -1.988	...	-2.048
SDSS 1737+5828	4.7426	20.62	-2.415	-3.036	-2.115
PSS 1802+5616	3.3912	20.21	-1,419	-1,341	-1,482
PSS 1802+5616	3.554	20.3	...	-2.275	-1,495	-1,495	...
PSS 2122-0014	4.0012	20.2	-2.804	...	-1.686
PSS 2238+2603	3.8570	19.8	-1.774	-1.693	-1.112	...	-1.149
PSS 2241+1352	4.2837	20.7	-2.333	-2.084	-1.527	-1.623	-1.762

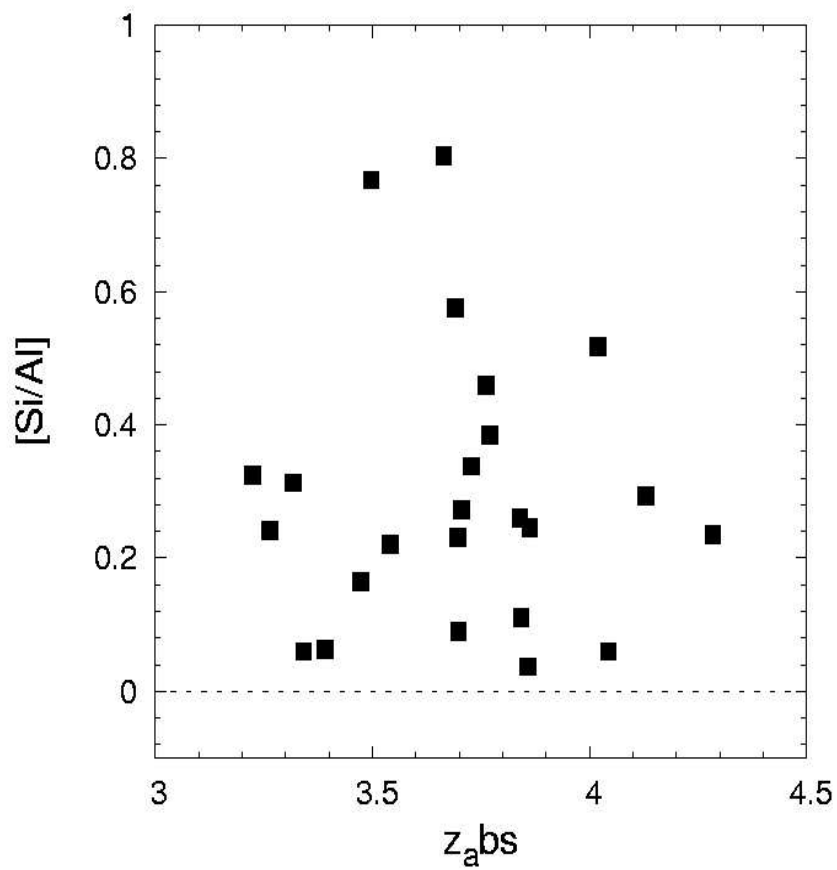


Figura 4.8: Evolução da abundância química do Si em relação ao Al.

Tabela 4.7: Sumário das abundâncias relativas

QSO	z_{abs}	N(HI)	[C/Al]	[O/Al]	[Si/Al]	[Fe/Al]
PSS 0007+2417	3.4967	20.9	+0.768	+0.463
PSS 0007+2417	3.7052	20.3	>-0.567	-0.378	+0.273	...
PSS 0007+2417	3.8388	20.4	-0.261	>-0.333	+0.26	...
PSS 0118+0320	4.1285	19.9	-0.339	-0.059	+0.293	...
SDSS 0127-0045	3.728	20.9	-0.066	>-0.039	+0.338	...
PSS 0133+0400	3.6906	20.6	+0.360	...	+0.576	...
PSS 0133+0400	3.771	20.3	>-0.129	...	+0.385	+0.08
PSS 0133+0400	3.9942	19.7
PSS 0134+3307	3.7613	20.77	+0.460	...
PSS 0209+0517	3.6645	20.44	...	>+0.213	+0.804	...
PSS 0209+0517	3.8620	20.02	-0.378	-0.172	+0.245	...
PSS 0747+4434	4.0191	20.8	-0.557	+0.026	+0.518	...
SDSS 0810+4603	3.4724	19.89	+0.165	+0.242
PSS 0950+5801	3.2635	20.2	...	-0.351	+0.242	+0.234
PSS 0955+5940	3.5412	20.0	+0.221	+0.327
PSS 0955+5940	3.8419	19.9	+0.110	...
PSS 0955+5940	4.0434	19.7	-0.385	-0.433	+0.060	...
PSS 1057+4555	3.3166	20.23	-0.036	>-0.268	+0.313	...
PSS 1118+3702	3.6980	19.76	>-0.405	>-0.510	<+0.09	...
PSS 1159+1337	3.7235	20.1
PSS 1248+3110	3.6970	20.4	<+0.231	...
PSS 1248+3110	4.0743	19.9
PSS 1506+5220	3.2240	20.0	...	-0.179	0.325	...
PSS 1715+3809	3.3411	20.5	<+0.060	...
SDSS 1737+5828	4.7426	20.62
PSS 1802+5616	3.3912	20.21	+0.063	+0.141
PSS 1802+5616	3.554	20.3
PSS 2122-0014	4.0012	20.2
PSS 2238+2603	3.8570	19.8	-0.625	-0.544	+0.037	...
PSS 2241+1352	4.2837	20.7	-0.571	-0.322	+0.235	+0.139

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas Futuras

5.1 Conclusões

Este trabalho tem como objetivo o estudo do conteúdo gasoso do Universo a altos redshifts. Mais do que uma centena de quasares foram observados, sendo que esse banco de dados único nos permitiu pela primeira vez estudar, usando uma abordagem estatística, o efeito de proximidade em um Universo remoto. Esse efeito consiste no decréscimo da opacidade do MIG na vizinhança dos quasares. Encontramos, através dessa análise, que os quasares estão envoltos por uma sobredensidade de gás neutro 10 vezes maior que a densidade média do Universo. Essa conclusão tem implicações importantes para os modelos de formação hierárquicos das estruturas.

As evidências apresentadas de que quasares brilhantes a altos redshifts parecem residir em regiões densas do Universo têm sido corroboradas também através de simulações hidrodinâmicas (veja Faucher-Guiguère et al. 2007). Imagens profundas das regiões em torno de quasares brilhantes, que podem ser utilizados como traçadores dessas grandes estruturas, deverão ser obtidas no futuro próximo com o intuito de procurar pela presença de qualquer concentração de objetos em torno destes sistemas. Devido a forte contaminação da região central pelo núcleo brilhante desses quasares, mesmo nas imagens com exposições curtas, métodos de deconvolução não podem ser aplicados. Apresentamos nesta tese uma nova técnica para subtração da PSF que pode contornar esse problema que é crucial na procura dessas grandes concentrações em torno dos quasares. Outro possível traçador da presença de grandes estruturas ou aglomerados a altos redshifts são o reagrupamento de quasares. Os lugares no Universo onde observamos vários quasares são então indicadores de possíveis sobredensidades de massa (Djorgovski et al. 2003). O estudo dessas estruturas a altos redshifts é muito importante para nossa compreensão da formação dos aglomerados de galáxias. Uma forma de procurar por essas estruturas é através do estudo da circunvizinhança desses pares. Propostas de observação de alguns campos de pares de quasares foram submetidas e aprovadas (veja seção Perspectivas Futuras) com o intuito

de procurar por sobredensidades de galáxias massivas associadas a esses quasares.

Damped Ly α systems (DLAs) também são excelentes traçadores de regiões superdensas no Universo onde ocorre formação estelar. Usando a mesma amostra de quasares que utilizamos para o estudo do efeito de proximidade, procuramos por esses sistemas identificando um total de 65 DLAs ou sub-DLAs na linha de visada dos QSOs. Apresentamos as figuras e tabelas relevantes para a análise da abundância química e consequente evolução desses sistemas no Capítulo IV desta tese. A análise extensiva desses resultados, no que concerne à história de formação estelar no Universo e a interrelação entre a nucleossíntese e o enriquecimento gasoso nesses sistemas, farão parte de artigos futuros, dando sequência ao que foi apresentado aqui.

5.2 Perspectivas Futuras

5.2.1 Sobredensidade na vizinhança dos QSOs e sua evolução em redshift

Em nossa análise do efeito de proximidade tratada no capítulo 3, algumas rotinas para a normalização dos espectros e análise dos dados foram criadas ou adaptadas para funcionarem de uma maneira automática visando seu aproveitamento no tratamento de uma base de dados ainda maior. Com base no trabalho realizado até agora iremos utilizar essa mesma abordagem do problema, e todo conjunto automatizado para normalização e análise dos dados, no estudo do efeito de proximidade com a base de dados do Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Um total de ~ 20.000 espectros entre $2 \leq z_{em} \leq 5$ já foram obtidos dessa base de dados. Isso nos permitirá não somente aumentar a análise estatística como também nos propiciará a análise da evolução da sobredensidade ao redor dos quasares com o redshift. Além disso poderemos explorar melhor a correlação entre a luminosidade e a sobredensidade, podendo também investigar a correlação entre a emissão em rádio com essa mesma sobredensidade.

5.2.2 Revelando o mistério de grandes concentrações de gás em $z_{em} = 2$

Os resultados obtidos no capítulo 3 evidenciam que QSOs a altos redshifts parecem residir em raras e densas regiões do Universo (Djorgovski 1999, Djorgovski et al. 1999), tais como halos massivos ou na intersecção de filamentos. Esses “halos” são raros e associados a flutuações maiores que 4 ou 5 σ do campo de densidade primordial (Efstathiou & Rees 1988; Nusser & Silk 1993). É provável que esses quasares sejam então os traçadores de estruturas que, a redshift mais baixos, se apresentam como aglomerados ou super-aglomerados de galáxias. O reagrupamento de quasares, ou seja, os lugares no Universo onde observamos vários quasares são então indicadores de possíveis sobredensidades de massa (Djorgovski et al. 2003). Nosso objetivo é o de procurar por uma grande concentração de galáxias a $z \leq 1.4$, revelados pelas absorções em CIV e MgII observadas nos espectros dos quasares: J 000852.7-290044/J000857.7-290126, Q 0103-295 A & B e PKS 0237-232. Obtivemos imagens profundas das regiões em torno desses quasares com o intuito de detectar uma sobredensidade de galáxias. Essas galáxias foram convincentemente evidenciadas através da aplicação do critério: $(z-K)_{AB} - (B-z)_{AB} > -0.2$ (veja Figura 3 de Daddi et al. 2004). Para aplicar esse critério precisamos atingir as seguintes magnitudes $K_s \sim 21.5$, $z \sim 24.5$ e $B \sim 27.5$. A seleção destas galáxias na banda K_s , implica em detectar sistemas com massas estelares da ordem de $\sim 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Daddi et al. 2004). A essa magnitude limite, esperamos encontrar aproximadamente duas galáxias com $z_{abs} \geq 1.4$ por arcmin^2 (Kong et al. 2006). O que foi proposto então foi a observação desses quasares com

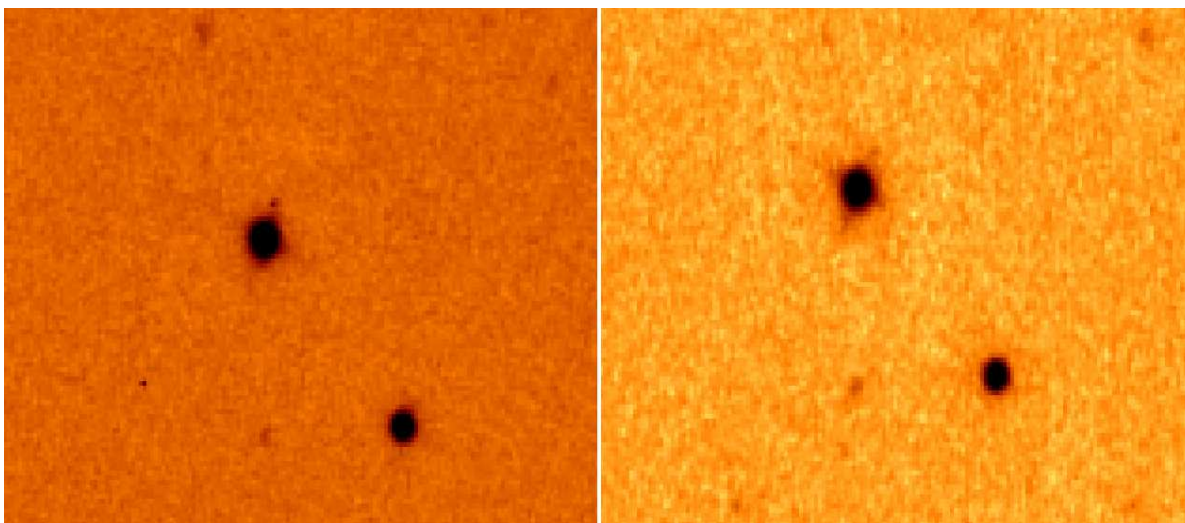


Figura 5.1: (a) Imagem obtida no telescópio ESO/NTT do quasar PKS 0237-232 na banda K_s (b) mesmo objeto observado na banda J.

imagens no infravermelho (bandas J e K_s) e no óptico (bandas B e z) no telescópio SOAR e NTT/ESO. Parte dessas observações já foram feitas como podemos ver na Figura 5.1. Recentemente Boris et al. (2007) observaram 4 pares de quasares em redshift $z \sim 1$ procurando por estruturas em grande escala, apresentando resultados promissores.

5.2.3 O efeito de proximidade restringindo modelos cosmológicos

Nessa tese estamos tratando de fontes que se encontram a distâncias cosmológicas como os quasares. Nesse caso a conversão de propriedades observadas (e.g., fluxo), em unidades físicas, dependem da distância ao quasar em questão.

Ao calcularmos o efeito de proximidade no Capítulo 3 definimos um raio r_{eq} para o qual as contribuições do fluxo ionizante do quasar e o fluxo ionizante de fundo são iguais. Isso significa obter a distância máxima do quasar para a qual sua radiação é significativamente mais importante que a radiação ionizante de fundo. Nesse cálculo utilizamos a taxa de fotoionização do MIG, obtida através do fluxo médio transmitido normalizado, e o fluxo ionizante proveniente do quasar. A função ψ é definida como:

$$\psi(r, z) \equiv \left(\frac{d_L(z)}{r_L(z)} \right)^2 \quad (5.1)$$

Sendo que $r_L(z)$ é a distância de luminosidade do quasar - que está a um redshift z_{em} - até a nuvem, e $d_L(z)$ é a distância de luminosidade entre o quasar e o observador. Tais distâncias dependem de um modelo cosmológico adotado a priori. O que propomos é a não adoção de um modelo cosmológico, mantendo as grandezas observadas originalmente como o redshift entre a nuvem e o quasar z_{qc} como podemos observar na Figura 5.2. Confrontaremos a curva

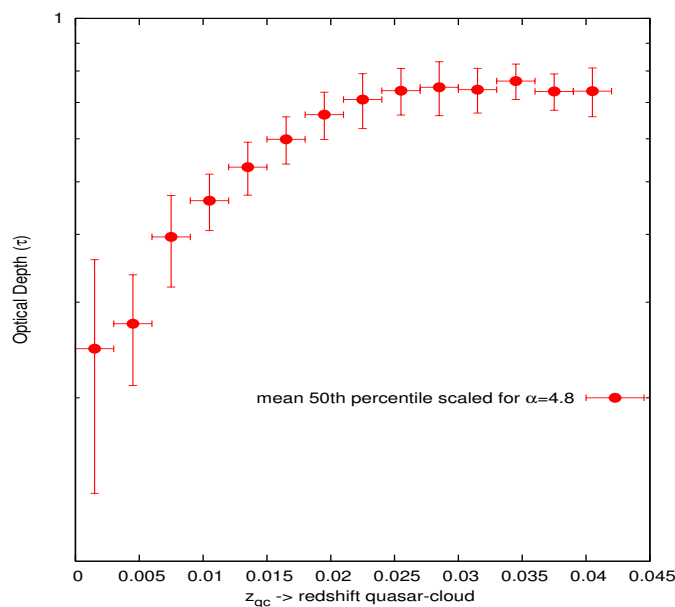


Figura 5.2: Profundidade óptica versus redshift nuvem-qso.

observacional acima com um modelo teórico para restringir a equação de estado da energia escura (w) e Ω_m . Discutiremos o espaço paramétrico $\Omega_m - w$ e seus limites, em comparação aos valores obtidos nesse espaço para outros tipos de testes.

Apêndice A

Automação do ajuste das linhas

Neste trabalho analisamos a floresta Ly α e Ly β aplicando dois diferentes tipos de análise:

- ajuste de perfis de Voigt
- métodos estatísticos na análise do fluxo.

Uma das etapas importantes na análise do espectro de um quasar é a identificação e contagem das linhas. Para esse procedimento devemos ajustar um perfil às linhas de absorção identificadas (veja Figura A.1). O perfil escolhido para ajustar as linhas de absorção do espectro foi o perfil de Voigt que foi originalmente justificado pela adoção de um modelo para o sistema de linha de absorção Ly- α que se baseia na discretização das linhas e no equilíbrio térmico, hidrostático e iônico das nuvens de gás confinadas por pressão.

Apesar desse modelo de confinamento por pressão ter sido preterido devido a falta de uma teoria convincente sobre a formação das nuvens - principalmente com o aumento da popularidade da teoria de formação de estruturas dominada pela presença de grandes quantidades de matéria escura - a detecção e ajuste das linhas tem sido usada ainda para a identificação de outros sistemas tais como, DLAs, sub-DLAs e metais intervenientes ou intrínsecos.

A interpenetração dessas linhas pode induzir erros substanciais na contagem das linhas - principalmente na contagem para baixas densidades de coluna - causando inclusive o alargamento das mesmas (aumento no parâmetro Doppler). Podemos atenuar esses efeitos produzindo espectros sintéticos para medirmos a incompleteza no número de linhas (nuvens) e no alargamento da distribuição do parâmetro Doppler (b) em função da densidade de coluna ($N(\text{HI})$). O perfil de Voigt nos fornece três parâmetros para o ajuste:

- Densidade de coluna (N)
- Parâmetro Doppler (b)
- Comprimento de onda central (ou o redshift z , se soubermos o elemento químico responsável pela absorção)

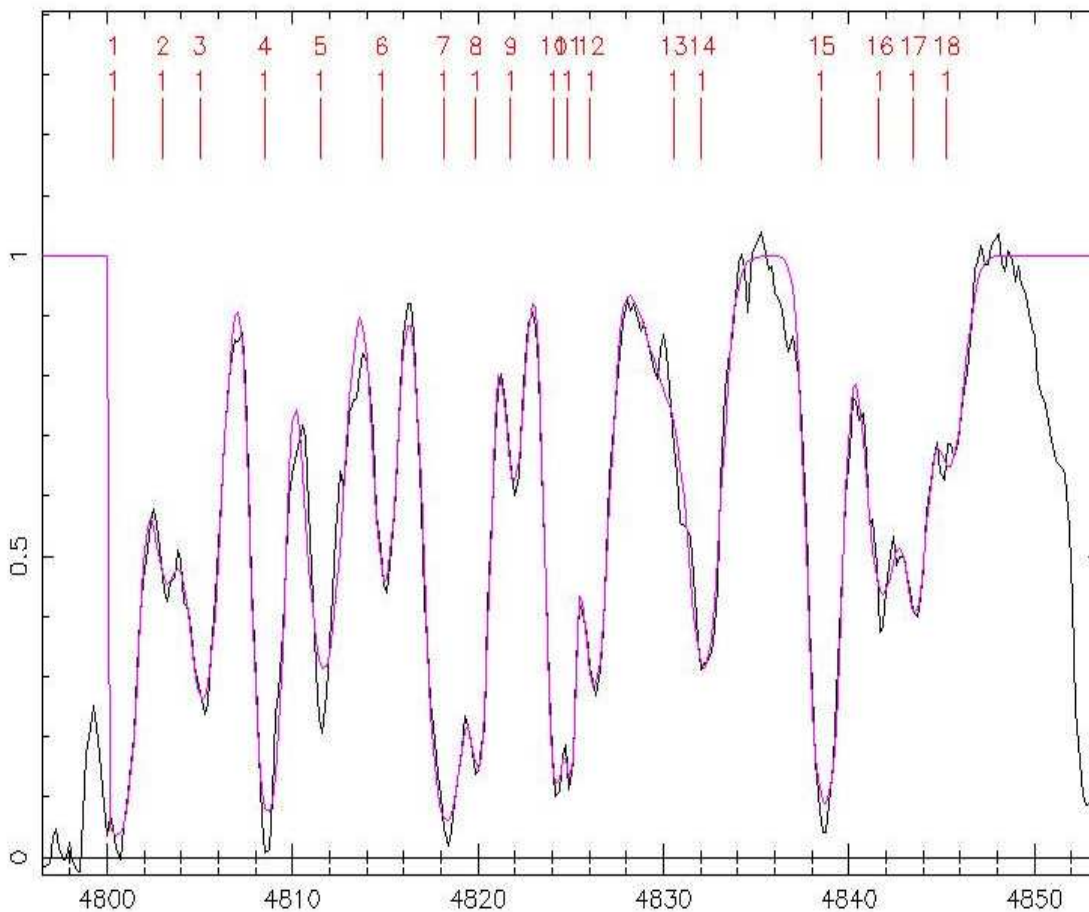


Figura A.1: Ajuste das linhas com perfis de Voigt.

Para obtermos o ajuste das linhas necessitamos de um procedimento que nos permita ajustar as mesmas simultaneamente. Vários programas foram desenvolvidos com esse propósito tais como : FITLYMAN/MIDAS , XVOIGT, VPGUESS, VPFIT ("Voigt Profile Fitting") - programa desenvolvido por Carswell et al. (1995) - e outros menos utilizados. Nossa escolha, dentre os dois programas mais utilizados, recaiu sobre VPFIT.

Com um número grande de espectros em nossa amostra se tornou imprescindível a automação de todo processo, desde a criação de um repositório dos espectros brutos, redução dos mesmos, determinação do contínuo, normalização, ajuste de múltiplos perfis de Voigt aos espectros, listagem das linhas identificadas - assim como seus parâmetros ($N(\text{HI})$, b , z , etc...) - posteriormente registrados em um diretório, etc. Para a primeira parte da automação, programas dedicados para a redução e posterior normalização foram utilizados (veja Figura A.2). Para o ajuste de perfis de VOIGT, desenvolvemos uma interface gráfica com o usuário para o programa VPFIT (veja Fig A.3), que foi concebida com o intuito de ajustar espectros reais e artificiais de uma maneira mais automática.

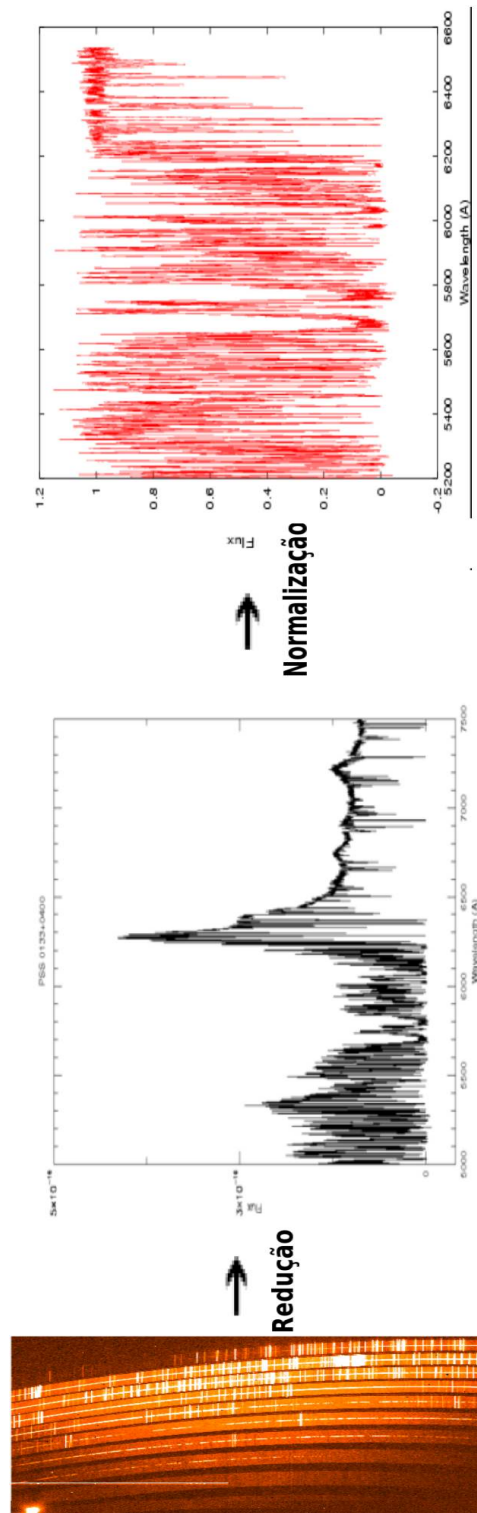


Figura A.2: Processamento do espectro desde sua obtenção até sua normalização.

Para exemplificar as ferramentas desenvolvidas, todos os passos desde a procura do espectro bruto no banco de dados até a identificação de todas as linhas de absorção, serão mostrados individualmente. Utilizamos programação em Python, que usa o módulo TKinter (interface TK), para criar interfaces amigáveis com o usuário.

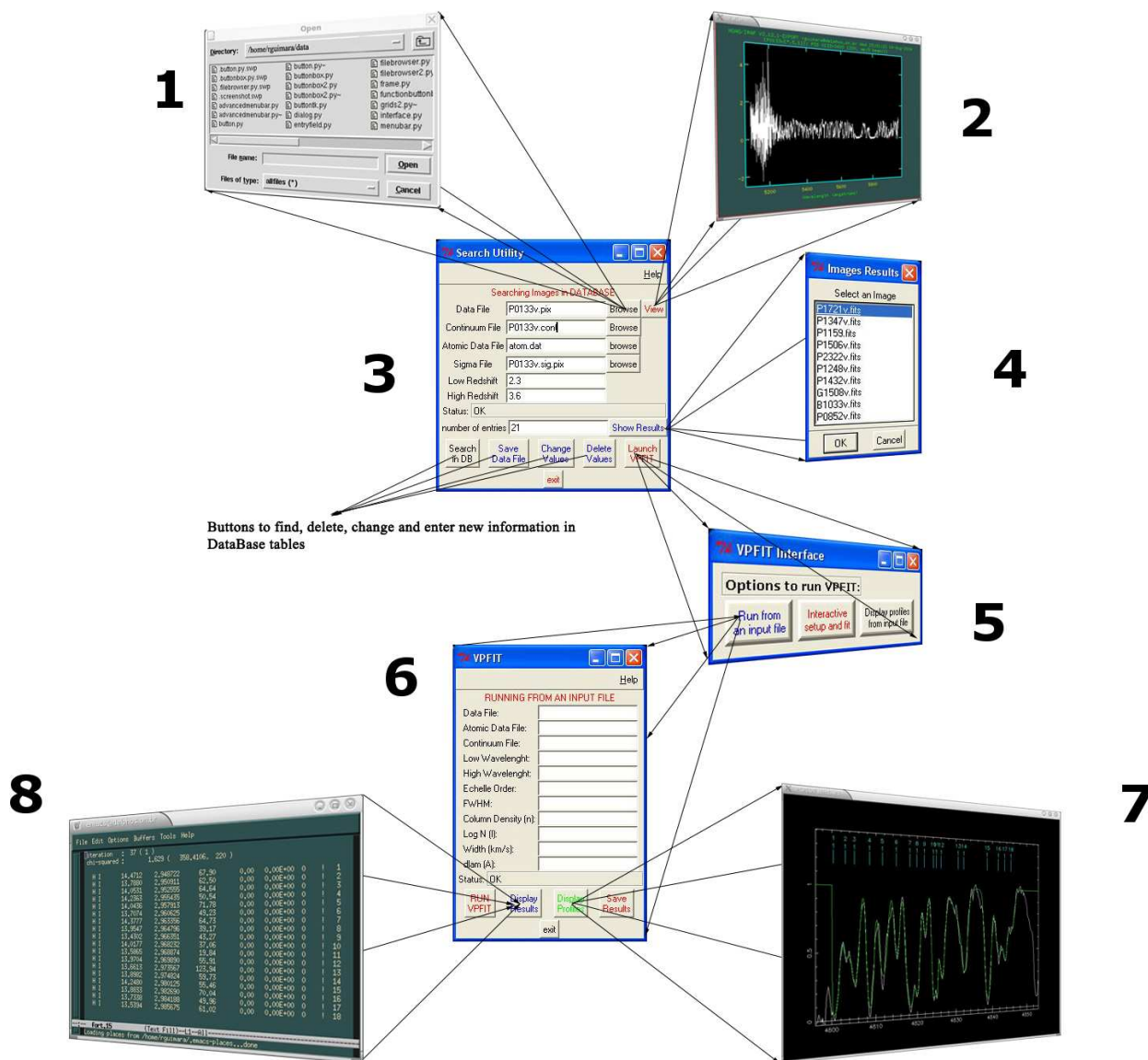


Figura A.3: Interfaces Gráficas para o VPFIT (Carswel et al.)

A interface representada na Figura A.4 é a primeira de uma série de interfaces amigáveis criadas em Python. Foi criada para facilitar a navegação entre as pastas que contenham os espectros reduzidos.

Ao lado do botão “Browse”, na Figura A.6 encontramos o botão “View” que gera um visualizador para o espectro escolhido, permitindo escolher as regiões entre as quais ajustaremos os perfis de Voigt (veja Figura A.5). Essa janela ficara permanentemente aberta enquanto permanecer aberta a interface representada na Figura A.6.

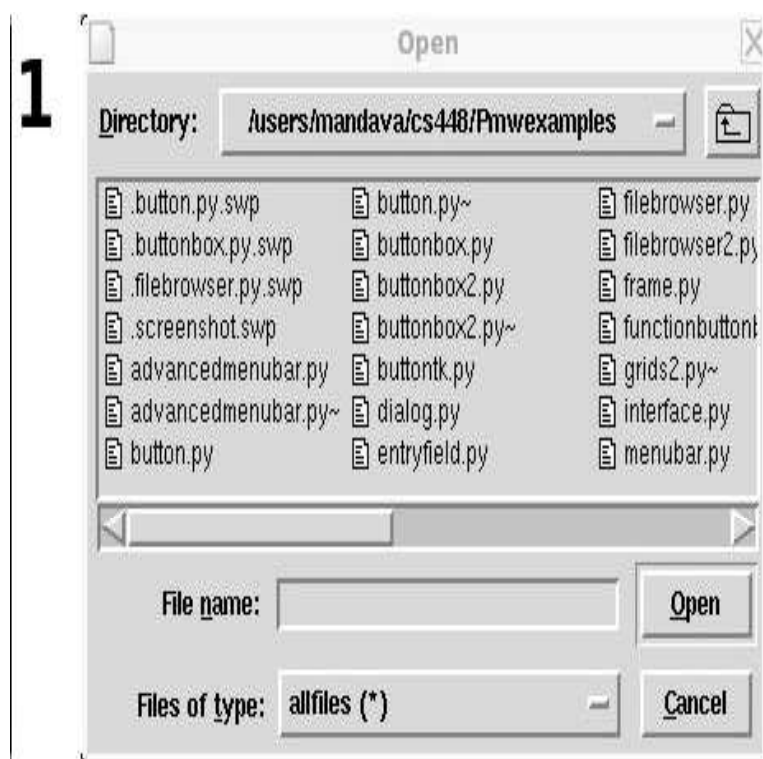


Figura A.4: Interface para procura dos espectros no banco de dados.

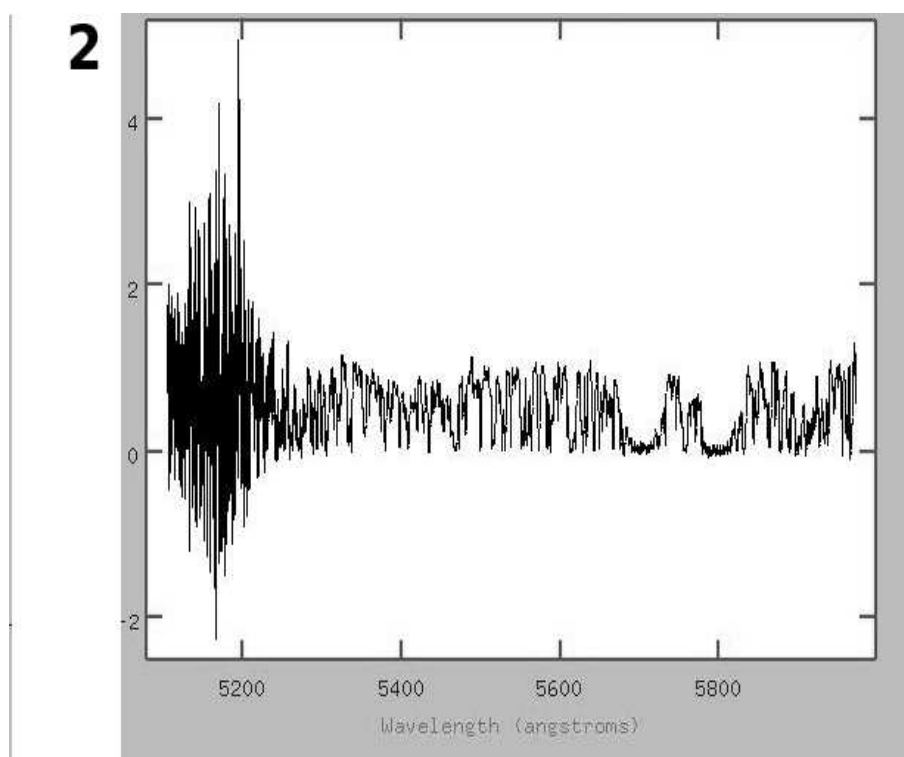


Figura A.5: Visualizador para o espectro.

A interface com o Banco de Dados mostrada na Figura A.6 foi criada para apagar, encontrar, trocar ou inserir um espectro do banco de dados, que contém toda nossa amostra, sem que seja

necessário, para o usuário, o conhecimento de linguagens específicas como o SQL (Structured Query Language).

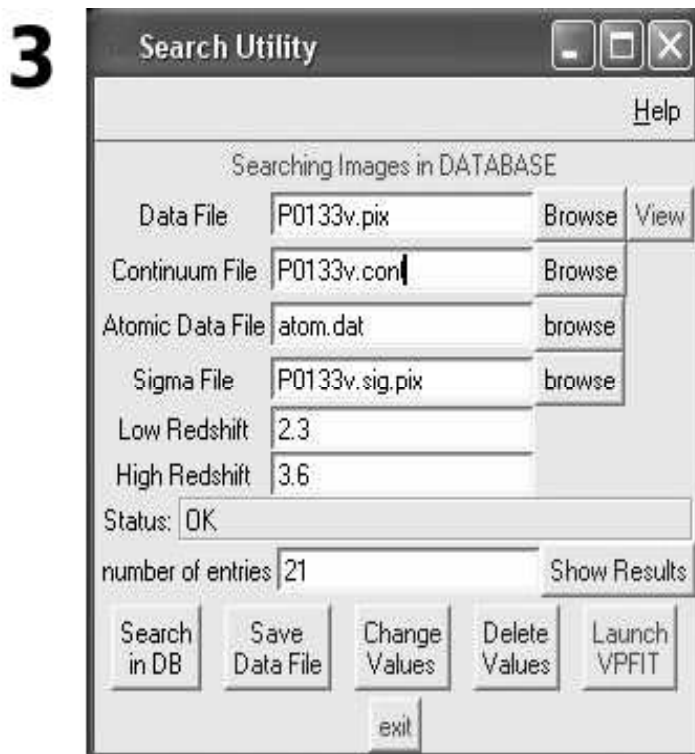


Figura A.6: Interface para buscar, trocar e apagar espectros no banco de dados.

Ao preenchermos com os valores de redshift entre os quais desejamos conhecer os espectros dos quasares e apertarmos o botão “Show Results”, uma janela contendo o resultado de nossa busca pelos espectros entre os valores de redshift escolhidos aparecerá. A Figura A.7 representa um exemplo dos espectros encontrados depois de uma consulta. Uma vez feita a escolha do espectro que desejamos ajustar, podemos lançar o programa VPFIT representado aqui pela interface vista na Figura A.8. As diversas opções que esse programa proporciona são representadas pelos botões:

- "Run from a input file", que executa o programa a partir de um arquivo criado através da interface representada na Figura A.9.
- "Interactive setup and fit", a opção gerada por esse botão é interativa, o ajuste é feito manualmente.
- "Display profiles from input files", essa opção possibilita a visualização de espectros já ajustados.

Esta é a interface criada para o ajuste das linhas de absorção de um espectro escolhido. As várias opções de preenchimento dessa interface estão explicadas no menu “HELP” que aparece

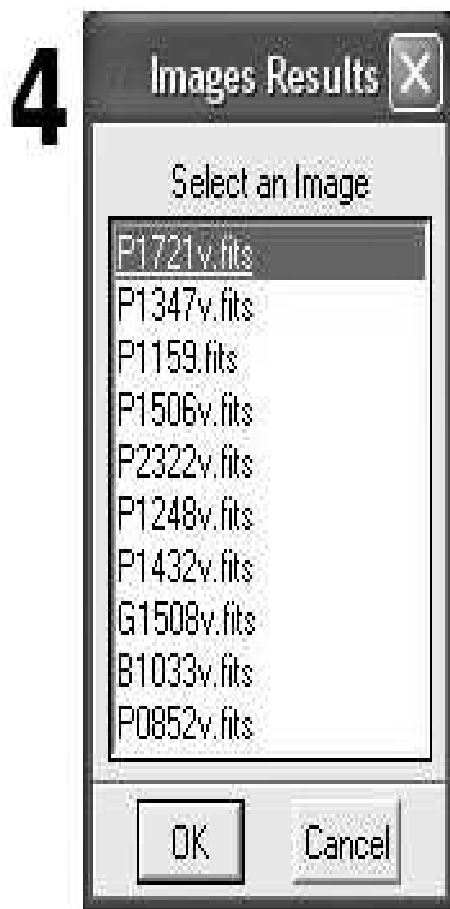


Figura A.7: Janela com os resultados da busca.

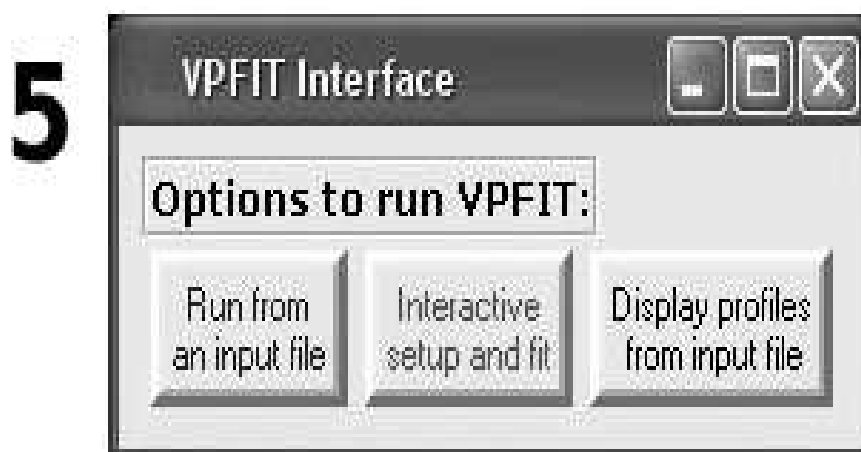


Figura A.8: Interface lançadora do programa VPFIT com suas opções.

no alto a direita da janela. Ao pressionarmos o botão “Run” o programa de modelização das linhas de absorção por perfis de “VOIGT” é lançado utilizando os parâmetros escolhidos pelo usuário. Nesta interface podemos verificar os ajustes visualmente através do botão “Display Profiles”, também podemos observar a lista com os ajustes dos perfis através do botão “Display Results”. As Figuras A.11 e A.10, respectivamente, exemplificam o ajuste obtido a partir de um

espectro, utilizando a interface criada. O último botão “Save Results” registra o resultado em um banco de dados, podendo esse resultado ser visualizado através da interface representada na Figura A.8 acionando-se a opção “Display Profiles from a input file”.

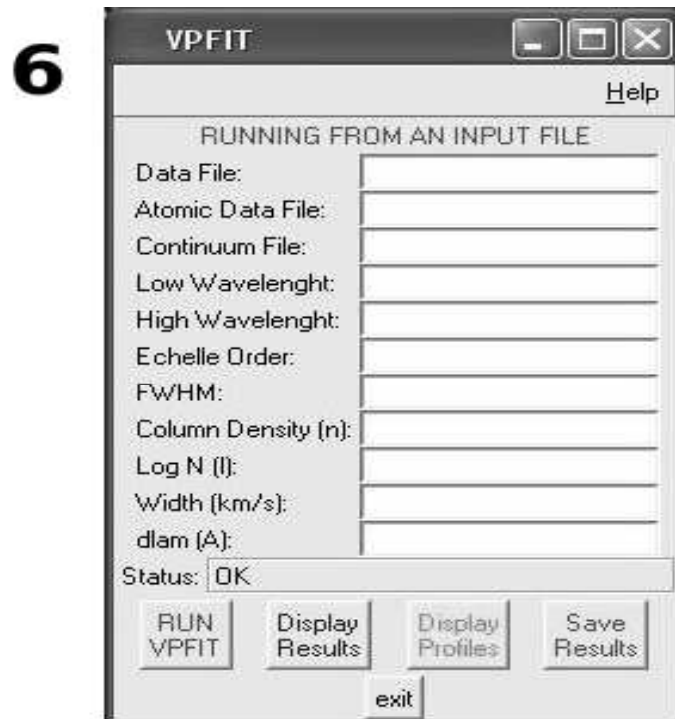


Figura A.9: Interface para ajuste das linhas de absorção de um espectro escolhido. Um menu *HELP* é disponibilizado explicando cada uma das opções de preenchimento dessa interface.

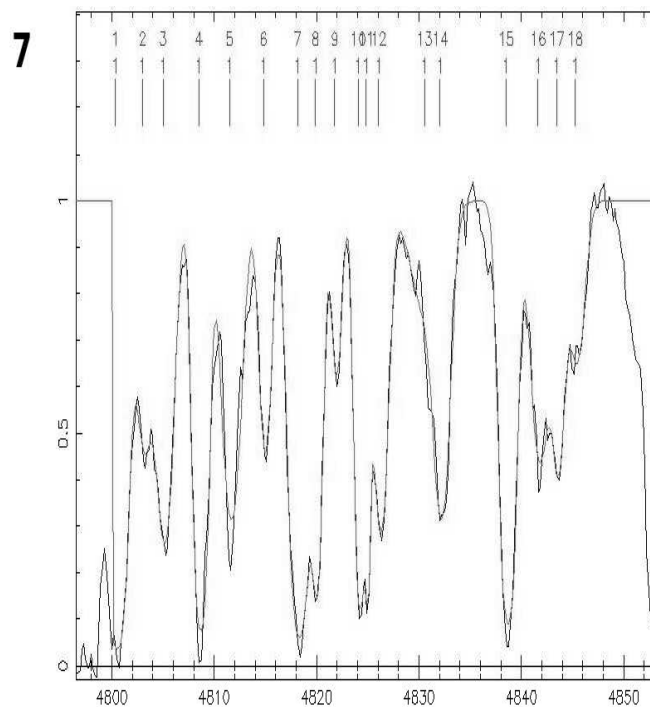


Figura A.10: Gráfico mostrando a qualidade do ajuste das linhas.

