

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



TESE DE DOUTORADO

PROPRIEDADES FÍSICAS DE GALÁXIAS STARBURTS EM BAIXO
REDSHIFT: “*Lyman Break Analogs*”

MARYORY LOAIZA AGUDELO

RIO DE JANEIRO, 20 DE MARÇO DE 2019

Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação
Observatório Nacional
Programa de Pós-Graduação em Astronomia

Tese de doutorado

Propriedades físicas de galáxias starbursts em baixo
redshift: “*Lyman Break Analogs*”

Maryory Loaiza Agudelo

Tese apresentada ao Observatório Nacional
do Rio de Janeiro, como requisito para a apro-
vação do programa de doutorado em Astrono-
mía.

Orientador: Dr. Roderik Overzier


Rio de Janeiro, 20 de Março de 2019

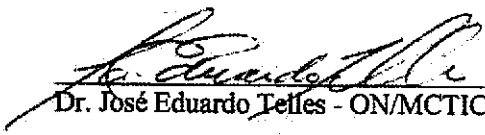
"PROPRIEDADES FÍSICAS DE GALÁXIAS STARBURTS EM BAIXO REDSHIFT:
" LYMAN BREAK ANALOGS "

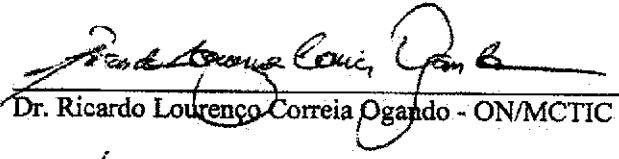
MARYORY LOAIZA AGUDELO

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA DO OBSERVATÓRIO NACIONAL COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTORA EM ASTRONOMIA.

Aprovada por:


Dr. Roderik Adriaan Overzier – ON/MCTIC
(Orientador)


Dr. José Eduardo Telfes - ON/MCTIC


Dr. Ricardo Lourenço Correia Ogando - ON/MCTIC


Dr. Thiago Signorini Gonçalves - OV/UFRJ


Dra. Cristina Furlanetto - UFRGS

RIO DE JANEIRO – BRASIL

21 DE JUNHO DE 2019

À minha mãe, meus irmãos e meu esposo,
quem são meu motor e minha inspiração.

“Caminante, son tus huellas el camino y nada más; Caminante, no hay camino, se hace camino al andar. Al andar se hace el camino, y al volver la vista atrás se ve la senda que nunca se ha de volver a pisar. Caminante no hay camino sino estelas en la mar.”

- Antonio Machado, *Proverbios y cantares*

“A experiência mais bela e profunda que um homem pode ter é o sentido do mistério. Ele é o princípio fundamental da religião, bem como de todo esforço sério em termos de arte e ciência. Parece-me que aquele que nunca teve essa experiência, se não está morto, pelo menos está cego.”

- Albert Einstein, *Meu credo*, 1932

Agradecimentos

Quando olho para atrás e relembro todas as experiências vividas durante os últimos quatro anos, só posso me sentir agradecida com a vida, pela oportunidade de relizar um doutorado no Brasil e por tudo o que eu tenho aprendido neste período. Ainda lembro todos os sentimentos que vieram a flor da pele no meu primeiro dia no Rio de Janeiro, as saudades da minha família e do meu esposo, e a alegria de saber que começava um novo ciclo da minha vida profissional. Por isso, ao escrever estas linhas, sei que não serão suficientes para incluir a todas as pessoas que fizeram parte do meu caminho. Todas elas fizeram do meu tempo na cidade maravilhosa uma experiência única e cada uma me deixou um presente valioso de amizade e companheirismo. Assim, gostaria de agradecer:

- Ao meu orientador, Roderik Overzier, por todos os seus ensinamentos, pelo tempo dedicado a nossa pesquisa, o árduo trabalho e paciência, por me mostrar a importância do trabalho em equipe e pelo incentivo constante;
- Aos pesquisadores e colegas do grupo de Extragaláctica do ON e do grupo de Extragaláctica do Rio de Janeiro, pelos ótimos seminários, discussões, troca de ideias e ajuda quando necessário;
- A Yoli, Cristina e Bruna, pelas palavras de encorajamento e por acreditarem no meu trabalho;
- À minha mãe, Florecita, pelo amor recebido, por ser minha maior admiradora e inspiração para ser sempre uma pessoa melhor;
- Aos meus irmãos: Mary, Nathaly, Arley, Danny e Yorladys, porque sempre têm sido parte essencial da minha vida, o meu motor para continuar em frente. Em especial à minha irmã Maryluz, minha segunda mãe, porque me sinto muito orgulhosa dessa guerreira, um dos meus exemplos a seguir, por se importar comigo sempre, e ser a minha confidente e amiga acima de tudo;
- Ao meu esposo, José Wilmar, por seu apoio incondicional, sua motivação, a paciência, os conselhos, por sempre estar presente quando mais precisei, por ser o meu parceiro de viagem e uma das pessoas que mais admiro;
- Aos meus queridos amigos Sandro e Martín, por fazer muito agradável a minha imersão no mundo do Python, sempre me ajudando e ensinando novos caminhos para programar, por tirar um

poco do seu tempo para ajudar a resolver os meus desafios e pelos momentos de risadas neste processo;

- A todos os meus companheiros de sala. Em especial a Tiago, Carol, Mikele, Kristoffer, Shayane, Larissa, Luiz Felipe, Sandrito e Javier, pelos momentos compartilhados, tanto felices quanto aqueles nem tanto, pelas conversas, discussões, por alegrarem muitos dos meus dias, os cafés compartilhados, piadas e bons momentos;
- Às minhas queridas amigas Bitá, Carmen, Ximena, Cintia, Elizabeth, Mercedes e Yoli, por terem me acolhido como família no Rio, pelos jogos de futebol, os muitos aniversários comemorados, festas, idas ao teatro, carnavais e momentos maravilhosos. Por fazer a minha estadia no ON mais linda e inesquecível;
- Ao meu grande amigo Filipe Monteiro, por todo o tempo compartilhado, por me mostrar outras visões da vida, com sua poesia, perseverança, trabalho duro e especialmente por ter amado e aceitado à minha Julia como a terceira moradora da nossa casa;
- Ao Observatório Nacional.
- À CAPES pelo financiamento deste projeto;
- E finalmente ao meu querido Brasil e seu povo lindo.

Tal vez neste momento de grande emoção eu não lembre de tantas pessoas que foram importantes neste processo, mas saibam que sempre levarei cada uma delas no meu coração, e tenho certeza que vou encontrá-las novamente nas estradas da vida, e aproveitarei cada oportunidade para agradecer pessoalmente.

Propriedades físicas de galáxias *starbursts* em baixo *redshift*: “*Lyman Break Analogs*”

Maryory Loaiza Agudelo

Submetida ao Observatório Nacional do Rio de Janeiro em
18 de Março de 2019, como requisito parcial para a obtenção
do título de Doutor em Astronomia.

Resumo

As *Lyman Break Analogs* (LBAs) são sistemas *starburst* em baixo *redshift*, experimentando processos intensos e contínuos de formação estelar, geralmente como resultado de uma fusão. Essas galáxias são selecionadas com base no alto brilho superficial e na alta luminosidade no UV distante (*far-UV*). Estudos anteriores mostraram que essas LBAs são sistemas relativamente livres de poeira, com metalicidade relativamente baixa, baixa massa estelar e alta sSFR. Através do estudo das suas propriedades físicas, podemos entender processos similares que ocorrem em sistemas que dominam a densidade da taxa de formação estelar cósmica em alto *redshift*, como as galáxias *Lyman Break* (LBGs). Essas galáxias são os melhores traçadores da evolução de galáxias no início do universo, no entanto o seu estudo é muito complexo por causa de suas distâncias. Uma maneira de estudar essas galáxias é através de suas análogas em baixo *redshift*, que nos oferecem bons laboratórios locais para descobrir os processos físicos que estão operando neste tipo de galáxias *starburst*.

Foram observadas duas amostras de LBAs em $z \sim 0.3$ usando o espectrógrafo X-Shooter no VLT (*Very Large Telescope*) para obter espectros de resolução média no UV-azul (UVB), no óptico (VIS) e no infravermelho próximo (NIR). Nesta tese, estudamos as propriedades físicas desses espectros, incluindo as taxas de formação estelar (SFR), as abundâncias de Oxigênio e Nitrogênio determinadas pelo método direto ou sensível à temperatura, e os métodos de linhas fortes, massa dinâmica, dispersão de velocidade do gás e taxas de supernovas. Também determinamos a idade, metalicidade e massa estelar destes sistemas a partir de modelos de Populações Estelares Simples (SSP). Por meio da absorção das linhas do duplete de [MgII]2796,2803 no UV, analisamos a ocorrência de *outflows* atribuídos a processos de *feedback* por supernovas, assim como as taxas de massa dos *outflows*. Em média, as abundâncias do método direto concordam com os valores obtidos pelos métodos de linhas fortes, mas existe uma dispersão significativa. Além disso, as LBAs têm altas taxas de formação estelar, altas densidades de formação estelar e apresentam fortes *outflows*. Finalmente, descobrimos que as LBAs apresentam *offsets* nas razões de linhas no diagrama BPT, e mostram que esses *offsets* provavelmente resultam da combinação de um aumento nas densidades e parâmetros de ionização, e um excesso de N/O. Mostramos que uma pequena parte do excesso de N/O pode estar relacionada à atividade de estrelas Wolf-Rayet, mas a maioria é provavelmente devida à acreção de gás pobre em metais. Nossas descobertas podem explicar características semelhantes observadas em LBGs em alto *redshift*.

Palavras chaves: Galáxias: *starburst*; Taxa de Formação Estelar; Abundâncias; *Outflows*.

Physical properties of *starbursts* galaxies at low redshift: “*Lyman Break Analogs*”

Maryory Loaiza Agudelo

Submitted to the Observatório Nacional of Rio de Janeiro on
March 18th 2019, in partial fulfillment of the requirements
for the Ph.D degree in Astronomy.

Abstract

Lyman Break Analogs (LBAs) are starburst systems at low redshift undergoing intense and continuous processes of star formation, usually as a result of a merger. These galaxies are selected on the basis of high surface brightness and high luminosity in the far-UV. Previous studies have shown that these LBAs are relatively dust-free systems, with relatively low metallicity, low stellar mass and high sSFR. Through the study of their physical properties we can understand similar processes that happen in systems that dominate the cosmic star formation rate density at high redshift, such as the Lyman Break Galaxies (LBGs). These galaxies are the best tracers of galaxy evolution in the early universe, however their study is very complex because of their distances. One way to study these galaxies is through their analogues at low redshift, which offer us good local laboratories to discover the physical processes that are operating in these kind of starburst galaxies.

We observed two samples of LBAs at $z \sim 0.3$ using the X-Shooter spectrograph at the VLT (*Very Large Telescope*) to obtain medium resolution spectra in the UV-blue (UVB), optical (VIS) and near-infrared (NIR). In this thesis we study the physical properties of LBAs from these spectra, including their star formation rates (SFR), oxygen and nitrogen abundances determined from the direct or temperature-sensitive method and the strong-line methods, dynamical mass, gas velocity dispersion and supernova rates. We also determined age, metallicity and stellar mass of these systems from Simple Stellar Population models fits. By means of the [MgII]2796,2803 absorption lines in the UV we analyze the occurrence of outflows attributed to supernovae feedback processes, and the mass outflow rates. On average the direct method abundances agree with the strong line values, but there is a significant scatter. The LBAs furthermore have high star formation rates, high star formation densities and present very strong outflows. Finally, we find that the LBAs have offset line ratios in the BPT diagram and show that these offsets likely result from the combination of increased densities, ionization parameters and excess of N/O. We show that a small part of the excess N/O can be related to Wolf-Rayet activity, but that the majority is probably due to the accretion of metal poor gas. Our findings can explain similar characteristics observed in high redshift Lyman Break Galaxies.

Keywords: Galaxies: *starburst*; Star Formation Rate; Abundances; *Outflows*; Supernovae Rate.