8

```

iteration : 37 ( 1 )
chi-squared : 1.629 ( 358,4106, 220 )

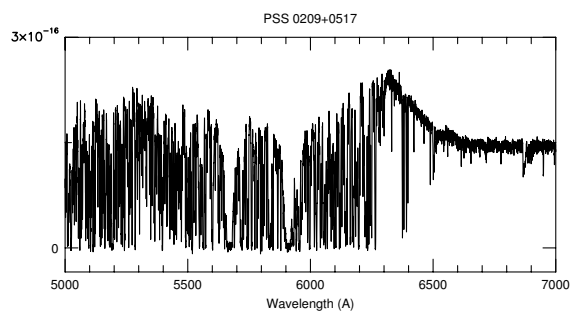
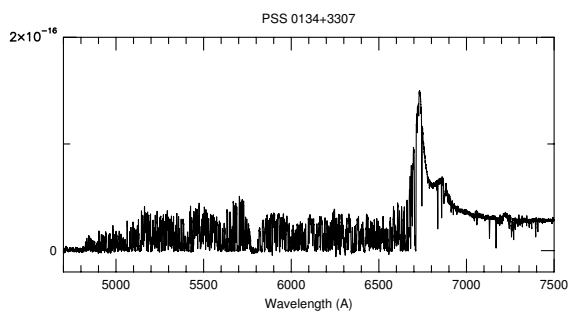
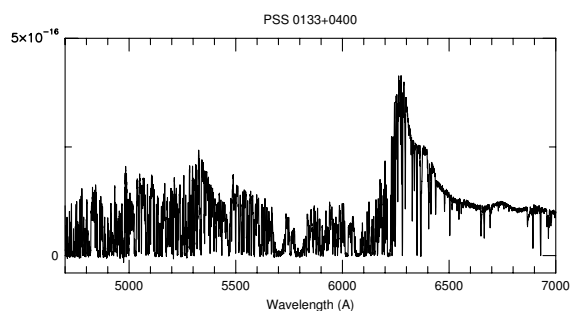
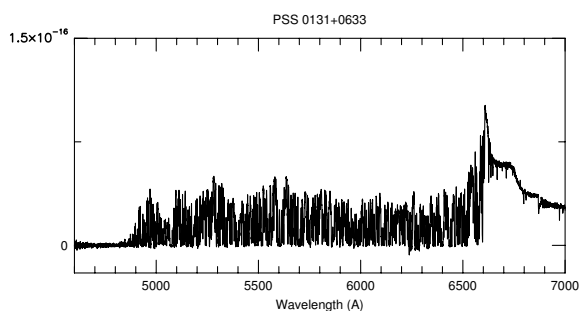
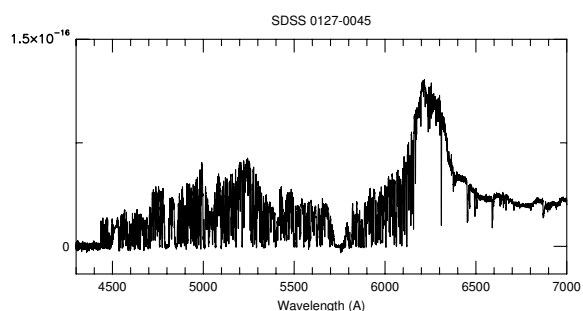
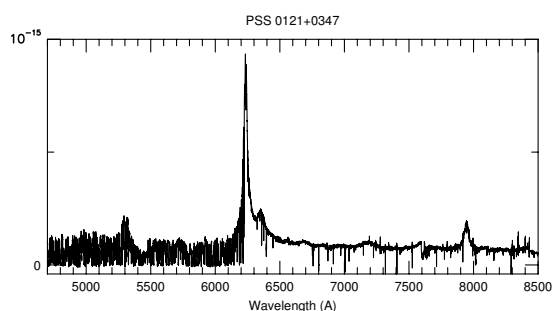
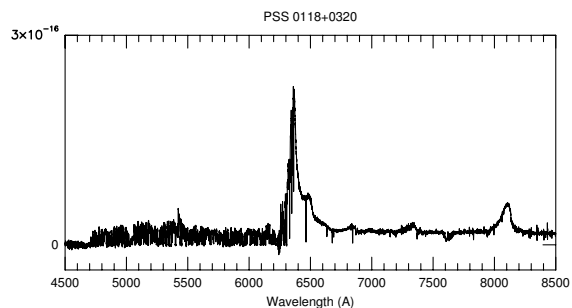
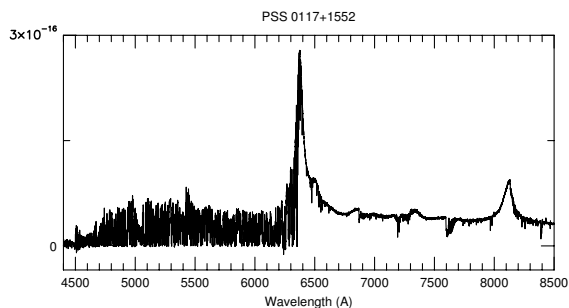
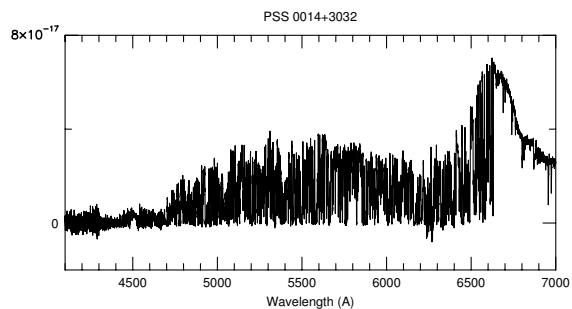
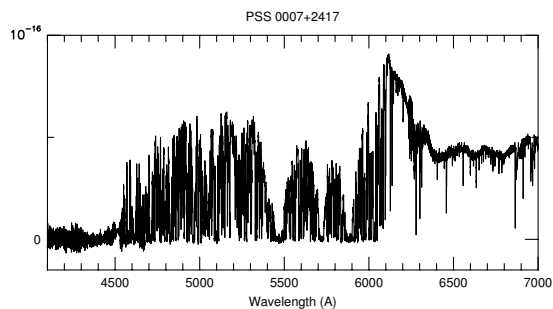
```

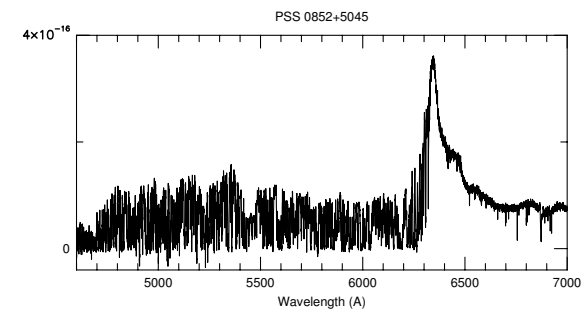
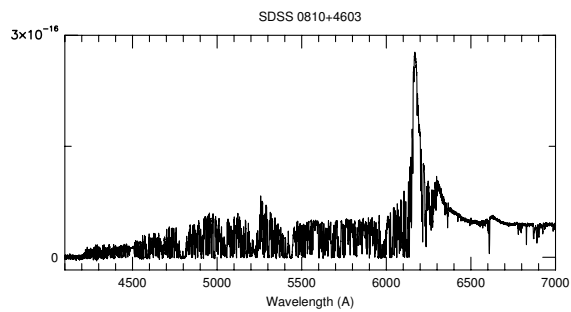
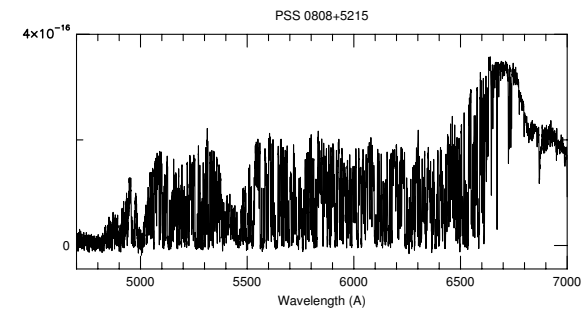
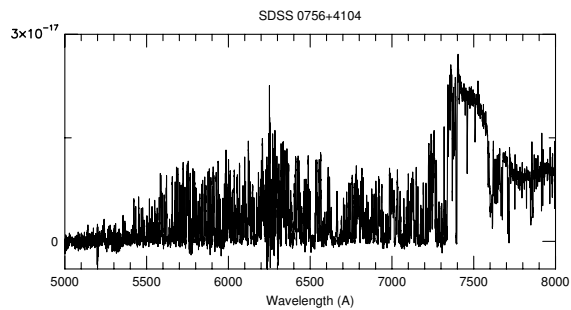
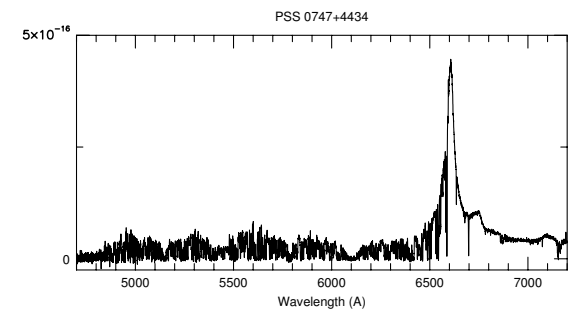
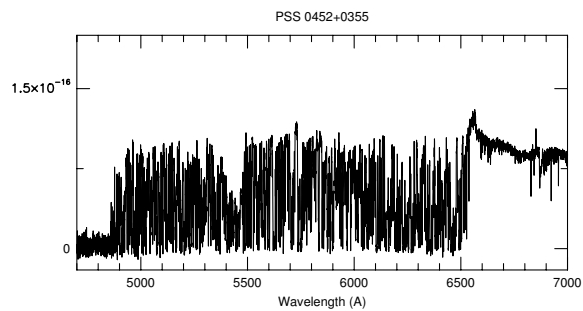
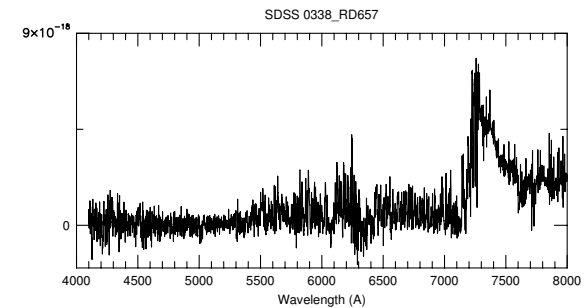
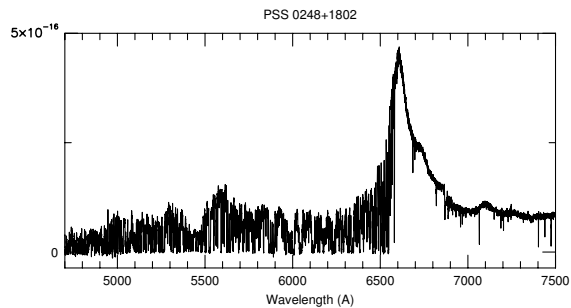
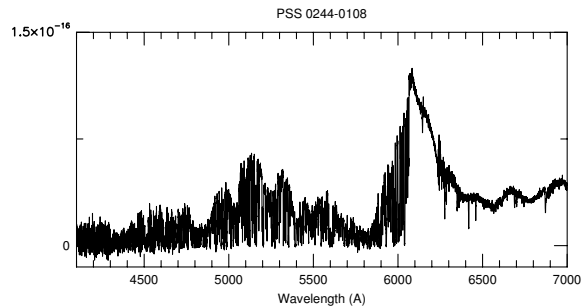
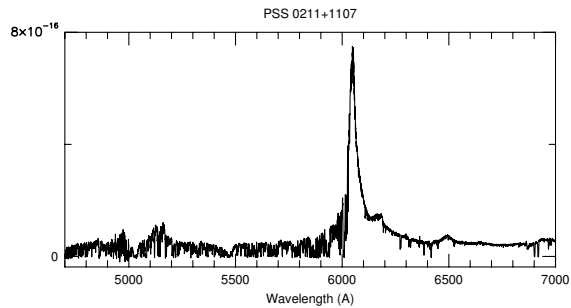
H I	14,4712	2,948722	67,90	0,00	0,00E+00	0	!	1
H I	13,7880	2,950911	62,50	0,00	0,00E+00	0	!	2
H I	14,0531	2,952555	64,64	0,00	0,00E+00	0	!	3
H I	14,2363	2,955435	50,54	0,00	0,00E+00	0	!	4
H I	14,0436	2,957913	71,78	0,00	0,00E+00	0	!	5
H I	13,7074	2,960625	49,23	0,00	0,00E+00	0	!	6
H I	14,3777	2,963356	64,73	0,00	0,00E+00	0	!	7
H I	13,9547	2,964796	39,17	0,00	0,00E+00	0	!	8
H I	13,4302	2,968351	43,27	0,00	0,00E+00	0	!	9
H I	14,0177	2,968232	37,06	0,00	0,00E+00	0	!	10
H I	13,5865	2,968874	19,84	0,00	0,00E+00	0	!	11
H I	13,9704	2,969890	55,91	0,00	0,00E+00	0	!	12
H I	13,6613	2,973567	123,94	0,00	0,00E+00	0	!	13
H I	13,8982	2,974824	59,73	0,00	0,00E+00	0	!	14
H I	14,2480	2,980125	55,46	0,00	0,00E+00	0	!	15
H I	13,8833	2,982690	70,04	0,00	0,00E+00	0	!	16
H I	13,7338	2,984188	49,96	0,00	0,00E+00	0	!	17
H I	13,5394	2,985675	61,02	0,00	0,00E+00	0	!	18

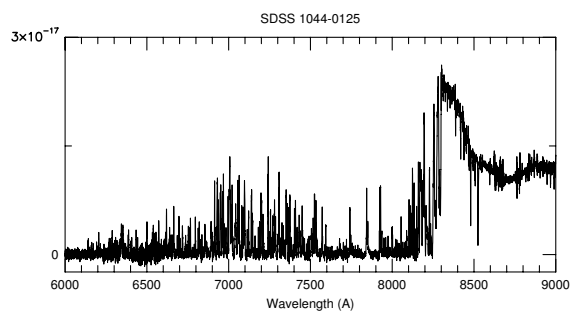
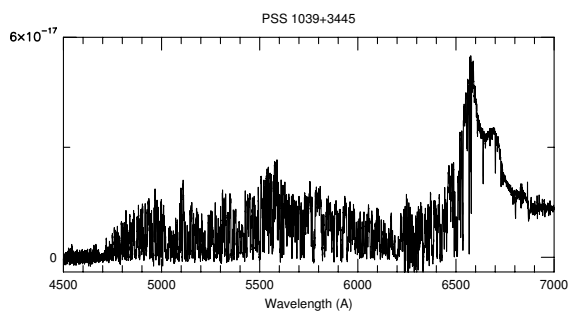
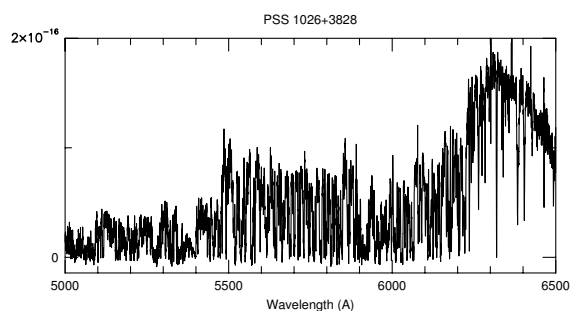
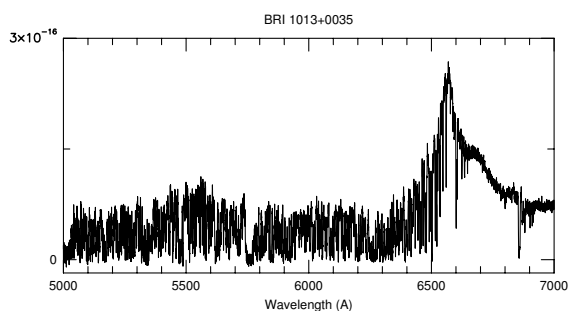
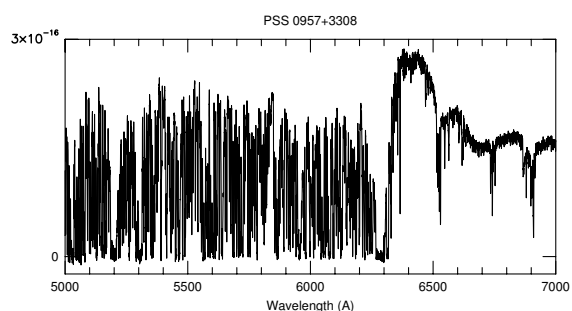
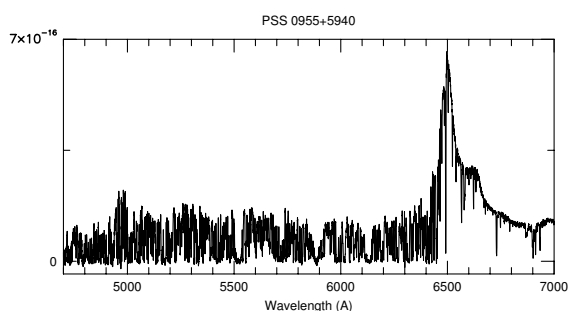
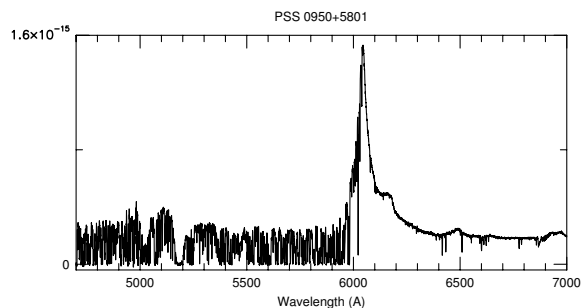
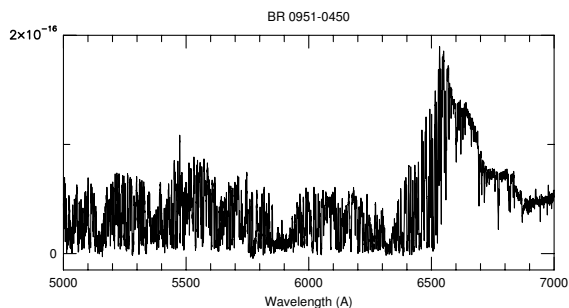
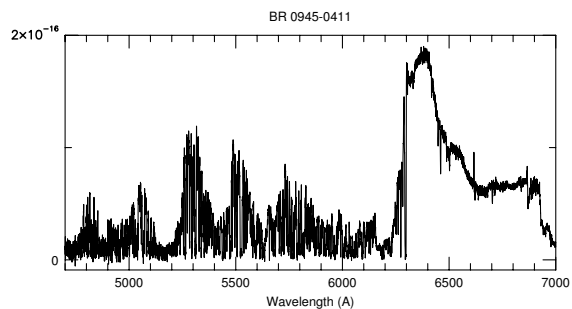
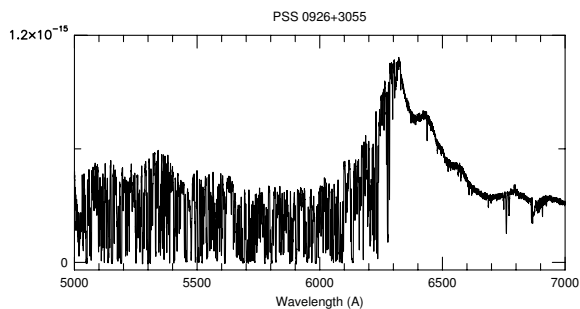
Figura A.11: Tabela com os resultados dos ajustes individuais das linhas de absorção.

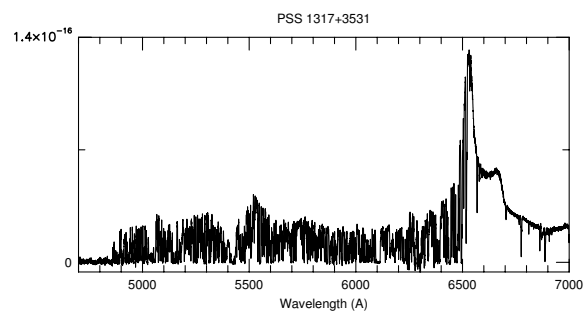
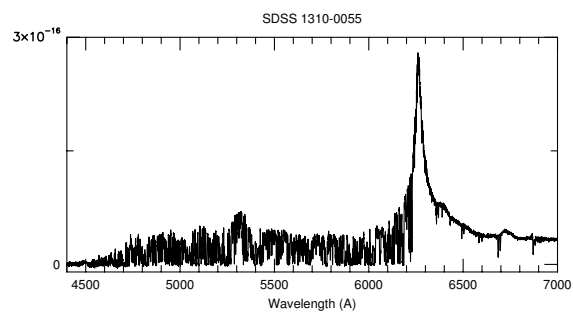
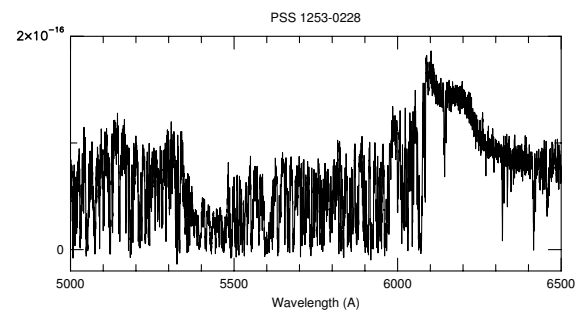
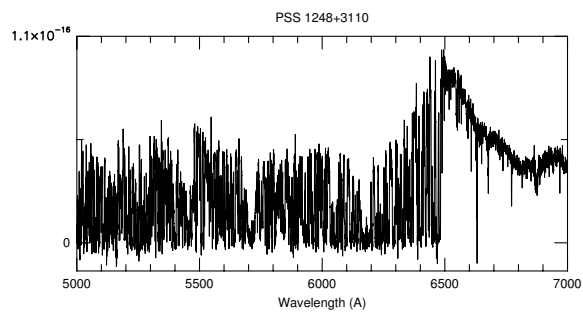
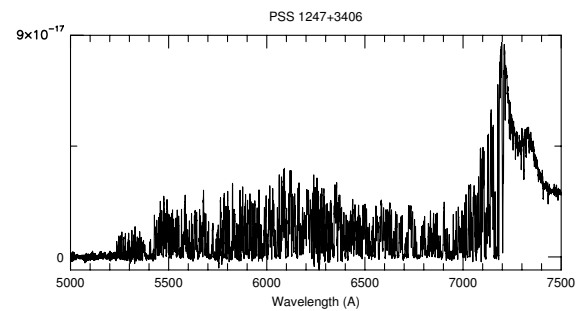
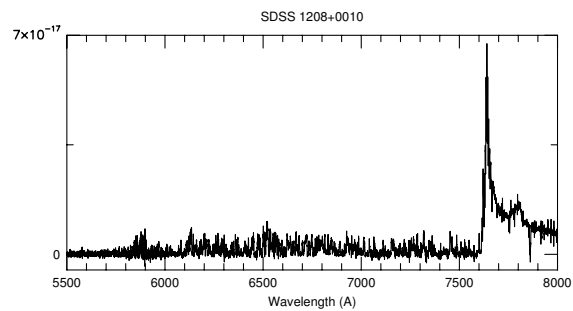
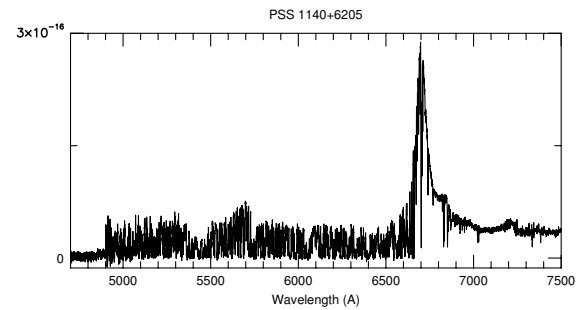
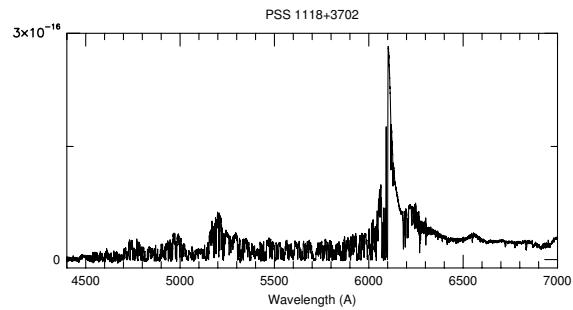
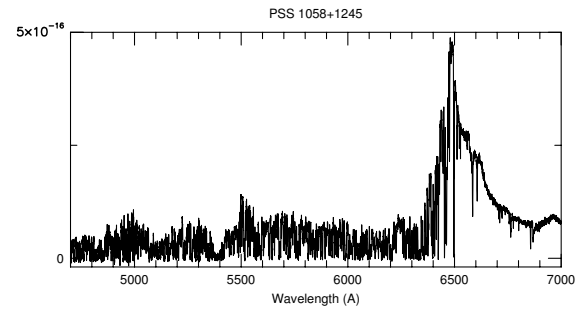
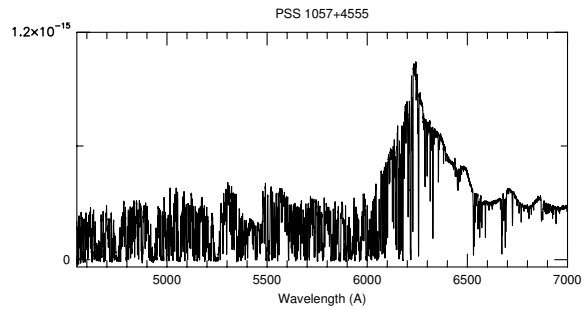
Apêndice B

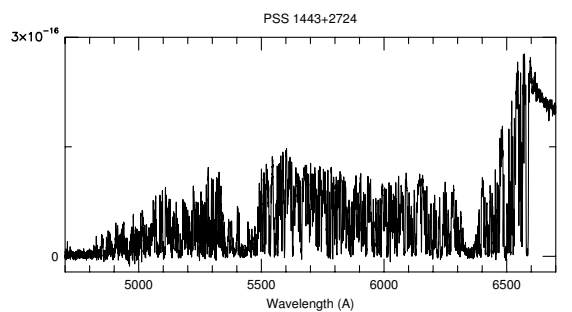
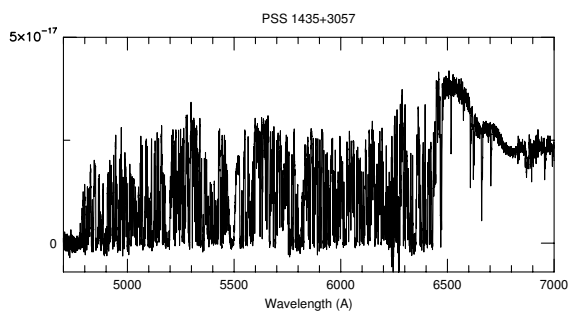
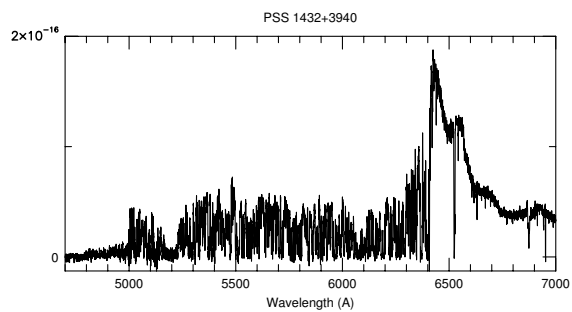
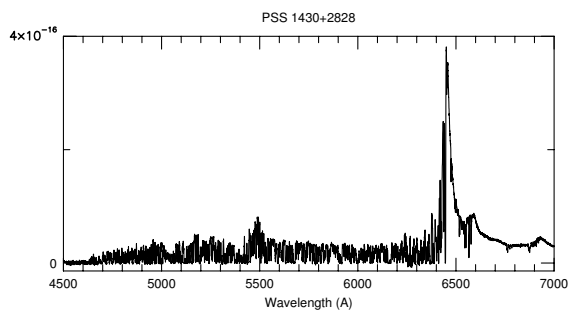
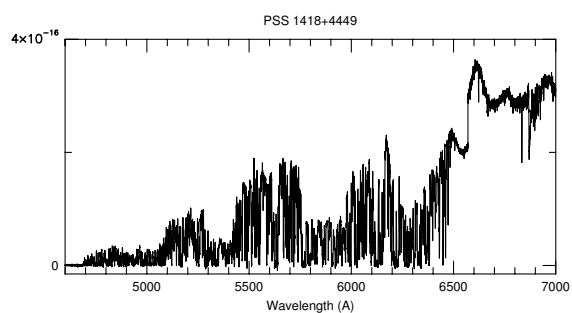
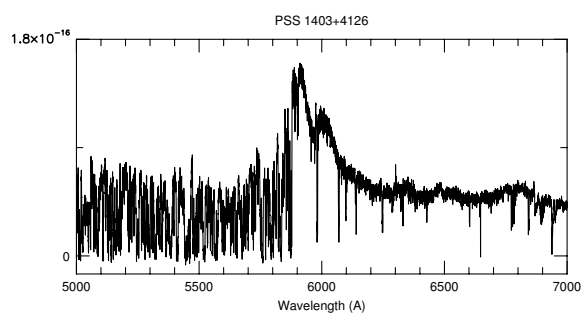
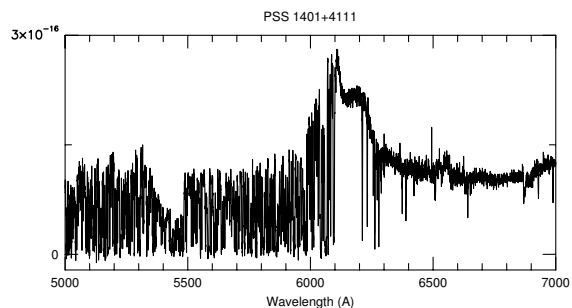
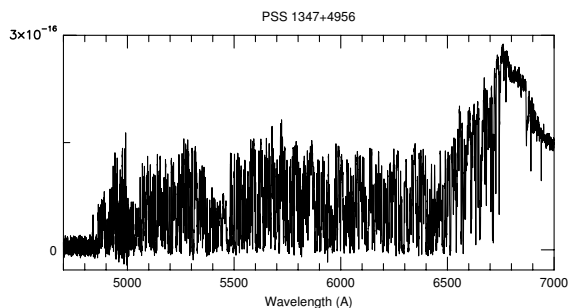
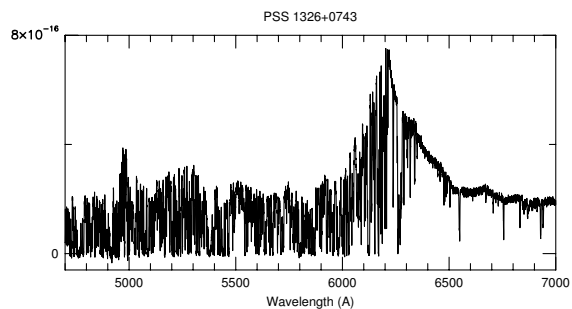
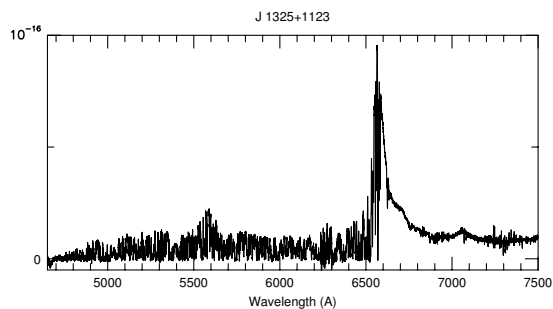
Apresentaremos a seguir os espectros obtidos pelo instrumento ESI/KECK dos 98 quasares utilizados para a elaboração dos artigos contidos nesta tese. No eixo Y de cada figura está representado o fluxo calibrado e no eixo X o comprimento de onda em angstroms. A identificação de cada QSO aparece logo acima de cada figura.

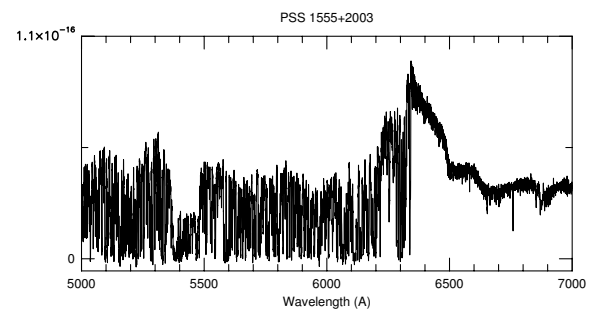
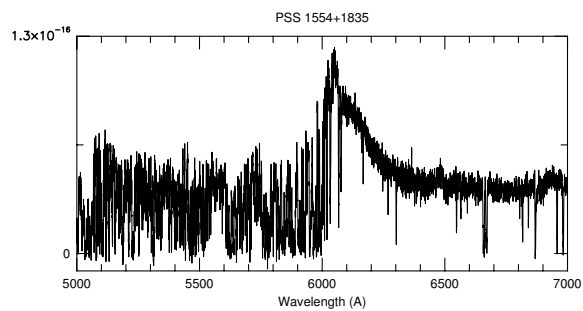
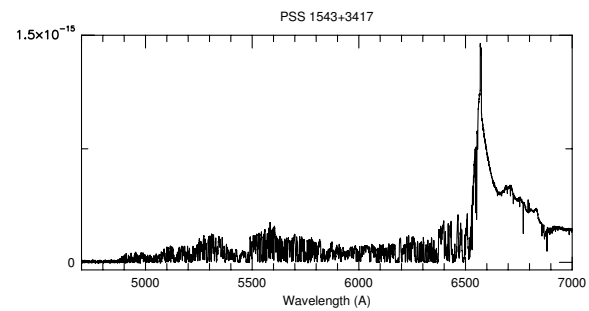
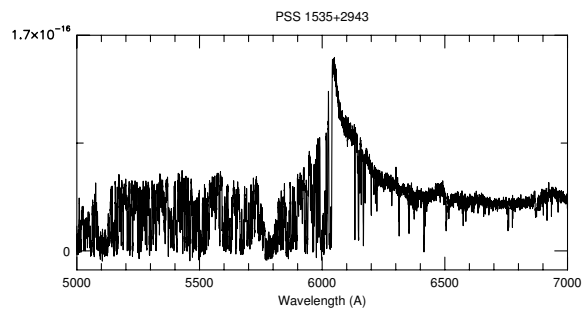
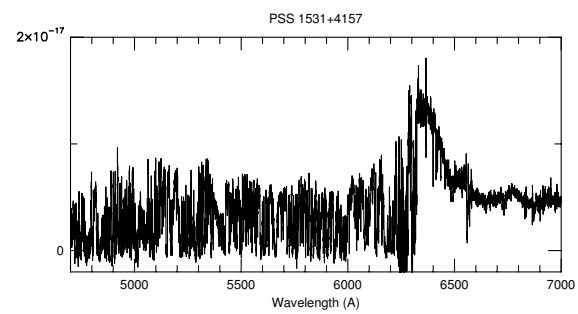
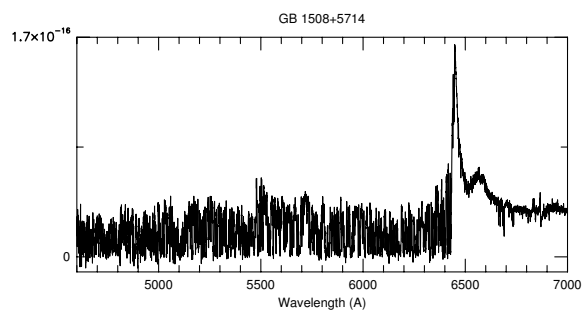
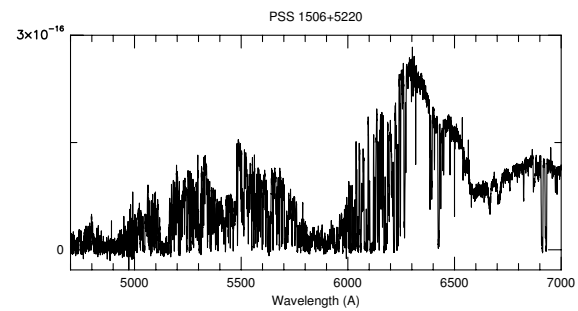
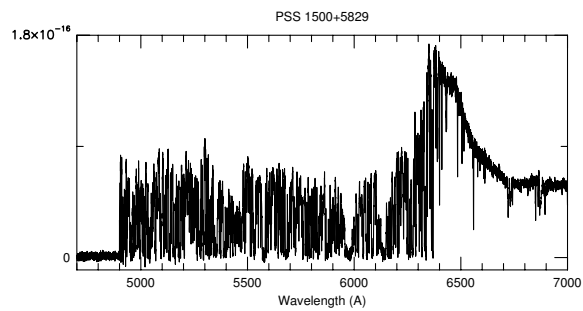
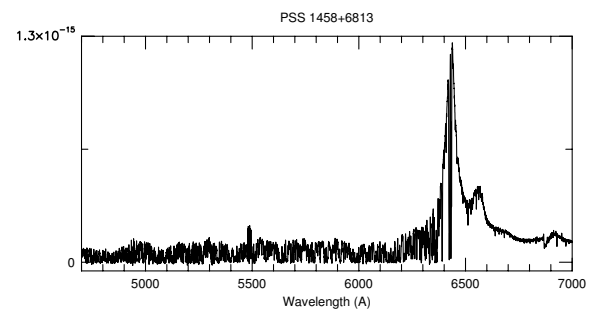
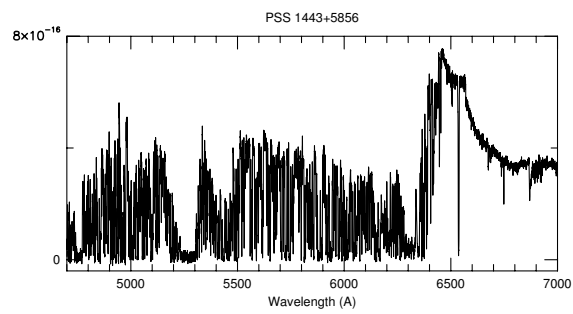


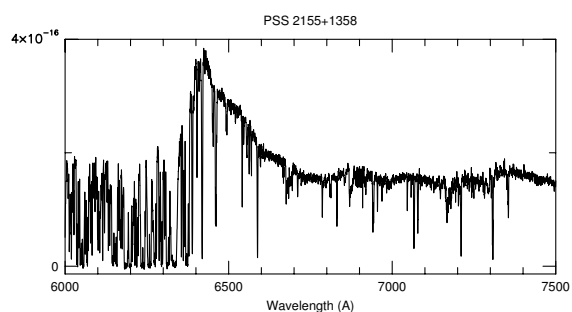
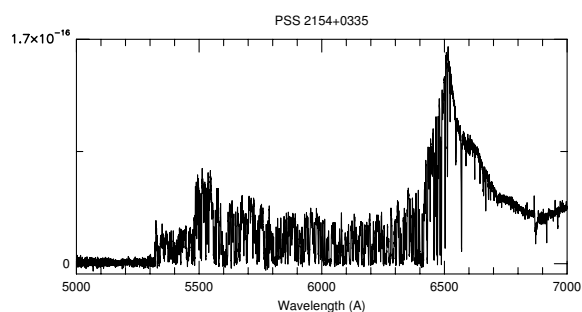
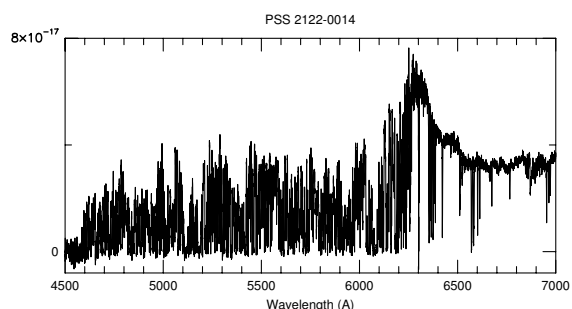
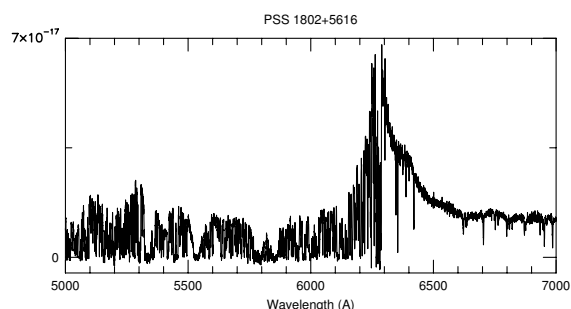
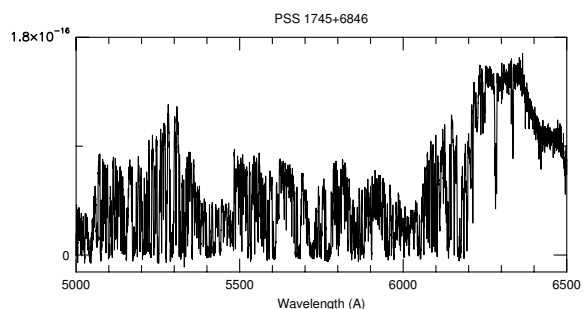
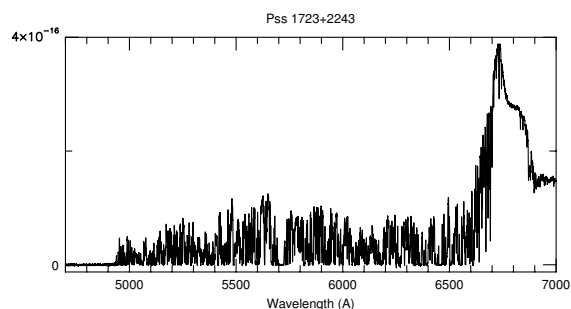
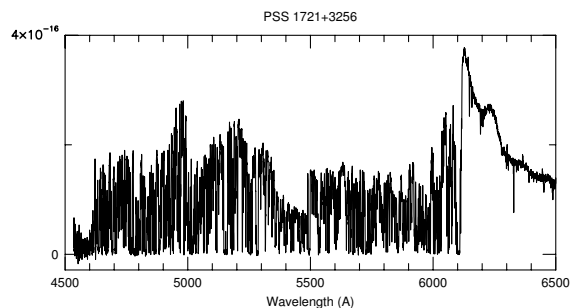
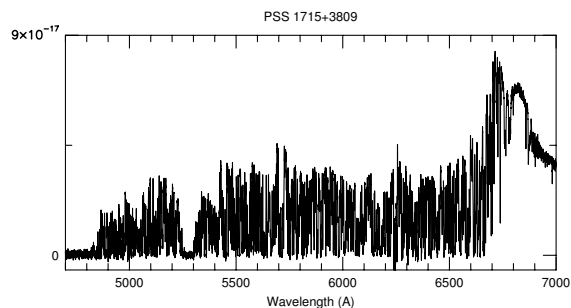
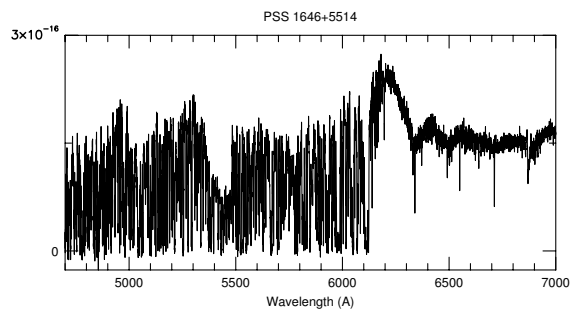
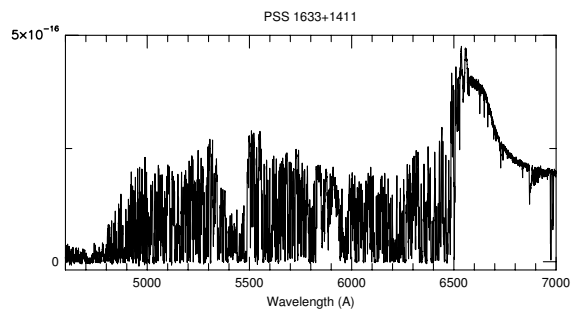


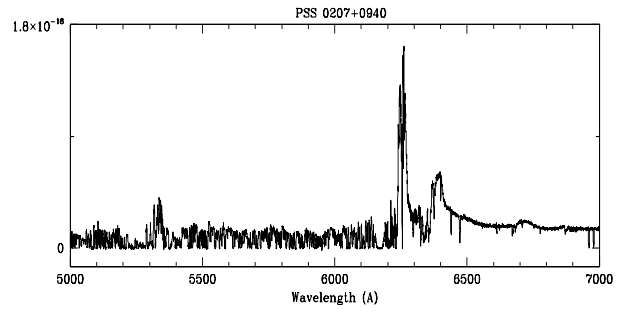
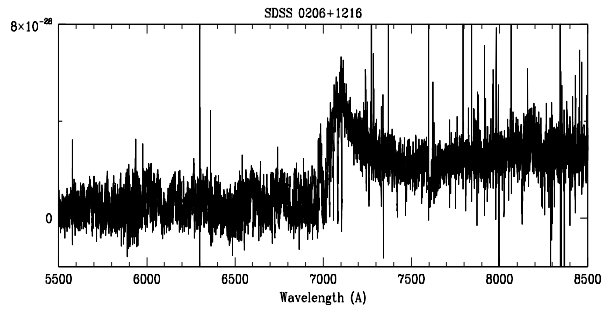
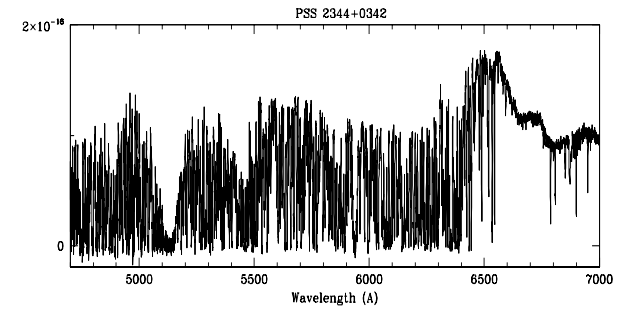
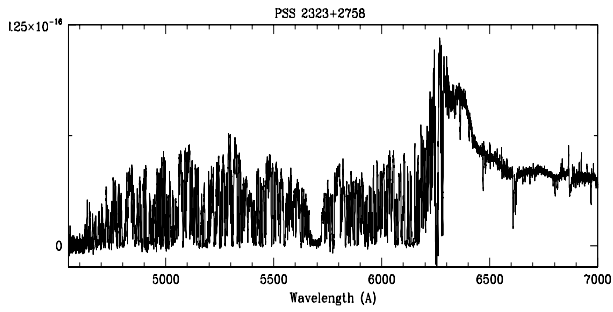
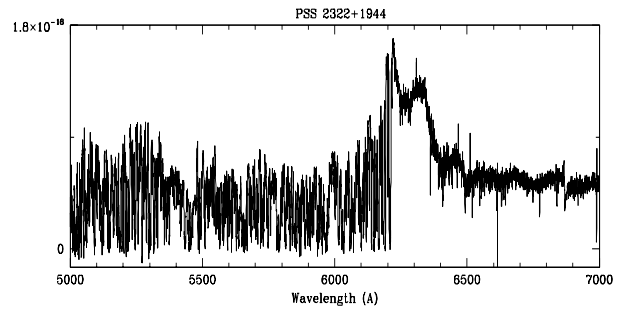
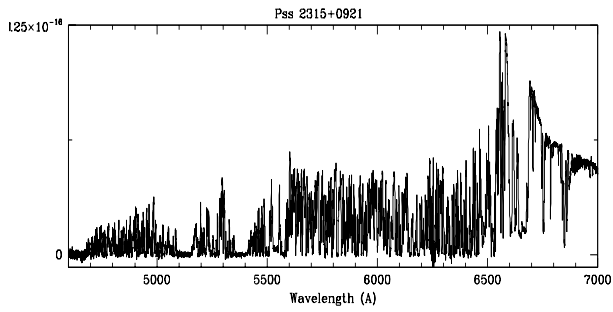
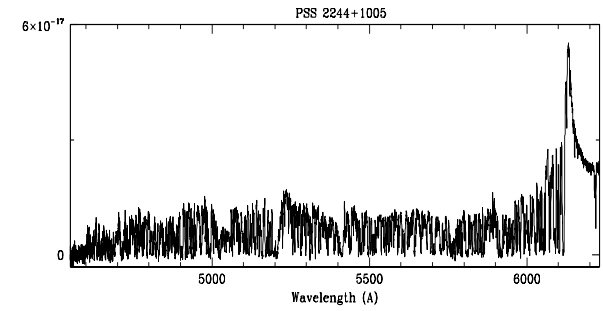
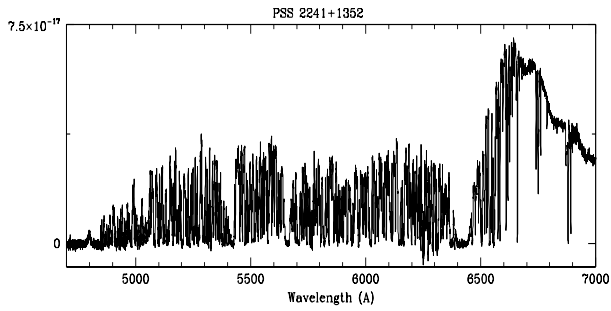
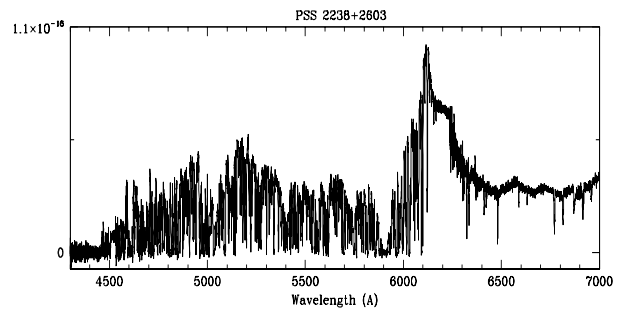
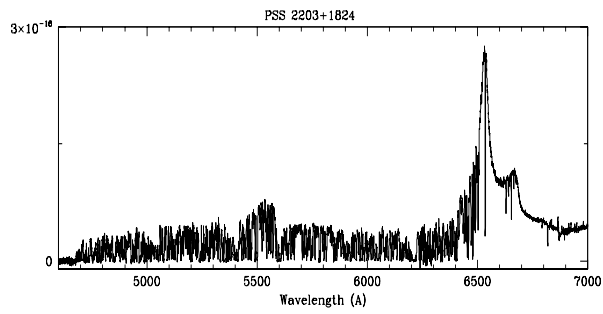


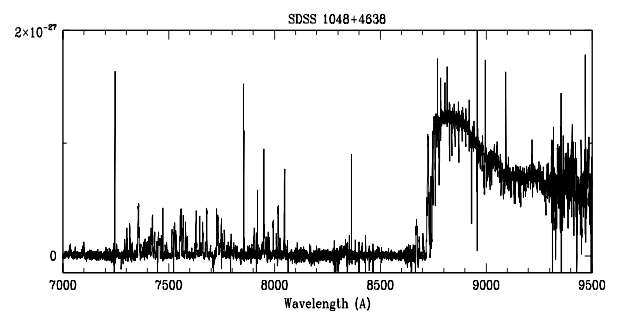
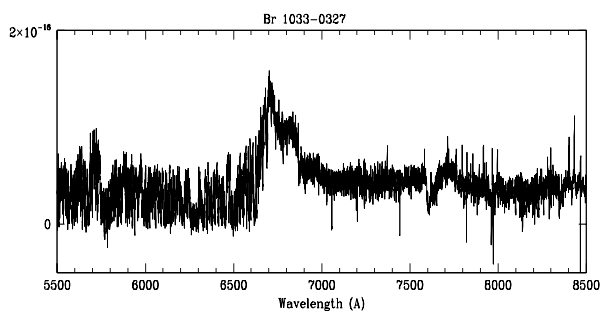
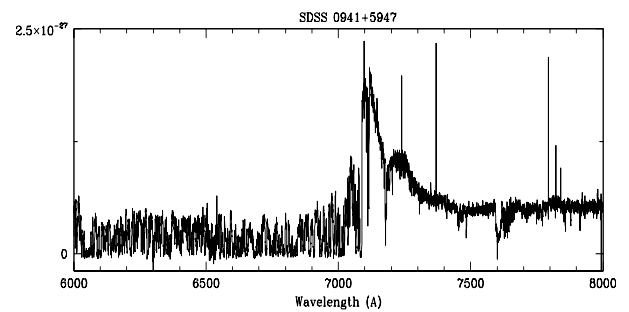
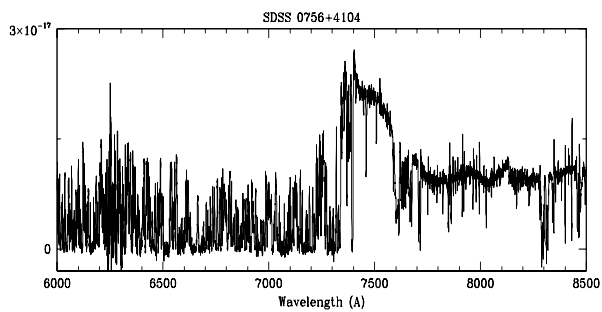
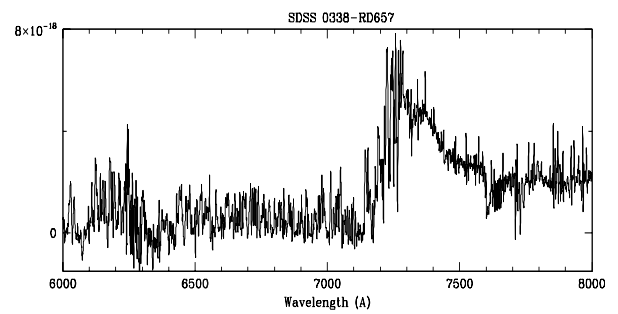
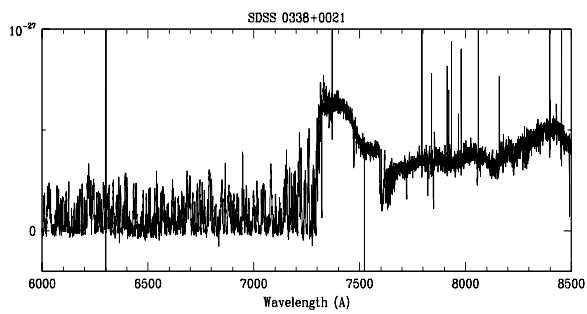
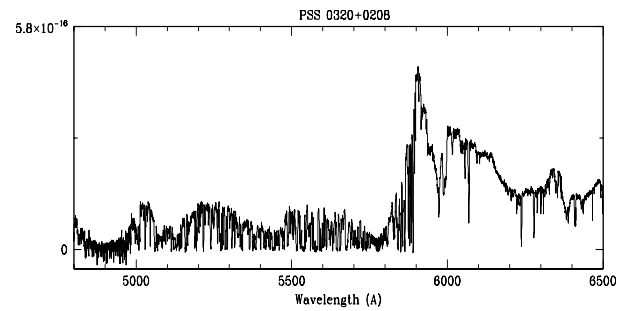
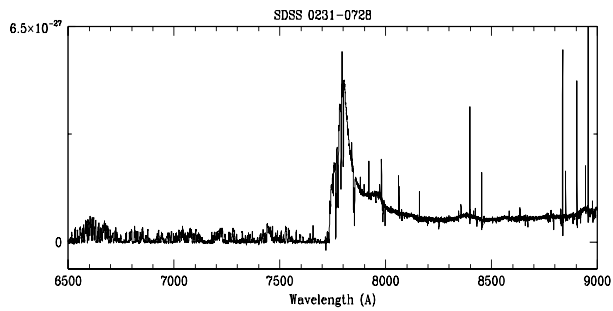
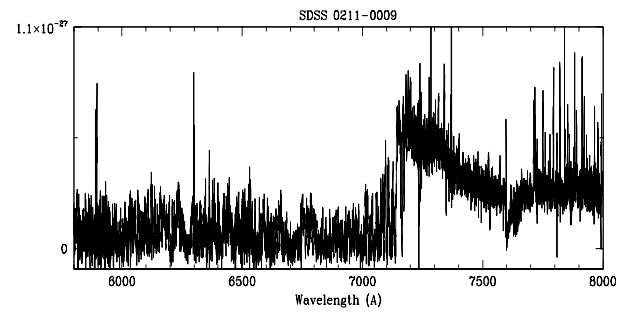
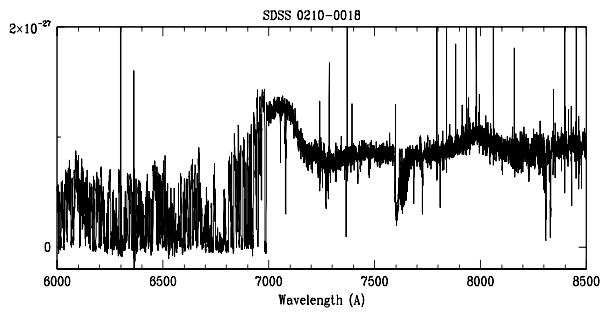


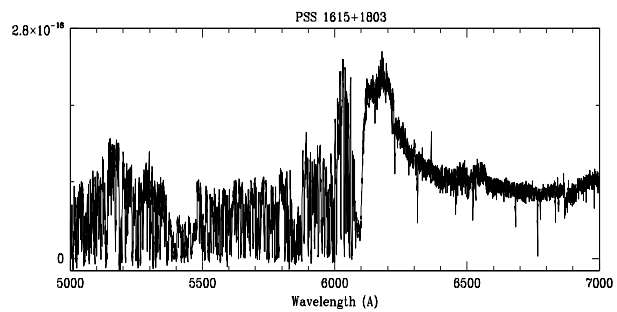
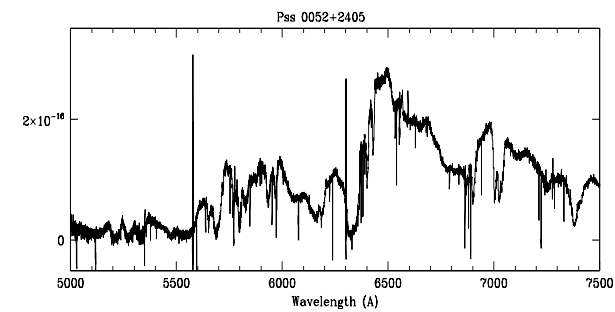
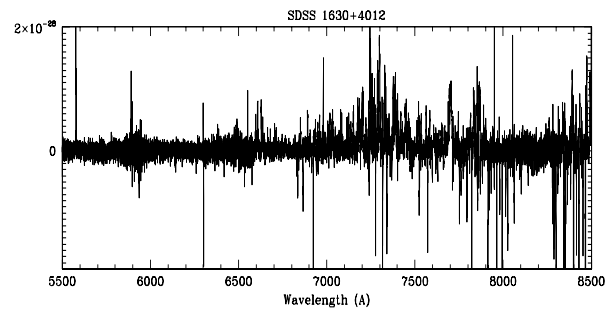
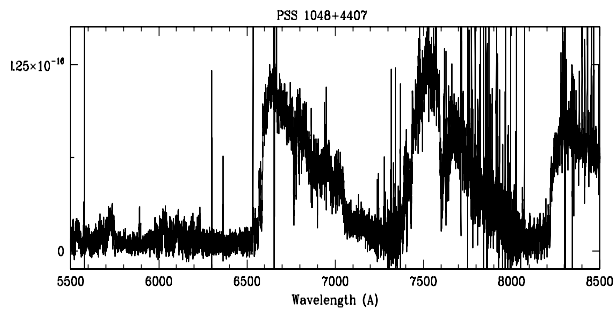
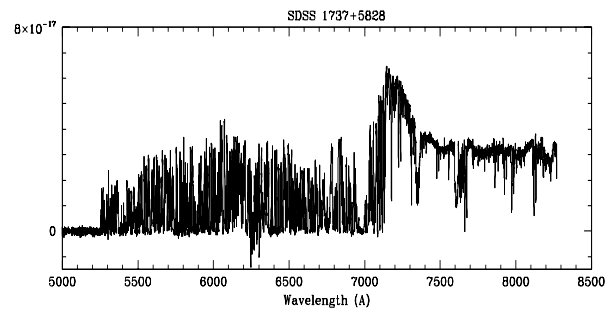
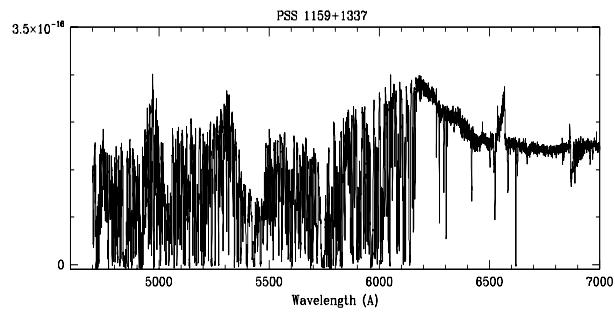
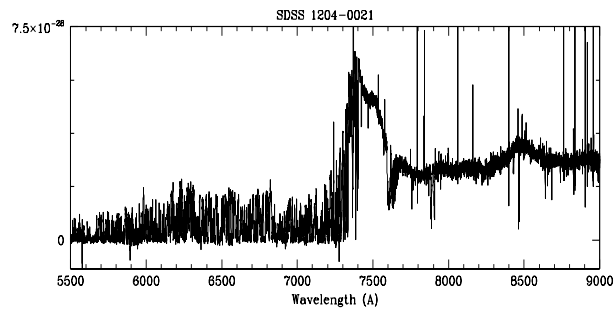
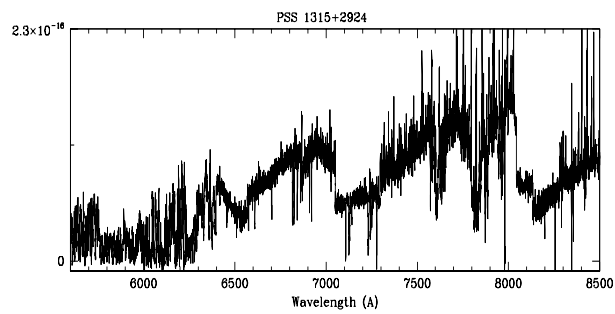












Apêndice C

Apresentaremos a seguir as figuras dos perfis de linhas metálicas e as respectivas tabelas contendo: a densidade de coluna iônica, os redshifts em que foram encontradas essas linhas e as abundâncias elementares, para cada um dos candidatos a DLAs ou sub-DLAs identificados para um total de 98 QSOs de nossa amostra. Os valores de densidade de coluna iônica e abundâncias elementares fornecidos por Prochaska et al. 2003(a,b) foram também apresentados nas tabelas.

PSS0007+2417; $z_{abs} = 3.4935, 3.706, 3.836$

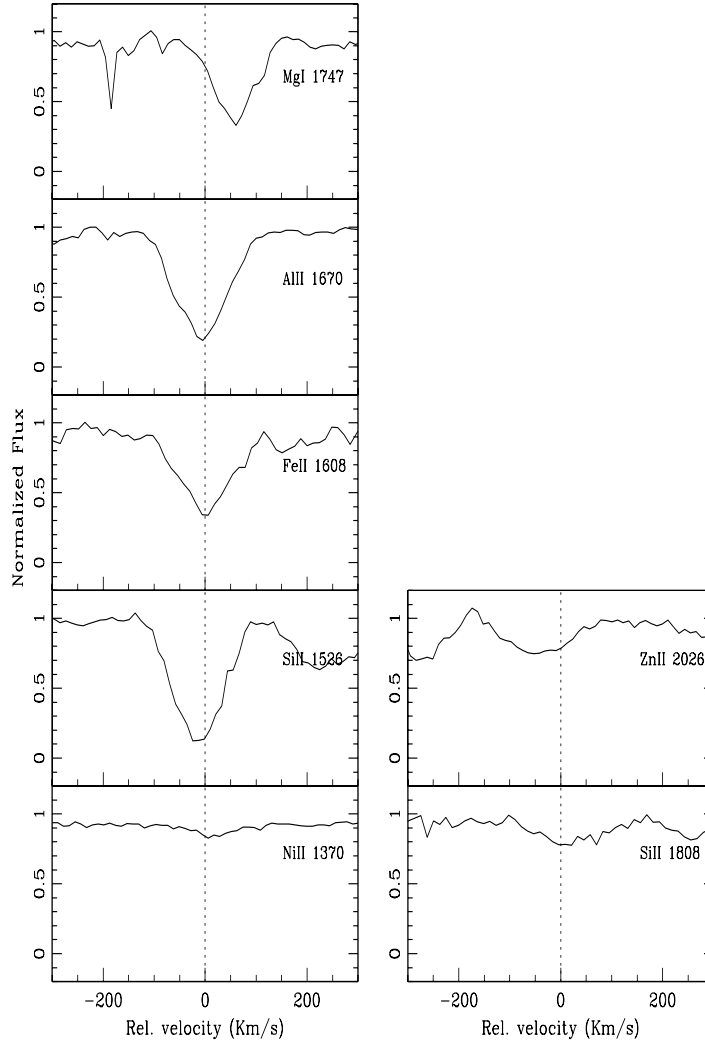


Figura C.1: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.4935$ identificado na linha de visada do QSO PSS0007+2417. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.4967$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.1: Densidade de coluna Iônica: PSS0007+2417, $z_{abs} = 3.4935$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	$[X/H]$	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.4935	20.94 ± 0.03	21.10 ± 0.10
Si II	1526.70698	3.496618	14.568 ± 0.011	15.077 ± 0.040	-1.392	-1.583
Fe II	1608.45085	3.496816	14.683 ± 0.021	>14.630	-1.757	>-1.970
Al II	1670.7886	3.496696	13.270 ± 0.007	>13.249	-2.160	>-2.341
MgI	1747.7937	3.490205	14.138 ± 0.23	...	-2.382	...
ZnII	2026.1360	3.496148	13.205 ± 0.015	...	-0.405	...

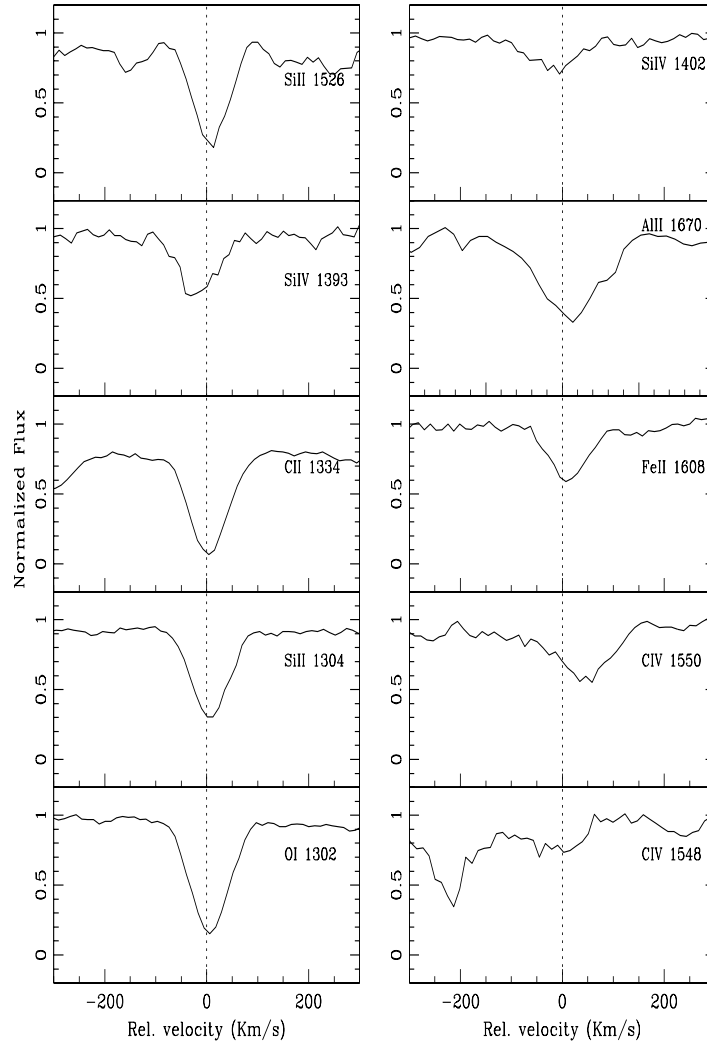


Figura C.2: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.705$ identificado na linha de visada do QSO PSS0007+2417. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.7052$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.2: Densidade de coluna Iônica: PSS0007+2417, $z_{abs} = 3.705$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.705	20.3 ± 0.2	20.55 ± 0.15
O I	1302,1685	3.705098	14.885 ± 0.009	>14.855	-2.155	>-2.435
Si II	1304.3702	3.705108	14.445 ± 0.010	>14.372	-1.415	>-1.738
C II	1334.5323	3.705060	$>14.546 \pm 0.019$	>14.530	> -2.344	>-2.160
SiIV	1393.76018	3.704730	13.504 ± 0.021	13.329 ± 0.019	-2.356	...
SiIV	1402.770	3.704750	13.665 ± 0.031	13.433 ± 0.032	-2.195	...
Si II	1526.70698	3.705133	14.356 ± 0.015	>14.291	-1.504	...
C IV	1548.2041	3.704591	13.791 ± 0.032	13.460 ± 0.031	-2.919	...
C IV	1550.7812	3.705621	14.193 ± 0.045	...	-2.697	...
Fe II	1608.45085	3.697161	14.020 ± 0.013	>14.211	-1.780	>-1.839
Al II	1670.7886	3.705158	13.013 ± 0.016	>12.895	-1.777	>-2.145

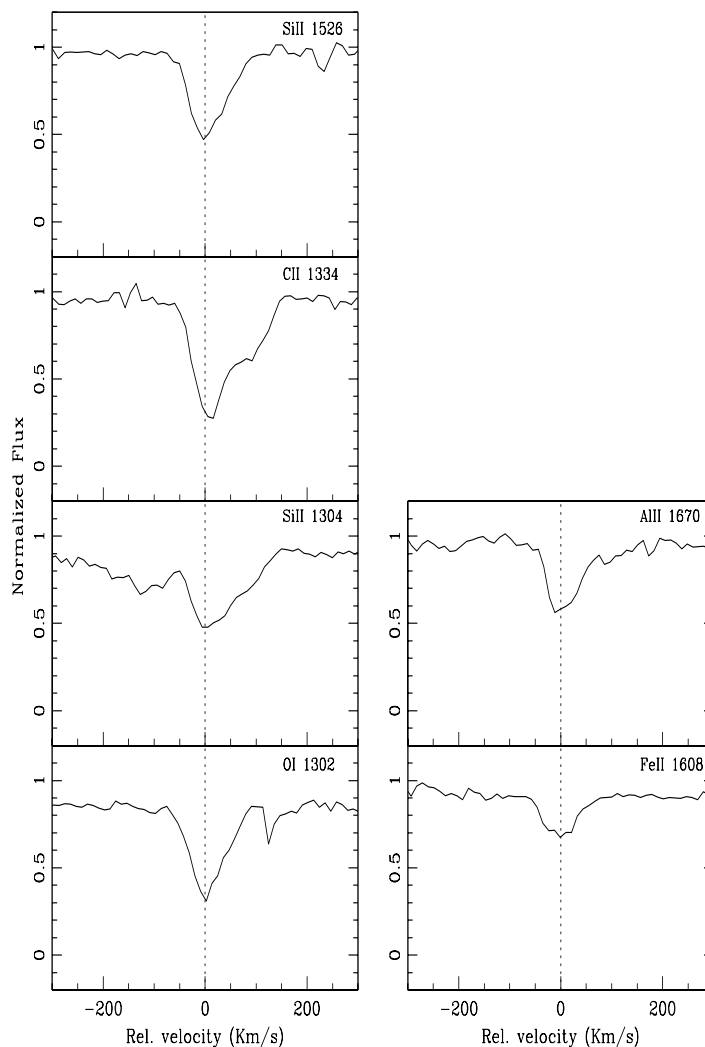


Figura C.3: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.836$ identificado na linha de visada do QSO PSS0007+2417. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.8388$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.3: Densidade de coluna Iônica: PSS0007+2417, $z_{abs} = 3.836$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.836	20.4 ± 0.2	20.85 ± 0.15
O I	1302,1685	3.838855	$> 14.586 \pm 0.014$	> 14.643	> -2.554	> -2.947
Si II	1304.3702	3.838761	13.897 ± 0.300	...	-2.063	...
C II	1334.5323	3.838918	14.235 ± 0.021	> 14.394	-2.755	> -3.046
Si II	1526.70698	3.838889	13.999 ± 0.018	> 14.006	-1.961	> -2.404
Fe II	1608.45085	3.830535	15.665 ± 0.021	13.906	-0.235	-2.444
Al II	1670.7886	3.838910	12.669 ± 0.026	12.699	-2.221	-2.641

PSS0118+0320; $z_{abs} = 4.128$

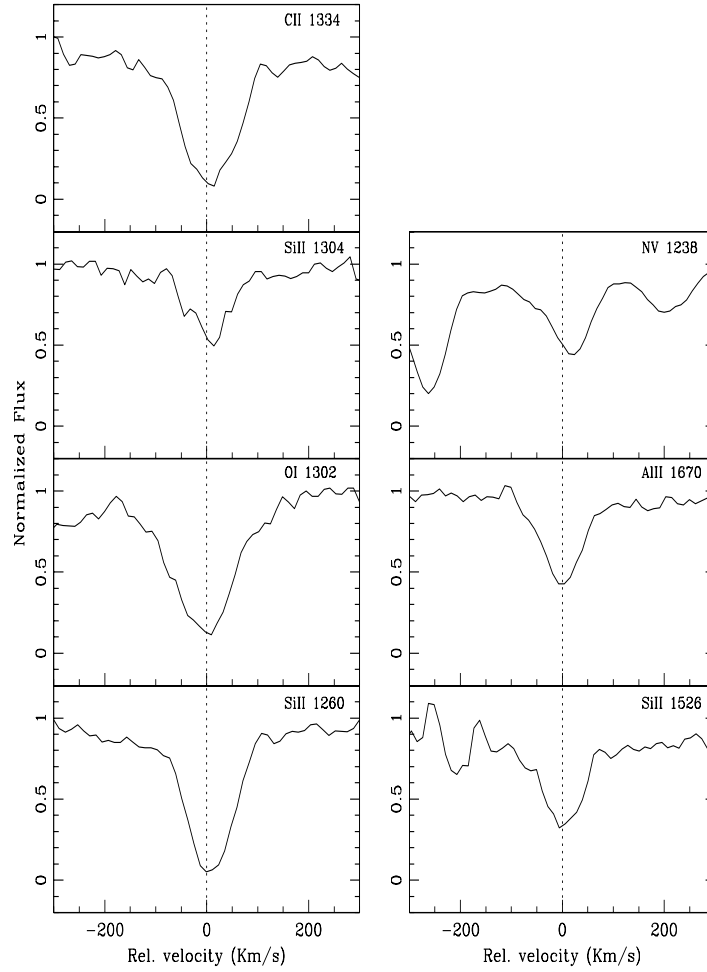


Figura C.4: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.128$ identificado na linha de visada do QSO PSS0118+0320. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.1285$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.4: Densidade de coluna Iônica: PSS0118+0320, $z = 4.1285$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	4.128	19.946 ± 0.166	...
N V	1238,821	4.128807	$> 13.915 \pm 0.051$	> -1.915
Si II	1260,4223	4.128452	14.281 ± 0.028	-1,225
O I	1302,1685	4.128322	15.109 ± 0.021	-1,577
Si II	1304,3702	4.128675	12.429 ± 0.045	-3,077
C II	1334,5323	4.128555	14.679 ± 0.023	-1,857
Si II	1526,70698	4.128452	14.268 ± 0.028	-1,238
Al II	1670,7886	4.128446	12.918 ± 0.016	-1,518

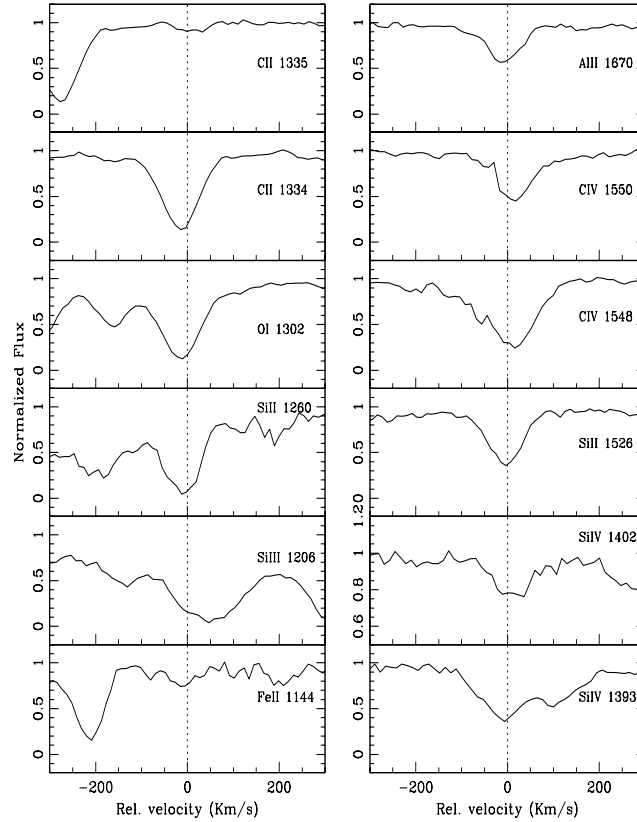
SDSS0127-0045; $z_{abs} = 3.727$ 

Figura C.5: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.727$ identificado na linha de visada do QSO SDSS0127-0045. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.728$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.5: Densidade de coluna Iônica: SDSS0127-0045, $z_{abs} = 3.727$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215.67	3.727	20.95 ± 0.2
Fe II	1144.9379	3.724935	14.499 ± 0.016	...	-1,951	...
Si III	1206.500	3.729143	$> 13.698 \pm 0.010$...	$> -2,812$...
Si II	1260.4223	3.728301	$> 14.288 \pm 0.009$...	$> -2,222$...
O I	1302.1685	3.728164	$> 14.972 \pm 0.008$	> 15.185	$> -2,718$	> -2.705
C II	1334.5323	3.728158	14.502 ± 0.010	> 14.672	-3,038	> -3.068
C II*	1335.7077	3.728551	13.235 ± 0.041	13.139 ± 0.064	-4,305	...
Si IV	1393.76018	3.728858	13.919 ± 0.030	...	-2,591	...
Si IV	1402.770	3.728591	13.321 ± 0.027	13.439 ± 0.049	-3,189	...
Si II	1526.70698	3.728249	14.169 ± 0.014	> 14.221	-2,341	...
C IV	1548.2041	3.720615	14.561 ± 0.023	...	-2,979	...
C IV	1550.7812	3.728656	14.194 ± 0.019	14.129 ± 0.036	-3,346	...
Al II	1670.7886	3.728260	12.761 ± 0.013	> 12.743	-2,679	> -2.897

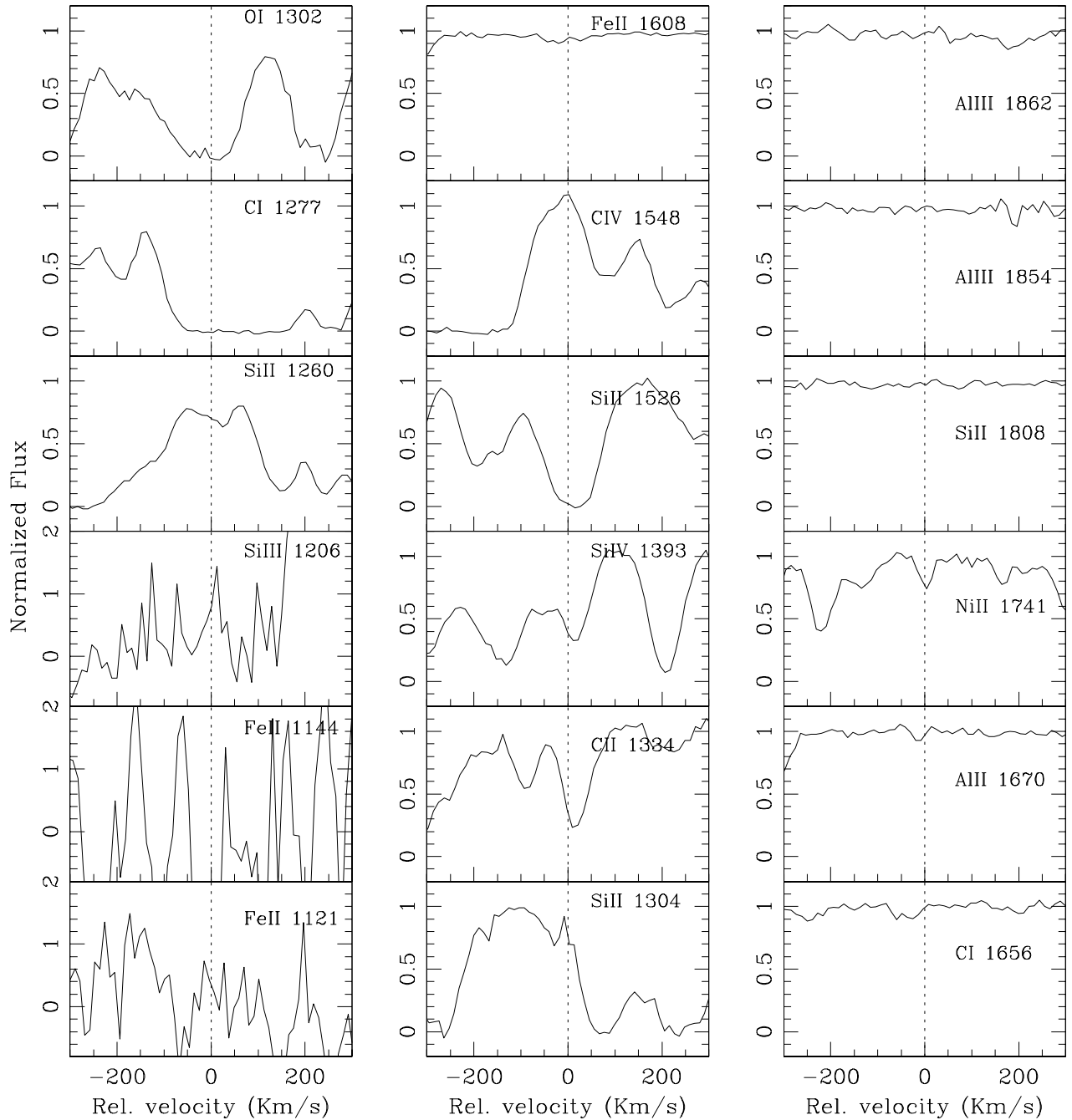
PSS0131+0633; $z_{abs} = 3.177$ 

Figura C.6: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.87$ identificado na linha de visada do QSO PSS0131+0633. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.1775$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

PSS0133+0400 ; $z_{abs} = 3.697, 3.769$ e 3.995

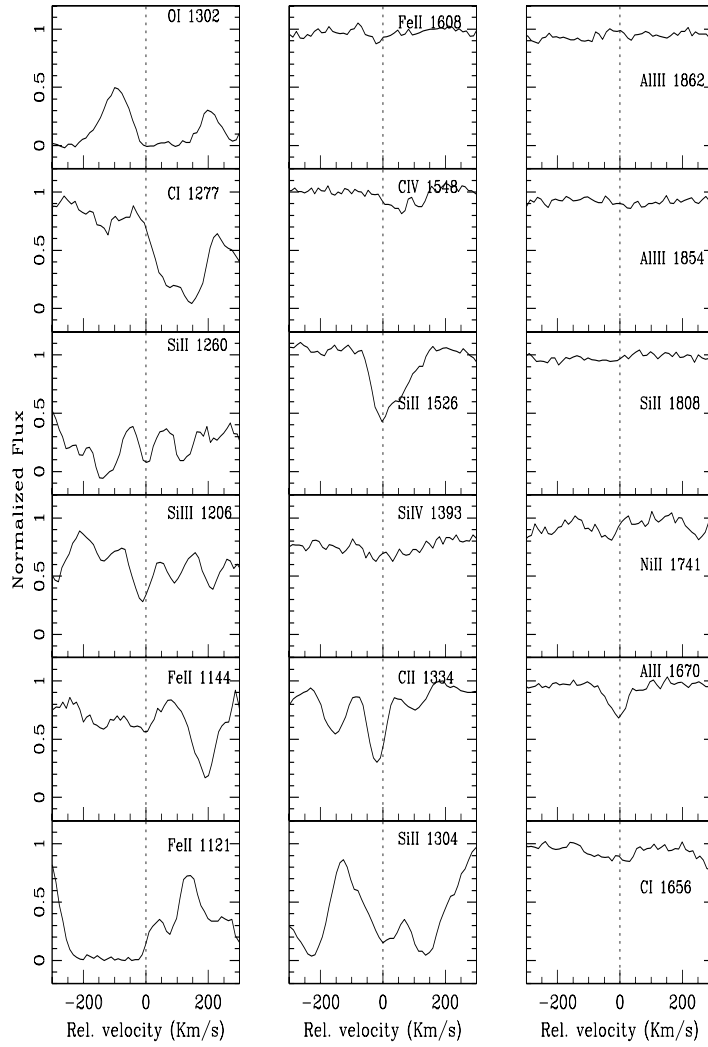


Figura C.7: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.697$ identificado na linha de visada do QSO PSS0133+0400. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.69065$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.6: Densidade de coluna Iônica: PSS0133+0400, $z_{abs} = 3.697$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	$[X/H]$	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.697	20.58 ± 0.3	$20.70 \pm 0.15 \dots$	21.15 ± 0.10	...
Si II	1304.3702	3.695713	15.297 ± 0.37	...	-0.873	...
C II	1334.5323	3.690037	15.04 ± 0.011	>14.160	-2.13	>-3.130
Si II	1526.70698	3.690842	14.256 ± 0.014	>14.256	-1.914	>-2.004
Al II	1670.7886	3.690540	12.548 ± 0.023	12.372 ± 0.031	-2,49	-2.818

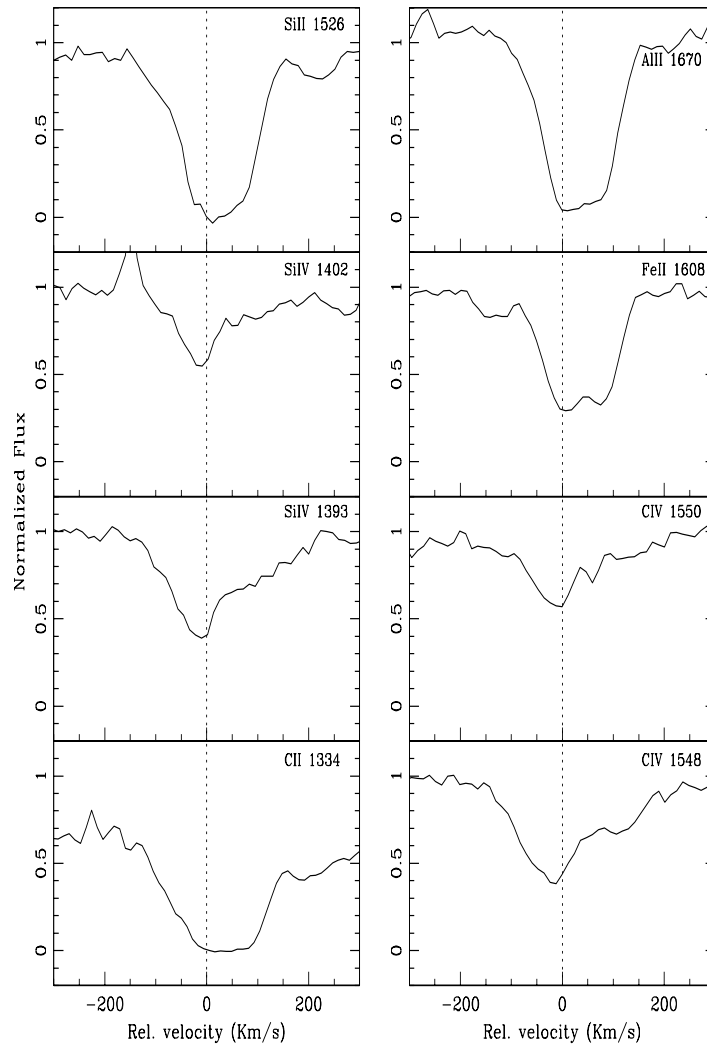


Figura C.8: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.769$ identificado na linha de visada do QSO PSS0133+0400. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.771$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.7: Densidade de coluna Iônica: PSS0133+0400, $z_{abs} = 3.769$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215.67	3.769	20.3 ± 0.2	20.55 ± 0.15
C II	1334.5323	3.771582	$> 15.536 \pm 0.158$	> 15.309	> -1.354	> -1.831
SiIV	1393.76018	3.771582	13.712 ± 0.025	13.799 ± 0.011	-2.148	...
SiIV	1402.770	3.771438	13.802 ± 0.027	13.894 ± 0.015	-2.058	...
Si II	1526.70698	3.771365	15.020 ± 0.048	15.466 ± 0.035	-0.84	-0.644
C IV	1548.2041	3.770541	14.142 ± 0.029	> 14.306	-2.748	...
C IV	1550.7812	3.770823	14.127 ± 0.041	14.355 ± 0.016	-2.763	...
Fe II	1608.45085	3.771092	14.655 ± 0.021	> 14.868	-1.145	> -1.182
Al II	1670.7886	3.771285	13.565 ± 0.060	> 13.792	-1.225	> -1.248