Sumário

Agradecimentos	v
Resumo	vii
Abstract	ix
Lista de figuras	xiv
Lista de tabelas	xxii
Lista de siglas	xxv
Notações e convenções	xxvi
1. Introdução	1
1.1. Estrutura Cosmológica	1
1.1.1. Recombinação	1
1.1.2. Desacoplamento dos fótons e Reionização	2
1.2. As primeiras estrelas	3
1.2.1. Hidrogênio molecular	5
1.3. Teoria de formação de galáxias	6
1.3.1. Infall de gás	6
1.3.2. Modo de acreção frio: “ <i>Cold Mode</i> ”	7
1.3.3. Modo de acreção quente: “ <i>Hot Mode</i> ”	7
1.3.4. Acreção de fluxo frio: “ <i>Cold Flow Accretion</i> ”	8
1.3.5. Acreção global e Formação estelar	9
1.3.6. Feedback (Outflows)	11
1.3.7. Feedback por AGNs	12
1.3.8. Taxa de formação estelar (SFR)	13
1.3.9. Taxa de formação estelar específica	15
1.3.10. Densidade de formação estelar	16
1.3.11. Bimodalidade das galáxias	18
1.4. Observações de galáxias em alto <i>redshift</i>	21
1.4.1. Primeiras galáxias	21
1.4.2. Formação estelar em alto <i>redshift</i>	23

1.4.3.	Lyman Break Galaxies	24
1.5.	Análogos locais: Lyman Break Analogs	26
1.6.	Objetivos e estrutura desta tese	31
2.	Seleção das amostras e observações	33
2.1.	Seleção das amostras	33
2.1.1.	Luminosidade e Brilho Superficial:	34
2.1.2.	Diagramas BPT	35
2.2.	Observações	36
2.2.1.	Espectrógrafo X-Shooter	36
2.2.2.	Modos de observação	43
2.2.3.	Tamanho e posição do <i>slit</i>	45
2.3.	Redução dos dados	47
2.3.1.	<i>Pipeline</i>	47
2.3.2.	<i>Recipes</i>	47
2.3.3.	Imagens de calibração	49
2.3.4.	<i>Software</i>	52
2.3.5.	Classificação dos arquivos e execução do <i>pipeline</i>	52
2.3.6.	Extração dos espectros	53
2.4.	Correção por absorção telúrica	57
2.5.	Normalização dos espectros entre os braços	63
2.6.	Extinção galáctica	64
2.6.1.	Extinção extragaláctica no UV	67
2.7.	Discussão e resultados	68
2.7.1.	Espectros 1D e 2D	69
2.7.2.	Galáxias <i>starburst</i> e <i>post-starburst</i>	87
3.	Medida de linhas espectrais e ajustes do contínuo	93
3.1.	Medidas de linhas de emissão	93
3.2.	Medidas de linhas de absorção	100
3.3.	Ajustes de modelos SSPs	101
3.4.	Correção de linhas de emissão por absorção estelar	104
3.5.	Resultados	106
3.5.1.	Correção da absorção de $H\alpha$ e $H\beta$	106
3.5.2.	Idades, metalicidades e massas	107
4.	Propriedades das amostras	111
4.1.	Extinção por poeira	111
4.1.1.	Extinção de linhas de emissão do Hidrogênio	114
4.2.	SFR a partir de linhas de emissão ($H\alpha$, $P\alpha$) e do contínuo (FUV, MIR)	119
4.2.1.	SFR a partir da linha $H\alpha$	120
4.2.2.	SFR a partir da linha $P\alpha$	122

4.2.3.	Comparação com outros indicadores da SFR	122
4.3.	Tamanho das galáxias, massa estelar e massa dinâmica	123
4.3.1.	Tamanhos das LBAs: <i>half-light radius</i>	123
4.3.2.	Dispersão de velocidade do gás	125
4.3.3.	Massas dinâmica e estelar	127
4.3.4.	sSFR das LBAs	127
4.4.	Discussão e resultados	129
4.4.1.	Excesso de cor: E(B-V)	129
4.4.2.	Tamanhos e massas	131
4.4.3.	SFR e sSFR	133
5.	Métodos de determinação de abundâncias no gás ionizado	139
5.1.	Métodos de linhas fortes	140
5.2.	Outros diagnósticos nebulares	141
5.3.	Método direto	143
5.3.1.	Abundância da razão O/H:	144
5.3.2.	Abundância da razão N/O:	144
5.4.	Determinação das abundâncias	145
5.4.1.	Determinação da temperatura e densidade eletrônica (T_e , n_e)	145
5.4.2.	Índices e abundâncias	151
5.4.3.	Diagnósticos de linhas fortes (N2 e O3N2) e método direto	151
5.4.4.	Diagnósticos nebulares usando: R23, O32 e q	155
5.4.5.	Diagnósticos nebulares usando os índices: R2, R3, R23, O32, N2 e O3N2	156
5.5.	Discussão e resultados	159
5.5.1.	Relação massa-metalicidade (MZR)	159
5.5.2.	Comparação entre o método direto e calibrações empíricas comumente usadas	162
5.5.3.	Diagramas BPT (Baldwin-Phillips-Terlevich)	163
5.5.4.	Razão: N/O	167
6.	Evidencia da ocorrência de <i>outflows</i> por SNe e populações Wolf-Rayet	173
6.1.	Estrelas de alta massa	173
6.1.1.	Estrelas massivas na sequência principal: O e B	175
6.1.2.	Estrelas pós-sequência principal: Gigantes, Supergigantes e Hipergigantes	176
6.1.3.	Estrelas Wolf-Rayet	177
6.2.	Taxa de Supernovas a partir de linhas de [FeII]	180
6.2.1.	SNR a partir da linha [FeII]1.26 μ m	180
6.3.	<i>Outflows</i> (MgII)	182
6.4.	<i>Outflows</i> por supernovas	183
6.4.1.	Perfil P-Cygni	183
6.4.2.	Velocidades dos <i>outflows</i>	184
6.4.3.	Curva de crescimento	187
6.4.4.	Coluna de densidade	189

Sumário

6.4.5. Razão de massa dos <i>outflows</i>	191
6.5. Características Wolf-Rayet	192
6.5.1. Galáxias Wolf-Rayet	193
6.5.2. Numero de estrelas Wolf-Rayet	200
6.6. Análise e discussão	200
6.6.1. Propriedades físicas e conseqüências dos <i>outflows</i>	201
6.6.2. Número de estrelas WR vs. Metalicidade	207
7. Discussão geral	209
8. Conclusões	219
A. Ajustes de linhas de emissão	225
B. Ajustes de modelos SSP no intervalo 3500 - 6780 Å	257
C. Correção das linhas $H\alpha$ e $H\beta$ pela absorção do contínuo estelar	273
Referências	281

Lista de figuras

1.1. Recombinação do Universo	2
1.2. Reionização do Universo	3
1.3. Taxa de resfriamento por unidade de volume para o hidrogênio molecular	6
1.4. História da taxa de acreção do gás: total, <i>cold mode</i> e <i>hot mode</i>	8
1.5. Diagrama das regiões de domínio para cada modo de acreção, em função da massa do halo e o <i>redshift</i>	9
1.6. Densidade da taxa de acreção global em halos e galáxias em função do <i>redshift</i>	10
1.7. SFR média e SFH em função da massa do halo e o <i>redshift</i>	10
1.8. Evolução da função de massa estelar no intervalo $z = 0 - 8$. E observações da SFR cósmica	11
1.9. SFR média para galáxias em halos de uma dada massa, em função do <i>redshift</i>	11
1.10. Função de luminosidade de galáxias e halos de matéria escura	13
1.11. sSFR para galáxias com massas estimadas no intervalo de $10^{9.4}M_{\odot} - 10^{10}M_{\odot}$	16
1.12. ρ_{SFR} como uma função do <i>redshift</i> , mostrando a SFH do Universo. E evolução da densidade de massa estelar com o <i>redshift</i>	17
1.13. Ilustração da bimodalidade das galáxias	18
1.14. Representação esquemática da origem da bimodalidade em cor (ou SFR, ou idade) em função da massa do halo	20
1.15. Possível cenário da evolução das galáxias da sequência azul à sequência vermelha	20
1.16. Relação entre a sSFR e a massa, para uma amostra de galáxias obtida do SDSS, com SFRs medidas com o GALEX	21
1.17. Representação esquemática do cenário de formação das primeiras galáxias, em halos de matéria escura com massas $\sim 10^8M_{\odot}$, que colpasaram em $z \sim 10$	22
1.18. Evolução da ρ_{SFR} em alto <i>redshift</i>	23
1.19. História da formação estelar cósmica, a partir de medidas do <i>rest-frame</i> no FUV, IR e FUV+IR	24
1.20. Exemplo de um espectro de LBG	25
1.21. Ilustração do método “ <i>Lyman-break</i> ” para galáxias isoladas em alto <i>redshift</i>	26
1.22. Brilho superficial no FUV vs. sSFR, para 215 UVLGs	27

1.23. Brilho superficial vs. luminosidade no FUV, para ~ 300000 <i>starbursts</i> em baixo <i>redshift</i> , do levantamento do GALEX e o SDSS	28
2.1. Brilho superficial vs. luminosidade das LBAs, ambas no FUV	34
2.2. Diagrama BPT-NII para ~ 53000 galáxias em $z \lesssim 0.3$ do levantamento do SDSS	35
2.3. Posição no céu de quatro dos objetos candidatos a serem observados durante a noite do 15 de Março de 2016	37
2.4. Espectrógrafo X-Shooter	38
2.5. Efeito do IFU sob a luz que vem do telescópio	40
2.6. <i>Layout</i> óptico do X-Shooter para seus três braços espectroscópicos	43
2.7. Representação esquemática do modo de observação “ <i>nodding</i> ” do X-Shooter. E combinação do espectro <i>nodding</i> em duas diferentes posições	44
2.8. Posição do <i>slit</i> para os objetos SDSS015028 e SDSS021348	46
2.9. Imagens de calibração para o VIS	50
2.10. Imagens produto dos recipes: <i>lingain</i> , <i>mdark</i> , <i>mbias</i> e <i>predict</i>	51
2.11. Imagens produto dos recipes: <i>orderpos</i> , <i>mflat</i> , <i>2dmap</i> e <i>wavecal</i>	51
2.12. Espectro (UVB + VIS + NIR) da galáxia SDSS005527 após a redução dos dados	54
2.13. Exemplo do ajuste usado na determinação do <i>seeing</i> da estrela standard telúrica observada para o objeto BPT03, no UVB.	55
2.14. Determinação do <i>seeing</i> da standard telúrica observada para o objeto BPT03, no UVB, VIS e NIR	55
2.15. Região do espectro 2D no UVB da galáxia SDSS235347, mostrando as possíveis aberturas para a realização da extração do espectro	56
2.16. Sistema S09 (<i>merger system</i>)	57
2.17. Espectro sintético de absorção do céu, calculado entre 0.3 e 30 μm com o LBLRTM, com resolução $R \sim 10000$, e baseado na média do perfil anual do Cerro Paranal	58
2.18. Processo de correção por absorção telúrica no VIS para a galáxia SDSS210358, usando a ferramenta “ <i>Molecfit</i> ”	60
2.19. Processo de correção telúrica da galáxia BPT10	61
2.20. Comparação entre varias regiões dos espectros observados VIS e NIR da galáxia BPT10, afetadas pela absorção telúrica, e sua correção	62
2.21. Correção da diferença de fluxo entre os espectros UVB-VIS e VIS-NIR da galáxia SDSS210358	63
2.22. Resultado da correção da diferença de fluxo entre os espectros UVB, VIS e NIR, da galáxia SDSS210358	64
2.23. Extinção no UV de Seaton 1979	65
2.24. Lei de extinção interestelar proposta por Nandy et al. (1975)	66
2.25. Curvas de extinção interestelar normalizadas, cobrindo um intervalo de comprimento de onda desde o FIR até o UV	66
2.26. Curva de extinção da SMC proposta por Prevot et al. (1984)	67
2.27. Imagens das 32 LBAs estudadas, obtidas pelo SDSS no VIS	70
2.28. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias BPT03 e BPT08	71
2.29. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias BPT09 e BPT10	72

2.30. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias BPT11 e BPT15	73
2.31. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias BPT20 e BPT23	74
2.32. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias BPT26 e HST03	75
2.33. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias S01_2 e S04_1	76
2.34. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias S04_2 e S09_I	77
2.35. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias S09_II e SDSS001009	78
2.36. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS001054 e SDSS004054	79
2.37. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS005439 e SDSS005527	80
2.38. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS015028 e SDSS020356	81
2.39. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS021348 e SDSS032845	82
2.40. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS035733 e SDSS040208	83
2.41. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS143417 e SDSS210358	84
2.42. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS214500 e SDSS231812	85
2.43. Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS232539 e SDSS235347	86
2.44. Ajustes das linhas $H\beta$ e $H\gamma$, e o tripleto $H\alpha$, NII6549,6583, para a galáxia S04_1	88
2.45. Espectros <i>rest-frame</i> de LBAs que apresentam características de galáxias <i>post-starburst</i> , no intervalo 3750 - 4140 Å	90
2.46. Idem Figura 2.45	91
3.1. Ajustes das linhas $H\beta$, OII3726,3729, $H\alpha$, NII6549,6583, para a galáxia SDSS231812	94
3.2. Ajustes de linha para o dubleto: OII3726,3729, correspondente à galáxia SDSS005527	94
3.3. Razão entre o contínuo nebuloso e o contínuo total em função do comprimento de onda, para um modelo de Starburst99 ($Z = 0.020$, $burst = 10^6 M_{\odot}$) em varias idades	103
3.4. Exemplo dos ajustes dos modelos SSP no espectro da galáxia BPT03, na região: 3500 - 6780 Å	104
3.5. Exemplo dos ajustes da linha $H\beta$ no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para a galáxias BPT23	105
3.6. Exemplo dos ajustes de linha do tripleto NII6549, $H\alpha$, NII6583, no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para a galáxia BPT23	105
3.7. Comparação do fluxo de $H\alpha$ e $H\beta$ antes e depois da correção das linhas pela absorção do contínuo estelar	106
3.8. Resultados das metalicidades, massas estelares e idades, obtidos dos ajustes de modelos SSPs no intervalo de comprimento de onda 3500 - 6780 Å: idades vs. massas, idades vs. metalicidades	108
3.9. Histogramas dos resultados obtidos dos ajustes SSPs, no intervalo de comprimento de onda 3500 - 6780 Å	109
4.1. Lei de extinção em função do comprimento de onda para a MW, LMC e SMC	113
4.2. Lei de Extinção derivada da Equação 25 de Calzetti et al. (1994), comparada com as leis de extinção da MW e da LMC	113
4.3. Comparação entre as diferentes curvas de extinção $k(\lambda)$, implementadas no <i>hyperz</i>	114
4.4. Processos de emissão e absorção do átomo de Hidrogênio	115

Lista de figuras

4.5. Transições responsáveis por algumas linhas das diversas séries: Lyman, Balmer, Paschen, Brackett e Pfund	116
4.6. Decremento Balmer	118
4.7. Decremento Paschen-Balmer	119
4.8. Possíveis cenários na determinação dos valores de $E(B - V)_{gás}$	130
4.9. Comparações entre os valores de $E(B - V)_{gás}$ obtidos a partir das razões $Pa\alpha/H\alpha$ e $H\alpha/H\beta$, e entre $E(B - V)_*$ obtido a partir dos ajustes dos modelos SSPs e a razão $H\alpha/H\beta$	131
4.10. Comparação entre as massas estelares obtidas dos ajustes dos modelos SSPs e as massas obtidas do SDSS	132
4.11. Comparação do tamanho, a dispersão de velocidade do gás e a massa dinâmica das LBAs, com a massa estelar obtida do SDSS	132
4.12. Histograma da taxa de formação estelar (SFR), obtida através dos quatro indicadores explicados na seção 4.2	134
4.13. Comparação entre as SFRs obtidas a partir das linhas $H\alpha$ e $Pa\alpha$	135
4.14. Comparação entre $SFR(H\alpha)_{corr}$ e $SFR(H\alpha_{uncorr} + 22\mu m)$, e entre $SFR(H\alpha)_{corr}$ e $SFR(H\alpha_{corr} + 22\mu m)$	135
4.15. Comparação entre $SFR(Pa\alpha)_{corr}$ e $SFR(H\alpha_{uncorr} + 22\mu m)$, e entre $SFR(Pa\alpha)_{corr}$ e $SFR(H\alpha_{corr} + 22\mu m)$	136
4.16. Comparação entre $SFR(H\alpha)_{corrected}$ e $SFR(FUV)$	137
4.17. Comparação entre $SFR(H\alpha)$ e SFR por área	137
4.18. Histograma da taxa de formação estelar específica (sSFR), e comparação deste parâmetro com a massa estelar das LBAs	138
5.1. R vs. n_e , obtidos pelo método proposto por Sanders et al. (2016)	148
5.2. Comparação entre as determinações de $n_e(SII)$ e $n_e(OII)$	148
5.3. Histograma da densidade eletrônica: $n_e(SII)$	150
5.4. Histogramas de $T_e(OIII)$ e $T_e(OII)$	150
5.5. Comparação entre $n_e(SII)$ e as temperaturas eletrônicas: $T_e(OIII)$ e $T_e(OII)$	151
5.6. Comparação da abundância de Oxigênio inferida com base nas calibrações com os índices $N2$ e $O3N2$	153
5.7. Comparação entre a determinação da abundância pelo método direto e as determinações usando os índices $N2$ e $O3N2$	153
5.8. Parâmetro de ionização vs. índice $O32$ e abundância química. Parâmetros determinados usando o método de Kobulnicky & Kewley (2004)	155
5.9. Relação entre os índices: $R2$, $R3$, $R23$, $O32$, $N2$ e $O3N2$, e a metalicidade calibrada com o método de Curti et al. (2017)	156
5.10. Comparação entre as abundâncias determinadas com o método de Curti et al. (2017) e os métodos de Kobulnicky & Kewley (2004) e direto (T_e)	157
5.11. Relação entre os índices $R23$ e $O32$, e entre o índice $O32$ e a massa estelar das LBAs	158
5.12. Relação entre a massa estelar obtida do levantamento do SDSS e a abundância obtida usando o método de linhas fortes baseado no índice $N2$	160

5.13. Relação entre a massa estelar obtida do levantamento do SDSS e a abundância obtida usando o método de linhas fortes baseado no índice O3N2	160
5.14. Relação entre a massa estelar obtida do levantamento do SDSS e a abundância obtida usando o método direto	161
5.15. Comparação entre as abundâncias determinadas usando as calibrações de Curti et al. (2017) e pelo método direto	162
5.16. Diagrama BPT-NII das LBAs estudadas, após a correção de $H\beta$ e $H\alpha$ pela absorção do contínuo estelar, e sem incluir os dois AGNs	164
5.17. Diagrama BPT-SII das LBAs estudadas, após a correção de $H\beta$ e $H\alpha$ pela absorção do contínuo estelar, e sem incluir os dois AGNs	166
5.18. Diagramas BPT para os objetos com determinações de q e N/O	167
5.19. Medida direta da abundância de N/O versus indicadores de linhas fortes: N2O2, N2S2 e N2	168
5.20. $\log(N/O)_{direct}$ versus a massa estelar e a abundância de Oxigênio determinada pelo método direto	170
6.1. Trajetórias evolutivas de estrelas com diferentes massas, obtidas através de modelos que incluem rotação e uma metalicidade inicial solar	177
6.2. Trajetórias evolutivas de estrelas massivas da SMC e de estrelas WR na Via Láctea	179
6.3. Predições dos modelos de Schaerer & Vacca (1998), incluindo estrelas binárias massivas	180
6.4. Representação da formação de um perfil <i>P-Cygni</i> devido a um vento	184
6.5. Perfis do duplete MgII2796,2803	185
6.6. Perfis do duplete [MgII]2796,2803 - Continuação.	186
6.7. Perfis do duplete [MgII]2796,2803 - Continuação.	187
6.8. Representação da largura equivalente (W) de uma linha de absorção	188
6.9. Exemplo de curva de crescimento	189
6.10. Curva de τ vs. $F(2\tau_0)/F(\tau_0)$	190
6.11. Características Wolf-Rayet identificadas na galáxia SDSS005527	195
6.12. Características Wolf-Rayet identificadas na galáxia SDSS015028	196
6.13. Características Wolf-Rayet identificadas na galáxia SDSS210358	196
6.14. Características Wolf-Rayet identificadas na galáxia HST03	197
6.15. Características Wolf-Rayet identificadas na galáxia BPT10	197
6.16. Características Wolf-Rayet identificadas na galáxia S09_I	198
6.17. Características Wolf-Rayet identificadas na galáxia SDSS020356	198
6.18. Características Wolf-Rayet identificadas na galáxia SDSS040208	199
6.19. Excesso de fluxo do <i>blue bump</i> e do <i>red bump</i> versus os fluxos determinados nas regiões de cada um deles	199
6.20. Velocidade média e velocidade extrema dos <i>outflows</i> versus a taxa de perda de massa	202
6.21. Velocidade média dos <i>outflows</i> versus SFR($H\alpha$)	203
6.22. Velocidade média e velocidade extrema dos <i>outflows</i> versus SFR por área	204
6.23. Relação entre a velocidade média dos <i>outflows</i> e a massa estelar, e entre a velocidade média dos <i>outflows</i> e a taxa de supernovas	205

6.24. Identificação de galáxias WR no diagrama BPT-NII, para 29 LBAs	206
6.25. Numero de estrelas WR em relação às estrelas O: $N(WR) / N(WR + O)$, versus a metalicidade determinada pelo método N2	207
7.1. Comparações entre os valores de $E(B - V)_{gás}$ das LBAs estudadas e de regiões <i>starburst</i> centrais de 13 galáxias de Calzetti et al. 1996	211
7.2. Comparação entre sSFR e massa estelar obtida do SDSS, e o parâmetro de ionização. Parâmetro de ionização versus Massa estelar.	213
7.3. Comparação entre as abundâncias determinadas pelo método direito e as abundâncias determinadas pelos métodos de linhas fortes: N2 e O3N2, para as galáxias em $z \sim 2$ de Steidel et al. (2014), e para as amostras de LBAs em $z \lesssim 0.3$ estudadas neste trabalho	214
A.1. Ajustes para as linhas: NII6549, H α , NII6583	225
A.2. Ajustes para as linhas: NII6549, H α , NII6583 - Continuação	226
A.3. Ajustes para as linhas: NII6549, H α , NII6583 - Continuação	227
A.4. Ajustes para as linhas: OII3726,3729	227
A.5. Ajustes para as linhas: OII3726,3729 - Continuação	228
A.6. Ajustes para as linhas: OII3726,3729 - Continuação	229
A.7. Ajustes para as linhas: OIII4959 e OIII5007	230
A.8. Ajustes para as linhas: OIII4959 e OIII5007 - Continuação	231
A.9. Ajustes para as linhas: OIII4959 e OIII5007 - Continuação	232
A.10. Ajustes para as linhas: OI6300 e SIII6312	232
A.11. Ajustes para as linhas: OI6300 e SIII6312 - Continuação	233
A.12. Ajustes para as linhas: OI6300 e SIII6312 - Continuação	234
A.13. Ajustes para as linhas: SII6717 e SII6731	234
A.14. Ajustes para as linhas: SII6717 e SII6731 - Continuação	235
A.15. Ajustes para as linhas: SII6717 e SII6731 - Continuação	236
A.16. Ajustes para as linhas: OII7319 e OII7330	237
A.17. Ajustes para as linhas: OII7319 e OII7330 - Continuação	238
A.18. Ajustes para as linhas: SIII9531 e Paschen - 8	238
A.19. Ajustes para as linhas: SIII9531 e Paschen - 8 - Continuação	239
A.20. Ajustes para as linhas: SIII9531 e Paschen - 8 - Continuação	240
A.21. Ajustes para a linha: H γ	240
A.22. Ajustes para a linha: H γ - Continuação	241
A.23. Ajustes para a linha: H γ - Continuação	242
A.24. Ajustes para a linha: OIII4363	243
A.25. Ajustes para a linha: OIII4363 - Continuação	244
A.26. Ajustes para a linha: H β	244
A.27. Ajustes para a linha: H β - Continuação	245
A.28. Ajustes para a linha: H β - Continuação	246
A.29. Ajustes para a linha: SIII9068	246
A.30. Ajustes para a linha: SIII9068 - Continuação	247

A.31. Ajustes para a linha: SIII9068 - Continuação	248
A.32. Ajustes para a linha: Pa β	249
A.33. Ajustes para a linha: Pa β - Continuação	250
A.34. Ajustes para a linha: Pa α	251
A.35. Ajustes para a linha: Pa α - Continuação	252
A.36. Ajustes para a linha: Bry	253
A.37. Ajustes para a linha: FeII1.26 μ m	253
A.38. Ajustes para a linha: FeII1.26 μ m - Continuação	254
A.39. Ajustes para a linha: FeII1.64 μ m	254
A.40. Ajustes para a linha: FeII1.64 μ m - Continuação	255
B.1. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia BPT03	257
B.2. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia BPT08	258
B.3. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia BPT09	258
B.4. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia BPT10	259
B.5. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia BPT11	259
B.6. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia BPT15	260
B.7. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia BPT20	260
B.8. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia BPT23	261
B.9. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia BPT26	261
B.10. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia HST03	262
B.11. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia S01_2	262
B.12. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia S04_1	263
B.13. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia S04_2	263
B.14. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia S09_I	264
B.15. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia S09_II	264
B.16. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS001009	265
B.17. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS004054	265
B.18. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS005527	266
B.19. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS015028	266
B.20. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS020356	267
B.21. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS021348	267
B.22. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS032845	268
B.23. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS035733	268
B.24. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS040208	269
B.25. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS143417	269
B.26. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS210358	270
B.27. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS210358	270
B.28. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS214500	271
B.29. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS231812	271
B.30. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS232539	272
B.31. Ajustes dos modelos SSP na região: 3500 - 6780 Å, do espectro da galáxia SDSS235347	272

Lista de figuras

C.1. Ajustes da linha $H\beta$ no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias BPT15 e BPT20	273
C.2. Ajustes da linha $H\beta$ no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias BPT23, BPT26, HST03 e S04_2	274
C.3. Ajustes da linha $H\beta$ no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias S09_I, S09_II, SDSS001009 e SDSS005527	275
C.4. Ajustes da linha $H\beta$ no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias SDSS015028, SDSS020356, SDSS021348 e SDSS035733	276
C.5. Ajustes da linha $H\beta$ no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias SDSS040208, SDSS210358, SDSS214500 e SDSS231812	277
C.6. Ajustes da linha $H\beta$ no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para a galáxia SDSS235347	278
C.7. Ajustes de linha do tripleto NII6549, $H\alpha$, NII6583, no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias BPT15 e BPT20	278
C.8. Ajustes de linha do tripleto NII6549, $H\alpha$, NII6583, no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias BPT23, BPT26, S04_1 e S04_2	279
C.9. Ajustes de linha do tripleto NII6549, $H\alpha$, NII6583, no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias S09_I, SDSS021348 e SDSS040208	280

Lista de tabelas

2.1. Características dos três braços espectroscópicos do X-Shooter	37
2.2. Informação geral para as observações das amostras de galáxias LBAs	46
2.3. Lista de <i>recipes</i> para a redução de dados com o <i>pipeline</i> do X-Shooter, para calibrações e dados de ciência	48
2.4. Aberturas usadas na extração dos espectros	56
2.5. Intervalos de comprimento de onda (no vácuo) e moléculas usadas nos ajustes do <i>software</i> “ <i>Molecfit</i> ”, para o NIR e VIS.	59
2.6. Magnitudes nos filtros: u, g, r, i, z	69
3.1. Medidas de fluxos de linhas	96
3.1. Medidas de fluxos de linhas - Continuação	97
3.1. Medidas de fluxos de linhas - Continuação	98
3.1. Medidas de fluxos de linhas - Continuação	99
3.1. Medidas de fluxos de linhas - Continuação	100
3.2. Idades, metalicidades e massas das populações estelares	107
4.1. $E(B - V)_*$ e $E(B - V)_{gás}$ obtidos com as razões: $H\alpha/H\beta$ e $P\alpha\alpha/H\alpha$, e $E(B - V)_*$ obtido a partir dos ajustes dos modelos SSPs	118
4.2. Fatores de correção do fluxo fora do <i>slit</i> do X-Shooter e da fibra do SDSS, e parâmetros usados na sua determinação	121
4.3. Taxas de formação estelar (SFR)	124
4.4. Taxas de formação estelar por área	125
4.5. Raios “R50” das LBAs, obtidos com os cinco filtros do SDSS	126
4.6. Massa estelar, velocidade do gás e massa dinâmica	128
4.7. Taxas de formação estelar específica (sSFR)	129
4.8. Exemplos de galáxias LBAs compactas com altas SFRs	134
5.1. Coeficientes e RMS	143
5.2. Coeficientes para a determinação de $n_e(\text{OII})$ e $n_e(\text{SII})$	146