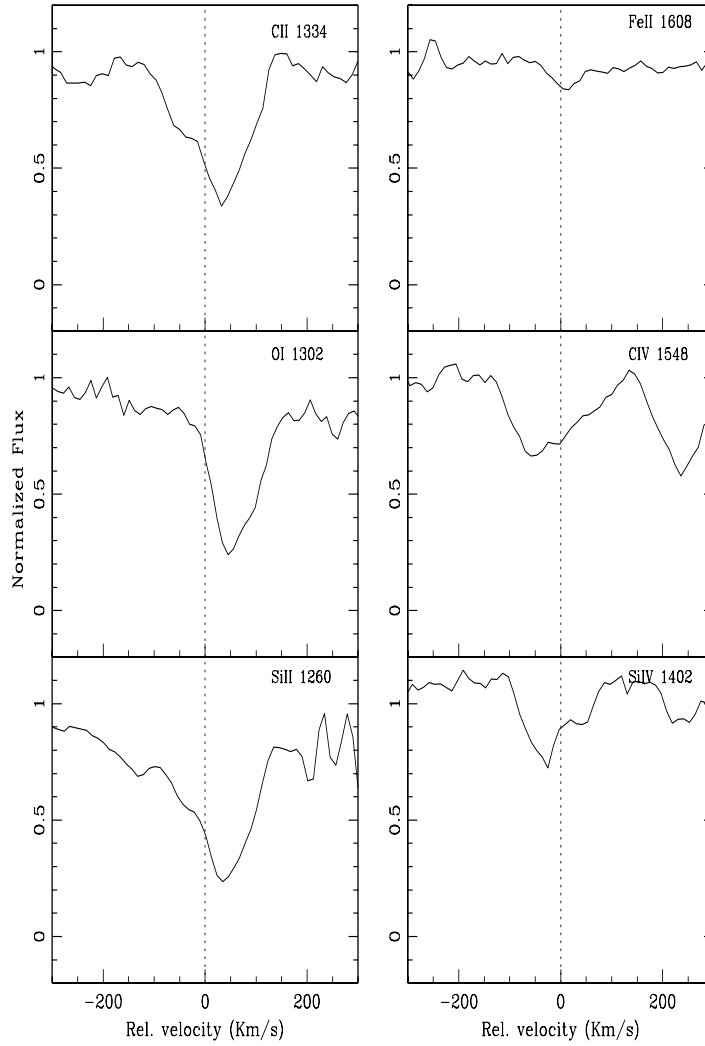


Figura C.9: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.995$ identificado na linha de visada do QSO PSS0133+0400. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.9935$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.8: Densidade de coluna Iônica: PSS0133+0400, $z_{abs} = 3.995$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.995	19.67 ± 0.65	...
Si II	1260.4223	3.994174	13.439 ± 0.033	-1.791
O I	1302,1685	3.994458	14.808 ± 0.016	-1.602
C II	1334.5323	3.994269	14.278 ± 0.130	-1.982
SiIV	1402.770	3.994152	12.736 ± 0.137	-2.494
C IV	1548.2041	3.993451	13.746 ± 0.029	-2.514
Fe II	1608.45085	3.994022	13.991 ± 0.035	-1.179

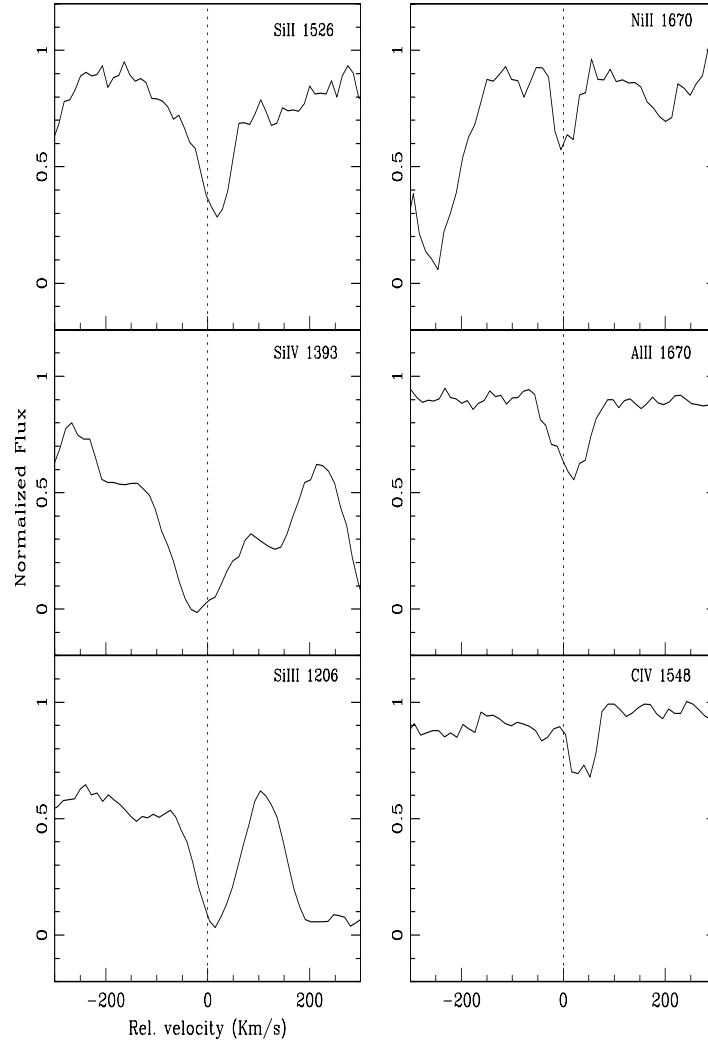
PSS0134+3307; $z_{abs} = 3.7610$


Figura C.10: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.761$ identificado na linha de visada do QSO PSS0134+3307. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.7613$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.9: Densidade de coluna Iônica: PSS0134+3307, $z_{abs} = 3.7610$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.7610	20.77 ± 0.06	20.85 ± 0.10
Si III	1206.500	3.761227	$>13.522 \pm 0.059$	>13.815	>-2.808	...
Si IV	1393.76018	3.761442	14.242 ± 0.544	...	-2.088	...
Si II	1526.70698	3.761182	14.261 ± 0.028	...	-2.069	...
C IV	1548.2041	3.761409	13.557 ± 0.063	13.282 ± 0.103	-3.803	...
Al II	1670.7886	3.761247	12.731 ± 0.025	...	-2.529	...
Ni II	1741.5531	3.761079	14.144 ± 0.072	...	-0.876	...

PSS0209+0517; $z_{abs} = 3.6641$ e 3.864

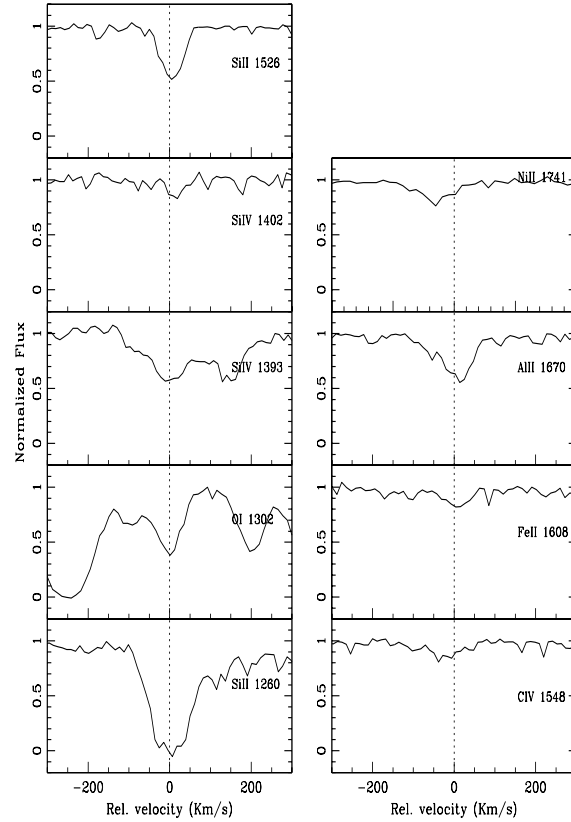


Figura C.11: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6641$ identificado na linha de visada do QSO PSS0209+0517. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6645$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.10: Densidade de coluna Iônica: PSS0209+0517, $z_{abs} = 3.664$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.664	20.445 ± 0.012	20.45 ± 0.1
Si II	1260.4223	3.664310	13.935 ± 0.073	>14.107	-2.07	>-1.903
O I	1302,1685	3.664457	$> 14.504 \pm 0.077$	>14.774	> -2.681	>-2.416
SiIV	1393.76018	3.664652	13.515 ± 0.124	...	-2.49	...
SiIV	1402.770	3.664238	13.195 ± 0.048	13.161 ± 0.051	-2.81	...
Si II	1526.70698	3.664591	13.915 ± 0.015	>13.885	-2.09	...
C IV	1548.2041	3.656316	13.696 ± 0.034	13.181 ± 0.049	-3.339	...
Fe II	1608.45085	3.656691	15.296 ± 0.126	13.635 ± 0.053	-0.649	-2.315
Al II	1670.7886	3.664813	12.401 ± 0.319	12.520 ± 0.037	-2.894	-2.420
NiII	1741.5531	3.664031	13.916 ± 0.035	...	-0.779	...

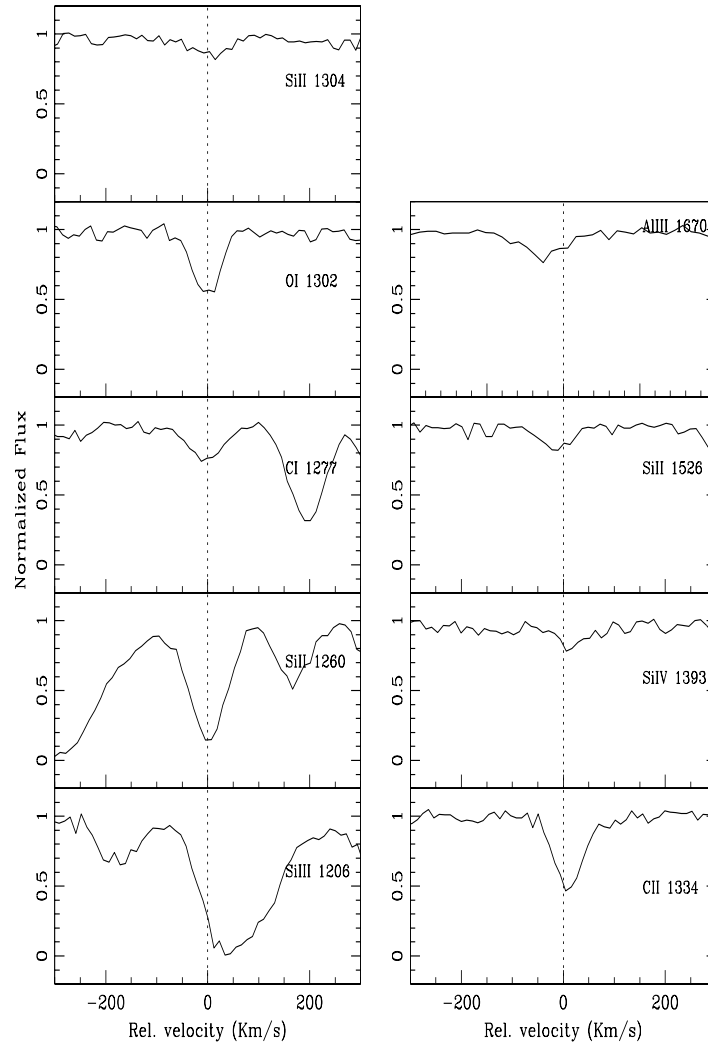


Figura C.12: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.864$ identificado na linha de visada do QSO PSS0209+0517. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.862$ O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.11: Densidade de coluna Iônica: PSS0209+0517, $z_{abs} = 3.862$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.864	20.018 ± 0.056	20.55 ± 0.1
Si III	1206.500	3.862718	13.797 ± 0.024	...	-1,781	...
Si II	1260.4223	3.862027	13.616 ± 0.012	13.463 ± 0.034	-1,962	-2.647
Cl I	1277.2452	3.861946	13.840 ± 0.035	...	-2,768	...
O I	1302,1685	3.861957	14.379 ± 0.017	>14.368	-2,379	>-2.922
Si II	1304.3702	3.862012	13.743 ± 0.036	13.542 ± 0.044	-1,835	...
C II	1334.5323	3.862173	14.023 ± 0.016	>14.020	-2,585	>-3.120
Si IV	1393.76018	3.862223	13.098 ± 0.079	12.922 ± 0.052	-2,51	...
Si II	1526.70698	3.861766	13.453 ± 0.022	13.396 ± 0.052	-2,125	...
Al II	1670.7886	3.861571	12.301 ± 0.319	12.146 ± 0.048	-2,207	-2.894

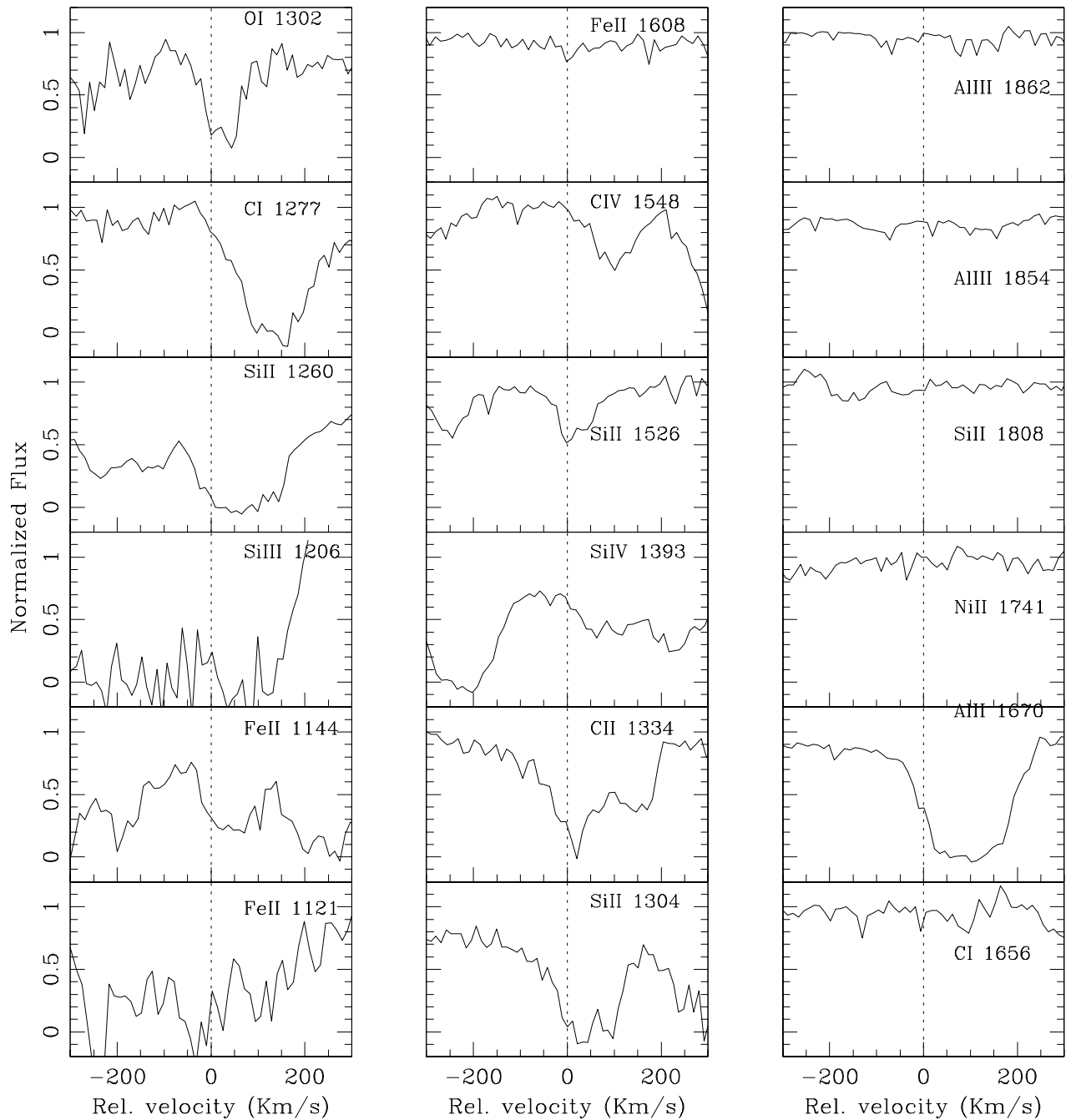
PSS0211+1107 ; $z_{abs} = 3.14$ 

Figura C.13: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.14$ identificado na linha de visada do QSO PSS0211+1107. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.14$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

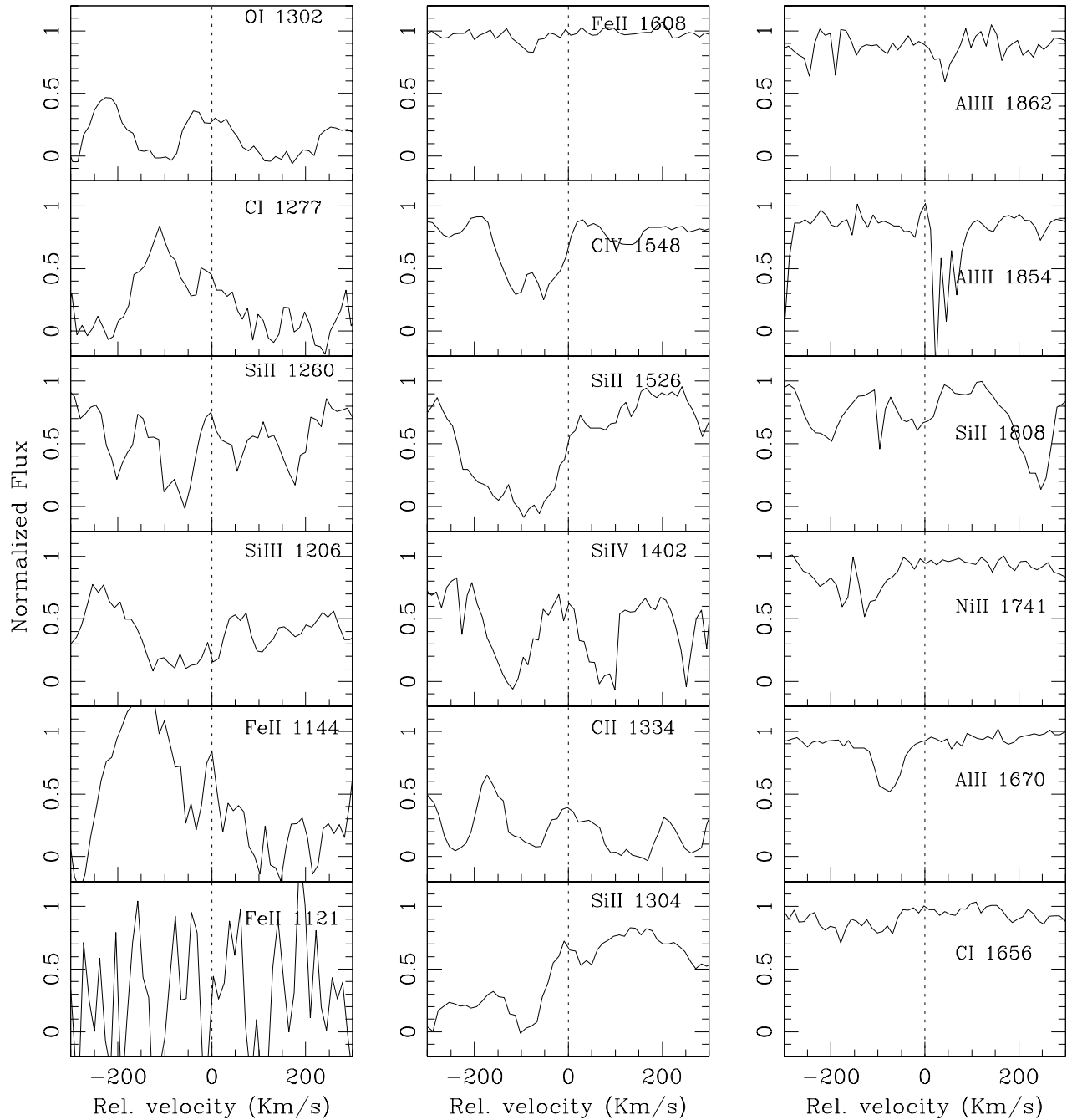
PSS0747+4434; $z_{abs} = 3.2348, 4.015$ 

Figura C.14: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.2348$ identificado na linha de visada do QSO PSS0747+4434. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2348$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

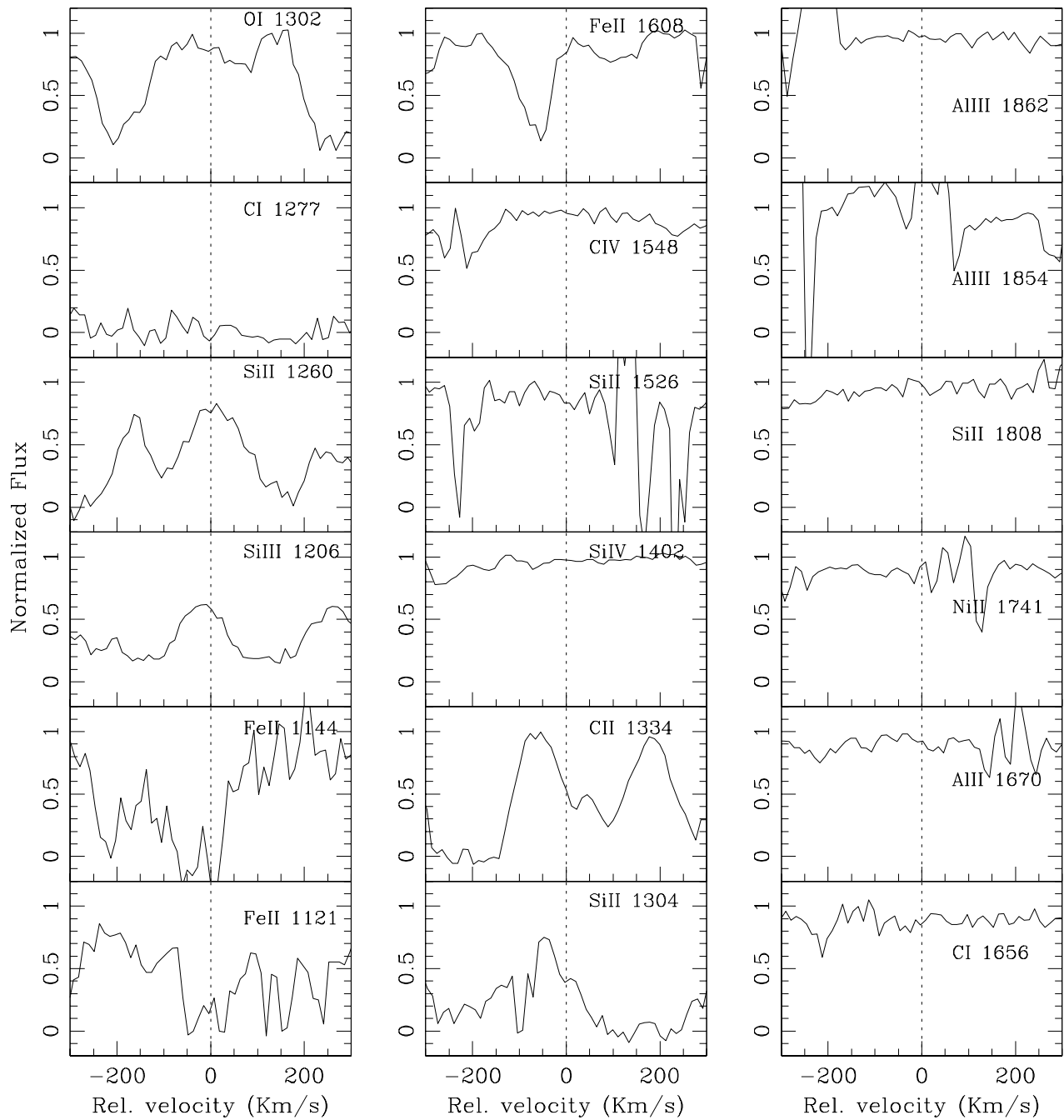


Figura C.15: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.765$ identificado na linha de visada do QSO PSS0747+4434. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.765$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

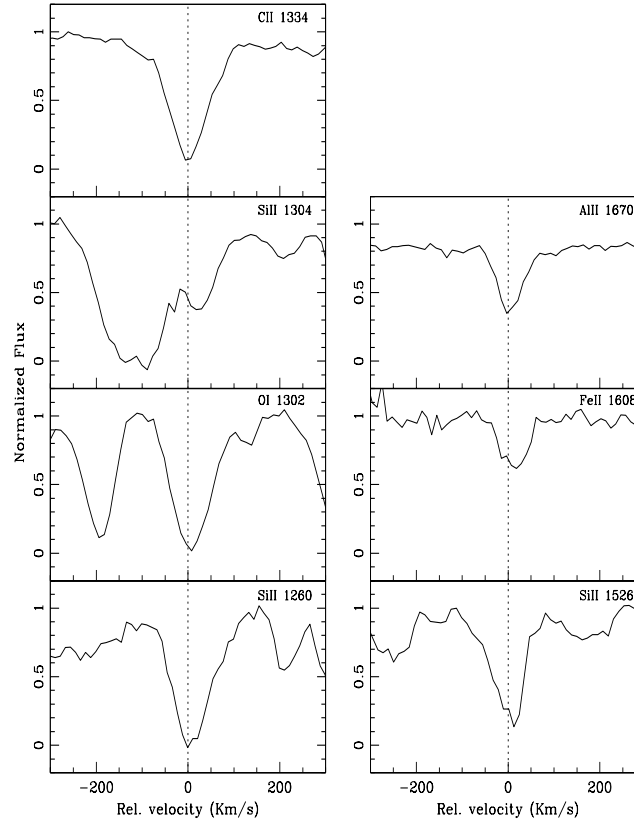


Figura C.16: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.015$ identificado na linha de visada do QSO PSS0747+4434. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.0191$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.12: Densidade de coluna Iônica: PSS0747+4434, $z_{abs} = 4.015$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	4.015	20.8 ± 0.3	...
Si II	1260.4223	4.019153	13.807 ± 0.039	-2.553
O I	1302,1685	4.019133	15.107 ± 0.027	-2.433
Si II	1304.3702	4.019124	14.293 ± 0.039	-2.067
C II	1334.5323	4.019027	14.374 ± 0.054	-3.016
Si II	1526.70698	4.019254	14.419 ± 0.409	-1.941
Fe II	1608.45085	4.019003	15.486 ± 0.023	-0.814
Al II	1670.7886	4.019051	12.831 ± 0.041	-2.459

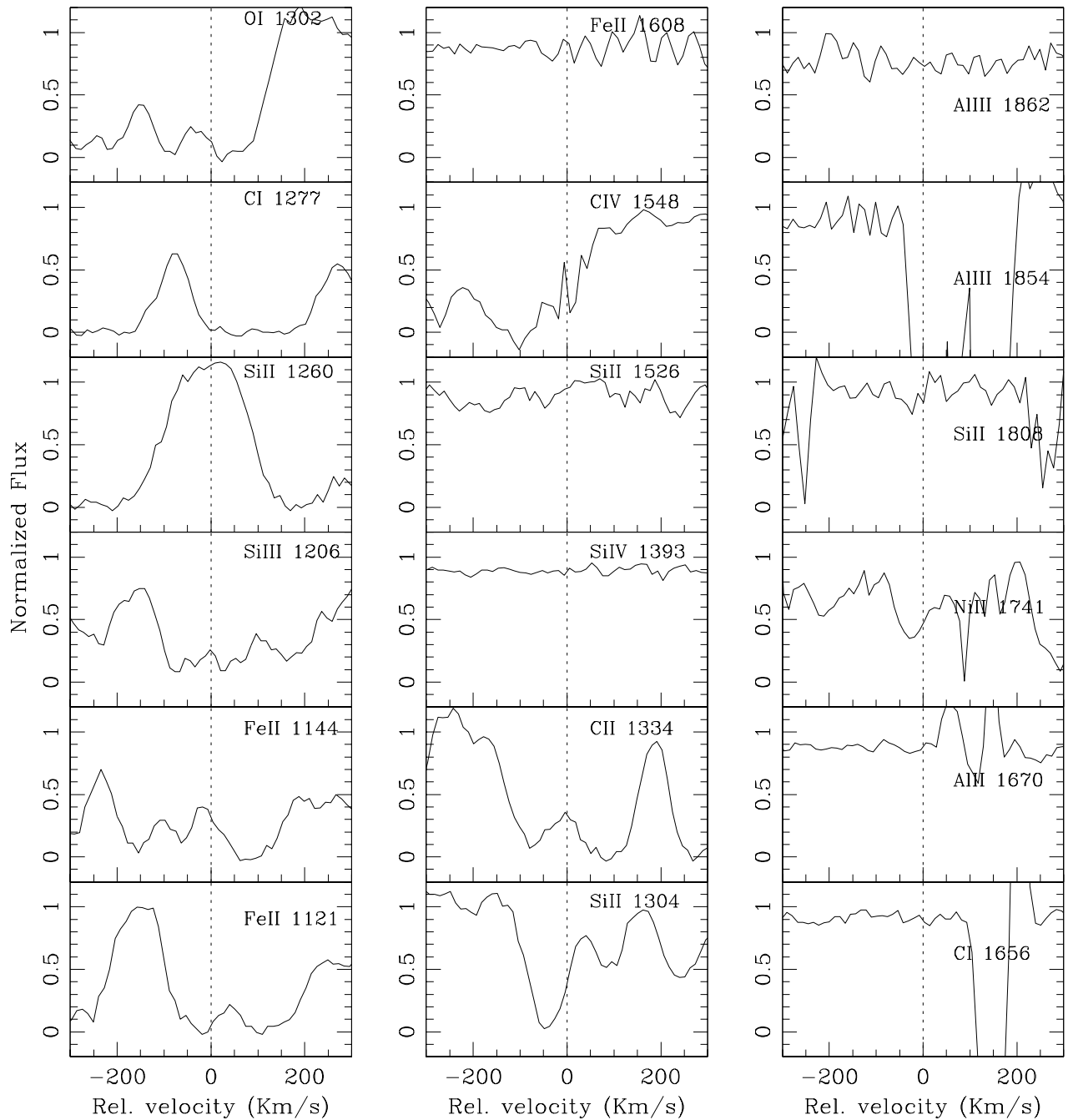
SDSS0756+4104 ; $z_{abs} = 4.3608$ 

Figura C.17: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.3608$ identificado na linha de visada do QSO SDSS0756+4104. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.3608$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

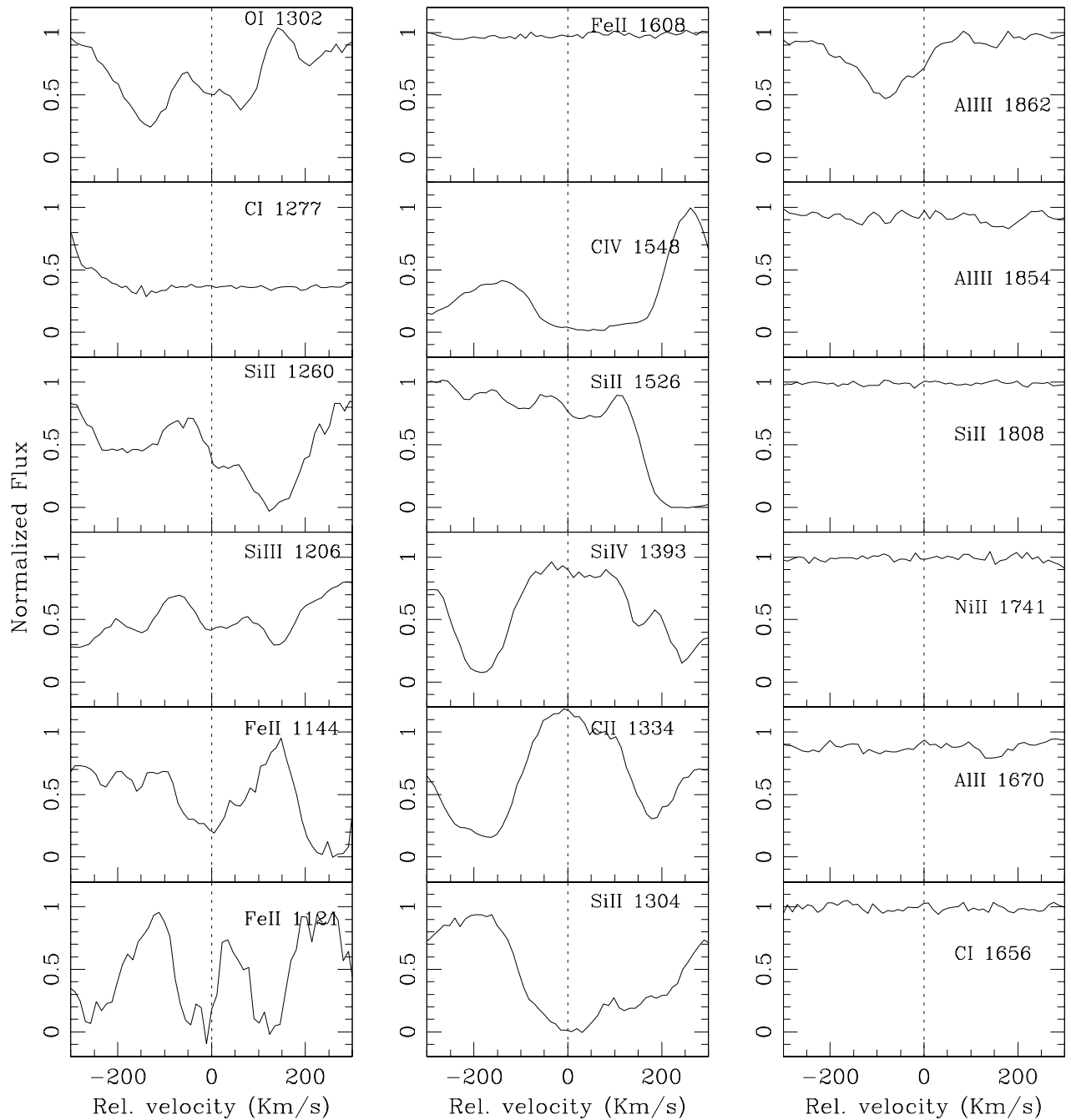
SDSS0810+4603 ; $z_{abs} = 2.9397$ e 3.4720 

Figura C.18: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.9397$ identificado na linha de visada do QSO SDSS0810+4603. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.9397$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

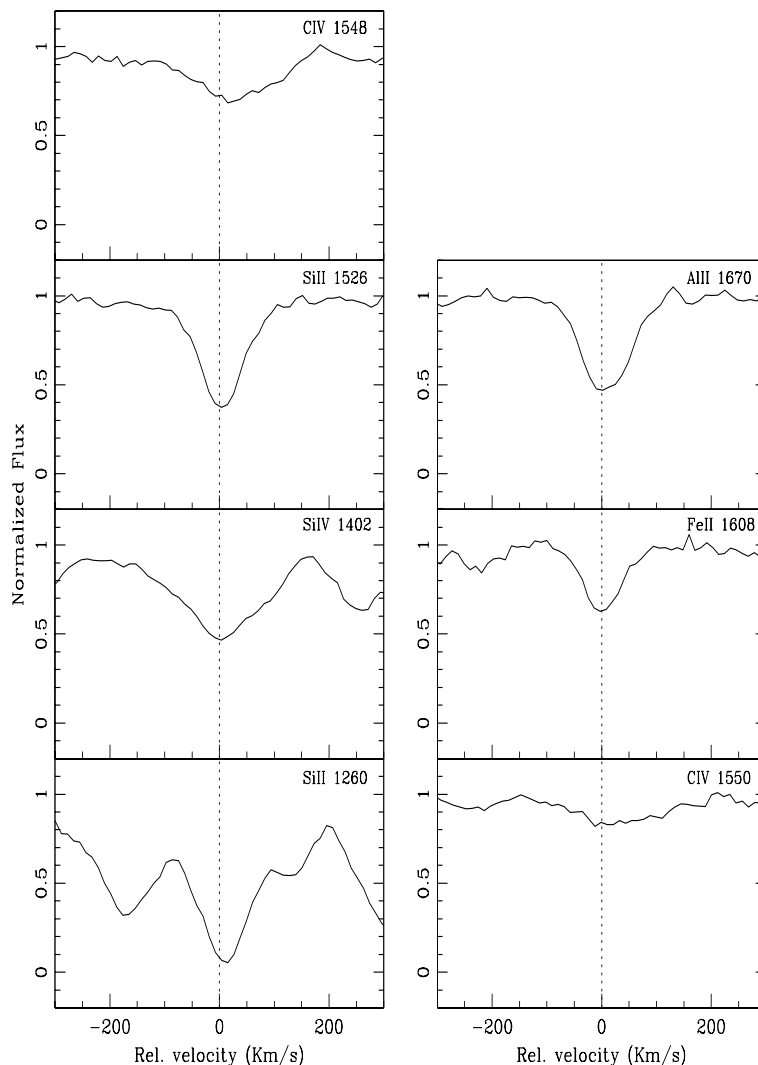


Figura C.19: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.4720$ identificado na linha de visada do QSO SDSS0810+4603. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.4724$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.13: Densidade de coluna Iônica: SDSS0810+4603, $z_{abs} = 3.4720$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.4720	19.89 ± 0.06	...
Si II	1260.4223	3.472541	13.776 ± 0.021	-1.674
SiIV	1402.770	3.472483	13.997 ± 0.009	-1.453
Si II	1526.70698	3.472469	14.214 ± 0.009	-1.236
C IV	1548.2041	3.472796	13.814 ± 0.014	-2.666
C IV	1550.7812	3.472903	13.983 ± 0.014	-2.497
Fe II	1608.45085	3.472431	14.231 ± 0.013	-1.159
Al II	1670.7886	3.472514	12.979 ± 0.009	-1.401

PSS0950+5801 ; $z_{abs} = 3.266$

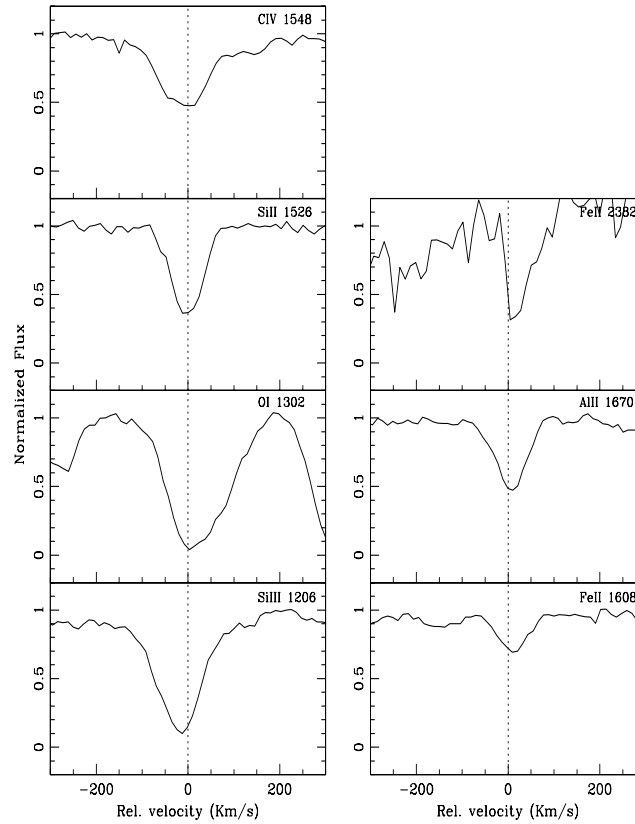


Figura C.20: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.266$ identificado na linha de visada do QSO PSS0950+5801. A linha vertical traçada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.263$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.14: Densidade de coluna Iônica: PSS0950+5801, $z_{abs} = 3.266$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.266	20.2 ± 0.2	...
Si III	1206.500	3.263147	13.472 ± 0.016	-2,288
O I	1302,1685	3.263411	14.743 ± 0.052	-2,197
C II*	1335.7077	3.262969	14.226 ± 0.080	-2,564
Si II	1526.70698	3.263626	14.156 ± 0.013	-1,604
C IV	1548.2041	3.263292	14.062 ± 0.016	-2,728
C IV	1550.7812	3.268460	13.516 ± 0.034	-3,274
Fe II	1608.45085	3.263543	14.088 ± 0.024	-1,612
Al II	1670.7886	3.263488	12.844 ± 0.013	-1,846
Al III	1854.7164	3.258335	12.567 ± 0.026	-2,123
Fe II	2382.7652	3.263708	13.496 ± 0.069	-2,204

PSS0955+5940 ; $z_{abs} = 3.541, 3.8417 \text{ e } 4.0438$.

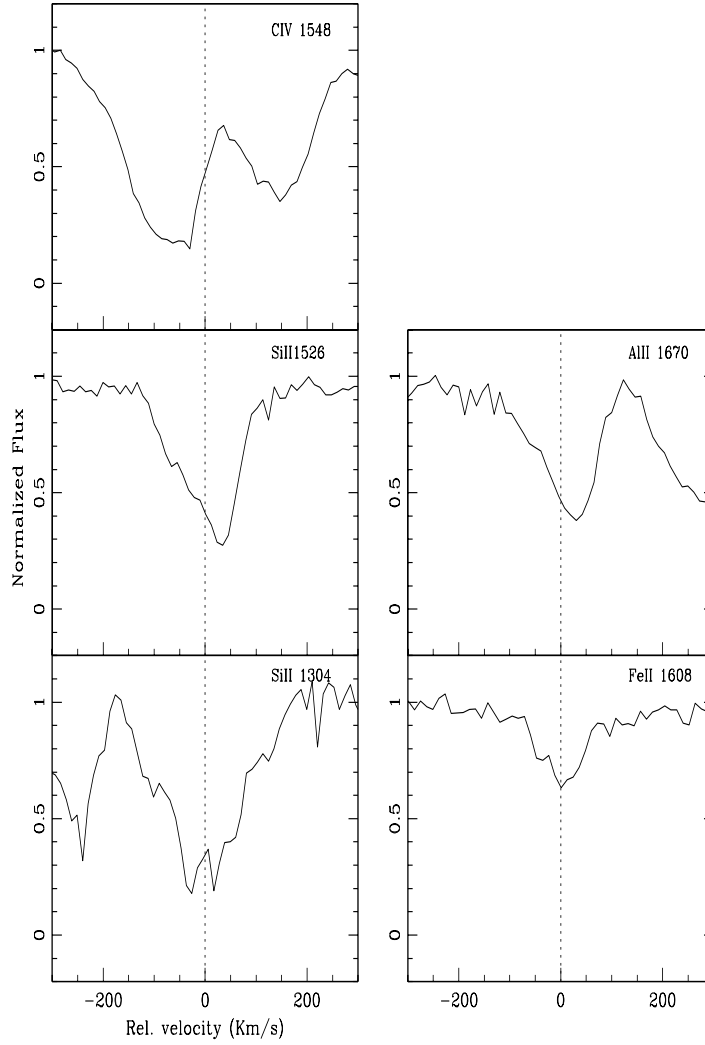


Figura C.21: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.541$ identificado na linha de visada do QSO PSS0955+5940. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.5415$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.15: Densidade de coluna Iônica: PSS0955+5940, $z_{abs} = 3.541$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.541	20.0 ± 0.4	...
Si II	1304.3702	3.541138	14.987 ± 0.017	-0,573
Si II	1526.70698	3.541424	14.273 ± 0.024	-1,287
C IV	1548.2041	3.540373	14.509 ± 0.010	-2,081
C IV	1550.7812	3.540394	13.991 ± 0.032	-2,599
Fe II	1608.45085	3.541574	14.319 ± 0.026	-1,181
Al II	1670.7886	3.541901	12.982 ± 0.094	-1,508

h!