Lista de tabelas

5.3. Densidade eletrônica e razões de linhas: SII e OII	147
5.4. Parâmetros usados na determinação de abundâncias pelo método direto: densidade eletrônica, temperaturas eletrônicas, e abundâncias de O^+ , O^{++} e N^+/O^+	149
5.5. Índices usados na determinação de abundâncias pelos métodos de linhas fortes: R2, R3, R23, O32, N2 e O3N2	152
5.6. Parâmetro de ionização, abundâncias obtidas pelo método direto e pelos métodos de linhas fortes, e razão N/O	154
6.1. Fluxos das linhas $[FeII]1.2567\mu m$ e $[FeII]1.6436\mu m$	181
6.2. Taxa de Supernovas (SNR)	182
6.3. Velocidades dos <i>outflows</i> , determinadas para 18 LBAs	188
6.4. Parâmetros usados na determinação da coluna de densidade	190
6.5. Larguras equivalentes e colunas de densidade do duplete: $[MgII]2796,2803$	191
6.6. Razões de massa dos <i>outflows</i>	193
6.7. Medidas dos excessos de fluxo nos <i>bumps</i> das galáxias com características Wolf-Rayet	199
6.8. Numero de estrelas Wolf-Rayet presentes em cada galáxia	201
7.1. Intervalos das taxas de formação estelar obtidas pelas diferentes estimativas	212

Lista de siglas

ADC	Atmospheric Dispersion Compensator
A&G	Acquisition and Guiding
AGN	Active Galactic Nuclei
CDM	Cold Dark Matter
CMB	Cosmic Microwave Background
CMD	Color Magnitude Diagram
FIR	Far Infrared
HST	Hubble Space Telescope
ICL	Intracluster Light
IFU	Integral Field Unit
IGM	Intergalactic Medium
IMF	Initial Mass Function
IR	Infrared
ISM	Interstellar Medium
LBGs	Lyman Break Galaxies
LINERs	Low Ionization Nuclear Emission-line Regions
LF	Luminosity Function
MIR	Mid Infrared
QSOs	Quasi-Stellar Objects
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SFE	Star Formation Efficiency
SFGs	Star-Forming Galaxies
SFH	Star Formation History
SFR	Star Formation Rate
sSFR	Specific Star Formation Rate
SN	Supernova (singular)
SNe	Supernovae (plural)
SNR	Supernovae Rate

Lista de tabelas

UV UltraViolet

Notações e convenções

- Expressões em outros idiomas são apresentadas em *itálico*.
- Foram adotadas as unidades de tempo, que geralmente são encontradas em inglês na literatura:
 - yr = anos,
 - Myr = milhões de anos,
 - Gyr = bilhões de anos.
- No caso de valores com cifras decimais, o valor inteiro é separado da fração usando a nomenclatura do inglês, ponto (.).
- No caso dos gráficos e a maioria das figuras, mantimos os nomes dos eixos em inglês.
- ρ_{SFR} = Star Formation Rate Density ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$).

1 Introdução

O Universo desde seu início até formar as estruturas que podemos observar hoje, passou por varias fases de evolução, cada uma delas caracterizada por diferentes processos físicos, essenciais para entendermos a origem e evolução dos diferentes objetos e estruturas. Começaremos analisando algumas destas fases mais detalhadamente, a fim de encontrar alternativas para o estudo daquelas galáxias distantes, cujos processos de evolução dão pistas sobre os primeiros estagios de formação do Universo, mas que devido às grandes distâncias as que se encontram, ao serem observadas aparecem fracas e visíveis apenas num intervalo limitado de comprimentos de onda e com relativamente baixa resolução espectral. Mas, desvendar os detalhes das suas fases de formação e evolução, permitem entender como essas populações de galáxias distantes evoluíram até formar galáxias atuais como a Via Láctea. E embora os detalhes exatos sobre as suas propriedades físicas não são conhecidos ainda, podemos obter muitas informações estudando em detalhe galáxias que são dominadas por processos físicos semelhantes, mas que estão muito mais próximas de nós.

1.1. Estrutura Cosmológica

1.1.1. Recombinação

A evolução das estruturas no Universo começa a partir de flutuações de densidade, que podem ser observadas na época da recombinação, através da anisotropia da radiação cósmica de fundo em micro-ondas (CMB, do inglês *Cosmic Microwave Background*). A recombinação do Universo começou em $z \sim 1400$ (Planck Collaboration et al. 2016). Antes dela, a radiação cósmica de fundo mantinha a matéria bariônica completamente ionizada devido ao espalhamento dos fótons da CMB com os elétrons; os bárions estavam acoplados aos fótons e, portanto, sujeitos a uma forte pressão que os impedia de cair nos poços de potencial formados pela falta de homogeneidade da matéria escura. Uma consequência disto é que a formação de estruturas não pode acontecer enquanto houver este acoplamento fóton-elétron-próton; mas devido a expansão, o Universo resfria e os fótons deixam de interagir com os elétrons; e é nesse momento que o Universo se torna transparente, ou seja, os fótons da radiação cósmica de fundo podem se propagar livremente, e praticamente todo o hidrogênio ionizado se torna neutro, é aqui que começa a

era da recombinação dos elétrons livres (Figura 1.1).

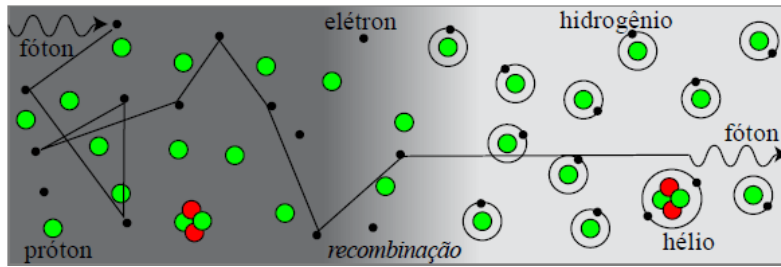


Figura 1.1.: Antes da recombinação os fótons são frequentemente espalhados pelos elétrons, durante a recombinação o Universo se torna transparente e a radiação pode se propagar livremente, e após a recombinação, os átomos neutros têm seção de choque suficientemente pequena para que os fótons possam se propagar livremente. Crédito: Gastão Lima Neto.

Depois da recombinação, como veremos na seguinte seção, a matéria bariônica desacoplada da radiação, seguiu a mesma distribuição espacial da matéria escura. No entanto, a matéria bariônica está sujeita a processos físicos como a dissipação, fricção, aquecimento, esfriamento, e formação estelar. Como a matéria escura não é suscetível a esses processos, seu comportamento é diferente do comportamento dos bárions na evolução contínua do campo de densidade. A partir do modelo padrão de matéria escura fria (CDM, do inglês *Cold Dark Matter*), o qual considera que as estruturas crescem de maneira hierárquica, estruturas de pequena densidade foram formadas em primeiro lugar, e depois se fundiram para formar sistemas cada vez maiores, o que significa que halos de matéria escura de baixa massa precedem aqueles de alta massa. O gás nestes halos é comprimido e aquecido, onde a fonte de calor é a energia potencial. Se o gás é capaz de se resfriar por processos radiativos, por exemplo, para se livrar de um pouco da sua energia térmica e pressão, então, pode entrar em colapso dentro de estruturas mais densas, e eventualmente, formar estrelas. Para que isso aconteça, os poços de potencial têm que ter uma profundidade mínima, de modo que a energia cinética resultante dos átomos seja suficiente para excitar os níveis de energia mais baixos, processo seguido pela desexcitação, levando-os à emissão de um fóton, que produz o resfriamento radiativo. Este último aspecto é particularmente relevante para as primeiras estrelas a se formar, uma vez que estas estrelas têm de ser feitas de gás primordial, ou seja, apenas de Hidrogênio e Hélio, que precisam esfriar sem o auxílio de qualquer elemento metálico.

1.1.2. Desacoplamento dos fótons e Reionização

Após a recombinação, chega a época do desacoplamento dos fótons em $z \sim 1100$ (Planck Collaboration et al. 2016), que é o momento em que a taxa de dispersão dos fótons, causada pelos elétrons, torna-se menor que o parâmetro de Hubble (o qual nos diz a taxa de expansão do Universo). Quando os fótons desacoplaram, eles deixaram de interagir com os elétrons, e o gás intergaláctico tornou-se neutro (Universo transparente). Este desacoplamento deixou um rastro que ainda é observável hoje, como esta radiação não pode ser absorvida, ainda permeia o Universo. Mas a sua temperatura foi dividida por um fator de 1000, já que o tamanho do Universo tem sido multiplicado por esse mesmo fator desde a época da recombinação; então, como a temperatura nesse período era de 3000 K, o Universo atual deve estar envolvido por uma radiação de aproximadamente 2.725 K. O Universo permanece neutro até a época do colapso das primeiras estruturas ($z \sim 15$); a partir daí, o gás que se resfria no interior dos halos,

pode fragmentar e formar a primeira geração de estrelas. Estes primeiros objetos começaram a emitir uma grande quantidade de energia na região do ultravioleta, formando assim esferas de regiões HII (Figura 1.2). Estas esferas, conhecidas como esferas de [Strömngren \(1939\)](#), expandem com o tempo e, eventualmente, se superpõem e acabam reionizando o Universo por completo.

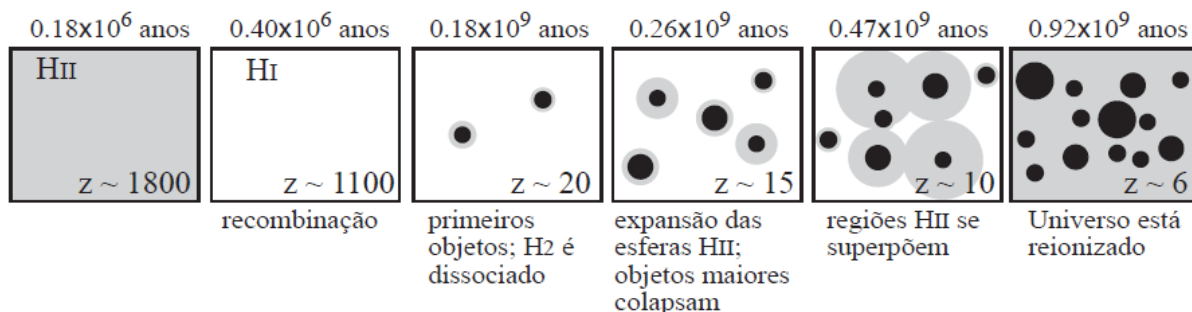


Figura 1.2.: Reionização do Universo após a recombinação. As regiões cinza representam o hidrogênio ionizado, os círculos pretos são objetos colapsados. A escala de tempo é baseada no cenário Λ CDM com $h = 0.7$ e $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Crédito: Prof. Gastão Lima Neto, IAG.

O Universo deve ter sido reionizado entre a época da recombinação e o redshift $z \sim 7$, anisotropias do CMB apontam que este processo de reionização aconteceu em $z \sim 10$. A fotoionização é a responsável pela reionização, e os fótons energéticos envolvidos neste processo são originados pela primeira geração de estrelas quentes ou núcleos ativos de galáxias (AGNs, do inglês *Active Galactic Nucleus*).

1.2. As primeiras estrelas

As primeiras estrelas no Universo constituem a chamada População III¹, caracterizadas por sua metalicidade zero. Prevê-se que estas estrelas foram formadas em $z \gtrsim 20$, e simulações de formação estelar em gás primordial, sugerem que muitas delas possuíam massas acima de $100 M_{\odot}$ ([Yoshida et al. 2008](#), [Bromm et al. 2009](#)). Estas estrelas massivas queimaram seu combustível nuclear muito rapidamente, em poucos milhões de anos, terminando as suas vidas em um evento muito energético, a explosão de uma supernova (SN²). Se a massa da estrela é superior a $\sim 250 M_{\odot}$, a supernova vai deixar como remanescente um buraco negro de $\sim 100 M_{\odot}$; e é muito provável que tais buracos negros logo começaram a acreção de matéria e tornaram-se em mini AGNs. No entanto, ainda não se sabe se tais estrelas supermassivas realmente foram formadas ([SCHNEIDER 2015](#)).

¹ Além da população III, temos também a população I e II. A população I, está constituída por estrelas jovens, localizadas no disco da galáxia e caracterizadas pelos CMD (*Color-Magnitude Diagram*) de aglomerados abertos. E a população II, é constituída por estrelas vermelhas e velhas, localizadas no halo da galáxia e caracterizadas pelos CMD de aglomerados globulares.

² As SNe são corpos celestes surgidos após as explosões de estrelas massivas, que produzem objetos extremamente brilhantes. Neste caso, estamos fazendo referência a SNe do tipo II (*core-collapse SN*), as quais acontecem no estágio final da evolução de estrelas com $M > 8 M_{\odot}$.

Instabilidade de Jeans

A Instabilidade de Jean explica o colapso de nuvens de gás interestelar e a subsequente formação de uma estrela. James Jeans abordou rigorosamente por primeira vez, as instabilidades gravitacionais de uma distribuição de massa. Para um gás com temperatura T e densidade ρ , a condição de colapso é dada por: $2K \geq |U|$, e segundo o teorema do virial temos que: $2K + U = 0$, então:

$$3NkT < \frac{3GM^2}{5R} \implies \frac{kT}{\mu m_H} < \frac{1}{5} \frac{GM}{R} \quad (1.1)$$

Massa de Jeans (M_J):

O raio R pode ser definido em função da densidade inicial ρ_0 e a massa M , como $R^3 = \frac{3M}{4\pi\rho_0}$. Substituindo esta expressão na equação 1.1, temos que a condição de colapso pode ser escrita como:

$$M > \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2} \equiv M_J \quad (1.2)$$

Raio de Jeans (R_J):

A condição de colapso também pode ser expressa em termos da dimensão do sistema:

$$R > \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho_0} \right)^{1/2} \equiv R_J \quad (1.3)$$

A massa e o raio de Jeans podem ser relacionados pela expressão:

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \rho_0 R_J^3 \quad (1.4)$$

[Bromm et al. \(2009\)](#), propõem segundo o modelo CDM, que os primeiros objetos devem ter se formado em mini-halos de matéria escura, os quais se formaram poucas centenas de milhões de anos após o Big Bang. A partir de essa hipótese e com a ajuda dos progressos computacionais, foi estabelecido que a fragmentação do gás dentro desses halos de matéria originou as primeiras estrelas. Neste cenário, o gás primordial encontrava-se em grandes nuvens, e quando esfriou formou objetos massivos, ou seja, as primeiras estrelas foram predominantemente massivas.