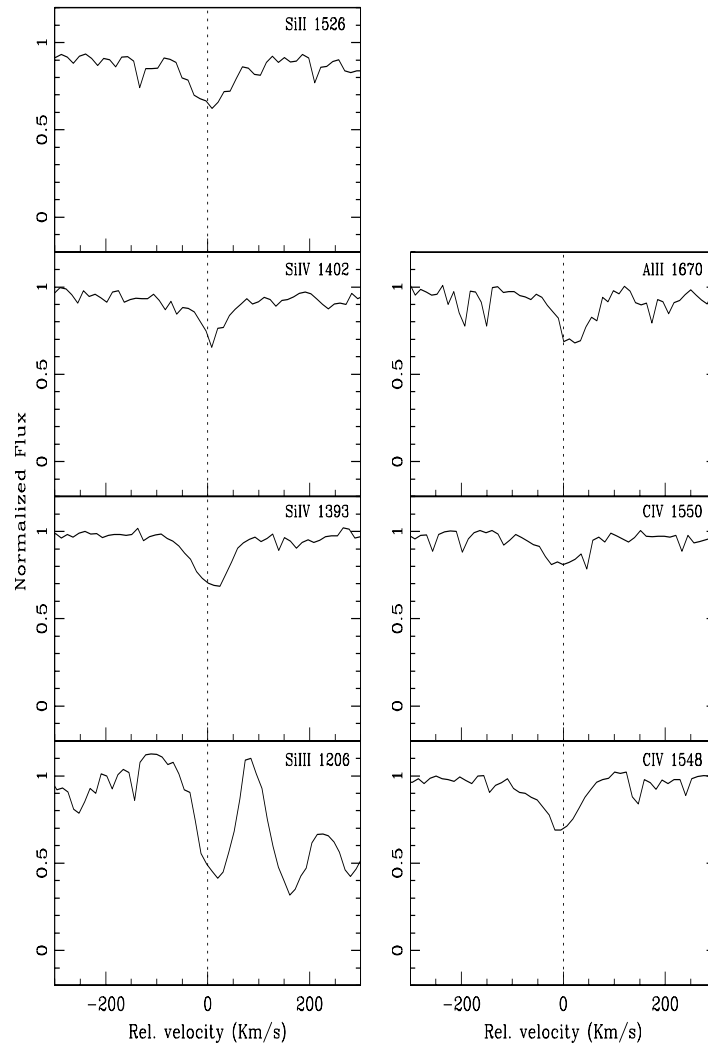


Figura C.22: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.8417$ identificado na linha de visada do QSO PSS0955+5940. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.8419$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.16: Densidade de coluna Iônica: PSS0955+5940, $z_{abs} = 3.8417$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.8417	19.9 ± 0.1	...
Si III	1206.500	3.842003	13.089 ± 0.055	-2,371
SiIV	1393.76018	3.841918	13.250 ± 0.016	-2,21
SiIV	1402.770	3.841914	13.369 ± 0.036	-2,091
Si II	1526.70698	3.841917	13.780 ± 0.031	-1,68
C IV	1548.2041	3.841673	13.627 ± 0.020	-2,863
C IV	1550.7812	3.841804	13.777 ± 0.035	-2,713
Al II	1670.7886	3.842140	12.600 ± 0.023	-1,79

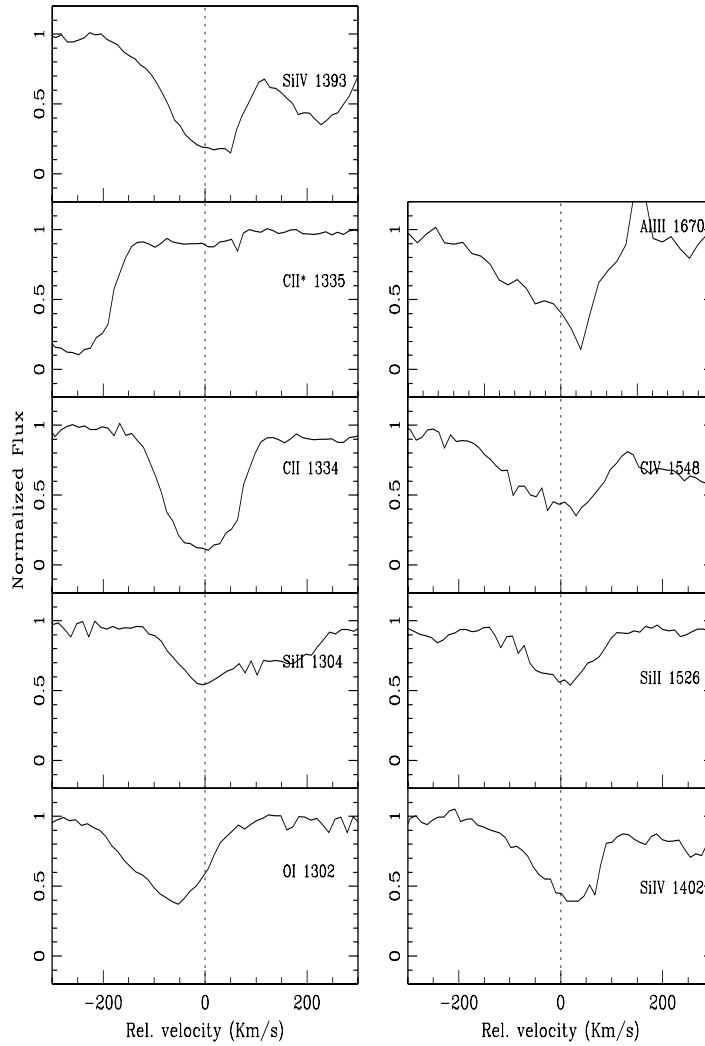


Figura C.23: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.0438$ identificado na linha de visada do QSO PSS0955+5940. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.0434$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.17: Densidade de coluna Iônica: PSS0955+5940, $z_{abs} = 4.0438$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	4.0438	19 ± 1	...
O I	1302,1685	4.042272	14.923 ± 0.017	-0,817
Si II	1304.3702	4.043155	13.903 ± 0.072	-0,687
C II	1334.5323	4.043297	14.821 ± 0.009	-0,769
C II*	1335.7077	4.043026	13.652 ± 0.053	-1,938
SiIV	1393.76018	4.043494	14.129 ± 0.009	-0,431
SiIV	1402.770	4.043636	13.927 ± 0.104	-0,633
Si II	1526.70698	4.043441	14.236 ± 0.014	-0,324
C IV	1548.2041	4.043323	14.359 ± 0.126	-1,231
Al II	1670.7886	4.043127	13.106 ± 0.130	-0,384

PSS0957+3308 ; $z_{abs} = 3.2766$ e 4.1713

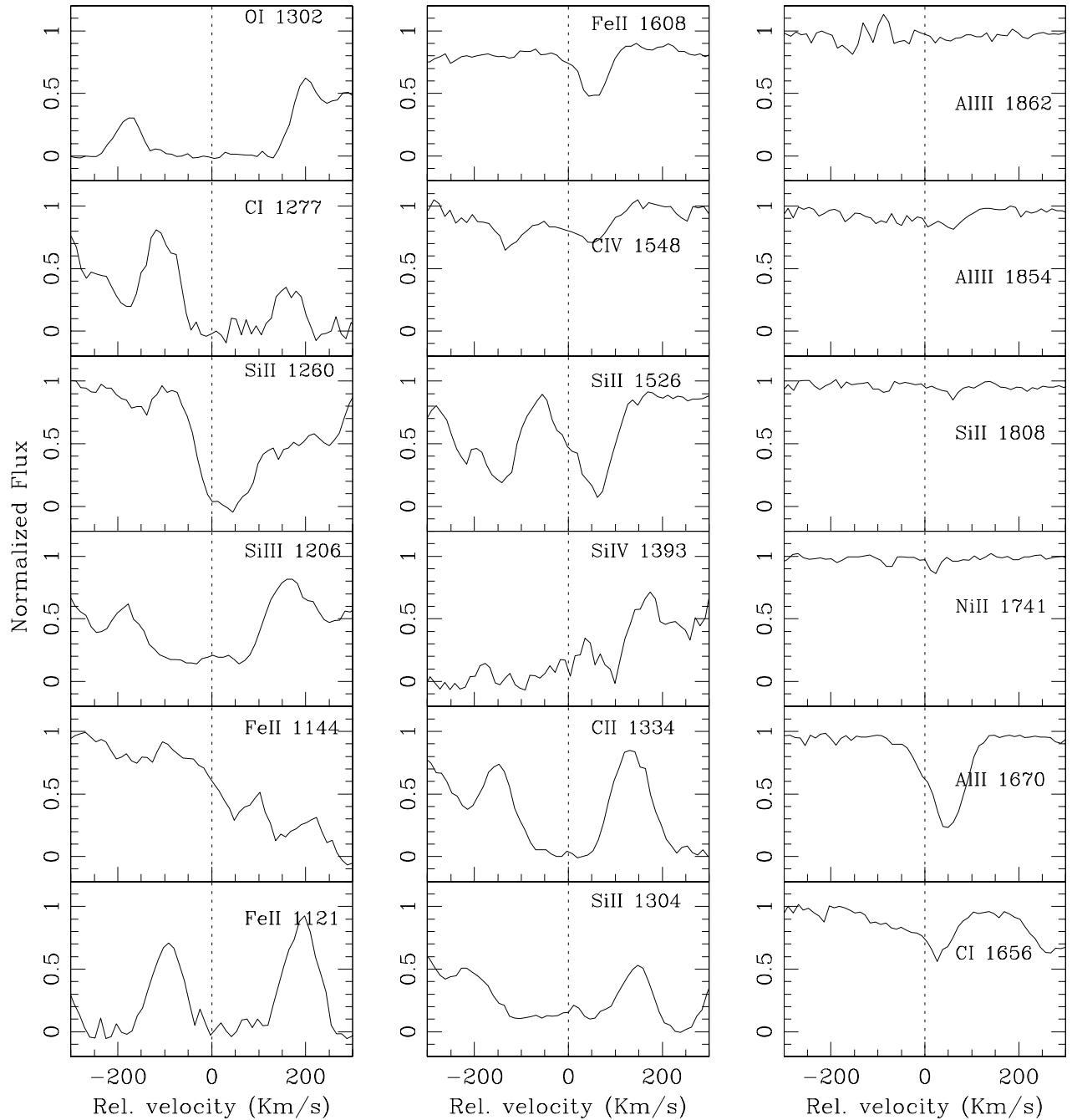


Figura C.24: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.2766$ identificado na linha de visada do QSO PSS0957+3308. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2766$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

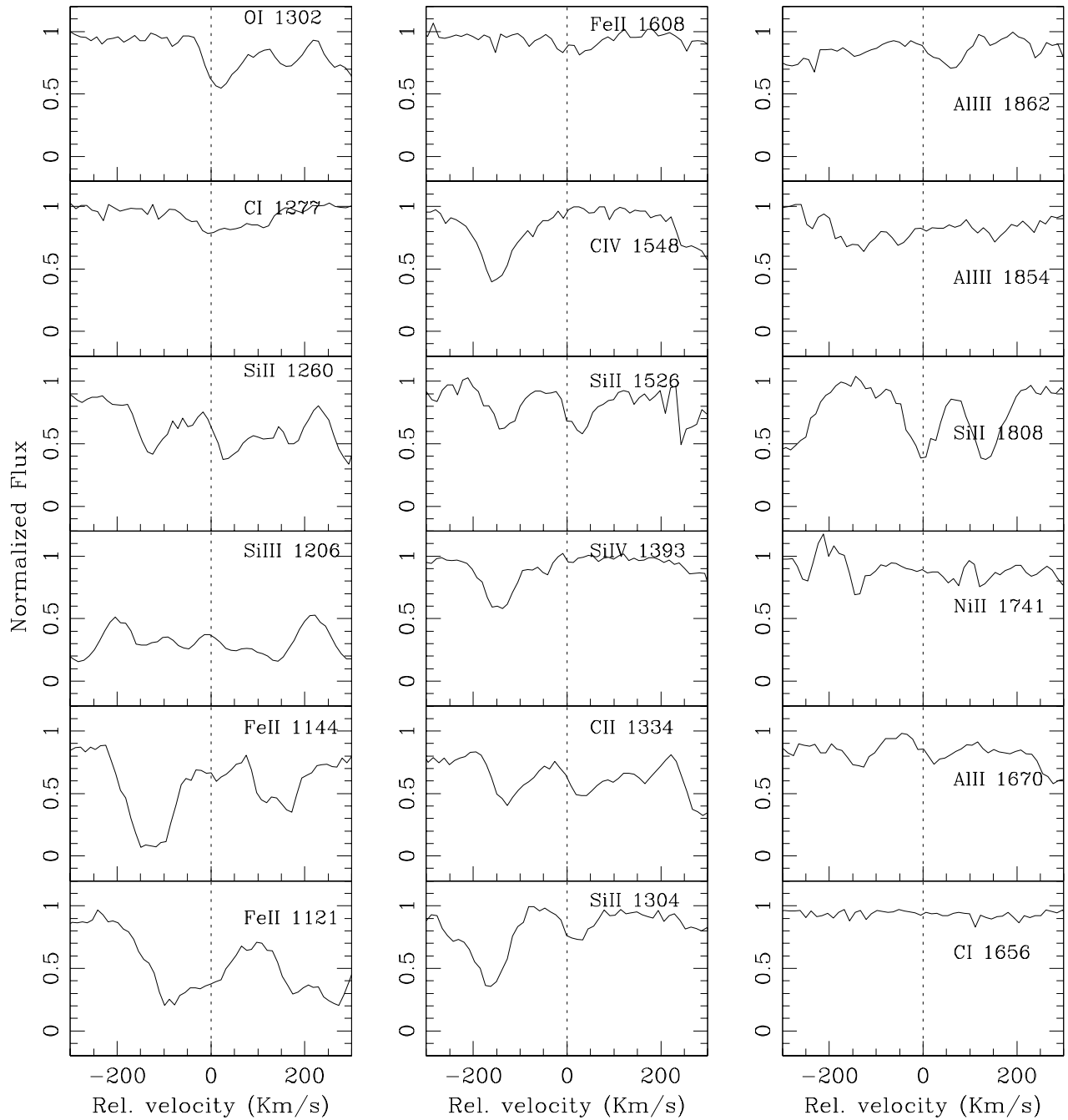


Figura C.25: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.1713$ identificado na linha de visada do QSO PSS0957+3308. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.1713$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

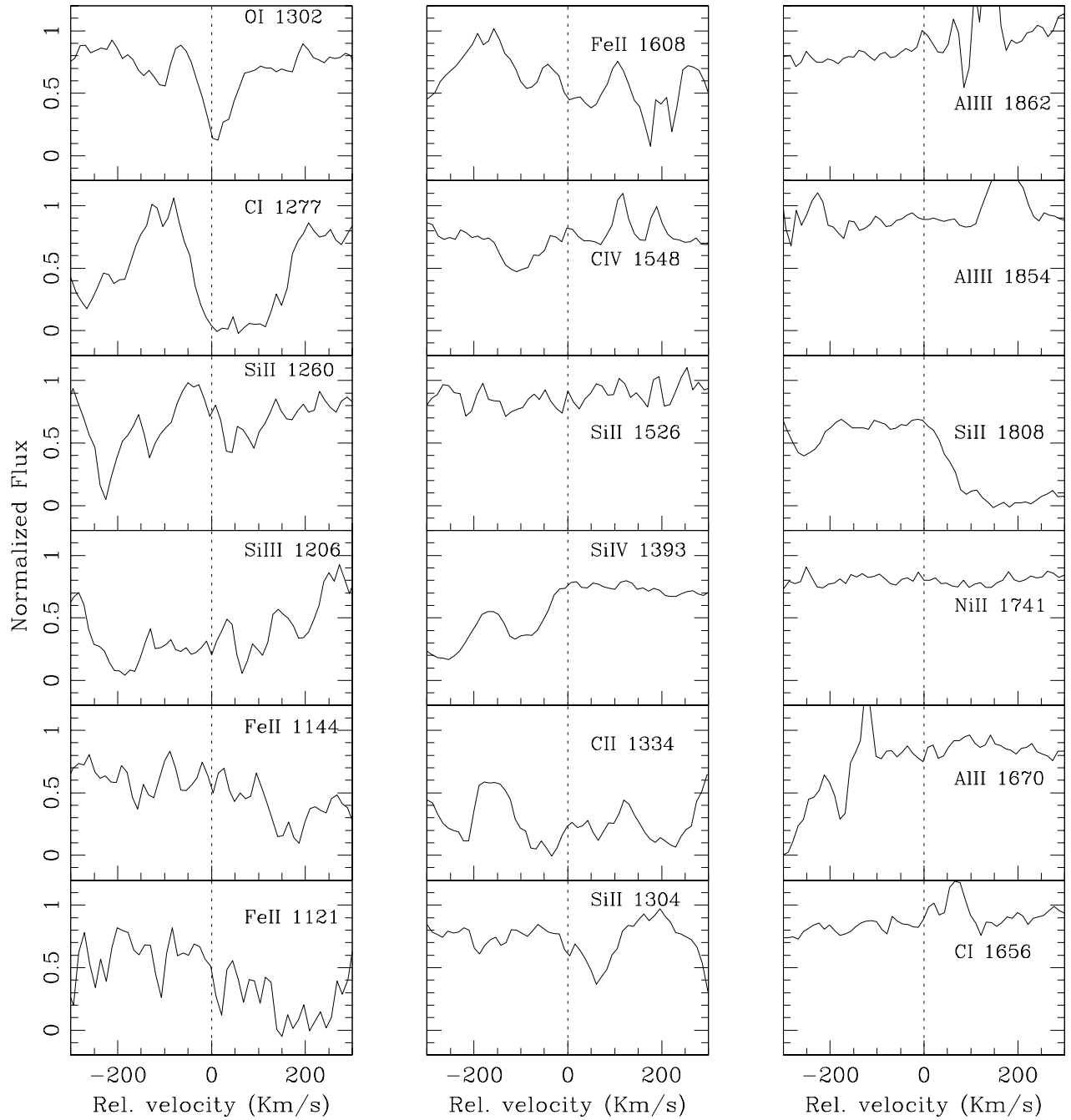
Bri1013+0035 ; $z_{abs} = 3.7402$ 

Figura C.26: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.7402$ identificado na linha de visada do QSO Bri1013+0035. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.7402$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

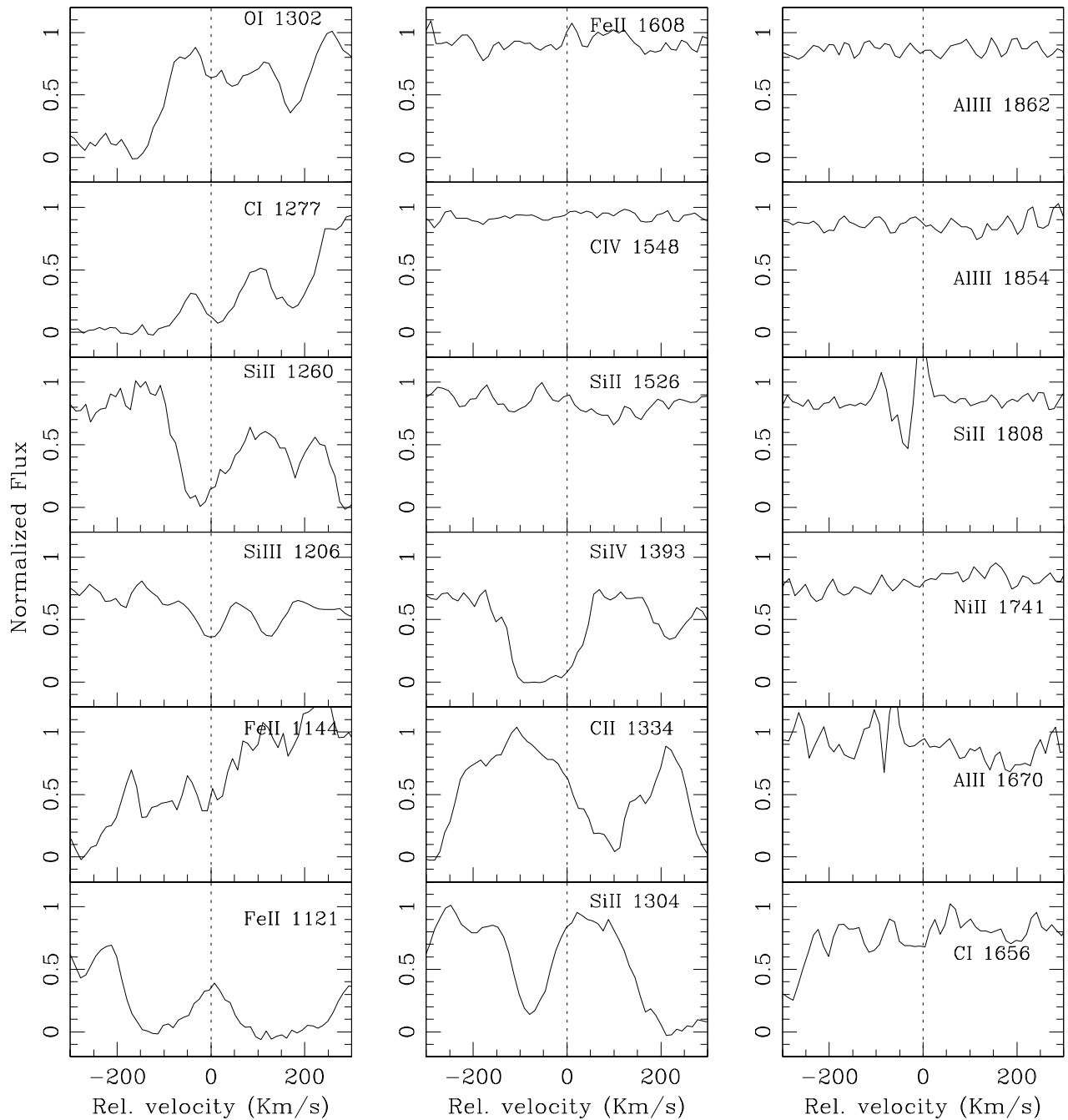
PSS1026+3828 ; $z_{abs} = 3.3386$ 

Figura C.27: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.3386$ identificado na linha de visada do QSO PSS1026+3828. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.3386$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

PSS1057+4555 ; $z_{abs} = 2.909$ e 3.316

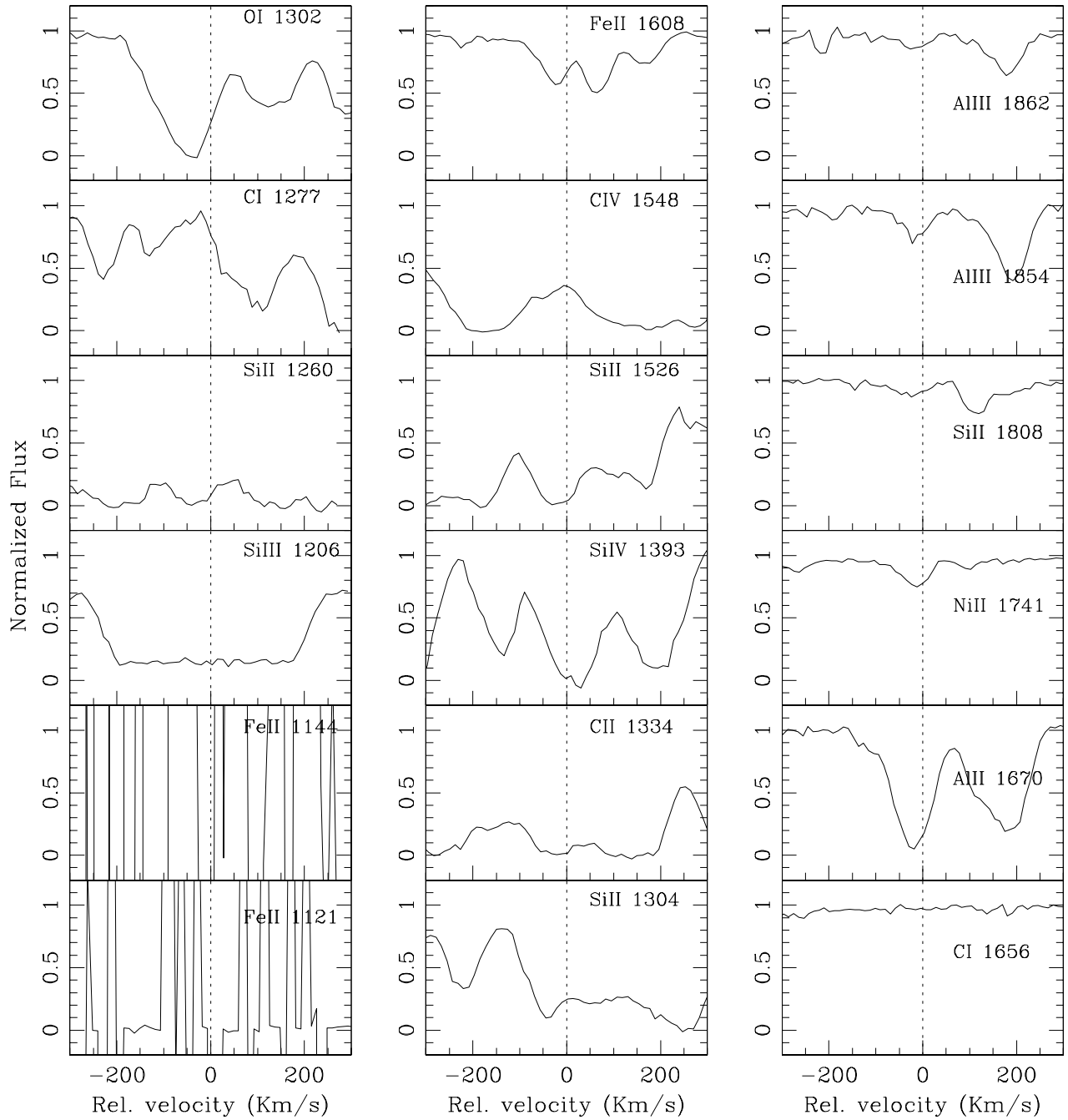


Figura C.28: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.909$ identificado na linha de visada do QSO PSS1057+4555. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.909$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

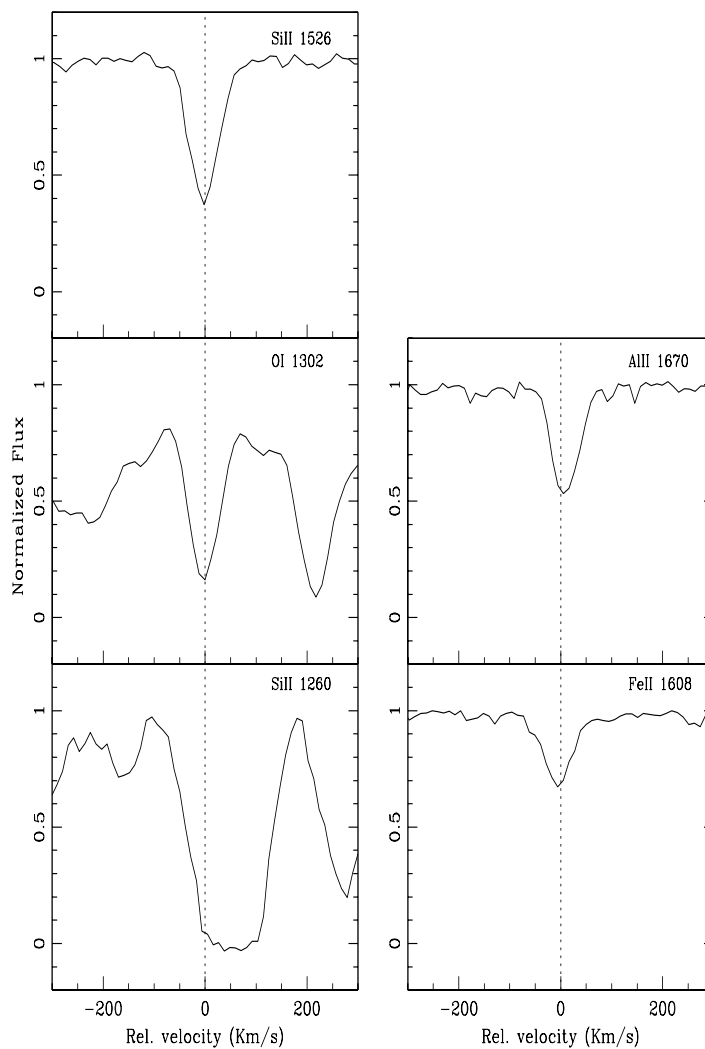


Figura C.29: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.316$ identificado na linha de visada do QSO PSS1057+4555. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.316$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.18: Densidade de coluna Iônica: PSS1057+4555, $z_{abs} = 3.361$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.316	20.228 ± 0.034	...
O I	1302,1685	3.316692	$> 14.678 \pm 0.102$	> -2.29
C II	1334.5323	3.316576	14.760 ± 0.012	-2.058
Si II	1526.70698	3.316572	14.079 ± 0.009	-1.709
Fe II	1608.45085	3.309150	15.792 ± 0.017	0.064
Al II	1670.7886	3.316734	12.696 ± 0.015	-2.022
Ni II	1741.5531	3.315765	13.981 ± 0.026	-0.497

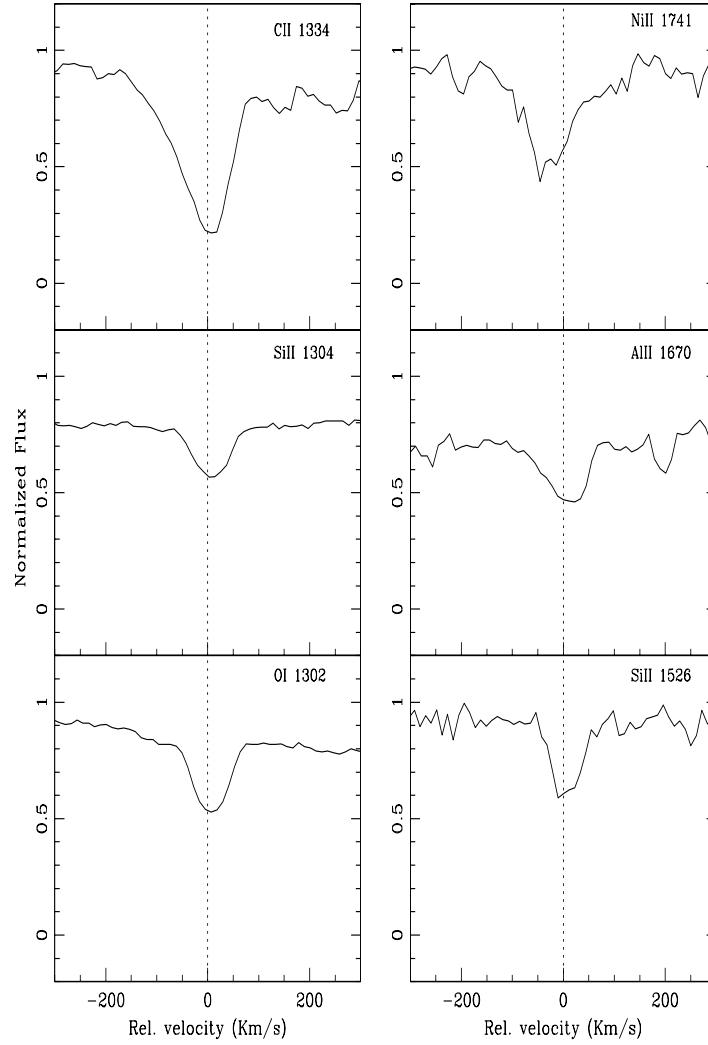
PSS1118+3702 ; $z_{abs} = 3.6998$


Figura C.30: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6998$ identificado na linha de visada do QSO PSS1118+3702. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.698$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.19: Densidade de coluna Iônica: PSS1118+3702, $z_{abs} = 3.698$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.698	19.76 ± 0.05	...
O I	1302,1685	3.698087	$> 14.404 \pm 0.019$	$> -2,096$
Si II	1304.3702	3.698105	$> 13.967 \pm 0.012$	$> -1,353$
C II	1334.5323	3.698112	14.359 ± 0.107	-1,991
Si II	1526.70698	3.698105	13.824 ± 0.022	-1,496
Al II	1670.7886	3.698096	$> 12.664 \pm 0.023$	$> -1,586$
NiII	1741.5531	3.697609	14.191 ± 0.025	0,181

PSS1159+1337 ; $z_{abs} = 3.7254$

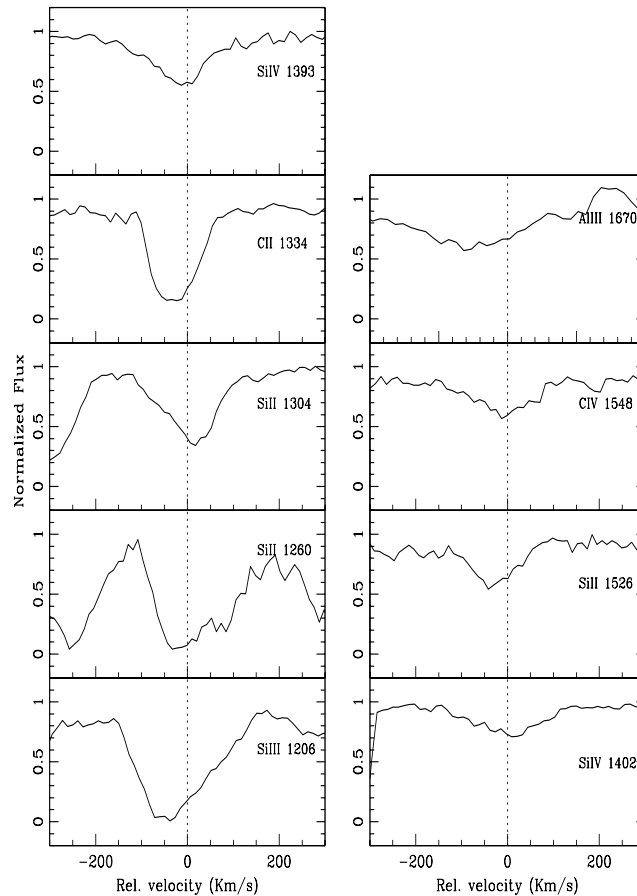


Figura C.31: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.7254$ identificado na linha de visada do QSO PSS1159+1337. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.724$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.20: Densidade de coluna Iônica: PSS1159+1337, $z_{abs} = 3.7254$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215.67	3.7254	20.1 ± 0.1	...
Si III	1206.500	3.723472	14.022 ± 0.026	-1,638
Si II	1260.4223	3.723970	14.179 ± 0.032	-1,481
Si II	1304.3702	3.724146	14.585 ± 0.016	-1,075
C II	1334.5323	3.723518	14.639 ± 0.010	-2,051
SiIV	1393.76018	3.723699	13.655 ± 0.018	-2,005
SiIV	1402.770	3.721362	13.057 ± 0.958	-2,603
Si II	1526.70698	3.722136	13.393 ± 0.020	-2,267

PSS1248+3110 ; $z_{abs} = 3.6970$ e 4.0758

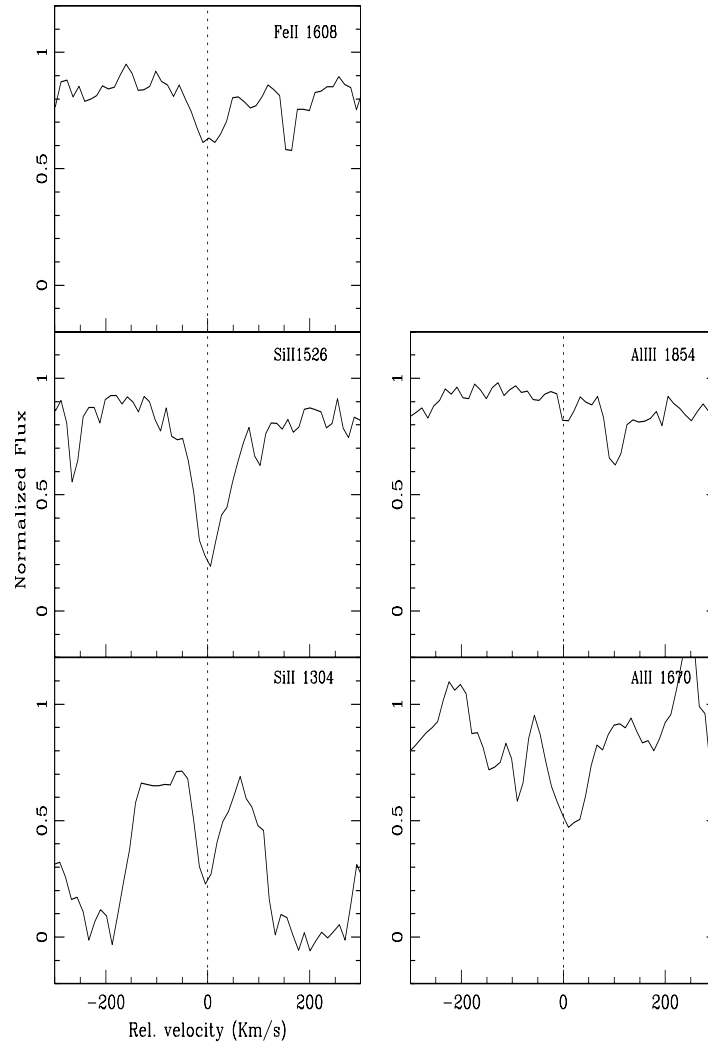


Figura C.32: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6970$ identificado na linha de visada do QSO PSS1248+3110. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.697$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.21: Densidade de coluna Iônica: PSS1248+3110, $z_{abs} = 3.697$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.6970	20.454 ± 0.12	20.63 ± 0.07
Si II	1304.3702	3.697031	$>14.298 \pm 0.040$	14.393 ± 0.016	$>-1,716$	-1.797
Si II	1526.70698	3.697060	14.142 ± 0.039	>14.243	-1,872	...
Fe II	1608.45085	3.697019	$>15.941 \pm 0.037$	13.890 ± 0.046	$>-0,013$	-2.240
Al II	1670.7886	3.697227	$>12.841 \pm 0.016$	12.777 ± 0.020	$>-2,103$	-2.343
Al III	1854.7164	3.697131	12.348 ± 0.084	<12.191	-2,596	...