Esfriamento do gás

Dependendo da temperatura e densidade, uma variedade de processos de esfriamento podem afetar o gás:

- Em halos massivos, onde a temperatura virial é $T_{vir} \gtrsim 10^7 \text{K}$, o gás é colisionalmente ionizado e esfria principalmente através da emissão Bremsstrahlung por elétrons livres.

- No intervalo de temperatura de $10^4 K < T_{vir} < 10^6 K$, diferentes mecanismos de excitação e desexcitação estão presentes; os elétrons podem se recombinar com os íons emitindo um fóton, ou átomos podem ser excitados por outra partícula gerando um decaimento radiativo, e como estas diferentes espécies de átomos têm diferentes energias de excitação, o resfriamento depende fortemente da composição química do gás.
- Em $T_{vir} < 10^4$, espera-se que o gás seja completamente neutro, e o resfriamento ocorre pela excitação e desexcitação colisional.
- Em halos quentes em alto redshift, o responsável pelo resfriamento pode ser o espalhamento Compton inverso de fótons do CMB.

Se acontecer o resfriamento necessário do gás (a partir de qualquer dos mecanismos mencionados anteriormente) para se condensar dentro da nuvem, pode acontecer a formação estelar.

Hidrogênio atômico

Os primeiros objetos no Universo foram formados a partir de gás primordial (livre de metais), o que significa que o resfriamento do gás só pode ser originado pelo hidrogênio e o hélio. A energia do primeiro estado excitado do hidrogênio é muito alta, $E \sim 10.2$ eV (transição $Ly\alpha$), pelo que o hidrogênio atômico contribui com um esfriamento eficiente só em temperaturas $T \gtrsim 2 \times 10^4 K$. Mas os halos formados em alto redshift têm baixas massas, de modo que a sua temperatura virial é consideravelmente inferior a esta energia. Por tanto, o hidrogênio atômico não é eficiente no processo de esfriamento desses primeiros halos, e conseqüentemente é ineficiente também para iniciar a formação de estrelas. Por outro lado, o hélio também não tem uma boa contribuição no esfriamento, já que a sua temperatura de excitação é muito mais alta do que a temperatura do hidrogênio.

Estudos mostram que o principal responsável pelo resfriamento em muitos casos, é a pequena fração de hidrogênio sob a forma de hidrogênio molecular. Pelo que o resfriamento por hidrogênio molecular é crucial para a formação das primeiras estrelas e galáxias (Bromm et al. 2009).

1.2.1. Hidrogênio molecular

Nos últimos anos tem sido descoberto que o hidrogênio molecular é muito importante no processo de resfriamento do gás. Para objetos com $M_{Jeans} \lesssim 10^7 M_{\odot}$, a temperatura de virial será inferior a $10^4 K$, e a principal responsável pelo resfriamento é a molécula de H_2 . Esta molécula pode se formar através de vários processos (Glover 2005):

- $H + H \rightarrow H_2 + \gamma \Rightarrow$ “muito improvável”,
- $3H \rightarrow H_2 + H, H + H + H_2 \rightarrow H_2 + H_2 \Rightarrow$ “apenas em altas densidades ($> 10^8 \text{ cm}^{-3}$)”,
- $H + e^- \rightarrow H^- + \gamma, H + H^- \rightarrow H_2 + e^-$,
- $H + H^+ \rightarrow H_2^+ + \gamma, H + H_2^+ \rightarrow H_2 + H^+$

Os dois últimos processos são mais relevantes para a formação de estrelas nas primeiras galáxias. A taxa de resfriamento é calculada levando em conta a produção ou destruição de H_2 , sua temperatura e densidade. Na figura 1.3, temos a taxa de resfriamento para o H_2 em função da temperatura, e podemos observar que essa taxa cai exponencialmente em baixas temperaturas, devido à elevada energia de excitação necessária para o primeiro estado excitado, e é essencialmente insignificante abaixo de 100K. Em baixas densidades a desexcitação radiativa domina, e em altas densidades domina a desexcitação colisional. A transição entre o comportamento a baixa e alta densidade ocorre perto da densidade crítica: $n_{cr} \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Glover 2005).

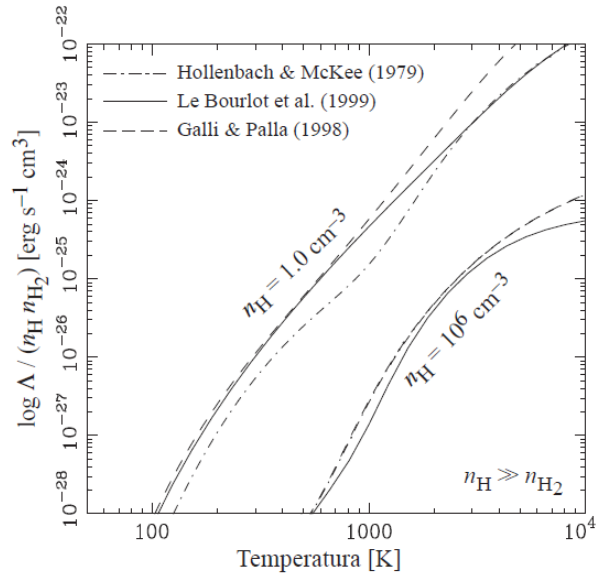


Figura 1.3: Taxa de resfriamento por unidade de volume para o hidrogênio molecular - $\Lambda_{H_2}(n_H n_{H_2})$, calculada para duas densidades médias diferentes, representando o regime de alta e baixa densidade do meio. Figura obtida de Glover (2005), e complementada pelo Prof. Gastão Lima Neto, IAG, USP.

1.3. Teoria de formação de galáxias

Para entender melhor a formação de galáxias, e especificamente a sua formação estelar, é necessário estudar o comportamento dos bárions nos halos de matéria escura. Algumas questões são muito importantes, como: o *infall* de gás, a eficiência da formação estelar (SFE³, do inglês *Star-Formation Efficiency*), a IMF, e os efeitos de *feedback*. Estes últimos três elementos são de fato, intimamente ligados um com o outro.

1.3.1. Infall de gás

O *infall* de gás dentro do potencial gravitacional é um processo complexo, já que quando o gás colapsa caindo dentro dos halos de matéria escura, experimenta um aquecimento por choques, numa região perto do raio do virial do halo (dentro do qual a gravidade e a energia térmica estão em equilíbrio virial), e espera-se que o gás se aqueça até a temperatura do virial e tenda ao equilíbrio quase estático, antes de esfriar e cair dentro da galáxia. A temperatura na região de choque depende da massa do halo, e a formação estelar só acontece quando esse gás quente (virializado), perde a pressão que o soporta e instala-se dentro do disco da galáxia.

³ A SFE mede a fração de bárions que é convertido em estrelas; e é grandemente afetada pela capacidade que tem o gás do halo de esfriar e se condensar. É dada pela expressão: $SFE = \frac{SFR}{M_{gás}}$.

Birnboim & Dekel (2003), a partir de simulações hidrodinâmicas e considerando halos esféricos, estudaram a ocorrência de choques viriais, mostrando que o comportamento térmico do gás depende da massa do halo, e estabeleceram uma massa crítica para esses choques: $M_{shock_halo} \sim 10^{11.4} M_{\odot}$ (Kereš et al. 2005). Já van de Voort et al. (2011), estabelece uma temperatura de acreção do gás em $T \sim 10^{5.5} \text{K}$, que segue uma distribuição bimodal; definindo assim, dois modos de acreção: *cold* e *hot*, o primeiro caracterizado por temperaturas abaixo de $10^{5.5} \text{K}$, e o segundo caracterizado por temperaturas acima desse valor.

1.3.2. Modo de acreção frio: “Cold Mode”

O *cold mode* é dominado por galáxias de baixa massa ($M_{gal} \lesssim 10^{10.3} M_{\odot}$), em halos com $M_{halo} \lesssim M_{shock_halo}$. Neste modo a acreção é dada por meio de filamentos de gás, que experimentam pequenos choques perto da galáxia, formando um pequeno halo quente ou morno a seu redor. Este modo domina em alto redshift e em regiões de baixa densidade hoje; as galáxias nestes halos tendem a ser SFGs (azuis).

1.3.3. Modo de acreção quente: “Hot Mode”

Diferente do *cold mode*, o *hot mode* domina o crescimento dos sistemas de alta massa, $M_{halo} > M_{shock_halo}$. A acreção de gás neste modo é quase esférica, e o esfriamento do gás é muito lento. Este modo domina em grupos e aglomerados em baixo redshift, e as galáxias nestes halos massivos tendem a ser “*quiescent*”⁴ (vermelhas).

Kereš et al. (2005), realizaram simulações hidrodinâmicas para estudar a história da temperatura do gás que sofre acreção no processo de formação das galáxias; na Figura 1.4, apresentam a taxa de acreção no *cold mode* e no *hot mode*, como uma função do tempo e o redshift. No painel esquerdo, adotaram uma divisão padrão entre os dois modos, em $T_{max} = 2.5 \times 10^5 \text{K}$; podemos observar que a taxa de acreção *cold* e a taxa de acreção total crescem juntas rapidamente, e atingem o pico em $z \sim 3$, seguido por um declínio em baixos redshifts; já a acreção *hot* cresce um tempo depois, atingindo o pico em $z \sim 2$, e declina mais suavemente. De acordo com os resultados observados nesta figura, a acreção *cold* domina em $z \geq 3$, enquanto que a acreção *hot* domina em $z \leq 2$. No painel direito, foi adotada uma divisão em $T_{max}/T_{vir} = 1$, onde a acreção pelo *hot mode* é definida com $T_{max}/T_{vir} > 1$, devido as altas temperaturas máximas; e a acreção pelo *cold mode* é definida com $T_{max}/T_{vir} < 1$; sendo que esta última domina em alto redshift, e os dois modos são comparavelmente importantes em $z < 1$.

Como consequência de ambos os modos: *hot* e *cold*, é esperada uma bi-modalidade nas populações de galáxias (vide seção 1.3.11).

⁴ O nome “*quiescent*” é dado às galáxias que têm pouca ou nenhuma formação estelar.

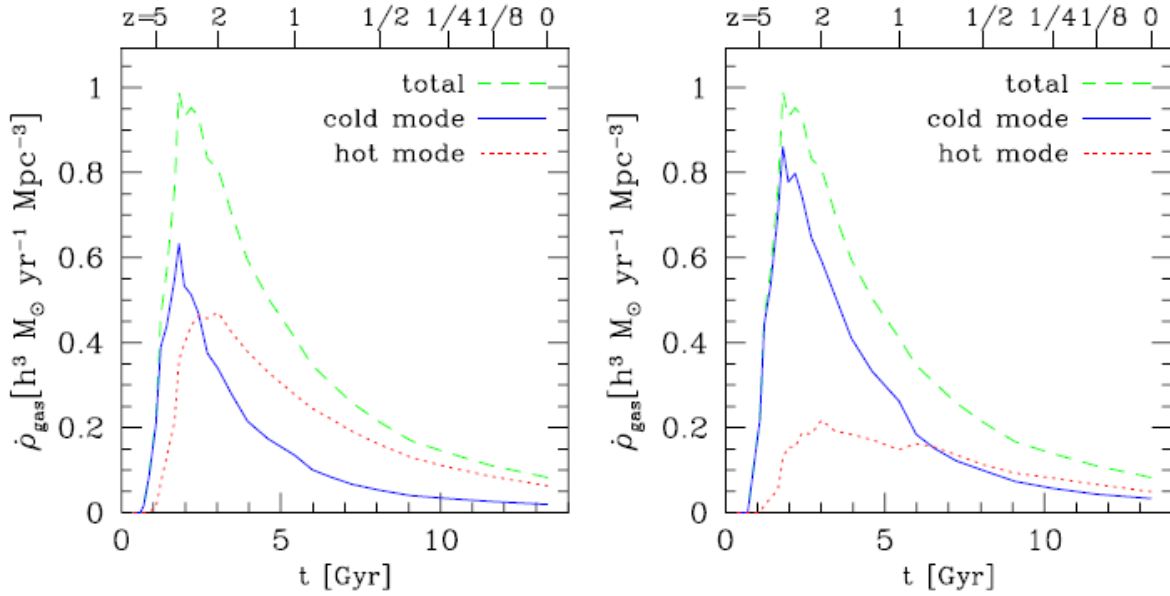


Figura 1.4.: História da taxa de acreção total do gás em função do tempo e o redshift (linha tracejada), e taxas de acreção no “cold mode” e “hot mode” (linha sólida e linha pontilhada, respectivamente). No painel esquerdo, a divisão entre os dois modos de acreção acontece em $T_{\text{max}} = 2.5 \times 10^5 \text{K}$, enquanto que no painel direito acontece em $T_{\text{max}}/T_{\text{vir}} = 1$, (Kereš et al. 2005).

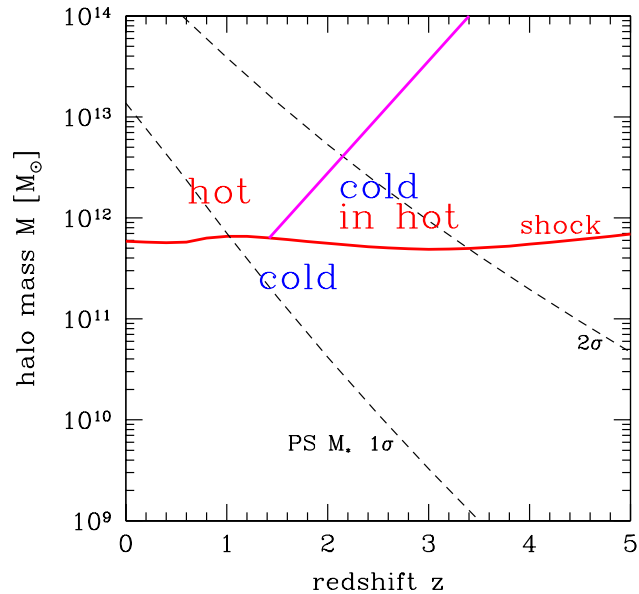
1.3.4. Acreção de fluxo frio: “Cold Flow Accretion”

A *cold flow accretion* acontece em alto redshift, e pode ser considerada como a mistura do *hot mode* e *cold mode*. A partir de simulações de formação de estruturas CDM, é observado que os halos de matéria escura são incorporados numa rede de filamentos, e halos massivos formam-se nas interseções destes filamentos (SCHNEIDER 2015). Para halos massivos ($M_{\text{halo}} > M_{\text{shock_halo}}$), que encontram-se em $z > 2$, parte do gás vem da rede cósmica em forma de *streams* estreitos de gás frio, que penetram no meio aquecido por choques. Esses filamentos não são aquecidos até a temperatura virial na região dos choques, devido a que eles já existiam antes do halo evoluir e atingir o seu tamanho atual.

Na Figura 1.5, são apresentadas as regiões de domínio de cada um dos modos de acreção, e são consideradas também, a partir de estimativas Press-Schechter⁵, as massas (M_*) para dois halos, com 1- σ e 2- σ . Observando que halos com massas menores do que $\sim 10^{12} M_{\odot}$, são dominados pela acreção *cold mode*; já os halos com massas $> 10^{12} M_{\odot}$, principalmente sofrem acreção pelo *hot mode*, mas devemos chamar a atenção para o fato de que, nem todos os halos nesse regimem são dominados por este tipo de acreção de gás, se observamos o canto superior direito do diagrama, encontramos que alguns halos massivos em $z > 2$, experimentam outro tipo de acreção: “cold in hot” ou “cold flows in the hot mode”, no qual, co-existem ambos os modos, pois o halo experimenta acreção pelo *hot mode*, e além disso, experimenta outra acreção por meio de *streams* de gás frio, que se movimentam pelos filamentos de matéria escura que vem da rede cósmica; este modo cessa primeiro nos halos mais massivos, com $M_{\text{halo}} \gtrsim 10^{14} M_{\odot}$ em $z \sim 3$, mas ainda é possível em halos com $M_{\text{halo}} = 10^{12-13} M_{\odot}$ até $z \sim 2$.

⁵ Na aproximação Press-Schechter, a massa característica do halo $M_*(a)$, é definida como a massa da flutuação 1- $\sigma \rightarrow 1 = \nu(M, a) = \frac{\delta_c}{D(a)\sigma(M)}$, com $\delta_c = 1.69$ (Dekel & Birnboim 2006).

Figura 1.5: Diagrama das regiões de domínio para cada modo de acreção, em função da massa do halo e o *redshift*. A curva quase horizontal corresponde à massa limite típica para um choque estável num infall esférico; os halos com massas menores do que esse valor, acretam gás por fluxos predominantemente frios, e nos halos com massas acima desse valor temos a presença de um meio aquecido por choques. A linha sólida inclinada é o limite máximo para os fluxos frios. As linhas tracejadas representam as estimativas das massas dos halos com $1\text{-}\sigma$ e $2\text{-}\sigma$, (Dekel & Birnboim 2006).



1.3.5. Acreção global e Formação estelar

van de Voort et al. (2011) estudaram os efeitos dos modos de acreção sobre a SFR, usando simulações hidrodinâmicas. Na Figura 1.6, é apresentada a densidade da taxa de acreção global em halos e em galáxias, assim como a ρ_{SFR} . Observamos que a taxa de acreção global nos halos (painel esquerdo), tem um pico em $z \sim 3$, e em termos gerais é bastante constante, variando apenas por um fator de aproximadamente 2 entre $z \sim 4$ e $z \sim 0$. O valor médio da taxa de acreção para halos de uma dada massa, diminui mais fortemente para baixos redshifts. No entanto, o número de halos de uma massa fixa aumenta e halos mais massivos formam-se com a diminuição do redshift. A combinação destes efeitos resulta em uma densidade da taxa de acreção global quase constante. Também podemos ver que a taxa de acreção global é uma ordem de magnitude mais elevada do que a SFR global nos mesmos halos, indicando que a maior parte do gás que sofre acreção por parte dos halos, nunca forma estrelas; o que pode ser explicado pela acreção *hot*. O crescimento global dos halos é dominado pela acreção *cold* em $z > 2$, mas para $z = 0$ a contribuição do modo *hot* é maior uma ordem de magnitude. O pico da densidade da taxa de acreção para o *cold mode* é em $z \sim 3$, caindo rapidamente depois disso; enquanto que a densidade da taxa de acreção pelo *hot mode* acontece em $z \sim 2$ e diminui suavemente até $z = 0$. Estes resultados coincidem com os resultados apresentados por Kereš et al. (2005).

A partir da análise do gráfico no painel do meio, podemos inferir que os picos da SFR global, acontecem mais tarde que a taxa de acreção global, esse atraso resulta provavelmente do tempo que leva converter o gás interestelar em estrelas; também podemos afirmar que a ρ_{SFR} é um pouco menor do que a densidade de acreção pelo *cold mode*, devido a que nem todo o gás está envolvido no processo de formação estelar. No painel direito podemos confirmar que o principal combustível para a formação estelar é a acreção no *cold mode*. A diferença é pequena em baixos redshifts; e frequentemente em $z = 0$ o *hot mode* contribui 0.3 dex menos do que o *cold mode*.

Na Figura 1.7, temos a SFR em função da massa do halo e o redshift (Figura 1.7a), e a correspondente SFH para galáxias em $z = 0$ (Figura 1.7b). Se analisarmos detalhadamente a SFR, obtemos resultados

consequentes com os anteriormente mencionados. Halos de matéria escura mais massivos atingem seus picos da SFR muito antes, se comparados com halos menos massivos. Por exemplo, um halo de $M \sim 10^{13} M_{\odot}$, começa seu pico da SFR em $z \sim 4$, enquanto que hoje um halo da mesma massa tem o seu pico da SFR em $z \sim 1$.

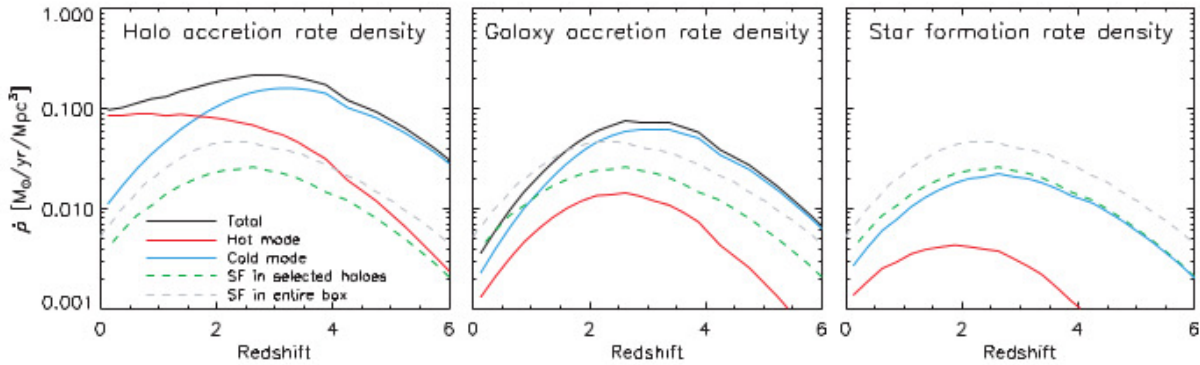


Figura 1.6.: Densidade da taxa de acreção global em halos (painel esquerdo), e em galáxias (panel do meio), ambas representadas pelas linhas sólidas pretas, em função do *redshift*; assim como a ρ_{SFR} (painel direito). As linhas vermelhas e azuis, representam a taxa de acreção global para os modos *hot* e *cold*, respectivamente; a curva verde tracejada é a densidade da SFR, e a curva cinza tracejada é a densidade da SFR geral, (van de Voort et al. 2011).

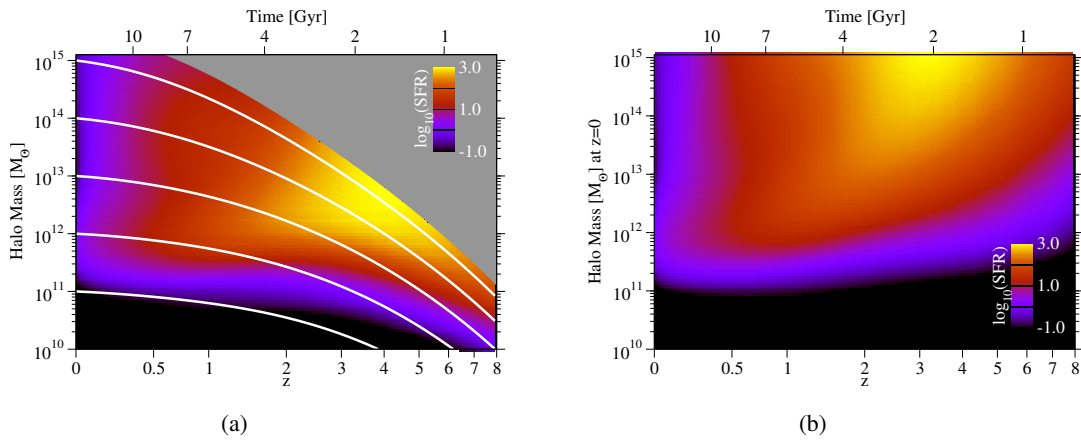


Figura 1.7.: a) SFR média como uma função da massa do halo e o *redshift*. As linhas brancas mostram histórias de acreção de massa para halos, em função do *redshift*; a área cinza corresponde a halos com massas $> 10^{15.5} M_{\odot}$ em $z = 0$, e por tanto, não se espera que existam. b) SFH em função da atual massa do halo e o *redshift*, para galáxias em $z = 0$; (Behroozi et al. 2013).

Relação entre a massa do halo e a SFR

A partir da evolução da massa estelar com o redshift (Figura 1.8a), e a posterior distribuição da SFR cósmica observada (Figura 1.8b); é possível confirmar que em altos redshifts dominam os halos menos massivos, e com a posterior evolução a partir de fusões, encontramos que em baixos redshift o domínio é por parte dos halos massivos; isso é refletido na distribuição da consequente SFR cósmica, onde observamos que o pico da formação estelar é dado no intervalo entre $z = 2$ e $z = 1.5$.

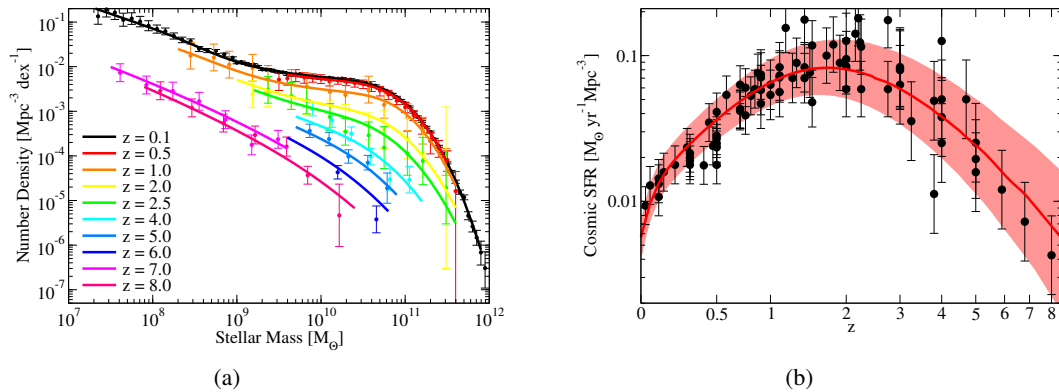


Figura 1.8.: a) Evolução da função de massa estelar, no intervalo $z = 0 - 8$; as curvas coloridas representam o melhor ajuste para as observações em cada redshift (pontos coloridos). b) Observações da SFR cósmica (pontos pretos), comparada com o melhor ajuste do modelo (curva vermelha), e a posterior distribuição 1σ (região sombreada em vermelho); [Behroozi et al. \(2013\)](#).

Conforme o método apresentado por [Behroozi et al. \(2013\)](#) para estudar a SFR e a SFH em galáxias, assim, como a luz interaglomerados (ICL, do inglês *Intracluster Light*), em função da massa do halo; no caso da SFR, halos com massas $\sim 10^{12} M_{\odot}$ parecem ser mais eficientes na formação estelar em todas as épocas; e halos com massas superiores e inferiores são menos eficientes, especialmente em baixos redshifts (Figura 1.9). A eficiência na conversão de bárions em estrelas, para os halos mais massivos ainda é razoavelmente elevada em $z = 2 - 3$, e depois de um tempo têm uma queda íngreme. Isso é consistente com a esperada redução na acreção pelo *cold mode*, para as galáxias correspondentes.

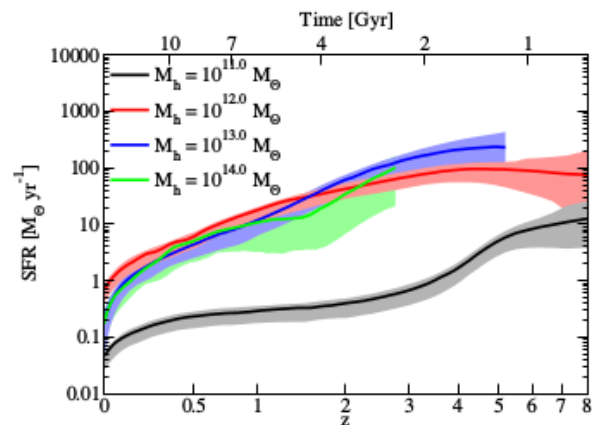


Figura 1.9: SFR média para galáxias em halos de uma dada massa, em função do *redshift*. As regiões sombreadas indicam a posterior distribuição 1σ , ([Behroozi et al. 2013](#)).

1.3.6. Feedback (Outflows)

O *feedback* é um processo que regula o crescimento das galáxias. Portanto, a fim de equilibrar a eficiência no resfriamento do gás, devem ser consideradas as fontes de aquecimento: *feedback* por SNe e por AGNs.