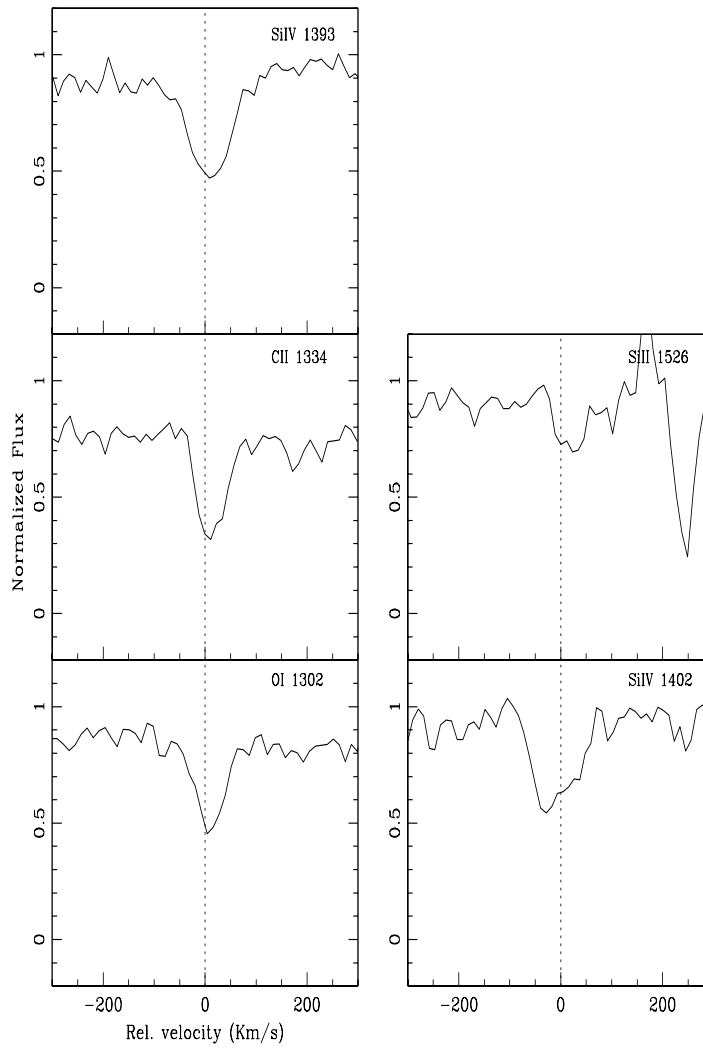


Figura C.33: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.0758$ identificado na linha de visada do QSO PSS1248+3110. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.0743$ O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.22: Densidade de coluna Iônica: PSS1248+3110, $z_{abs} = 4.0743$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	4.0743	19.88 ± 0.67	...
O I	1302,1685	4.074473	14.447 ± 0.028	-2,173
C II	1334.5323	4.074527	$> 14.131 \pm 0.028$	$> -2,339$
SiIV	1393.76018	4.074444	13.494 ± 0.014	-1,946
SiIV	1402.770	4.074117	13.783 ± 0.027	-1,657
Si II	1526.70698	4.074668	13.471 ± 0.079	-1,969

PSS1253-0228 ; $z_{abs} = 3.6051$

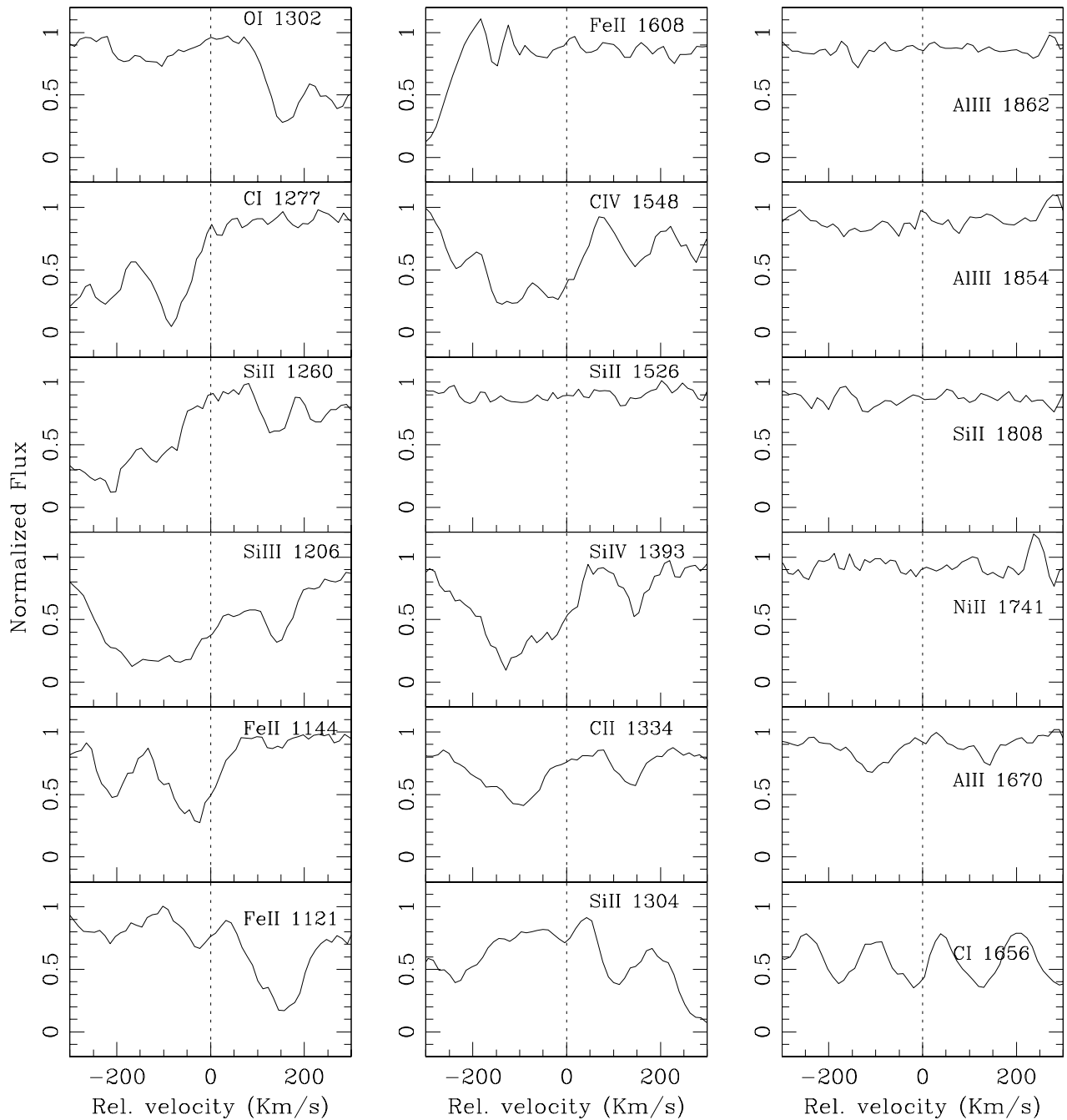


Figura C.34: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6501$ identificado na linha de visada do QSO PSS1253-0228. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6501$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

PSS1315+2924 ; $z_{abs} = 3.29$

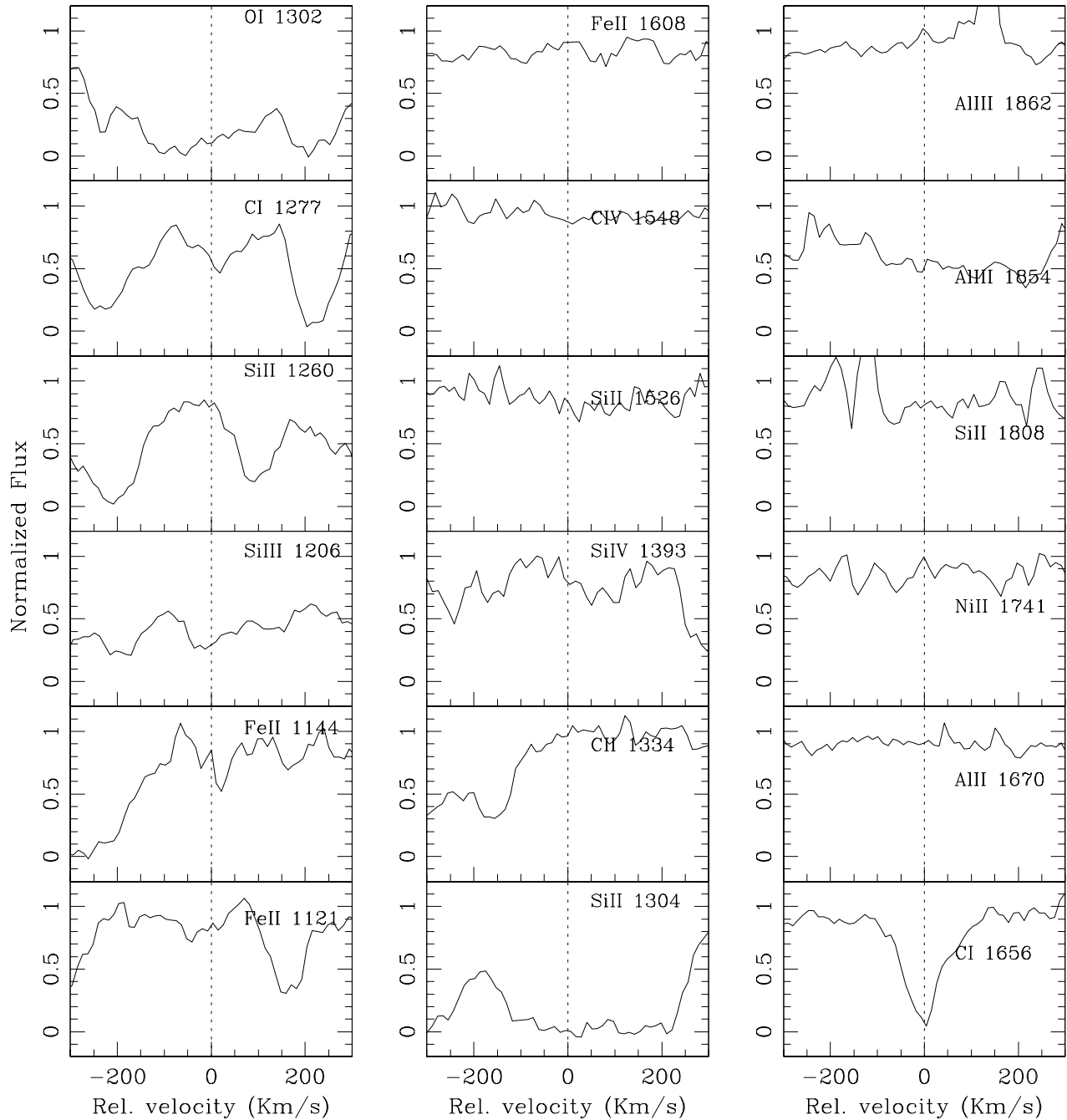


Figura C.35: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.29$ identificado na linha de visada do QSO PSS1315+2924. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.29$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

PSS1326+0743; $z_{abs} = 2.9188$ e 3.4232

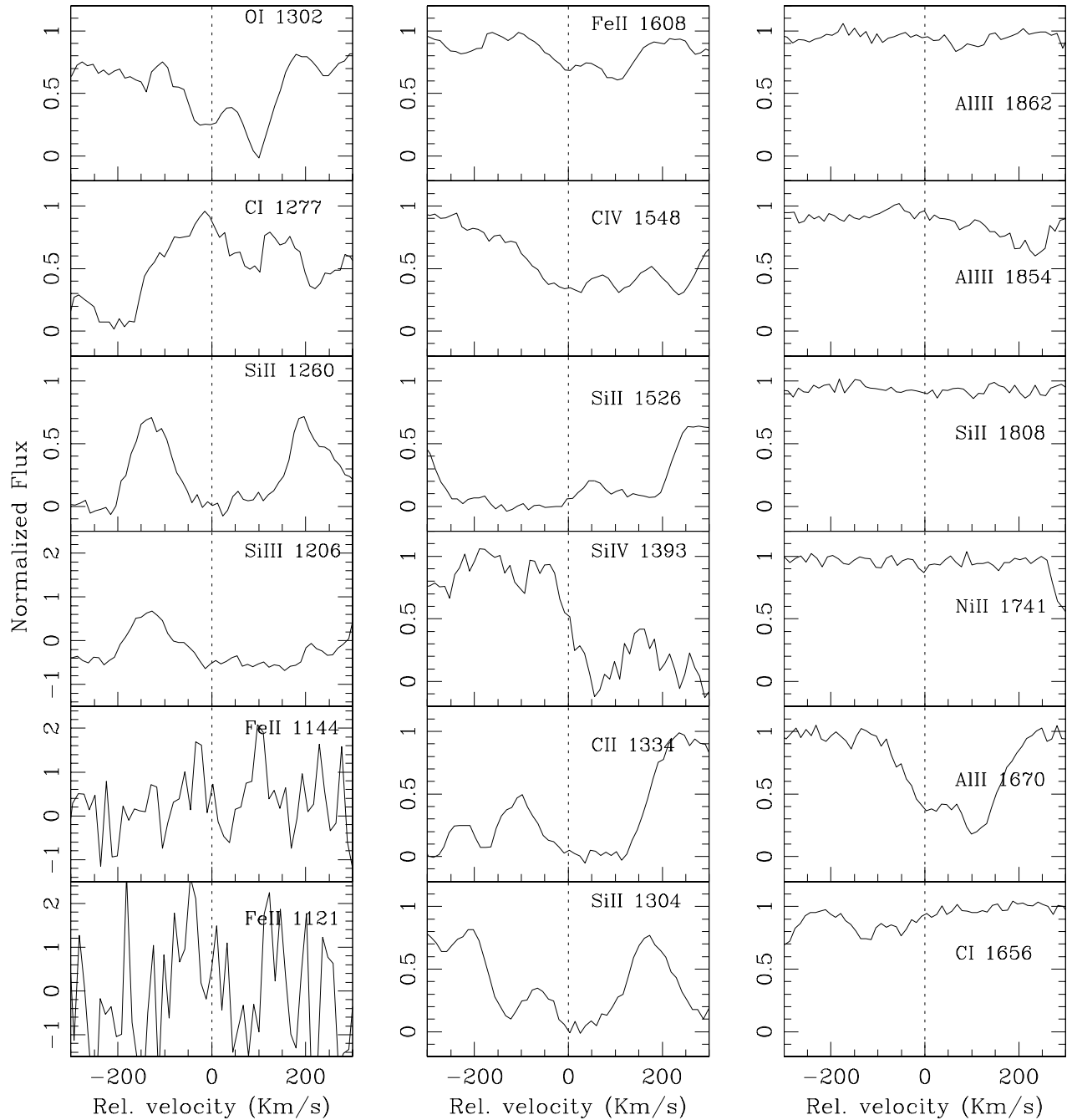


Figura C.36: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.9981$ identificado na linha de visada do QSO PSS1326+0743. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.9981$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

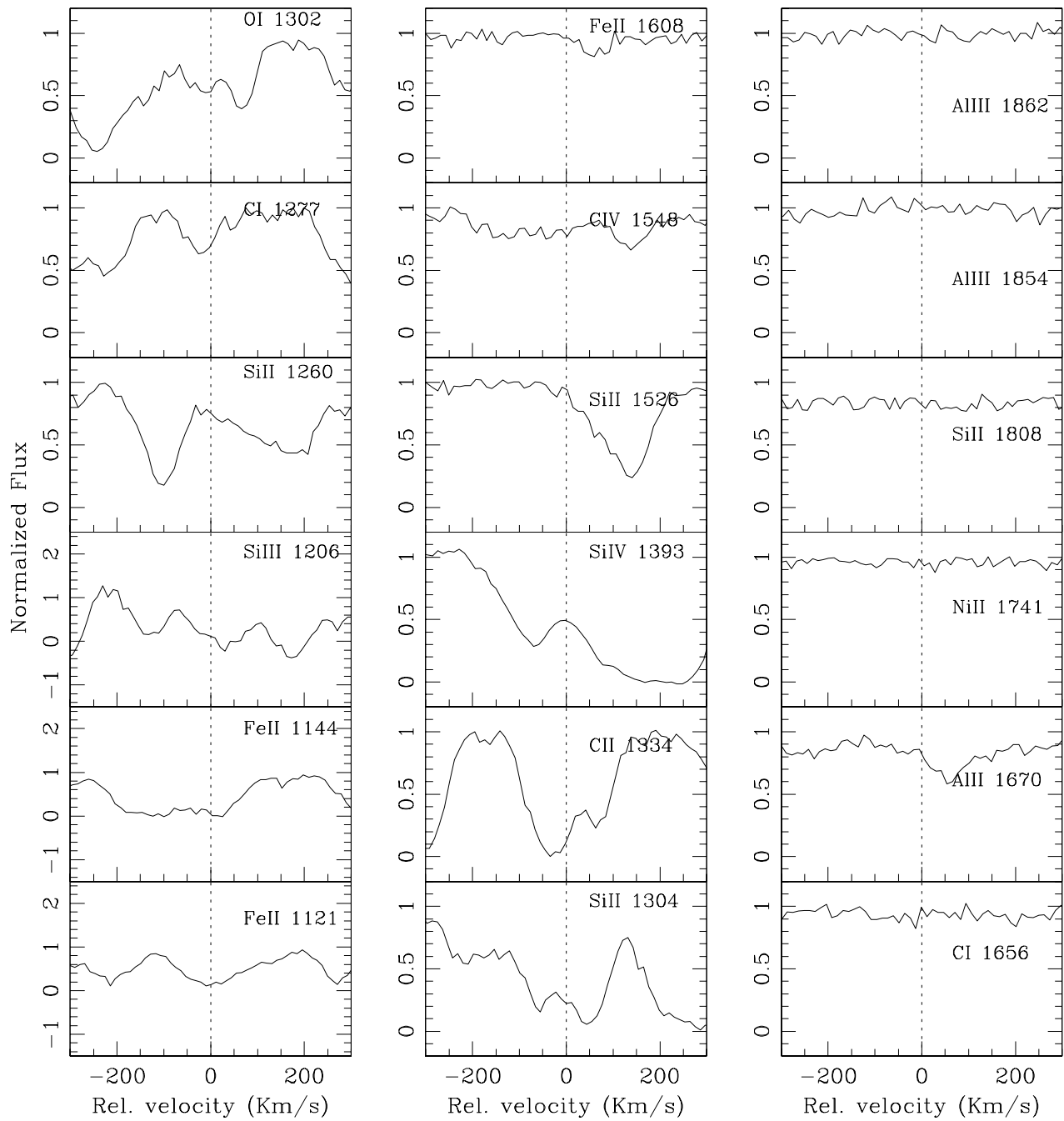


Figura C.37: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.4232$ identificado na linha de visada do QSO PSS1326+0743. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.4232$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

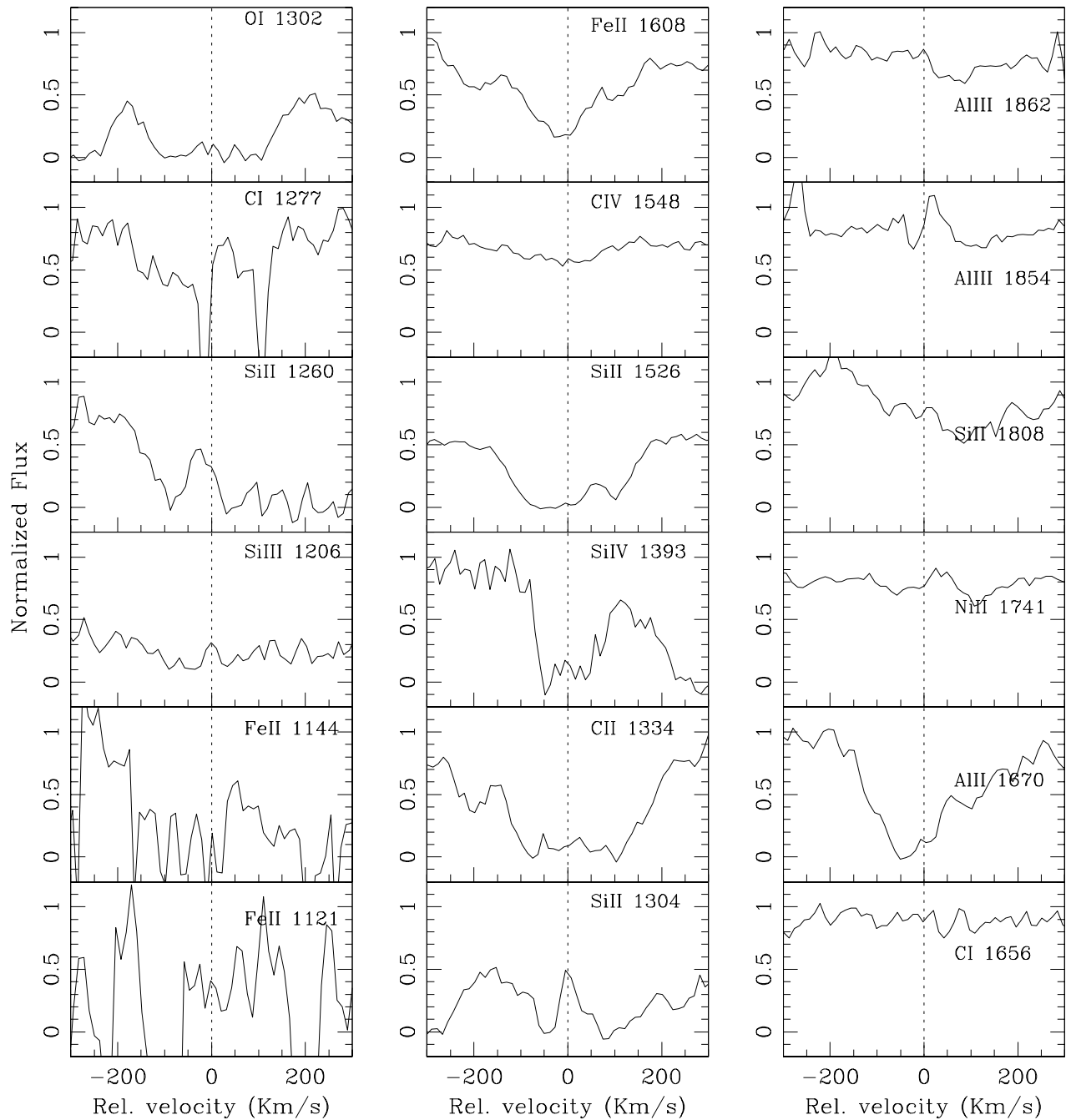
PSS1432+3940 ; $z_{abs} = 3.2739$ 

Figura C.38: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.2739$ identificado na linha de visada do QSO PSS1432+3940. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2739$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

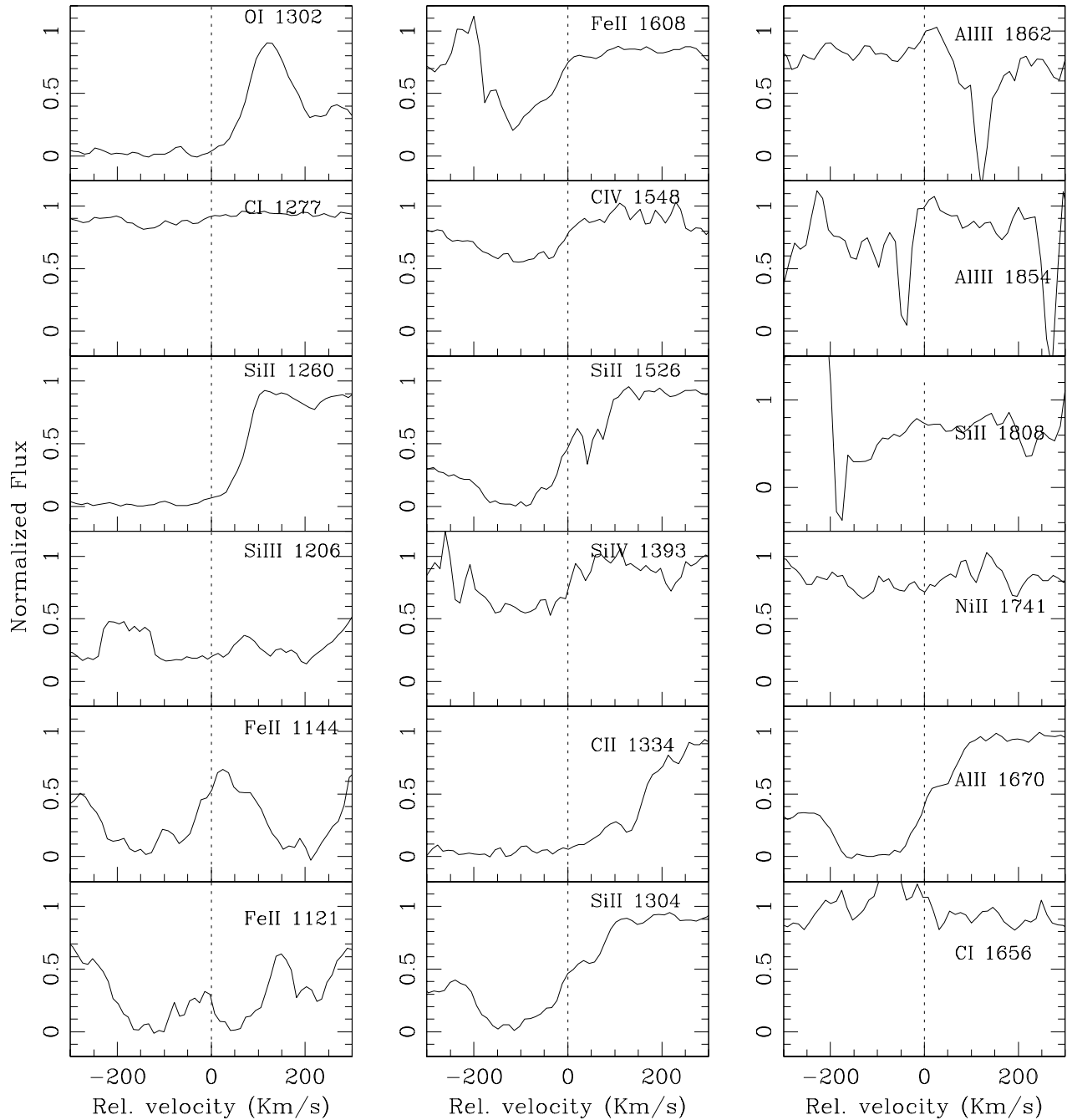
PSS1443+2724 ; $z_{abs} = 4.2262$ 

Figura C.39: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.2262$ identificado na linha de visada do QSO PSS1443+2724. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.2262$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

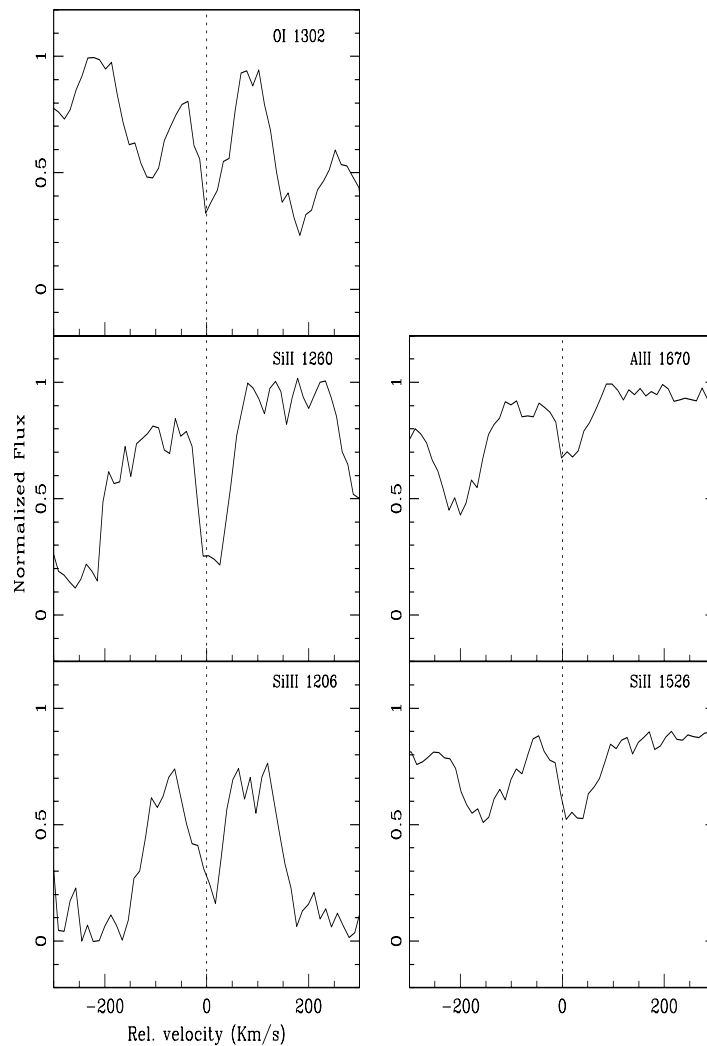
PSS1506+5220 ; $z_{abs} = 3.2240$


Figura C.40: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.2240$ identificado na linha de visada do QSO PSS1506+5220. A linha vertical traçada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2240$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.23: Densidade de coluna Iônica: PSS1506+5220 , $z_{abs} = 3.2240$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.2240	20.65 ± 0.07	20.67 ± 0.07
Si II	1260.4223	3.228260	$>13.185 \pm 0.017$	13.882 ± 0.018	>-3.025	-2.348
O I	1302,1685	3.224153	$>14.621 \pm 0.020$	>14.657	>-2.769	>-2.753
Si II	1526.70698	3.224402	$>3.945 \pm 0.019$	13.882 ± 0.018	>-2.265	...
Al II	1670.7886	3.224250	$>12.550 \pm 0.024$	>12.503	>-2.59	>-2.657

PSS1531+4157 ; $z_{abs} = 3.6572$

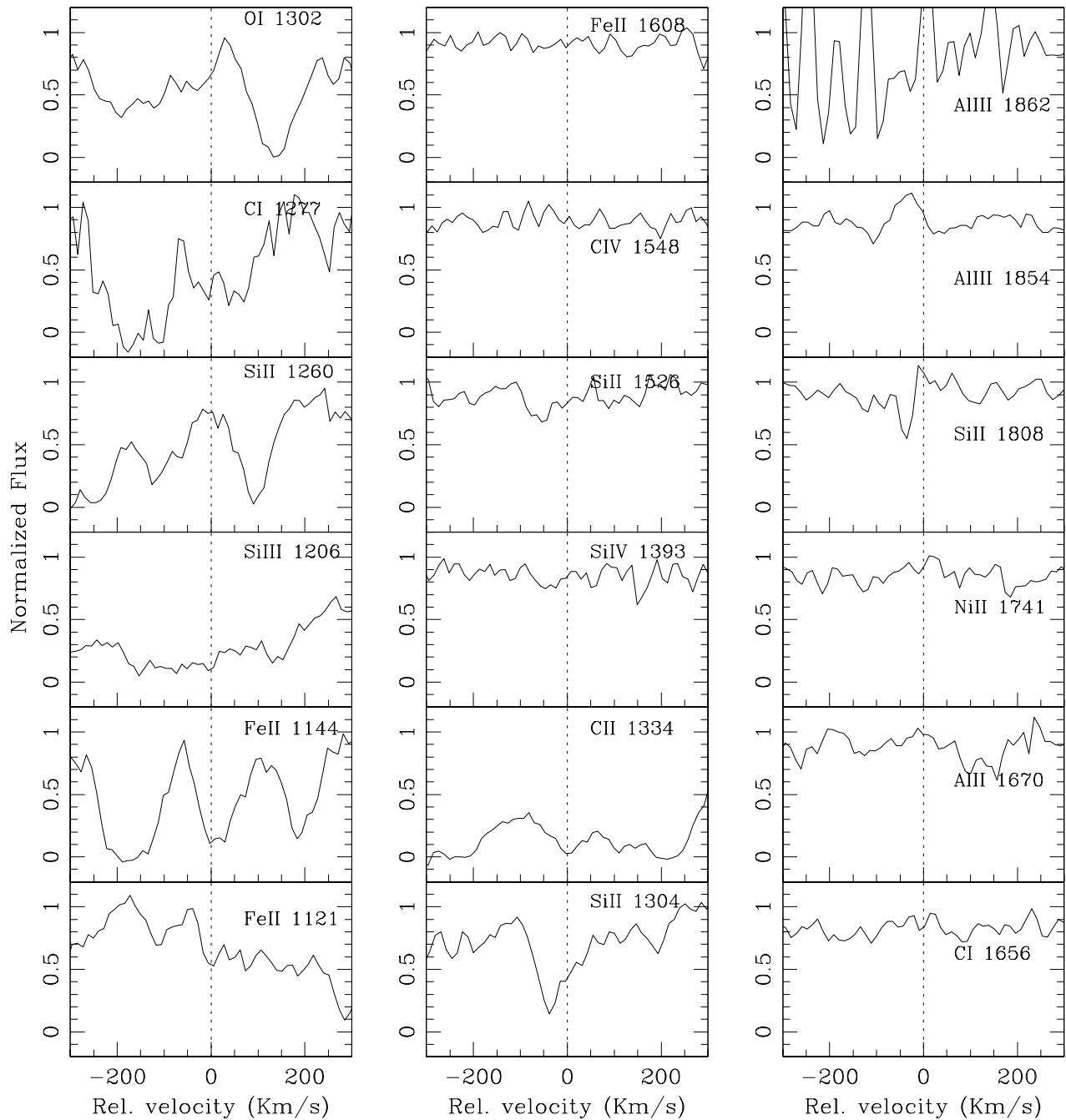


Figura C.41: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6572$ identificado na linha de visada do QSO PSS1531+4157. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6572$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

PSS1535+2943 ; $z_{abs} = 3.1974$ e 3.7589

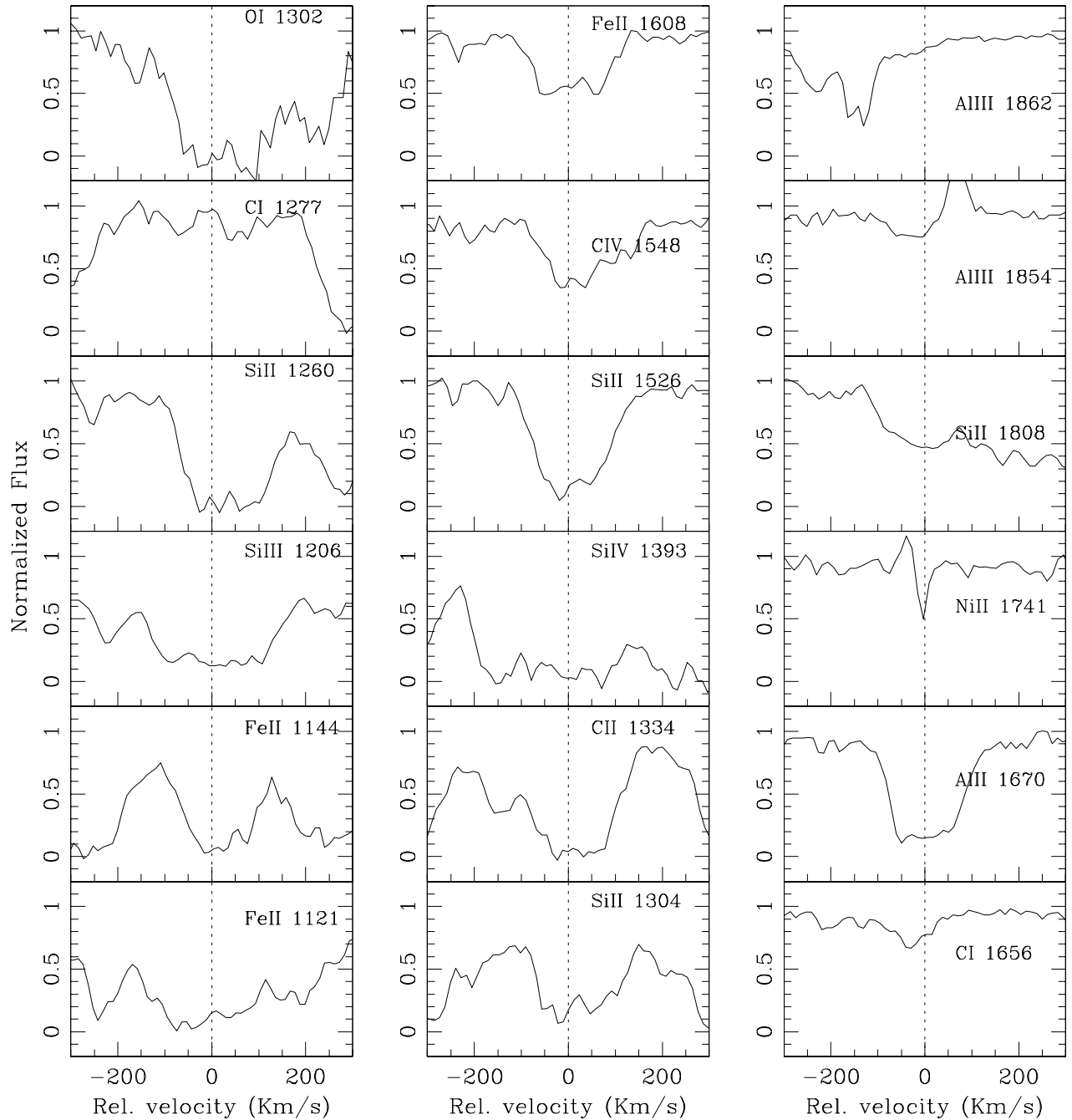


Figura C.42: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.1974$ identificado na linha de visada do QSO PSS1535+2943. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.197$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

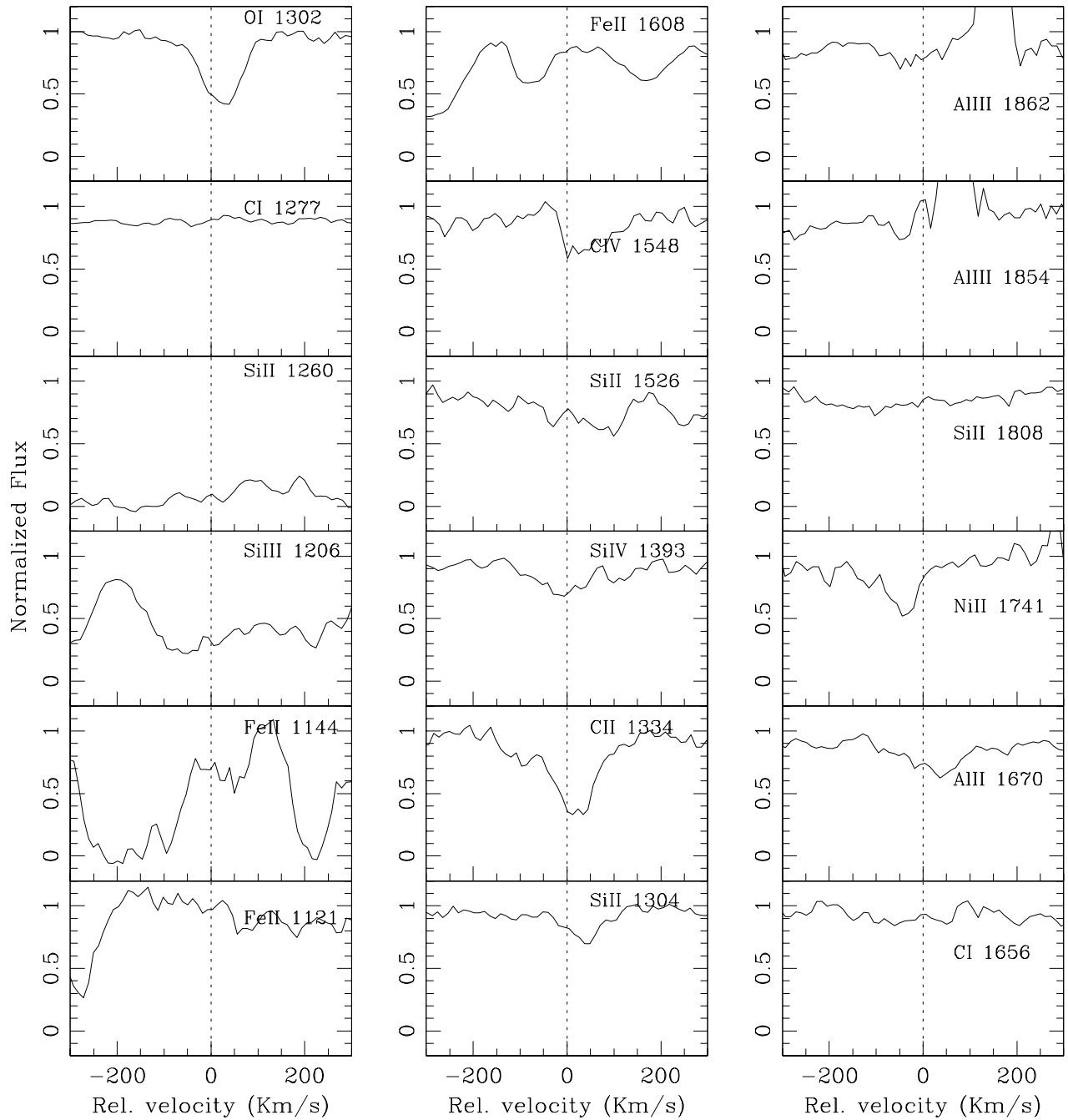


Figura C.43: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.7589$ identificado na linha de visada do QSO PSS1535+2943. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.761$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

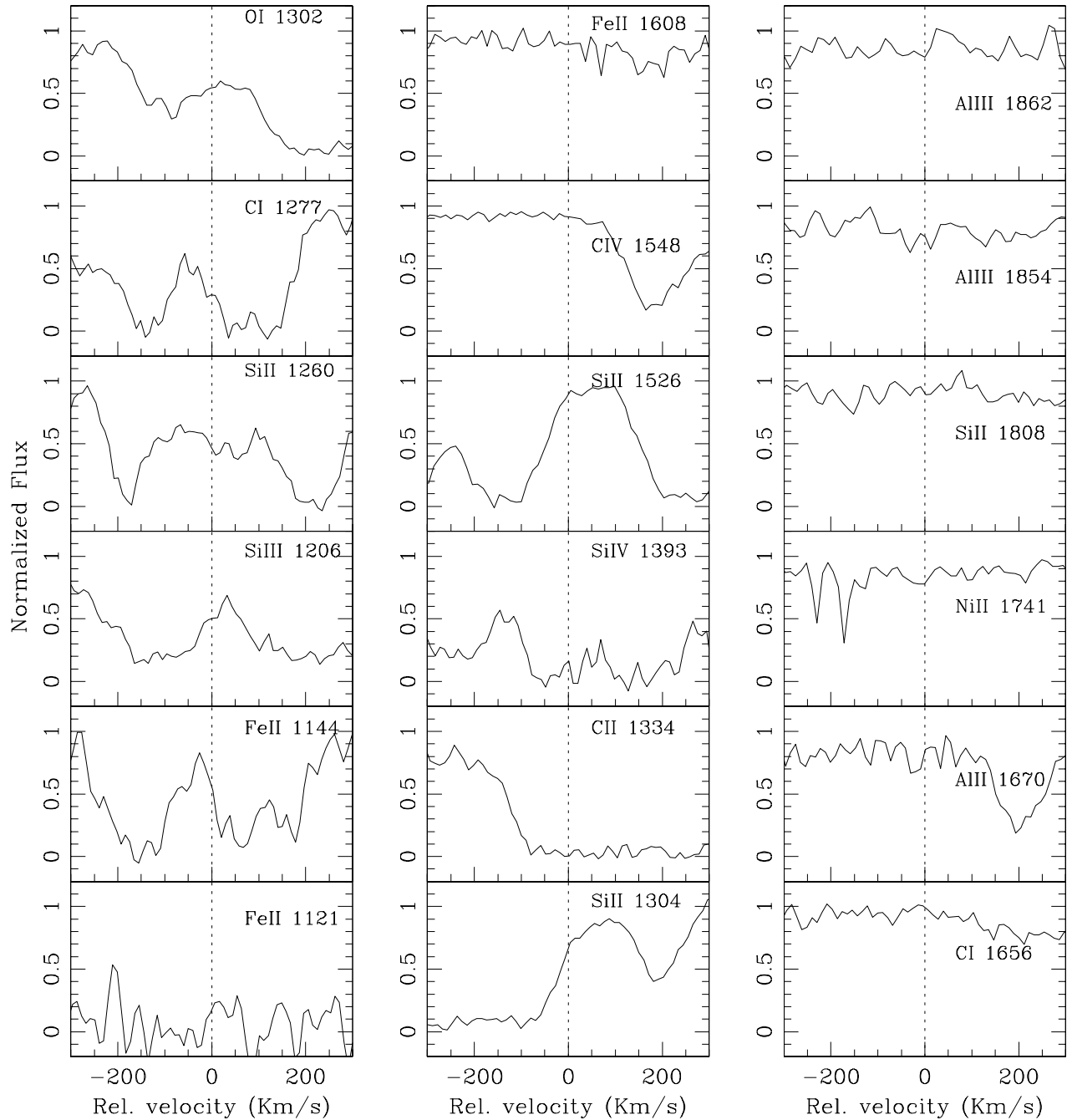
PSS1554+1835 ; $z_{abs} = 2.9167$ 

Figura C.44: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.9167$ identificado na linha de visada do QSO PSS 1554+1835. A linha vertical traçada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.9671$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

PSS1615+1803; $z_{abs} = 3.8136$

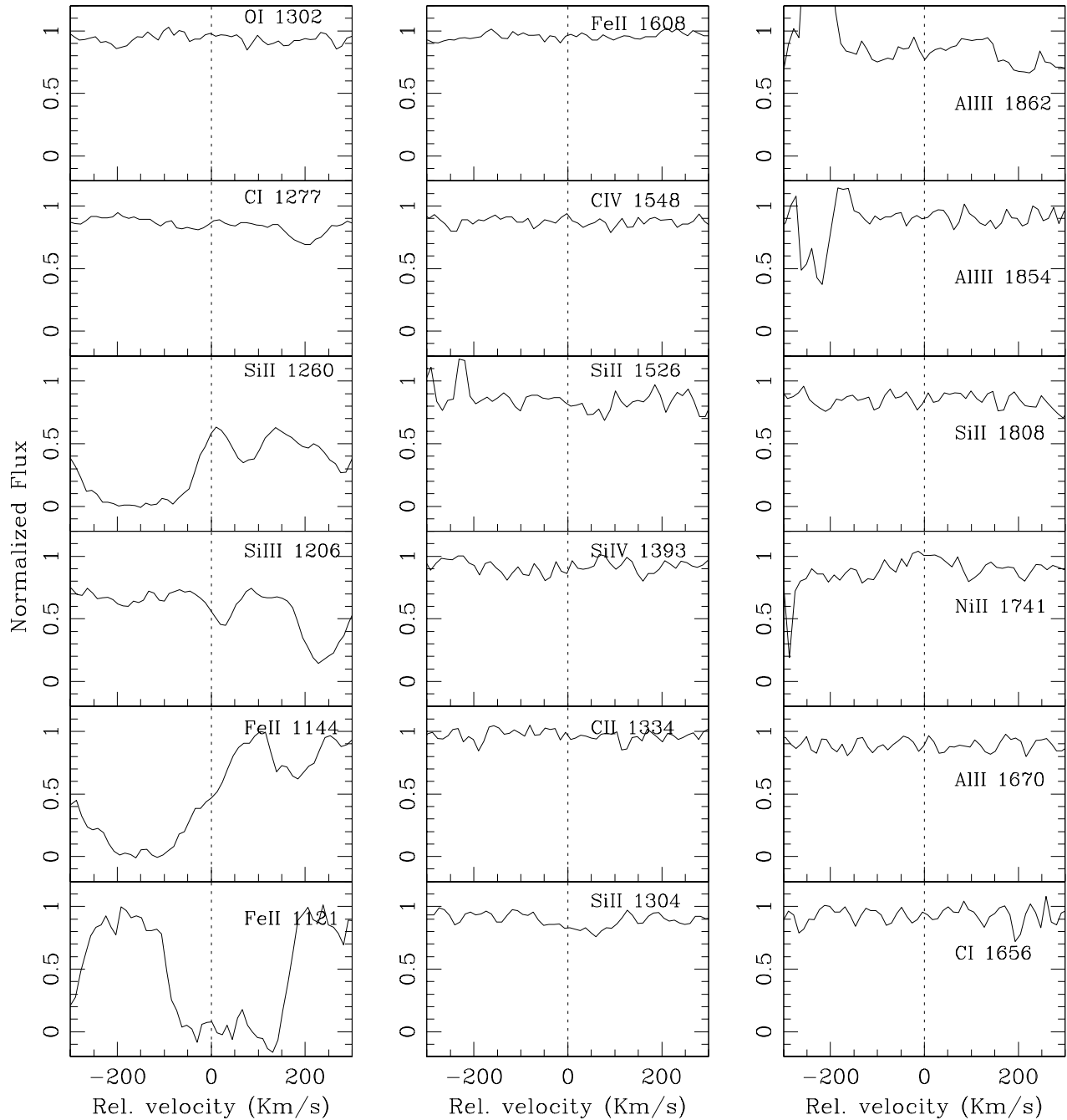


Figura C.45: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.8136$ identificado na linha de visada do QSO PSS 1615+1803. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.8136$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

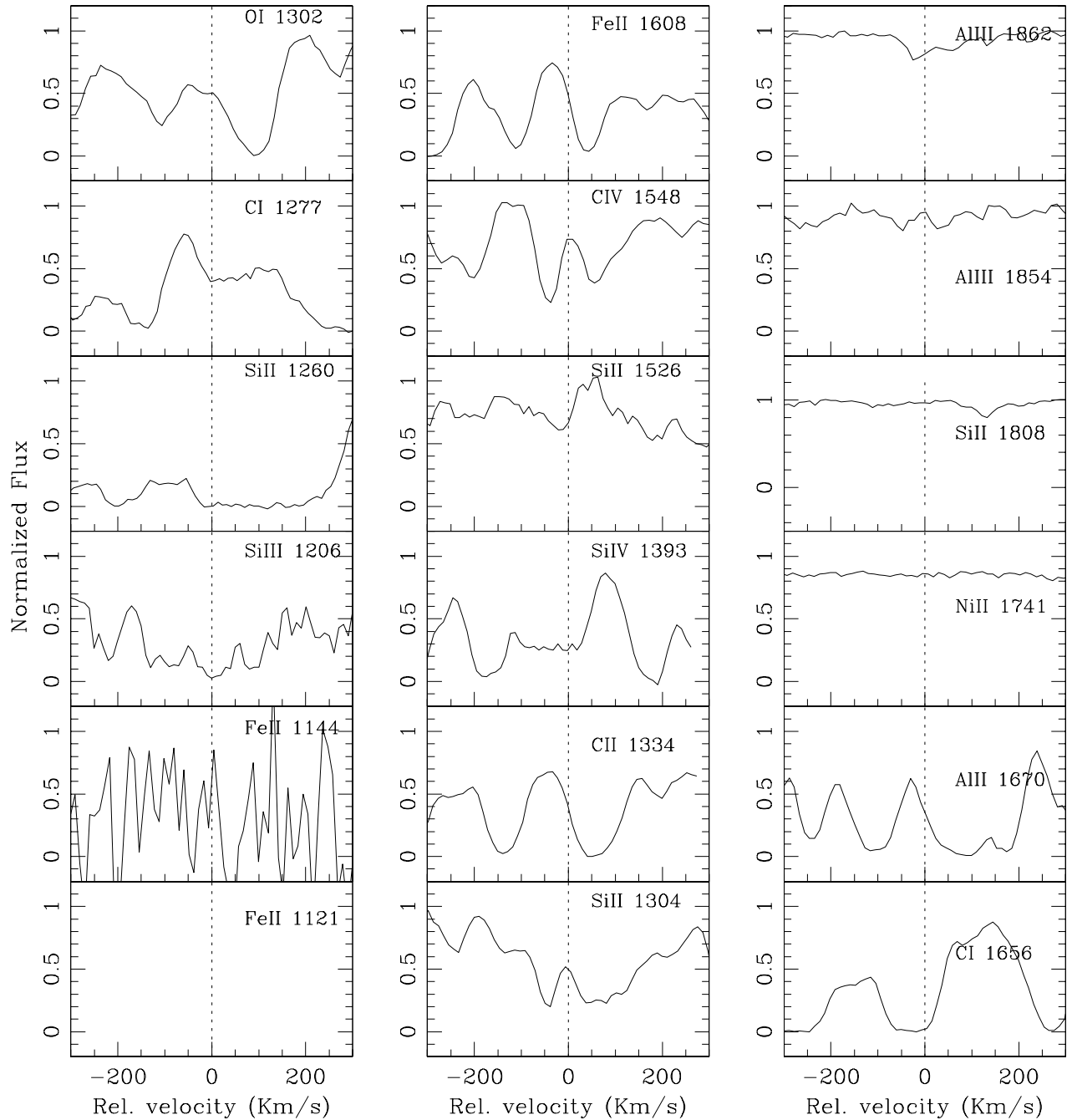
PSS1633+1411; $z_{abs} = 2.879$ 

Figura C.46: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.879$ identificado na linha de visada do QSO PSS 1633+1411. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.879$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

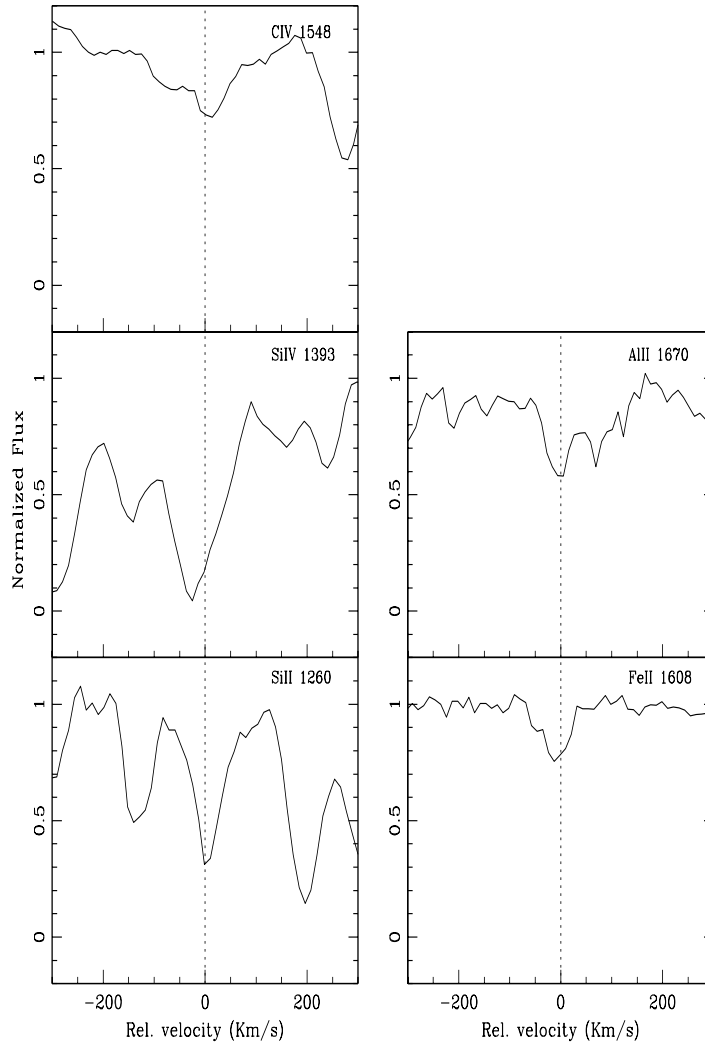
PSS1715+3809; $z_{abs} = 3.34$ 

Figura C.47: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.34$ identificado na linha de visada do QSO PSS1715+3809. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.341$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.24: Densidade de coluna Iônica: PSS1715+3809, $z_{abs} = 3.34$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	$N_{Prochaska}$	[X/H]	$[X/H]_{Prochaska}$
H I	1215,67	3.34	20.5 ± 0.5	21.05 ± 0.15
Si II	1260.4223	3.341088	$> 13.277 \pm 0.024$...	> -2.783	...
SiIV	1393.76018	3.340746	$> 14.072 \pm 0.018$...	> -1.988	...
C IV	1548.2041	3.341194	12.930 ± 0.112	...	-4.16	...
Fe II	1608.45085	3.333438	15.588 ± 0.032	13.743 ± 0.039	-0.412	-2.807
Al II	1670.7886	3.341467	12.942 ± 0.026	12.551 ± 0.021	-2.048	-2.989

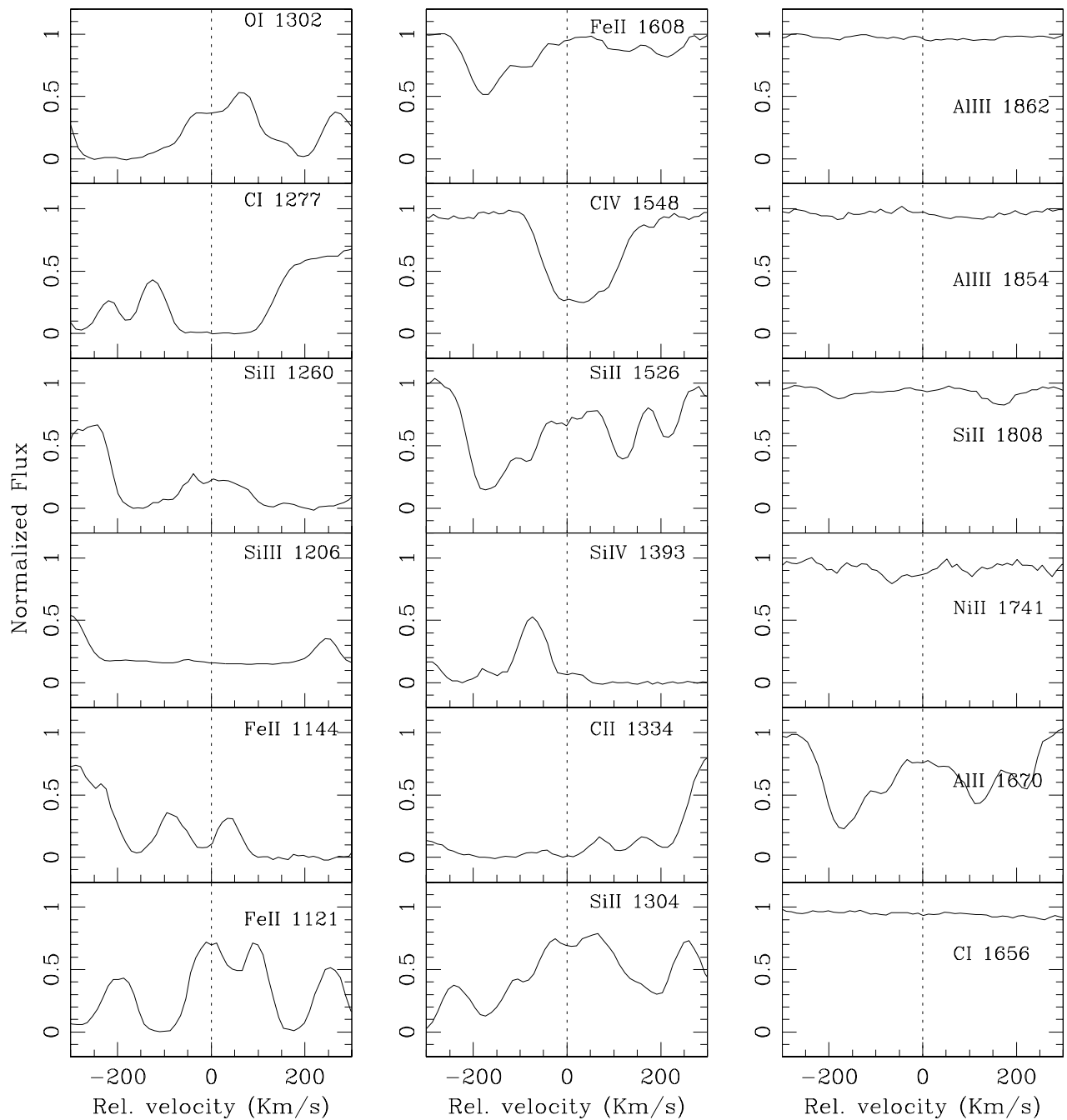
PSS1723+2243; $z_{abs} = 3.6981$ 

Figura C.48: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6981$ identificado na linha de visada do QSO PSS1723+2243. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6981$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

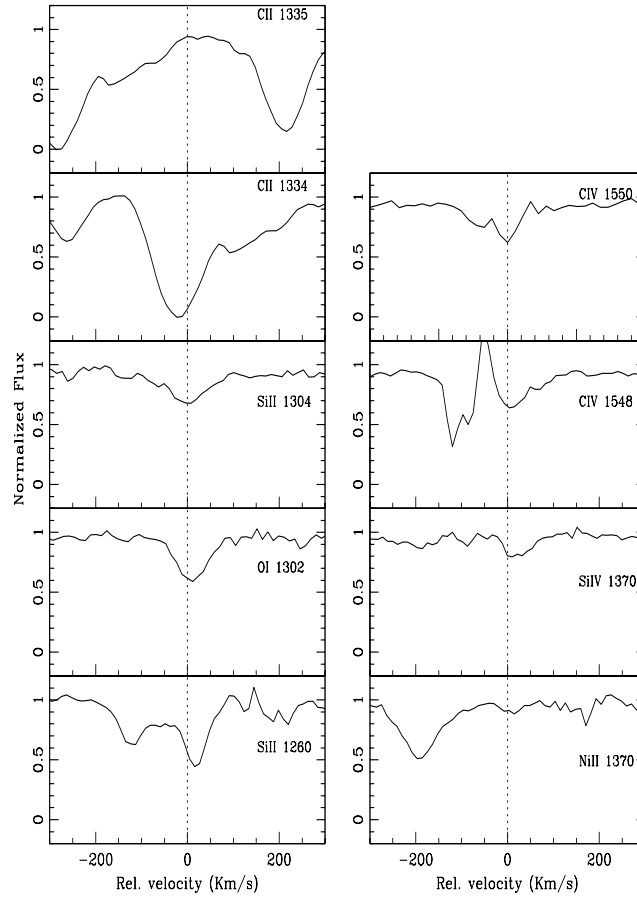
SDSS1737+5828; $z_{abs} = 4.7416$ 

Figura C.49: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.7416$ identificado na linha de visada do QSO SDSS1737+5828. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.7426$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.25: Densidade de coluna Iônica: SDSS1737+5828 , $z_{abs} = 4.7416$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	4.7416	20.62 ± 0.02	...
Si II	1260.4223	4.742828	13.177 ± 0.016	-3.003
O I	1302,1685	4.742793	14.324 ± 0.017	-3.036
Si II	1304.3702	4.742567	14.065 ± 0.023	-2.115
C II	1334.5323	4.742176	14.795 ± 0.023	-2.415
C II*	1335.7077	4.746664	14.550 ± 0.013	-2.660
Ni II	1370.132	4.738966	14.276 ± 0.016	-0.594
Si IV	1402.770	4.743020	13.274 ± 0.030	-2.906
C IV	1548.2041	4.742593	14.898 ± 0.3	-2.312
C IV	1550.7812	4.742375	13.822 ± 0.045	-3.388

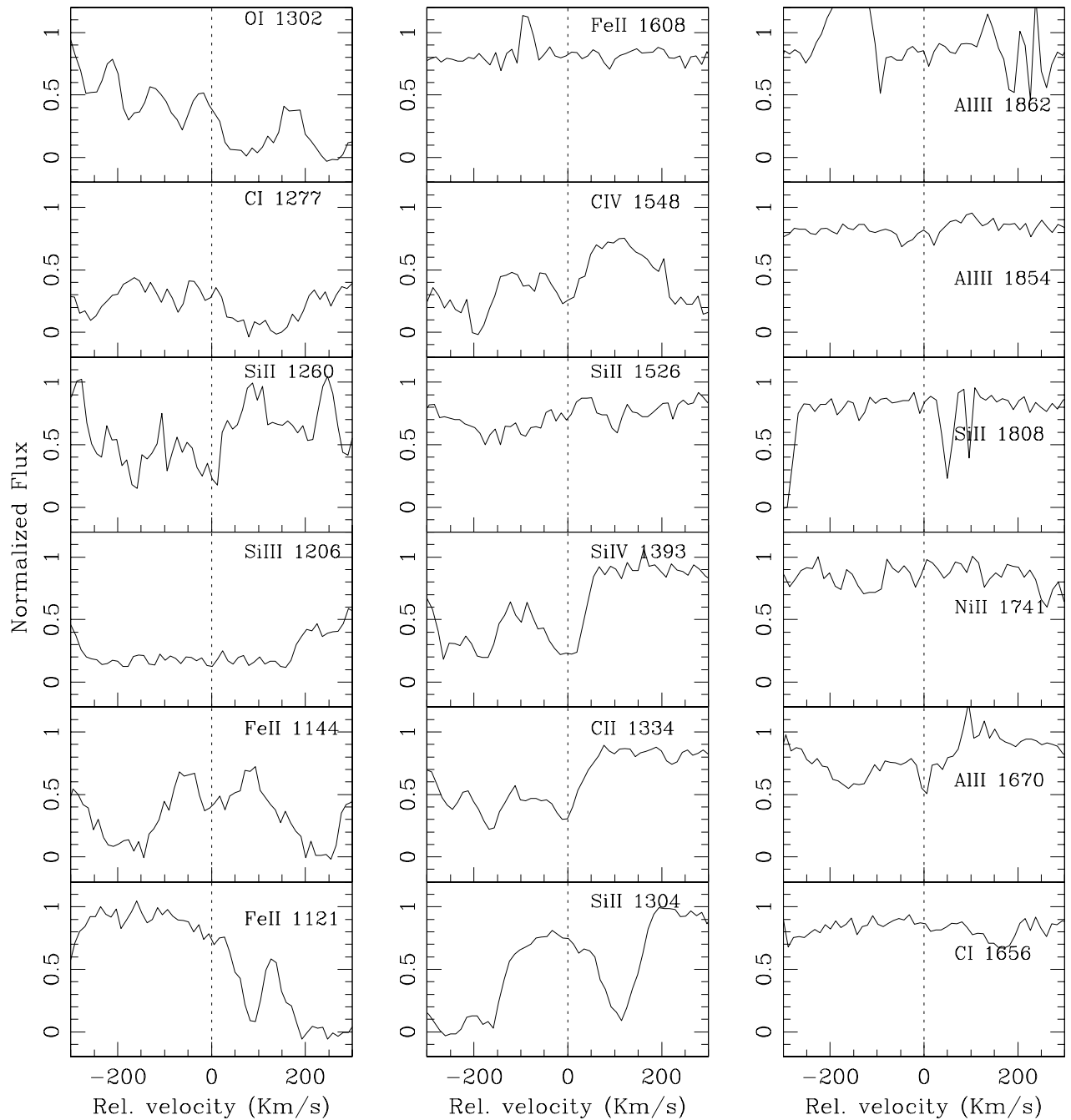
PSS1745+6846; $z_{abs} = 3.71$ 

Figura C.50: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.71$ identificado na linha de visada do QSO PSS1745+6846. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.71$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

PSS1802+5616; $z_{abs} = 2.8442, 3.3906, 3.554, 3.756$ e 3.809

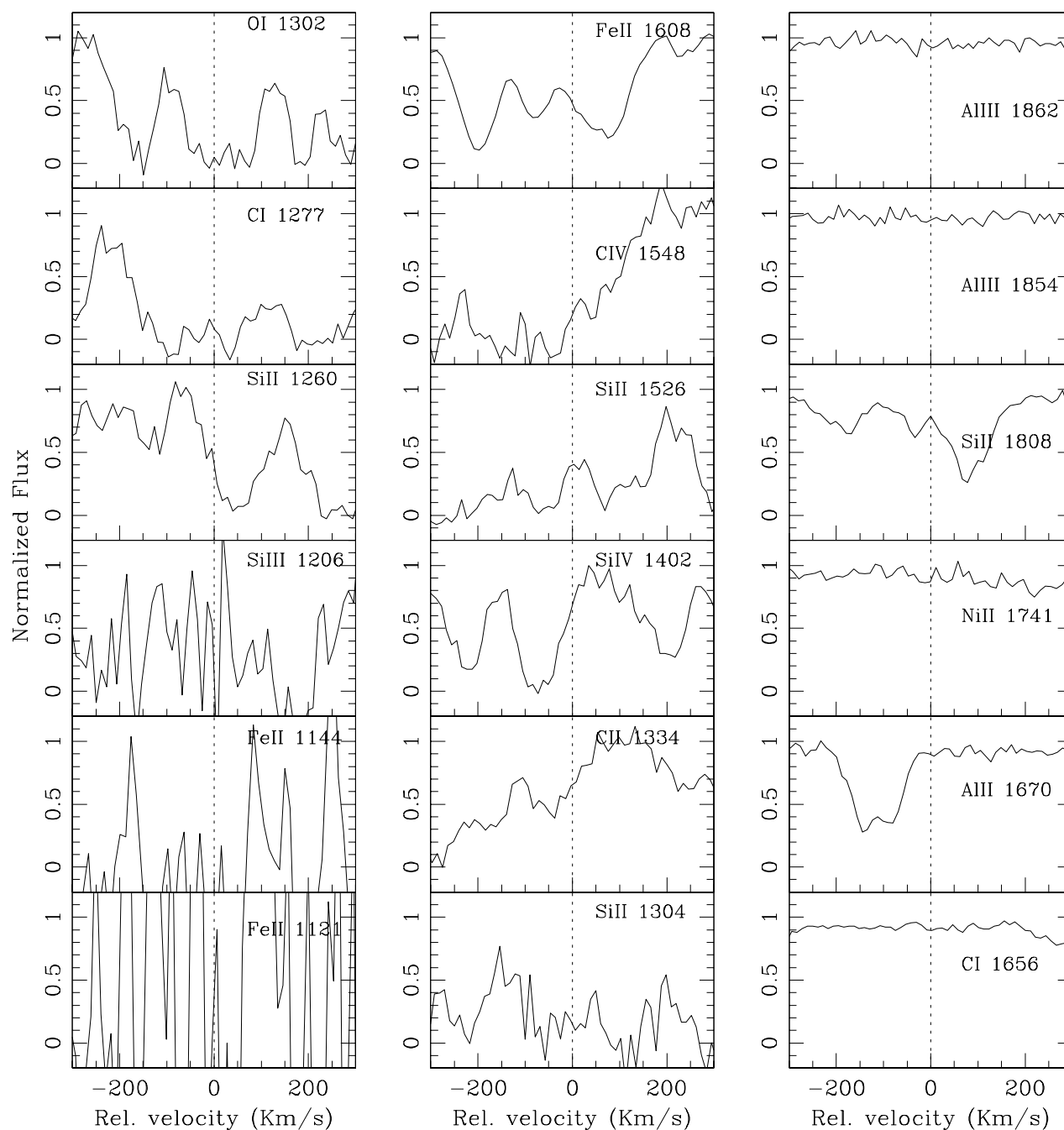


Figura C.51: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 2.8442$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 2.8442$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

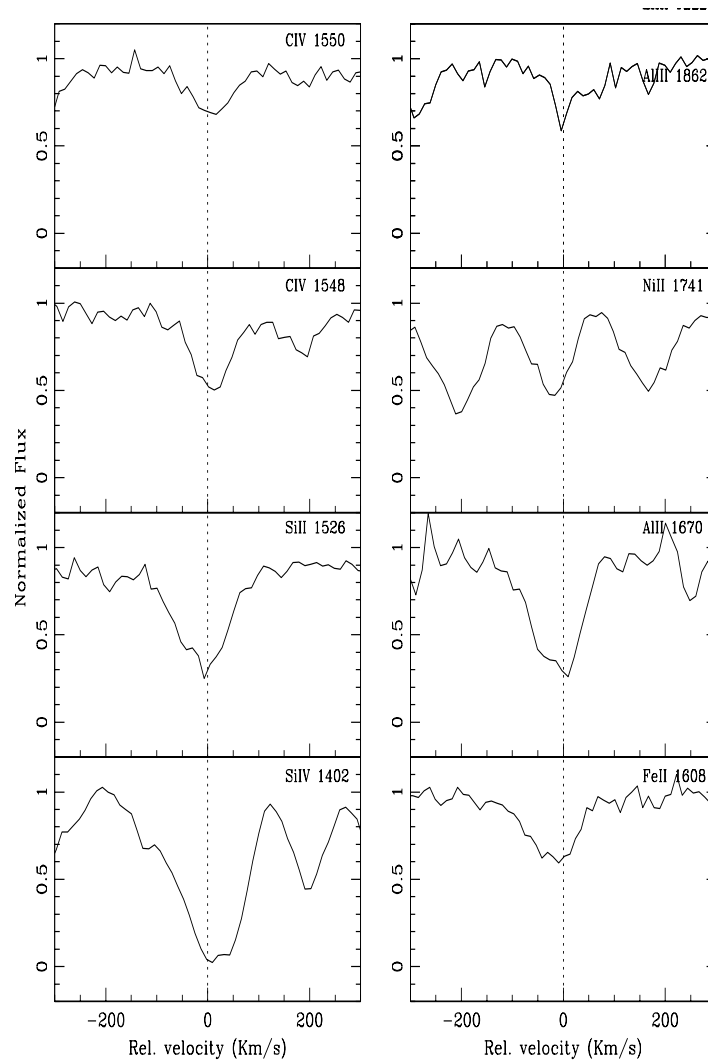


Figura C.52: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.3906$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.3912$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.26: Densidade de coluna Iônica: PSS1802+5616, $z_{abs} = 3.3906$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.3096	20.21 ± 0.04	...
SiIV	1402.770	3.391427	14.531 ± 0.043	-1.269
Si II	1526.70698	3.391045	14.351 ± 0.016	-1.419
C IV	1548.2041	3.391323	13.772 ± 0.025	-3.028
C IV	1550.7812	3.391302	14.063 ± 0.020	-2.737
Fe II	1608.45085	3.390869	14.369 ± 0.019	-1.341
Al II	1670.7886	3.391006	13.218 ± 0.020	-1.482
NiII	1741.5531	3.388163	14.596 ± 0.042	0.136
Al III	1862.7895	3.391460	13.624 ± 0.044	-1.076

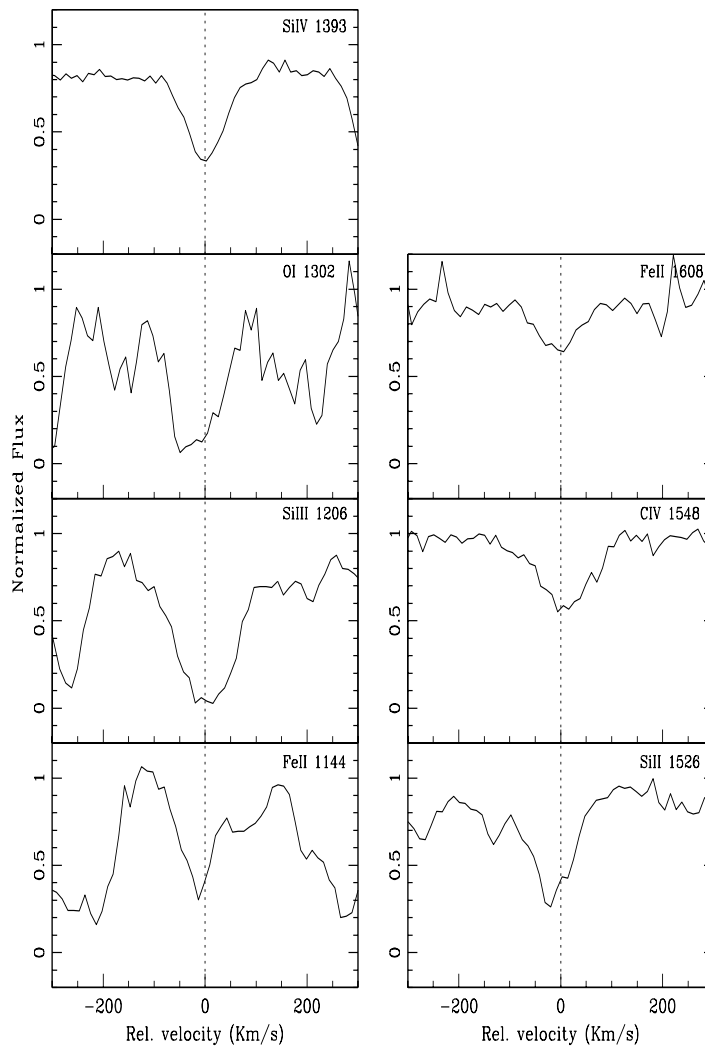


Figura C.53: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.554$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.554$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.27: Densidade de coluna Iônica: PSS1802+5616, $z_{abs} = 3.554$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.554	20.3 ± 0.1	...
Si II	1206.5000	3.553963	13.767 ± 0.031	-2.093
O I	1302,1685	3.553063	14.765 ± 0.058	-2.275
SiIV	1393.7550	3.554078	13.773 ± 0.028	-2.087
Si II	1526.70698	3.553693	14.365 ± 0.023	-1.495
C IV	1548.2041	3.554116	13.945 ± 0.017	-2.945
C IV	1550.7812	3.554162	14.167 ± 0.017	-2.273
Fe II	1608.45085	3.553923	14.325 ± 0.023	-1.475

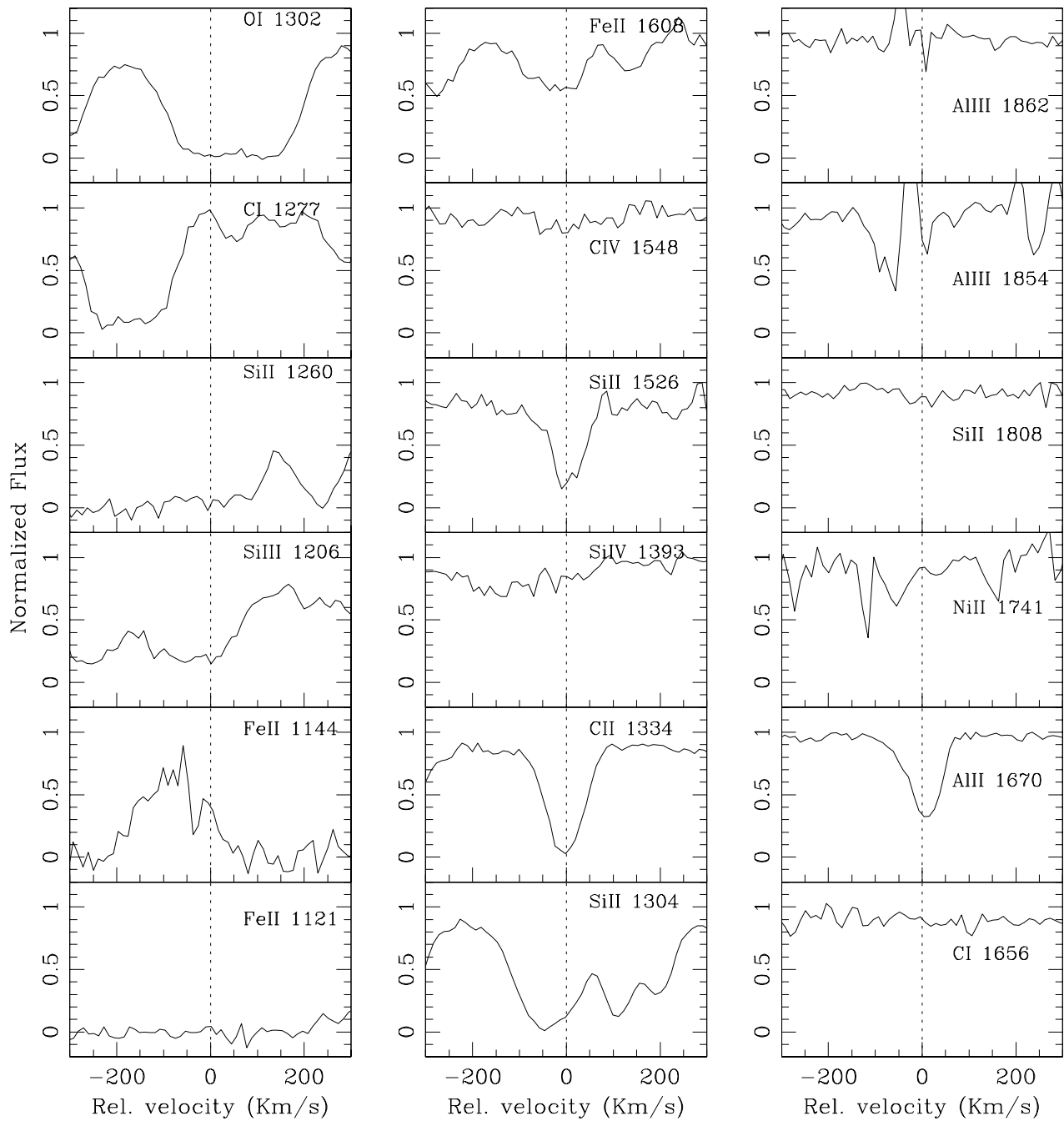


Figura C.54: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.765$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.7616$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

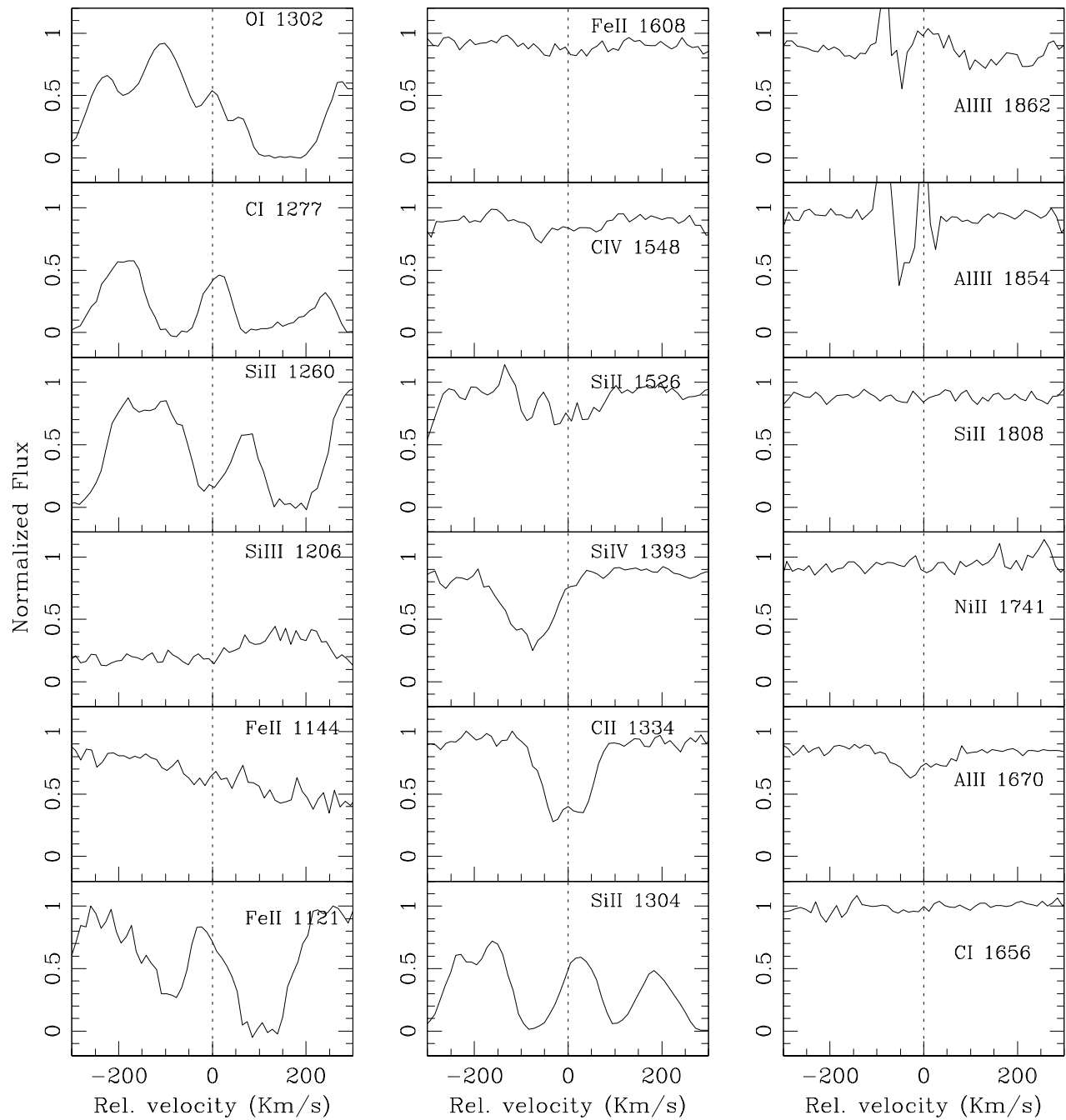


Figura C.55: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.809$ identificado na linha de visada do QSO PSS1802+5616. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.811$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

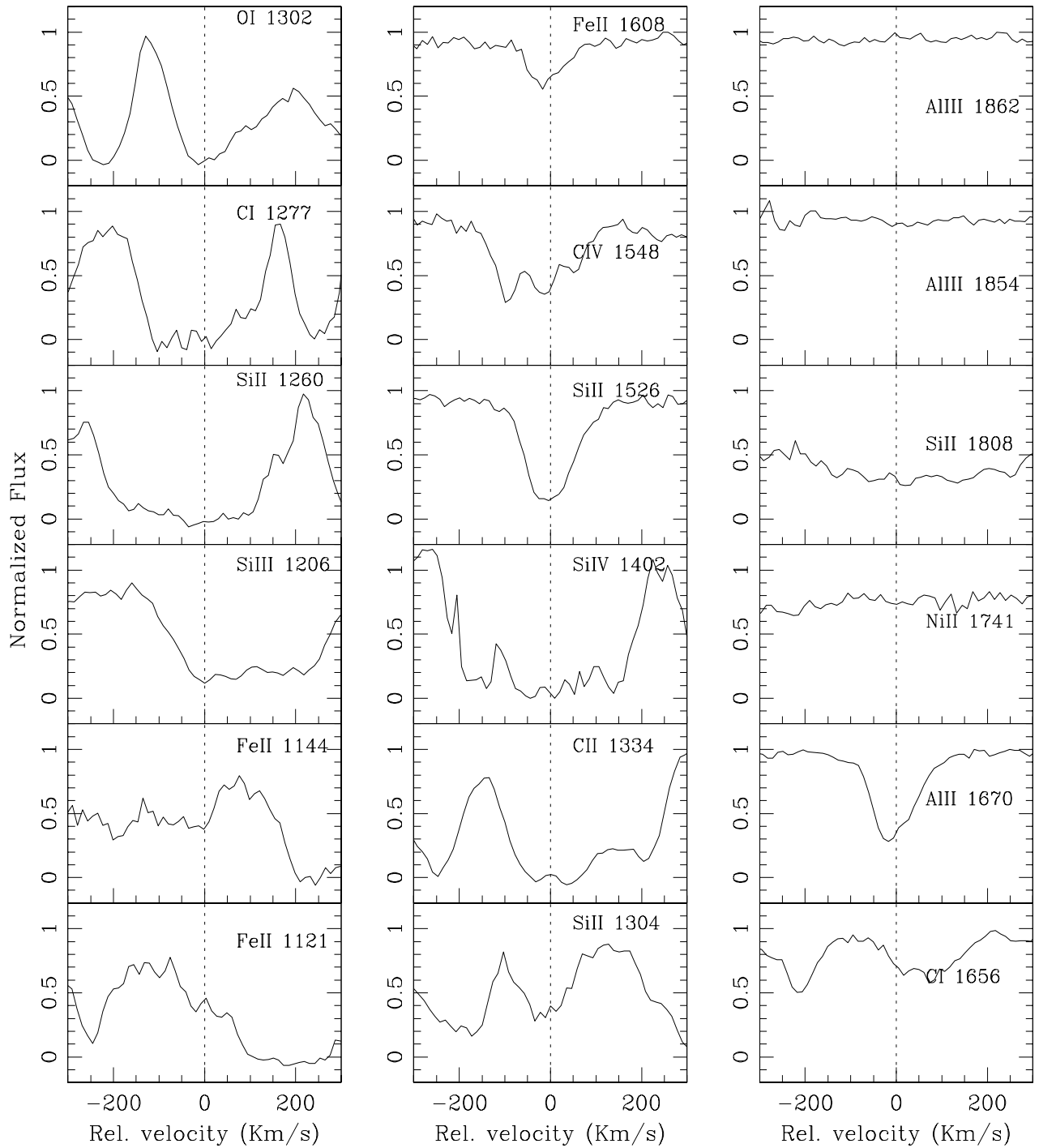
PSS2122-0014; $z_{abs} = 3.2066, 4.00$ 

Figura C.56: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao candidato a DLA em $z_{abs} = 3.2066$ identificado na linha de visada do QSO P2122-0014. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.2066$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

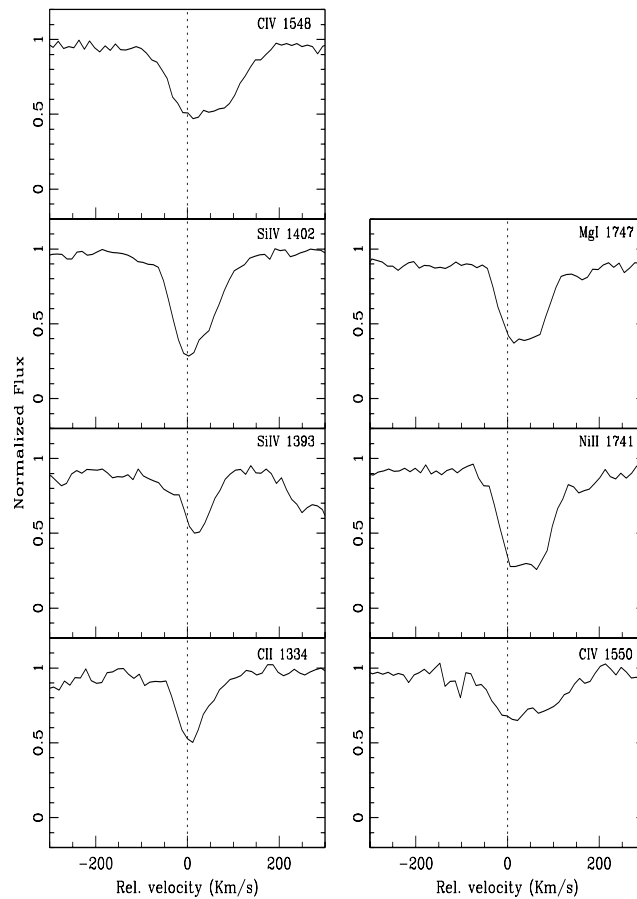


Figura C.57: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.00$ identificado na linha de visada do QSO P2122-0014. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.0012$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.28: Densidade de coluna Iônica: PSS2122-0014, $z_{abs} = 4.0012$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	4.00	20.2 ± 0.8	...
C II	1334,5323	4.001152	13.986 ± 0.019	-2,804
SiIV	1393.76018	3.997369	13.271 ± 0.031	-2,489
SiIV	1402.770	4.001020	14.074 ± 0.011	-1.686
C IV	1548.2041	4.001597	14.140 ± 0.012	-2,65
C IV	1550.7812	4.001071	15.441 ± 0.060	-1,349
NiII	1741.5531	3.999765	14.375 ± 0.013	-0,075
MgI	1747.7937	3.995814	14.354 ± 0.105	-1.426