Feedback por supernovas

A energia injetada no meio interestelar pelas supernovas é uma fonte inevitável de aquecimento. Logo após a formação de conjuntos de estrelas, as estrelas mais massivas da população estelar sofrem um colapso do núcleo, originando as *SNe*. A energia mecânica da explosão é parcialmente transferida para o gás em torno da estrela progenitora da *SNe*. Deste modo, o gás é aquecido fazendo com que se expanda, isto causa a diminuição da sua densidade, o que por sua vez, reduz a sua eficiência de resfriamento (esta redução incrementa com a SFR). Dependendo da eficácia destas reações, o gás local do disco pode ser lançado para fora do disco e dentro do halo. Em particular, para os halos de baixa massa, o gás pode ser removido do halo pelos “*outflows*”⁶, o que produz uma coroa de gás quente fora do disco.

Em termos gerais, se cada halo tem uma fração de bárions fixa e uma fração fixa dos bárions se torna estrelas massivas, a energia total dos *outflows* por *SNe* são proporcionais à massa do halo. Por tanto, espera-se que o gás escape mais facilmente em galáxias de baixa massa. Em altos redshifts, a maior parte das galáxias formam-se em halos de baixa massa, e a alta taxa de fusão de halos leva a uma vigorosa formação estelar. Assim, os *outflows* podem ter um grande impacto sobre as primeiras gerações de galáxias, com consequências no enriquecimento do IGM e a destruição de galáxias anãs (Barkana & Loeb 2001).

1.3.7. Feedback por AGNs

O gás do halo também pode ser aquecido por radiação UV intergaláctica, produzida por AGNs e starbursts. Existem diferentes mecanismos físicos pelos quais grandes quantidades de energia e momentum produzido pelos AGNs, podem se acoplar com o gás em torno de galáxias, regulando o crescimento de buracos negros, por exemplo, assim como suprimindo o resfriamento do gás, e a conseqüente formação estelar.

Basicamente, os AGNs podem aquecer o gás ao redor (*feedback* térmico), gerando ventos que ejetam gás (*feedback* cinético), e ionizar o foto-dissociar o gás (*feedback* radiativo). No caso de aglomerados de galáxias, o maior efeito do *feedback* por AGNs, é a inserção de bolhas quentes no meio interaglomerado através de radio-jatos, processo que pára os “*cooling flows*” nos centros dos aglomerados. Os AGNs na maioria das galáxias centrais do aglomerado não são muito luminosos, já que possuem uma baixa taxa de acreção, e o principal canal de *feedback* é a injeção de energia mecânica para o gás circundante. Para altas taxas de acreção, as principais fontes de *feedback* são os quasares, que aquecem o gás; o forte campo de radiação que provém dos QSOs muda a estrutura de ionização do gás circundante, afetando o resfriamento.

Outros eventos importantes que devem ser levados em consideração, são as interações e fusões entre galáxias, as quais desencadeiam *inflows* de gás nuclear a grande escala, como resposta a grandes fases de acreção; o que contribui para o crescimento de buracos negros centrais. Além disso, modelos hierárquicos de formação de galáxias argumentam que as fusões de galáxias formam as galáxias elípticas ou componentes esferoidais em galáxias, pela destruição de discos estelares e os starbursts nucleares.

⁶ Quando a velocidade do gás é menor que a V_{escape} , é chamado de vento (*wind*); mas, quando a velocidade do gás é maior do que a V_{escape} , é chamado de *outflows*.

Simulações de *feedback* considerando fusões binárias de galáxias em halos de gás quente, realizadas por [Springel et al. \(2005\)](#) e [Di Matteo et al. \(2005\)](#), mostram que a deposição de $\sim 5\%$ da luminosidade bolométrica é capaz de conduzir fortes *outflows*, que eventualmente param a acreção dentro do buraco negro, e removem quase todo o gás da galáxia, resultando na extinção do processo de formação estelar.

Por todo o mencionado até agora, sabemos que os processos de *feedback*, sem dúvida, têm um papel muito importante na formação estelar ([Silk & Mamon 2012](#)). Na Figura 1.10, é apresentada uma comparação entre a função de luminosidade (LF^7 , do inglês *Luminosity Function*) para halos de matéria escura, determinada a través de um modelo Λ CDM, e dados observacionais de galáxias obtidos de [Benson et al. \(2003\)](#). Existe uma diferença evidente, entre a previsão para os halos de matéria escura e as observações para as galáxias, o que é atribuído à ocorrência dos processos de *feedback*. Em galáxias de baixa massa, em altos redshifts, a formação estelar é afetada pelo *feedback* por SNe, o que é refletido no gráfico ao observar uma diferença no comportamento da LF das galáxias e a predição para os halos de matéria escura nestes redshifts; por outro lado, uma das principais teorias que poderia explicar as observações para galáxias massivas em baixos redshifts, é a ocorrência de *feedback* por AGNs.

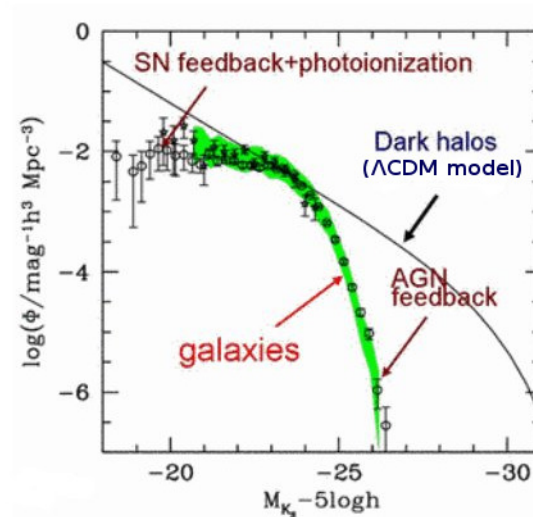


Figura 1.10: Função de luminosidade de galáxias e halos de matéria escura. A linha sólida representa a LF para os halos, determinada a través de um modelo Λ CDM, os círculos abertos representam as observações de galáxias ([Cole et al. 2001](#), [Benson et al. 2003](#)).

1.3.8. Taxa de formação estelar (SFR)

A taxa de formação estelar (SFR, do inglês *Star Formation Rate*), é definida como a massa de gás que é transformada em estrelas por unidade de tempo, normalmente dada em unidades de $M_{\odot}\text{yr}^{-1}$:

$$\psi(t) = -\frac{dM_{\text{gás}}}{dt} \quad (1.5)$$

Existem vários indicadores da SFR a partir de observações da luz integrada das galáxias. A continuação definimos os indicadores mais importantes ([SCHNEIDER 2015](#)).

⁷ A LF determina a maneira como os membros de uma classe de objetos estão distribuídos em função da sua luminosidade, ou seja, é o número de densidade de objetos (por exemplo, galáxias) com uma luminosidade específica. A distribuição global de galáxias pode ser aproximada pela função de luminosidade Schechter: $\Phi(L) = \left(\frac{\Phi^*}{L^*}\right) \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\alpha} \exp(-L/L^*)$.

- **Radiação UV:**

A radiação UV é principalmente emitida por estrelas do tipo O e B, estrelas quentes jovens que indicam que a SFR é recente:

$$\frac{\text{SFR}_{UV}}{M_{\odot}\text{yr}^{-1}} \sim \frac{L_{UV}}{7.2 \times 10^{27} \text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}}, \quad (1.6)$$

esta relação considera que o fluxo no UV não é afetado pela absorção por poeira, mas na maioria das galáxias isto não acontece, e como resultado só uma parte dos fótons do UV conseguem escapar da galáxia. Por tanto, a L_{UV} deve ser corrigida pelo efeito da absorção por poeira.

- **Emissão no infravermelho distante (FIR, do inglês *Far Infrared*):**

Esta radiação é emitida por poeira morna que é aquecida por estrelas jovens. A relação entre esta emissão e a SFR é dada por:

$$\frac{\text{SFR}_{FIR}}{M_{\odot}\text{yr}^{-1}} \sim \frac{L_{FIR}}{5.8 \times 10^9 L_{\odot}}, \quad (1.7)$$

para esta relação assume-se que todos os fótons energéticos que vem das estrelas quentes recém formadas são absorvidos localmente, aquecendo a poeira. O intervalo de comprimento de onda onde L_{FIR} é determinada deve ser entre $8\mu\text{m}$ e 1mm , a fim que a luminosidade seja independente da temperatura da poeira. Porém, em muitos casos os espectros não possuem observações que cubram esta região por completo, pelo que é necessário realizar interpolações e extrapolações dos espectros para determinar L_{FIR} , o que gera incertezas intrínsecas na determinação da SFR. Por outro lado, para grandes amostras de galáxias, frequentemente é usado o fluxo da linha de $24\mu\text{m}$.

- **Emissão em rádio:**

Existe uma correlação estreita entre a luminosidade em rádio das galáxias e suas luminosidades no FIR. Levando em conta que L_{FIR} é um bom indicador da SFR, a luminosidade em rádio também deve ser um bom indicador. A emissão synchrotron em rádio em galáxias normais é principalmente gerada por elétrons relativísticos acelerados em remanescentes de supernovas, e considerando que as supernovas aparecem pouco tempo depois do início de um surto de formação estelar, esta radiação é um indicador quase instantâneo da SFR. A relação entre a SFR e a luminosidade em rádio é dada por:

$$\frac{\text{SFR}_{1.4\text{GHz}}}{M_{\odot}\text{yr}^{-1}} \sim \frac{L_{1.4\text{GHz}}}{8.4 \times 10^{27} \text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}} \quad (1.8)$$

- **Linhas nebulares ($H\alpha$, $\text{Ly}\alpha$):**

Neste método a SFR é determinada a partir da luminosidade de linhas de emissão como $H\alpha$ e $\text{Ly}\alpha$. A linha mais comumente usada é $H\alpha$, a qual provém principalmente de regiões HII, que se formaram em torno de estrelas jovens quentes com $M \gtrsim 10M_{\odot}$:

$$\frac{\text{SFR}_{H\alpha}}{M_{\odot}\text{yr}^{-1}} \sim \frac{L_{H\alpha}}{1.3 \times 10^{41} \text{erg s}^{-1}}, \quad (1.9)$$

mas em alto *redshift* ($z \simeq 2$) esta linha encontra-se na região do NIR, o que faz que seja uma linha

mais difícil de ser observada. Uma alternativa nos casos em que não se conta com a linha $H\alpha$, é o uso de linhas como: $H\beta$ e $Ly\alpha$. Mas, no caso de $H\beta$, apesar que pode ser observada na região do óptico para altos z , é uma linha mais fraca. E a linha $Ly\alpha$ tem uma incerteza maior na hora de obter a SFR, devido a varios fatores. Os fóton $Ly\alpha$ são facilmente absorvidos pelo Hidrogênio neutro, o qual é excitado e reemite um fóton $Ly\alpha$ numa direção aleatoria, e antes de conseguir escapar do ISM da galáxia o fóton sofre multiples espalhações, o que faz com que o caminho percorrido dentro do ISM seja grande, aumentando a probabilidade do que o fóton seja absorvido pela poeira. Assim, obter a SFR a partir da linha $Ly\alpha$ tem uma grande incerteza. Também pode ser considerado o uso de linhas de recombinação⁸ do Hidrogênio, provenientes de transições entre níveis de energia altos, como *Bracket γ* , uma transição que ocorre na região do NIR do espectro. Ou linhas de transição que possuem comprimentos de onda na parte do espectro do milimétrico ou do rádio.

- **Emissão de raios X:**

A maioria da emissão em raios-X é originada por sistemas binários de alta massa, que pertencem a populações estelares jovens. Cerca de 25% da radiação em raios-X de uma galáxia normal é devida ao processo *Bremsstrahlung* num meio interestelar quente, seu aquecimento é atribuído à atividade de formação estelar, o que deve ser proporcional à SFR. Excluindo a contribuição por AGNs, a luminosidade em raios-X pode ser considerada como um bom indicador da SFR, pela relação:

$$\frac{\text{SFR}_{X\text{-ray}}}{M_{\odot}\text{yr}^{-1}} \sim \frac{L_{X\text{-ray}}}{3.5 \times 10^{39}\text{erg s}^{-1}}, \quad (1.10)$$

com $L_{X\text{-ray}}$ sendo a luminosidade integrada no intervalo 0.5-8keV. A dispersão nesta relação é menor do que 1.5.

1.3.9. Taxa de formação estelar específica

A taxa de formação estelar específica (sSFR, do inglês *Specific Star Formation Rate*), é definida como:

$$sSFR = \frac{SFR}{M_*}, \quad (1.11)$$

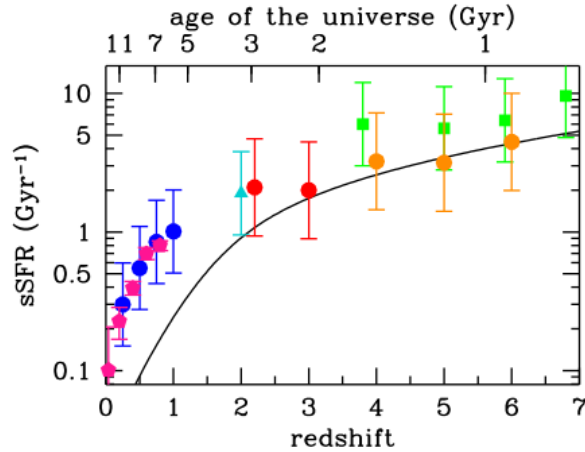
e descreve a taxa de crescimento da massa estelar numa galáxia. Em $0 < z < 2$, e possivelmente em redshifts mais elevados, a maioria das galáxias de formação estelar (SFGs, do inglês *Star-Forming Galaxies*) seguem uma relação razoavelmente forte entre a SFR e a M_* ; cuja normalização diminui progressivamente com o tempo cósmico (ao diminuir o redshift), a partir de $z = 2$ até hoje (Brinchmann et al. 2004, Daddi et al. 2007).