PSS2155+1358; $z_{abs} = 3.3119$ e 4.210

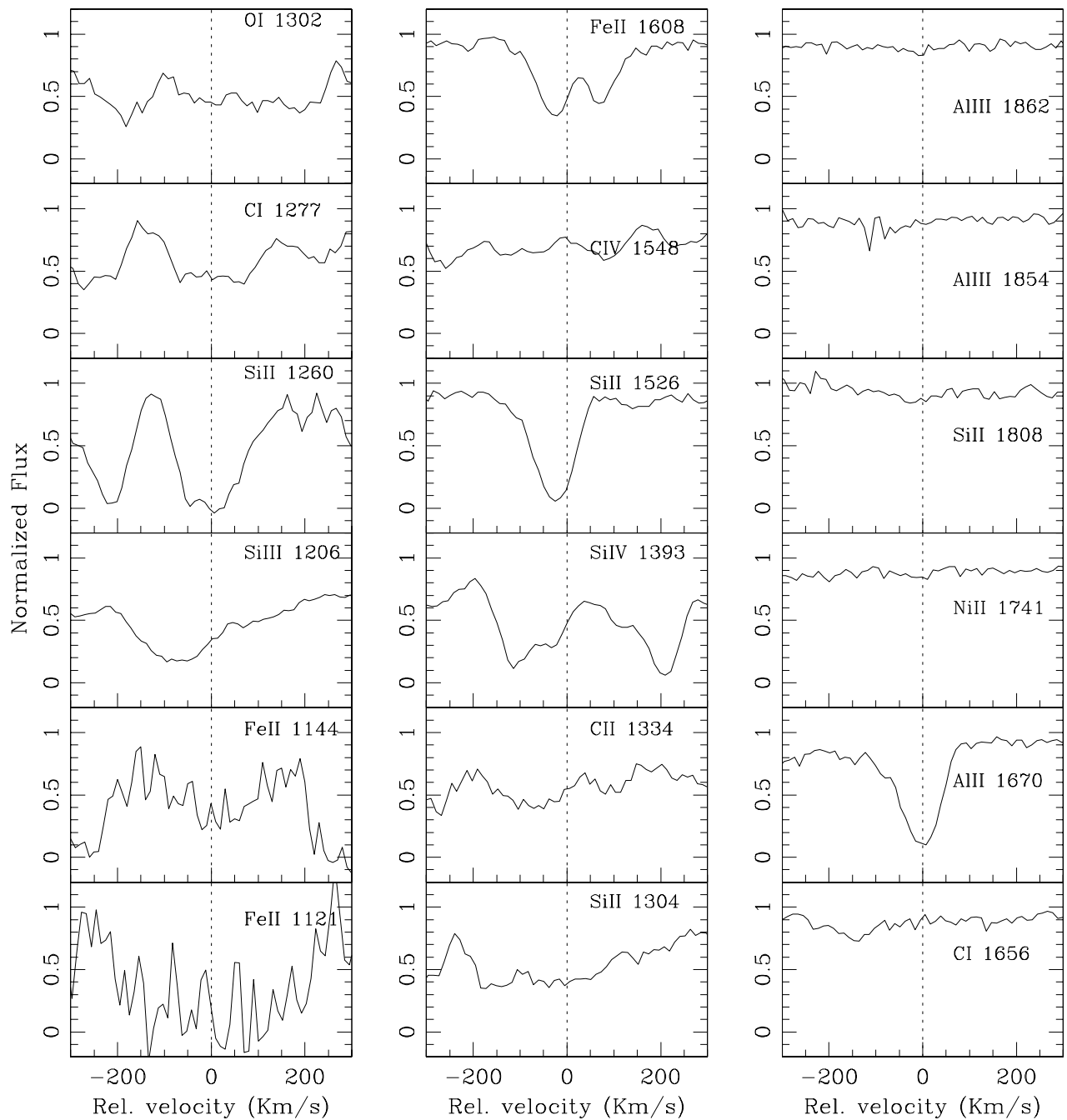


Figura C.58: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.3119$ identificado na linha de visada do QSO PSS2155+1358. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.3157$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

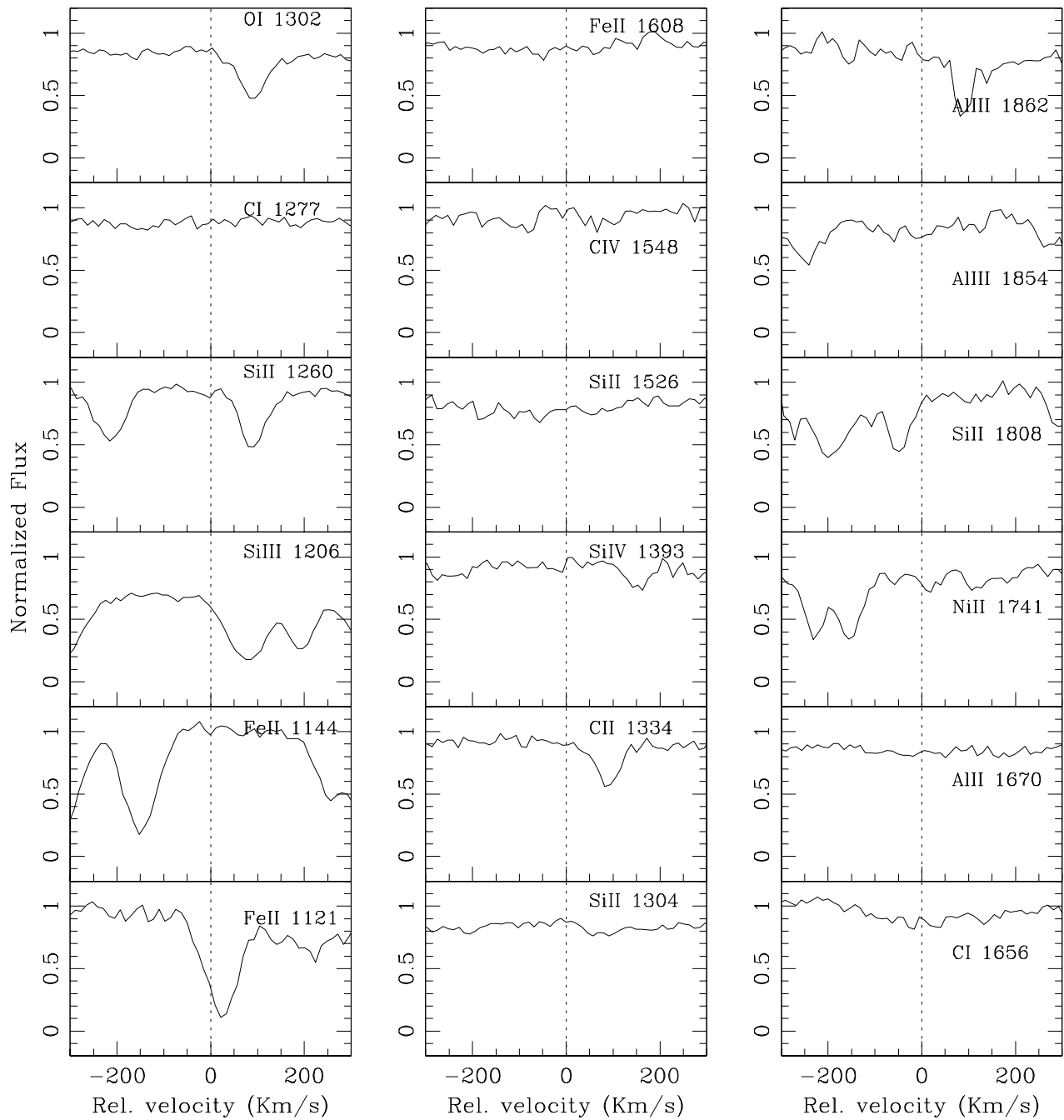


Figura C.59: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.210$ identificado na linha de visada do QSO PSS2155+1358. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.210$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

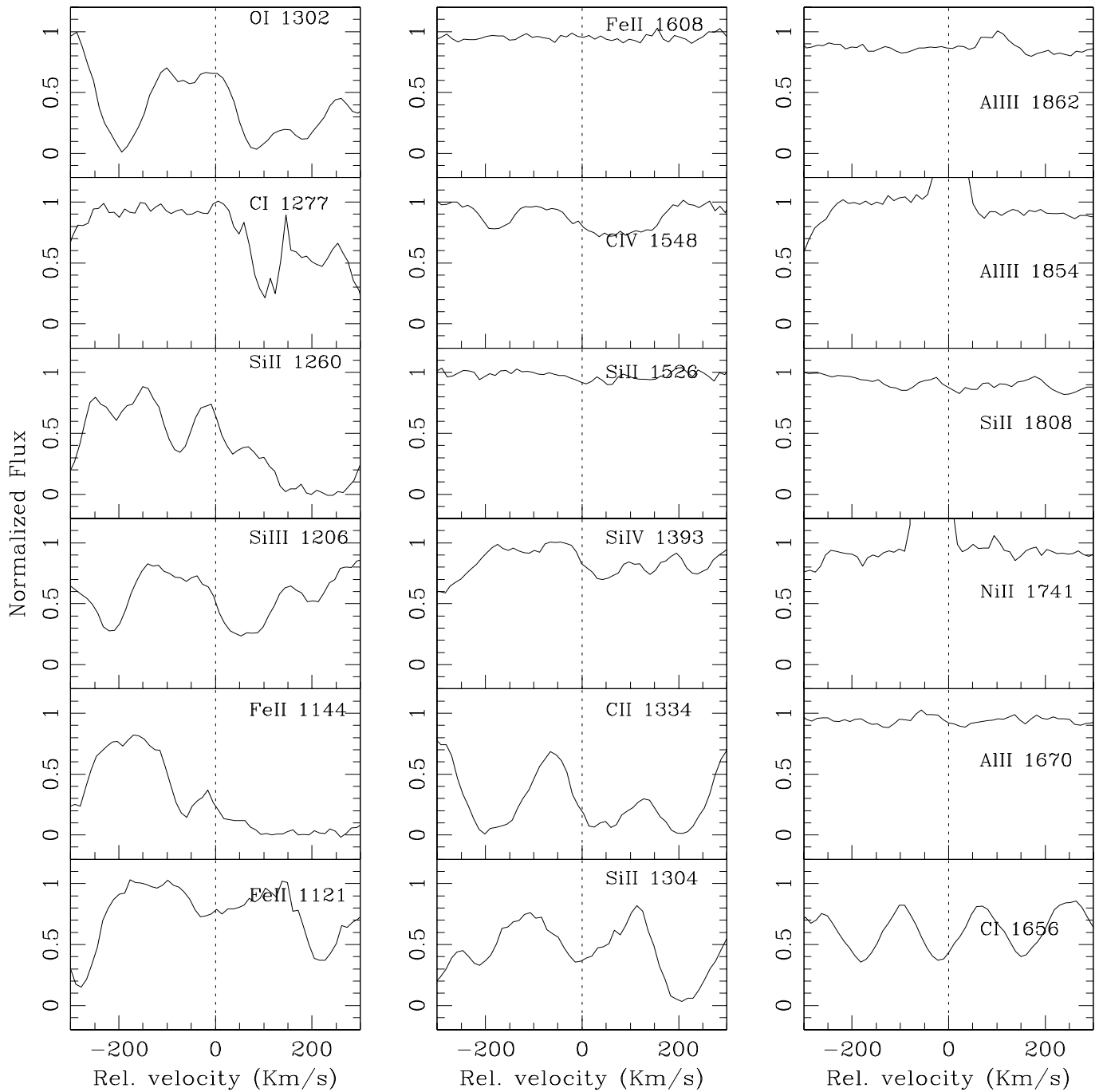
PSS2203+1824; $z_{abs} = 3.61$ 

Figura C.60: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.61$ identificado na linha de visada do QSO PSS 2203+1824. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.61$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

PSS2238+2603; $z_{abs} = 3.857$

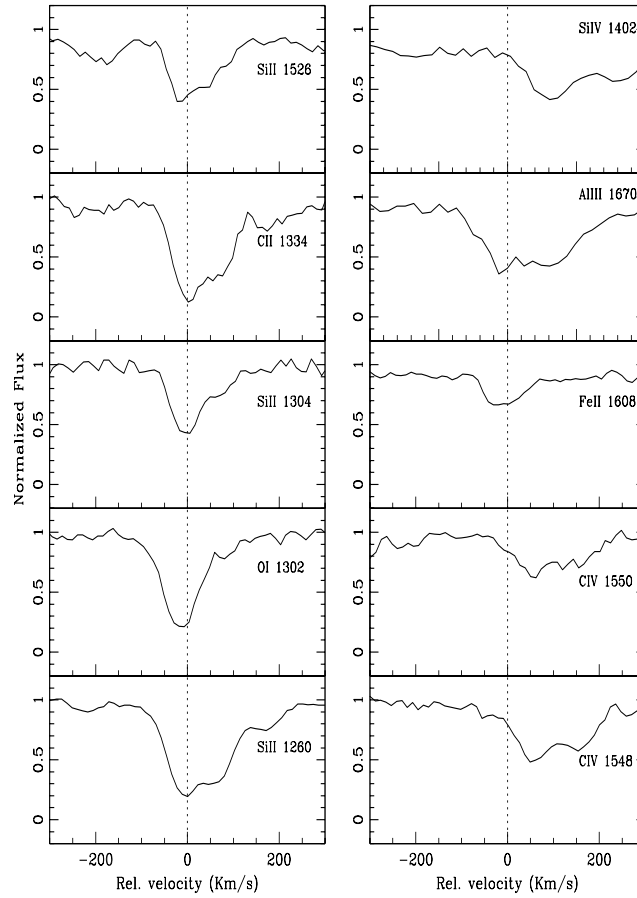


Figura C.61: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.857$ identificado na linha de visada do QSO P2238+2603. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.857$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.29: Densidade de coluna Iônica: PSS2238+2603, $z_{abs} = 3.857$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	3.854	19.8 ± 0.7	...
Si II	1260.4223	3.857190	13.950 ± 0.048	-2,458
O I	1302,1685	3.856402	14.865 ± 0.015	-1,693
Si II	1304.3702	3.856535	14.266 ± 0.026	-1,112
C II	1334.5323	3.857060	14.634 ± 0.020	-1,774
SiIV	1402.770	3.857518	13.369 ± 0.110	-1.991
Si II	1526.70698	3.856794	14.191 ± 0.024	-1,187
C IV	1548.2041	3.858119	14.199 ± 0.017	-2,209
C IV	1550.7812	3.858089	14.193 ± 0.027	-2,215
Fe II	1608.45085	3.848244	15.210 ± 0.029	-0,090
Al II	1670.7886	3.857102	13.159 ± 0.015	-1,149

PSS2241+1352, $z_{abs} = 3.655, 4.283$

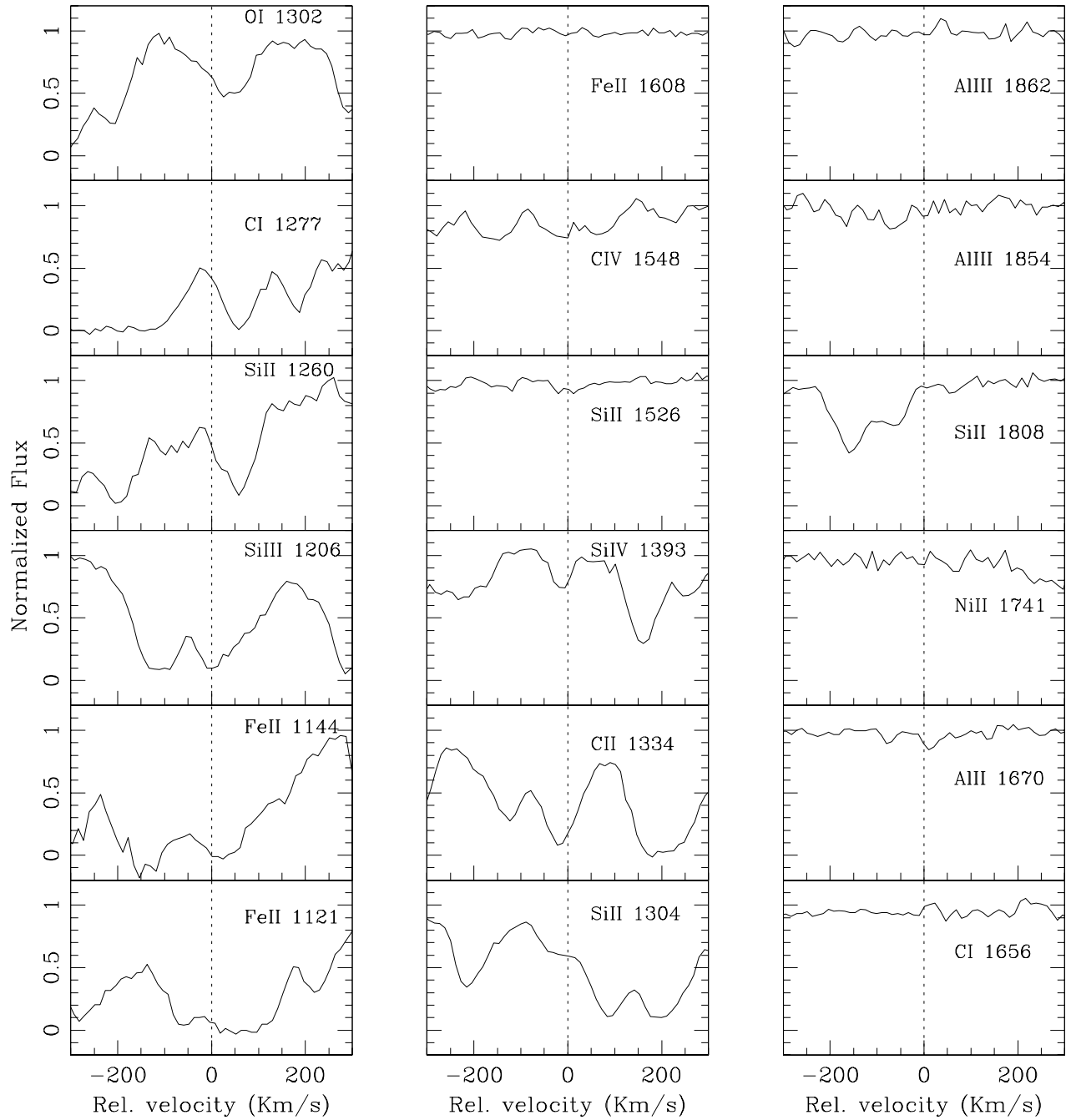


Figura C.62: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.655$ identificado na linha de visada do QSO P2241+1352. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.655$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

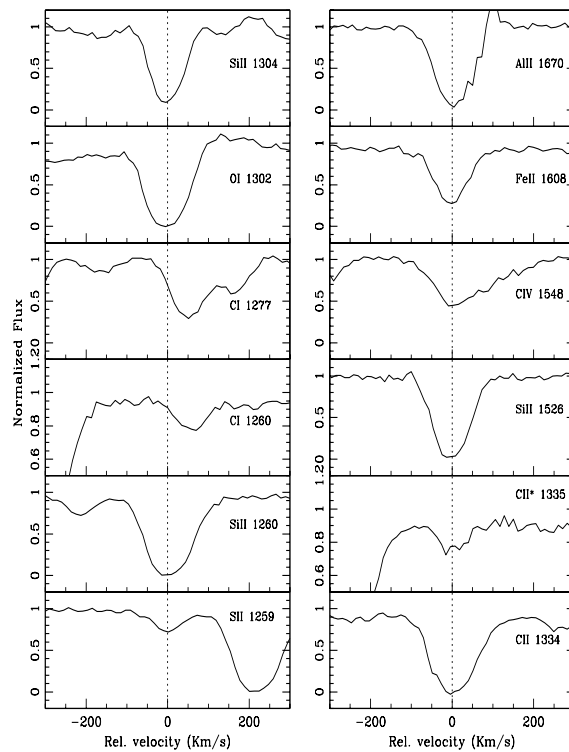


Figura C.63: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.283$ identificado na linha de visada do QSO P2241+1352. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.283$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Tabela C.30: Densidade de coluna Iônica: PSS2241+1352, $z_{abs} = 4.283$

Ion	λ_0 (Å)	z_{abs}	N	[X/H]
H I	1215,67	4.283	20.7 ± 0.5	...
S II	1259.5190	4.283726	14.769 ± 0.020	-1.131
Si II	1260.4223	4.283753	14.026 ± 0.014	-1.534
C I	1260.7351	4.288932	14.149 ± 0.023	-3.141
C I	1277.2450	4.281345	15.422 ± 0.014	-1.868
O I	1302,1685	4.283645	15.356 ± 0.021	-2.084
Si II	1304.3702	4.283661	14.756 ± 0.018	-1.504
C II	1334.5323	4.283760	14.957 ± 0.082	-2.333
C II*	1335.7077	4.283715	13.435 ± 0.062	-3.855
Si II	1526.70698	4.283662	14.733 ± 0.017	-1.527
C IV	1548.2041	4.283783	14.174 ± 0.019	-3.116
Fe II	1608.45085	4.283726	14.577 ± 0.019	-1.623
Al II	1670.7886	4.283727	13.428 ± 0.045	-1.762

PSS2315+0921; $z_{abs} = 3.215$ e 4.4273

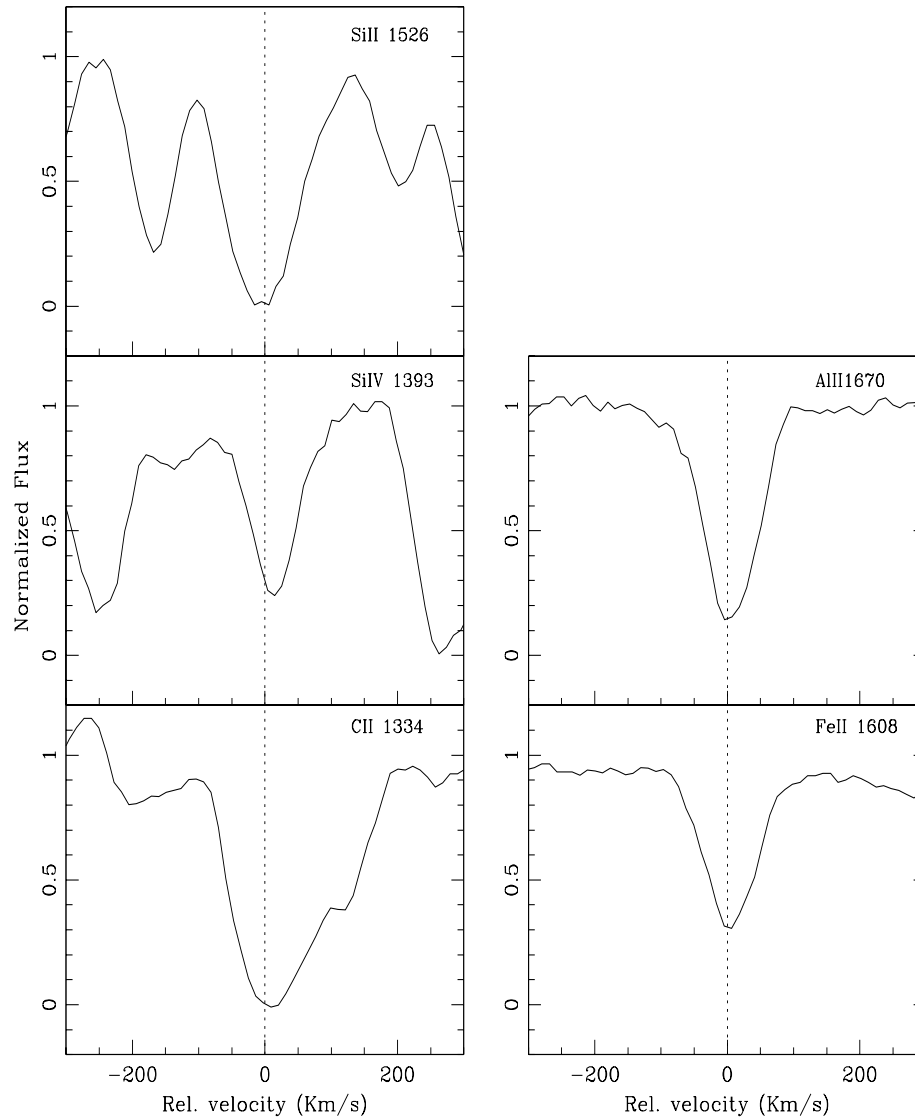


Figura C.64: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.215$ identificado na linha de visada do QSO PSS2315+0921. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.219$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

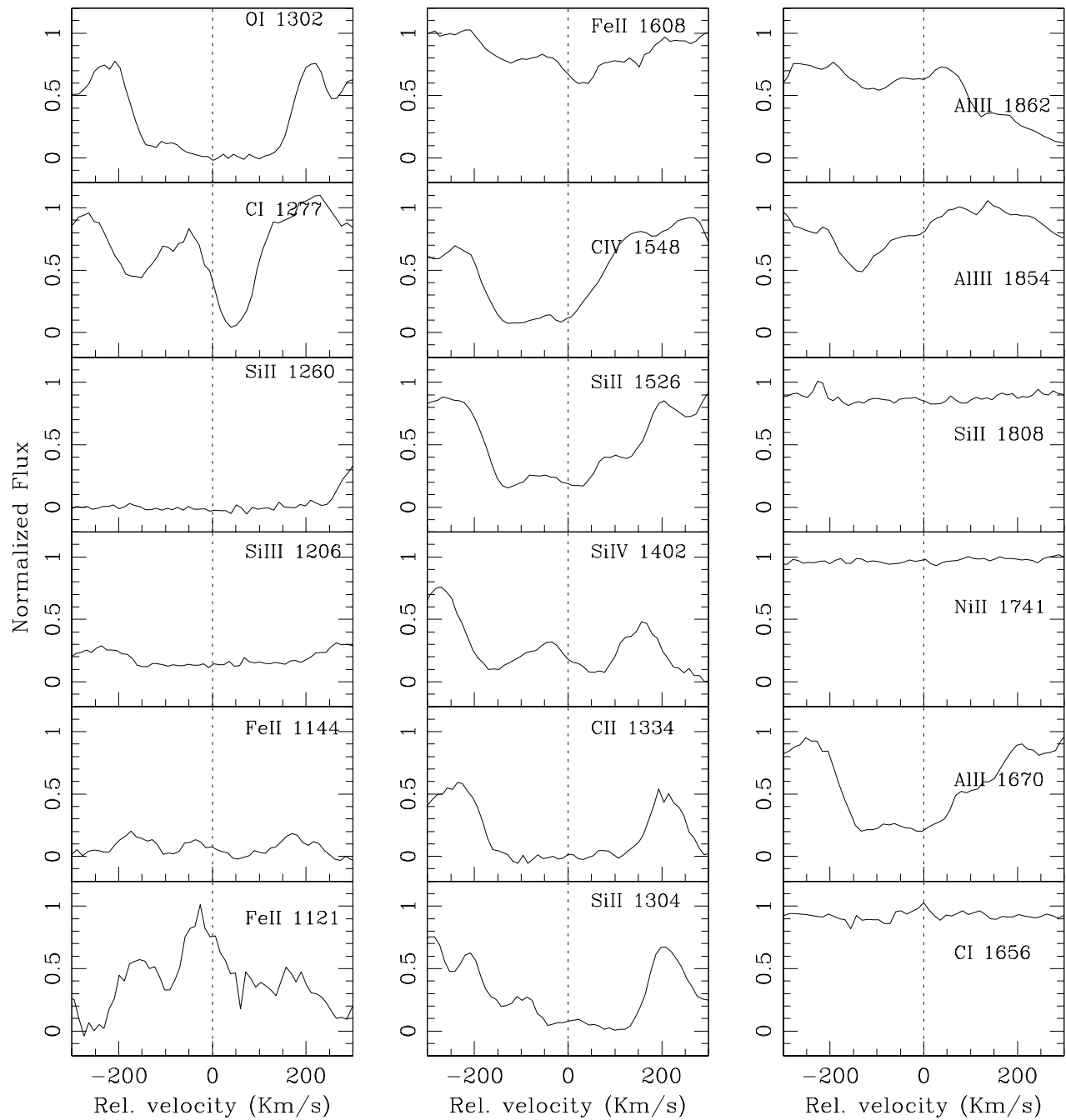


Figura C.65: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 4.4273$ identificado na linha de visada do QSO PSS2315+0921. A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 4.4273$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

PSS2323+2758; $z_{abs} = 3.69$

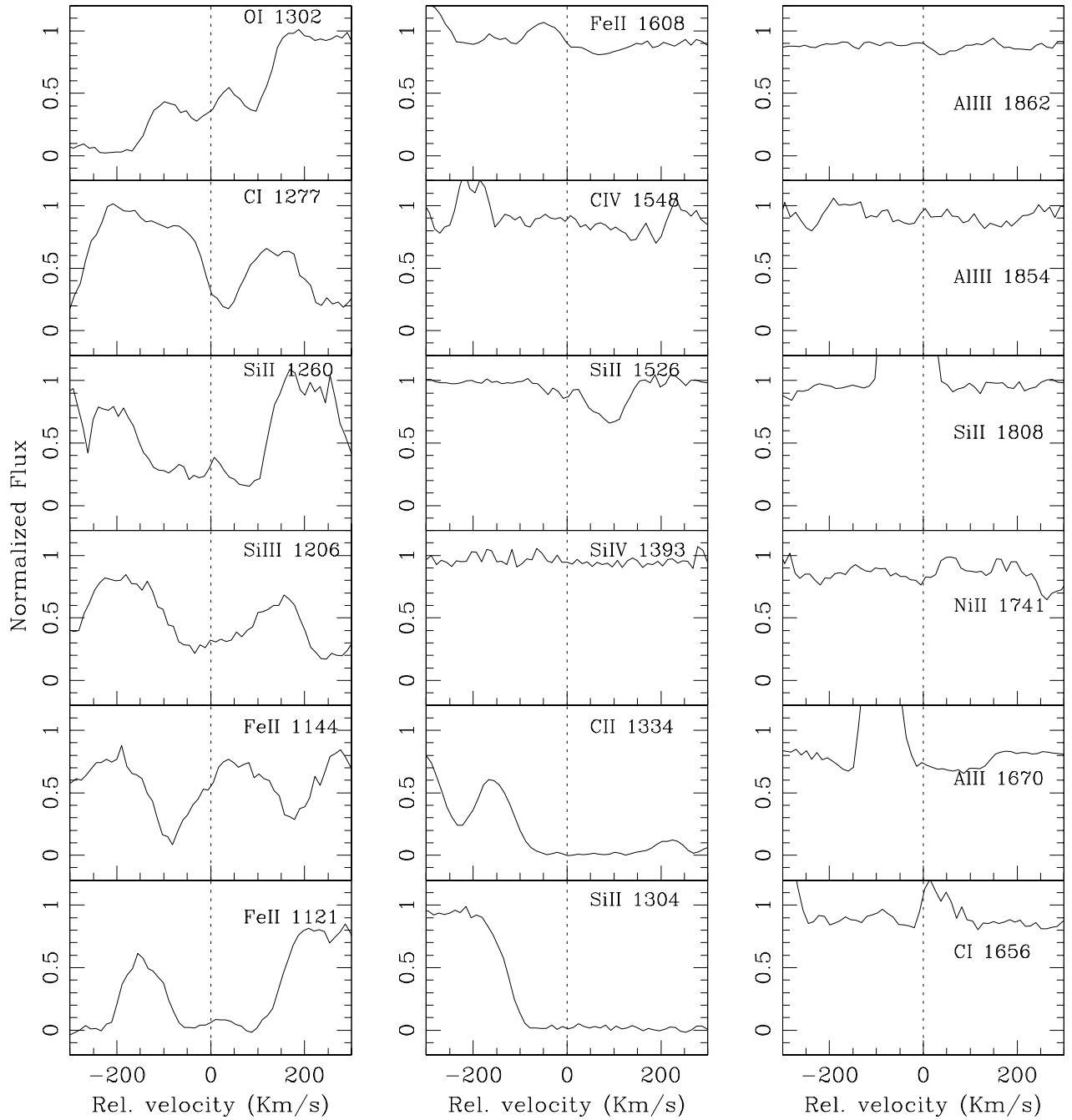


Figura C.66: Representação dos perfis de velocidade das linhas metálicas associadas ao DLA em $z_{abs} = 3.6981$ identificado na linha de visada do QSO . A linha vertical tracejada em $v = 0$, corresponde a $z_{abs} = 3.6981$. O fluxo representado no eixo Y está normalizado.

Referências Bibliográficas

- [1] Aguirre, A., & Schaye, J. 2005, IAU Colloq. 199: Probing Galaxies through Quasar Absorption Lines, 289
- [2] Adelberger K., Steidel C. C., Shapley A., Pettini M., 2003, ApJ, 584, 45
- [3] Anders, E., & Grevesse, N. 1989, Geochimica et Cosmochimica Acta, 53, 197
- [4] Aracil, B., Petitjean, P., Pichon, C., & Bergeron, J. 2004, A&A , 419, 811
- [5] Bahcall, J. N., & Salpeter, E. E. 1965, ApJ , 142, 1677
- [6] Bahcall, J. N., Kirhakos, S., & Schneider, D. P. 1994, ApJL , 435, L11
- [7] Bahcall, J. N., Kirhakos, S., Schneider, D. P., Davis, R. J., Muxlow, T. W. B., Garrington, S. T., Conway, R. G., & Unwin, S. C. 1995, ApJL , 452, L91
- [8] Bahcall, J. N., Kirhakos, S., Saxe, D. H., & Schneider, D. P. 1997, ApJ , 479, 642
- [9] Baker, A. C., Carswell, R. F., Bailey, J. A., Espey, B. R., Smith, M. G., & Ward, M. J. 1994, MNRAS , 270, 575
- [10] Bajtlik S., Duncan R., Ostriker J., 1988, ApJ, 327, 570
- [11] Bechtold J. B., 1994, ApJS, 91, 1
- [12] Bergeron, J., et al. 2004, The Messenger, 118, 40
- [13] Bi, H. G., Boerner, G., & Chu, Y. 1992, A&A , 266, 1
- [14] Bi, H., & Davidsen, A. F. 1997, ApJ , 479, 523
- [15] Boisse, P., Le Brun, V., Bergeron, J., & Deharveng, J.-M. 1998, A&A , 333, 841
- [16] Boris, N. V., Sodre, L., Jr., Cypriano, E. S., Santos, W. A., Mendes de Oliveira, C., & West, M. 2007, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0703562
- [17] Carswell R. F., Whelan J., Smith M., Boksenberg A., Tytle, D., 1982, MNRAS, 198, 91

- [18] Cen R., Miralda-Escudé J., Ostriker J. P., Rauch M., 1994, ApJ, 437, 6
- [19] Cen R., Mc Donald P., 2002, ApJ, 570, 457
- [20] Cooke A. J., Espey B., Carswell R. F., 1997, MNRAS, 284, 552
- [21] Cristiani S., D'Odorico S., Fontana A., Giallongo E., Savaglio S., 1995, MNRAS, 273, 1016
- [22] Croft, R. A. C., Weinberg, D. H., Katz, N., & Hernquist, L. 1998, ApJ , 495, 44
- [23] Croft R., 2004, ApJ, 610, 642
- [24] Daddi, E., et al. 2004, ApJL , 600, L127
- [25] Djorgovski, S. G. 1999, in *The High-Redshift Universe: Galaxy Formation and Evolution at High Redshift*, eds. A.J. Bunker & W.J.M. van Breugel, ASPCS, 193, 397
- [26] Djorgovski, S. G., Odewahn, S. C., Gal, R. R., Brunner, R. J., & de Carvalho, R. R. 1999, ASP Conf. Ser. 191: Photometric Redshifts and the Detection of High Redshift Galaxies, 191, 179
- [27] Djorgovski, S. G., Gal, R. R., Odewahn, S. C., de Carvalho, R. R., Brunner, R., Longo, G., & Scaramella, R. 1999, in *Wide Field Surveys in Cosmology*, eds. S. Colombi, Y. Mellier, & B. Raban, Gif sur Yvette: Editions Frontières, p. 89
- [28] Djorgovski, S. G., Gal, R. R., Mahabal, A., Brunner, R., Castro, S. M., Odewahn, S. C., de Carvalho, R. R., & DPOSS Team 2000, Bulletin of the American Astronomical Society, 32, 1600
- [29] Djorgovski, S.G., Stern, D., Mahabal, A.A., & Brunner, R. 2003, ApJ, 596, 67
- [30] Efstathiou, G., & Rees, M. J. 1988, MNRAS , 230, 5P
- [31] Faucher-Giguere, C. -, Lidz, A., Zaldarriaga, M., & Hernquist, L. 2007, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0701042
- [32] Fernandez-Soto A., Barcons X., Carballo R., Webb J. K., 1995, MNRAS, 277, 235
- [33] Ferrarese, L., 2002, ApJ, 578, 90
- [34] Francis P. J., Hooper E. J., Impey C. D., 1993, AJ, 106, 417
- [35] Giallongo E., Cristiani S., D'Odorico S., Fontana A., Savaglio S., 1996, ApJ, 466, 46

- [36] Gleser, L., Nusser, A., Benson, A. J., Ohno, H., & Sugiyama, N. 2005, *MNRAS* , 361, 1399
- [37] Guimarães, R., Petitjean, P., Rollinde, E., de Carvalho, R. R., Djorgovski, S. G., Srianand, R., Aghaee, A., & Castro, S. 2007, *MNRAS* , 377, 657
- [38] Gunn, J. E., & Peterson, B. A. 1965, *ApJ* , 142, 1633
- [39] Hernquist L., Katz N., Weinberg D. H., 1996, *ApJ*, 457, 51
- [40] Hernquist, L., Katz, N., Weinberg, D. H., & Miralda-Escudé, J. 1996, *ApJL* , 457, L51
- [41] Holweger, H. 2001, Joint SOHO/ACE workshop "Solar and Galactic Composition", 598, 23
- [42] Hui, L., Burles, S., Seljak, U., Rutledge, R. E., Magnier, E., & Tytler, D. 2001, *ApJ* , 552, 15
- [43] Jena, T., et al. 2005, *MNRAS* , 361, 70
- [44] Jimenez, R., Bowen, D. V., & Matteucci, F. 1999, *ApJL* , 514, L83
- [45] Kenefick, J. D., Djorgovski, S. G., & de Carvalho, R. R. 1995, *AJ* , 110, 2553
- [46] Kim, Y.-R., & Croft, R. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv:astro-ph/0701012
- [47] Kong, X., et al. 2006, *ApJ* , 638, 72
- [48] Krolik, J. H., & Begelman, M. C. 1988, *ApJ* , 329, 702
- [49] Kulkarni V. P., Fall S. M., 1993, *ApJ*, 413, 63
- [50] Levshakov, S. A., Chaffee, F. H., Foltz, C. B., & Black, J. H. 1992, *A&A* , 262, 385
- [51] Liske J., Williger G. M., 2001, *MNRAS*, 328, 653
- [52] Loeb A., Eisenstein D., 1995, *ApJ*, 448, 17
- [Lu et al.(1996)] Lu, L., Sargent, W. L. W., Barlow, T. A., Churchill, C. W., & Vogt, S. S. 1996, *ApJS* , 107, 475
- [53] Lu L., Wolfe A. M., Turnshek D. A., 1991, *ApJ*, 367, 19
- [54] Lynds, R. 1971, *ApJL* , 164, L73
- [55] McDonald, P., Miralda-Escudé, J., Rauch, M., Sargent, W. L. W., Barlow, T. A., & Cen, R. 2001, *ApJ* , 562, 52

- [56] Machacek, M. E., Bryan, G. L., Meiksin, A., Anninos, P., Thayer, D., Norman, M., & Zhang, Y. 2000, *ApJ* , 532, 118
- [57] Magorrian J. et al., 1998, *AJ*, 115, 2285
- [58] Matarrese, S., & Mohayaee, R. 2002, *MNRAS* , 329, 37
- [59] Mathews, T., Thambyahpillai, T., & Webber, W. R. 1961, *MNRAS* , 123, 97
- [60] Matteucci, F., Molaro, P., & Vladilo, G. 1997, *A&A* , 321, 45
- [61] McLeod, K. K., & McLeod, B. A. 2001, *ApJ* , 546, 782
- [62] Minkowski, R. 1960, *ApJ* , 132, 908
- [63] Miralda-Escudé, J., Cen, R., Ostriker, J. P., & Rauch, M. 1996, *ApJ* , 471, 582
- [64] McDonald P., & Miralda-Escudé J., 2001, *ApJL*, 549, 11
- [65] Morton, D. C. 1991, *ApJS* , 77, 119
- [66] Murdoch H. S., Hunstead R. W., Pettini M., Blades J. C., 1986, *ApJ*, 309, 19
- [67] Netzer, H., et al. 1990, *ApJ* , 353, 108
- [68] Nusser, A., & Silk, J. 1993, *ApJL* , 411, L1
- [69] Oppenheimer, B. D., Davé, R., Springel, V., & Hernquist, L. 2004, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 36, 1590
- [70] Pascarelle, S. M., Lanzetta, K. M., Chen, H.-W., & Webb, J. K. 2001, *ApJ*, 560, 101
- [71] Peterson, B. M. 1997, *An introduction to active galactic nuclei*, Publisher: Cambridge, New York Cambridge University Press, 1997 Physical description xvi, 238 p. ISBN 0521473489,
- [72] Petitjean P., Mucket J. P., Kate R. E., 1995, *A&A*, 295, L9
- [73] Pichon, C., Vergely, J. L., Rollinde, E., Colombi, S., & Petitjean, P. 2001, *MNRAS* , 326, 597
- [74] Prochaska, J. X., & Wolfe, A. M. 1997, *ApJ* , 487, 73
- [75] Prochaska, J. X., Gawiser, E., Wolfe, A. M., Castro, S., & Djorgovski, S. G. 2003, *ApJL* , 595, L9
- [76] Prochaska, J. X., Castro, S., & Djorgovski, S. G. 2003, *ApJS* , 148, 317

- [77] Rees M. J., 1986, MNRAS, 218, 25
- [78] Reichard, T. A., et al. 2003, AJ , 126, 2594
- [79] Rollinde, E., Srianand, R., Theuns, T., Petitjean, P., & Chand, H. 2005, MNRAS , 361, 1015
- [80] Sargent W. L. W., Young P. J., Bokserberg A., Tytler D., 1980, ApJS, 42, 41
- [81] Savage, B. D., & Sembach, K. R. 1991, ApJ , 379, 245
- [82] Schaye, J., Theuns, T., Rauch, M., Efstathiou, G., & Sargent, W. L. W. 2000, MNRAS , 318, 817
- [83] Scheuer, P. A. G. 1965, Nature 207, 963
- [84] Schirber M., Miralda-Escudé J., McDonald P., 2004, ApJ, 610, 105
- [85] Scott J., Bechtold J., Dobrzycki, A., Kulkarni V. P., 2000, ApJS, 130, 67
- [86] Scott J., Bechtold J., Morita M., Dobrzycki A., Kulkarni V. P., 2002, ApJ, 571, 665
- [87] Shapiro, P. R., Giroux, M. L., & Babul, A. 1994, ApJ , 427, 25
- [88] Sheinis, A. I., Miller, J. S., Bolte, M., & Sutin, B. M. 2000, SPIE, 4008, 522
- [89] Songaila A., & Cowie L., 2002, AJ, 123, 2183
- [90] Srianand R., Khare P., 1996, MNRAS, 280, 767
- [91] Srianand, R., & Petitjean, P. 2000, A&A , 357, 414
- [92] Suzuki, N. 2005, Ph.D. Thesis.
- [93] Takeuchi, T. T., Yoshikawa, K., & Ishii, T. T. 2000, ApJS , 129, 1
- [94] Theuns T., Leonard A., Efstathiou G., Pearce F. R., Thomas P. A., 1998, MNRAS, 301, 478
- [95] Theuns, T., & Zaroubi, S. 2000, MNRAS , 317, 989
- [96] Theuns, T., Schaye, J., Zaroubi, S., Kim, T.-S., Tzanavaris, P., & Carswell, B. 2002, ApJL , 567, L103
- [97] Theuns, T., Zaroubi, S., Kim, T.-S., Tzanavaris, P., & Carswell, R. F. 2002, MNRAS , 332, 367
- [98] Tripp, T. M., Lu, L., & Savage, B. D. 1996, ApJS , 102, 239

- [99] Turnshek, D. A., Grillmair, C. J., Foltz, C. B., & Weymann, R. J. 1988, *ApJ* , 325, 651
- [100] Tytler, D., & Fan, X.-M. 1992, *ApJS* , 79, 1
- [101] Tytler, D., et al. 2004, *ApJ*, 617, 1
- [102] Viegas, S. M. 1995, *MNRAS* , 276, 268
- [103] Viel, M., Matarrese, S., Mo, H. J., Theuns, T., & Haehnelt, M. G. 2002, *MNRAS* , 336, 685
- [104] Viel, M., Haehnelt, M. G., & Springel, V. 2004, *MNRAS* , 354, 684
- [105] Weymann, R. J., Carswell, R. F., & Smith, M. G. 1981, *Annual Review Astronomy & Astrophysics*, 19, 41
- [106] Wolfe, A. M., Turnshek, D. A., Smith, H. E., & Cohen, R. D. 1986, *ApJS* , 61, 249
- [107] Worseck G., Wisotzki L., 2006, *A&A*, 450, 495
- [108] York, D. G., Dopita, M., Green, R., & Bechtold, J. 1986, *ApJ* , 311, 610
- [109] Zhang, Y., Anninos, P., Norman, M. L., & Meiksin, A. 1997, *ApJ* , 485, 496