Na Figura 1.11, foi realizada uma comparação da sSFR (em Gyr^{-1}) para SFGs com massas estimadas no intervalo de $10^{9.4} - 10^{10} M_{\odot}$. Onde foi adotada a compilação de dados de González et al. (2014), e o

⁸ Estas linhas são produzidas quando um elétron cai de um nível a outro emitindo um fóton com energia igual à diferença entre os níveis inicial e final. Então, essas linhas espectrais são chamadas de linhas de recombinação porque os elétrons anteriormente livres que se recombinam com íons, rapidamente se acumulam no estado fundamental emitindo tais fótons.

melhor ajuste para a SFH de [Madau & Dickinson \(2014\)](#). Em $z < 2$ a média global da sSFR diminui de forma mais acentuada do que para a população de SFGs, assim como a formação de estrelas é mais lenta com o incremento da população de galáxias. E é observada uma sSFR quase constante para galáxias no intervalo de $2 < z < 7$, sugerindo uma insuficiente formação estelar inicial e o crescimento exponencial da SFR e as massas estelares com o tempo cósmico.

Figura 1.11: sSFR para galáxias com massas estimadas no intervalo de $10^{9.4} - 10^{10} M_{\odot}$. Com dados obtidos da compilação de [González et al. \(2014\)](#). A curva sólida mostra as previsões do melhor ajuste para a SFH de [Madau & Dickinson \(2014\)](#).



A minoritaria população de galáxias starburst apresenta sSFR elevadas, enquanto que galáxias *quiescent* ou passivas têm uma correlação entre SFR e M_* mais baixa. A maioria dos estudos a partir da sSFR, encontraram que mais galáxias massivas completam a maior parte da sua formação estelar, mais cedo do que as galáxias de menor massa. As galáxias anãs continuam experimentando grandes surtos de atividade.

A correlação entre a SFR e a M_* , tem importantes implicações para entendermos a forma como a formação estelar é regulada dentro das galáxias, e tal vez para a própria SFH cósmica. Por outro lado, as galáxias starburst cujas sSFR são significativamente elevadas, contribuem apenas com uma pequena fração da ρ_{SFR} global em $z \leq 2$ ([Rodighiero et al. 2011](#), [Sargent et al. 2012](#)). Em lugar disso, a evolução da SFR cósmica é principalmente devida às propriedades da evolução constante de galáxias de disco.

1.3.10. Densidade de formação estelar

A densidade de formação estelar, ρ_{SFR} , é definida como a massa de estrelas recém formadas por ano por unidade de volume ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$).

Gráfico de Madau: dependência da densidade de formação estelar com o redshift

A ρ_{SFR} como uma função do redshift, especifica quantas estrelas são formadas no Universo em um tempo dado. A partir dos indicadores da SFR e da origem da galáxia onde as estrelas estão se formando, podemos determinar a ρ_{SFR} . O conhecido "Diagrama de Madau" (Figura 1.12a), mostra a história de formação estelar (SFH, do inglês *Star Formation History*) do Universo ([SCHNEIDER 2015](#)). Pela primeira vez, Madau e colaboradores em 1996, fizeram uma estimativa da SFR em alto redshift, usando

dados de “galáxias *Lyman break*” (LBGs⁹, do inglês *Lyman Break Galaxies*), observadas com o telescópio espacial Hubble (HST, do inglês *Hubble Space Telescope*). Para os primeiros resultados a extinção intrínseca não foi levada em conta; a fim de corrigir isto, os progressos no infravermelho distante foram muito importantes. A partir do gráfico de Madau, podemos inferir que há um aumento acentuado da ρ_{SFR} desde a época atual até $z = 1$, por um fator de 10; também apresenta um ligeiro aumento em $z \sim 2$, e uma diminuição em redshifts acima de $z \sim 3$. Esses estudos foram confirmados mais recentemente por pesquisas usando os satélites Spitzer e Herschel, observando uma grande amostra de galáxias no FIR (Madau & Dickinson 2014).

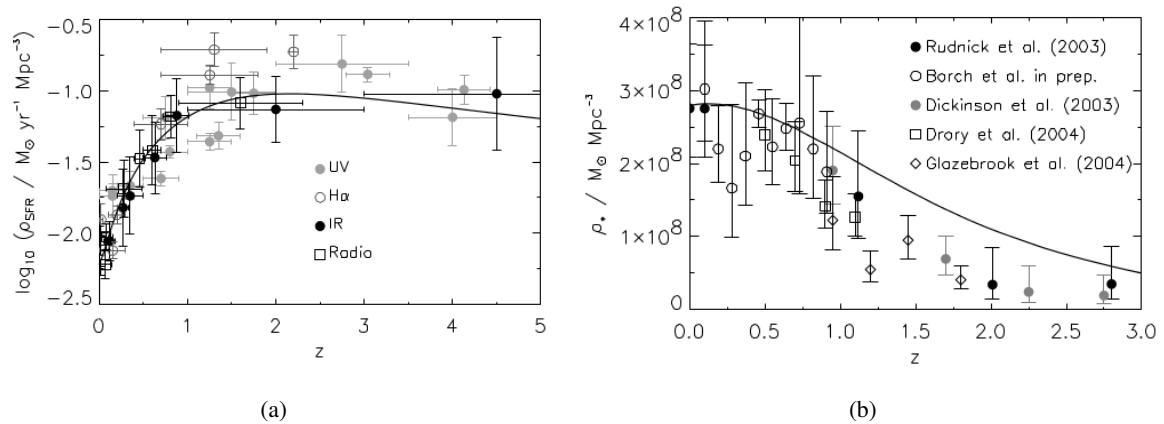


Figura 1.12.: (a) ρ_{SFR} como uma função do *redshift*, mostrando a SFH do Universo (Bell 2004). Os diferentes símbolos correspondem aos diferentes indicadores usados na determinação da SFR. Foi adotada a IMF de Kroupa (2001) e $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$; e os dados foram obtidos de Hopkins (2004). (b) Evolução da densidade de massa estelar com o *redshift* (Bell 2004). As medidas foram obtidas de diferentes surveys de galáxias: Dickinson et al. (2003), Drory et al. (2004) e Glazebrook et al. (2004). A linha sólida é a densidade de formação estelar integrada a partir da Figura (a). As massas estelares adotaram a IMF de Kroupa (2001) e $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$; e os dados foram obtidos de Rudnick et al. (2003).

Integrando a densidade de formação estelar no tempo cósmico¹⁰, obtemos a densidade de massa estelar como uma função do *redshift* (Figura 1.12b). A partir desta relação podemos concluir que muitas das estrelas presentes hoje no Universo foram formadas em alto *redshift*, ou seja, a formação estelar no Universo temprano foi consideravelmente mais ativa do que hoje (Bell 2004).

A partir da análise das Figuras 1.12a e 1.12b, é possível deduzir então, que durante a época do Universo, em $z \gtrsim 1$, a formação estelar foi muito rápida, com aproximadamente $2/3$ da massa estelar sendo formada nos primeiros 5 Gyr. Podemos dizer que este período abrange a formação das primeiras estrelas, e que a formação destes objetos foi rápida. Na época os halos de matéria escura eram pequenos ($\sim 10^8 M_{\odot}$) e quentes, mas a medida que passava o tempo estes halos continuam a crescer, o que poderia dificultar o esfriamento do gás, mas por outro lado, o papel do hidrogênio molecular foi muito importante neste processo de esfriamento; paralelamente ao crescimento dos halos, a quantidade de gás molecular aumenta, o que faz que seja possível o esfriamento necessário para a formação das primeiras estruturas dentro destes halos.

⁹ As LBGs são galáxias de formação estelar em alto *redshift*, que apresentam um “*drop*” no seu espectro quando observadas com certos filtros. Este “*drop*” é localizado no limite Lyman, em 912 \AA .

¹⁰ Tempo que abrange a formação física e desenvolvimento do Universo.

Depois de um tempo, observamos um pico de formação estelar em $z \sim 2$, o que pode ser atribuído à formação estelar dentro das galáxias já formadas, e que continuam evoluindo e tornando seus reservatórios de gás em estrelas. Já em $z \sim 1$, esta atividade diminui, e é observado um declínio acentuado na SFR, talvez, porque as galáxias já tenham queimado a maior parte dos reservatórios de gás, o que faz que a formação estelar sofra uma queda significativa. Apesar disso, cerca de 1/3 de toda a massa estelar é formada neste período, entre $z \sim 1$ e os dias atuais. A diferença entre a densidade de massa estelar observada (Figura 1.12a) e a prevista (Figura 1.12b), é grande em altos redshifts, isto pode ser devido a incertezas na determinação da ρ_{SFR} em alto redshift. Na seção 1.4, será estudada mais detalhadamente a formação estelar em galáxias nestes *redshifts*.

1.3.11. Bimodalidade das galáxias

Os processos de acreção de gás nos halos de matéria escura: o *hot mode* e o *cold mode*, têm como consequência uma bimodalidade nas populações de galáxias. Esta bimodalidade ou transição nas propriedades das galáxias, é observada de diferentes maneiras: na cor (ou idade estelar, ou SFR) vs. massa, na correlação com o meio ambiente, na evolução com o redshift, etc. Se considerarmos as cores das galáxias, por exemplo, estas ilustram a bimodalidade da SFR; as galáxias elípticas e lenticulares são vermelhas, e as espirais são azuis (Figura 1.13).

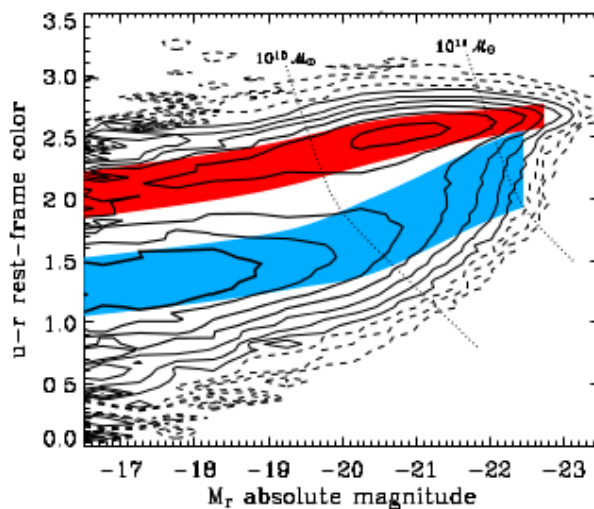


Figura 1.13: Ilustração da bimodalidade das galáxias. Os contornos são a densidade de galáxias do SDSS no espaço cor-luminosidade, Silk & Mamon (2012).

Sequência azul

A sequência azul é dominada por galáxias predominantemente do tipo *late-type*¹¹: espirais (S), em halos com $M_{halo} < M_{shock_halo}$, e seu crescimento é devido a acreção ou fusões de galáxias. Os *cold flows* levam ao crescimento cedo do disco e à formação estelar, que é regulada pelo *feedback* por SNe. As galáxias que pertencem a esta sequência podem ser muito azuis, por causa dos repetidos *starbursts* devido à disponibilidade de gás, e à interação entre o *infall*, *starburst* e *outflow*. Esta sequência possui uma extensão azul brilhante, já que algumas galáxias continuam sendo alimentadas por *streams* frios, inclusive quando são mais massivas do que a M_{shock_halo} , estendendo a sequência azul em termos de luminosidade.

¹¹ As galáxias *late-type* são galáxias dominadas pela componente disco.

Isto ocorre especialmente em $z > z_{crit} \sim 2$, quando os *streams* que alimentam os halos são relativamente estreitos e densos, resultando em surtos estelares massivos (Dekel & Birnboim 2006).

Sequência vermelha

Nesta sequência são considerados os halos mais massivos, com $M_{halo} > M_{shock_halo}$, que experimentam aquecimento por choques, e devido a isso, se tornam diluídos e vulneráveis ao *feedback* por AGNs. Em $z < z_{crit}$, onde os *streams* frios são suprimidos, e o fornecimento de gás é interrompido, impedindo qualquer novo crescimento dos discos e a formação estelar, se o gás frio residual tem sido consumido em fusões anteriores, há um desligamento total de todos os modos de formação de estrelas acima da M_{shock_halo} , permitindo que a população estelar se torne lentamente em “vermelha e morta” dentro da sequência vermelha. As galáxias nesta sequência são do tipo *early-type*¹²: elípticas (E) e lenticulares (S0), e seguem uma relação muito estreita entre cor e magnitude, em que as galáxias mais luminosas têm cores avermelhadas (Shapley 2011). O crescimento ao longo da sequência vermelha é induzido por fusões pobres em gás, que não são contaminados por novas estrelas azuis. A sequência vermelha também possui uma extensão fraca, de galáxias menores que são tipicamente satélites das galáxias centrais em halos comuns, onde apenas a acreção pelo *hot mode* ocorre.

Em halos com massas $< M_{shock_halo}$, a acreção de galáxias satélites pode mantê-las na sequência azul por um tempo. Em halos com massas $> M_{shock_halo}$, onde a fornecimento de gás é desligado e a densidade do meio ambiente é alta, os satélites também tornam-se vermelhos e mortos (Dekel & Birnboim 2006). A Figura 1.14, é uma representação esquemática da bimodalidade cor-massa, assim como da correlação com o meio ambiente e a evolução com o redshift; onde podemos observar que todo surge naturalmente a partir da eficiência da formação estelar depois de $z \sim 2$, devido ao desligamento abrupto dos halos com massas acima da M_{shock_halo} .

Levando em conta que os modos de acreção são os responsáveis pela bimodalidade observada, podemos concluir que em alto redshift ($z \gtrsim 2$), a acreção pelo *cold mode* é eficiente nas galáxias, levando a uma forte formação estelar em toda a sequência azul. Mesmo em galáxias que estão em halos massivos ($M_{halo} > M_{shock_halo}$), os *cold flows* estreitos ainda continuam alimentando a formação estelar. Mas, quando a massa é suficientemente alta, os *cold flows* já não podem sobreviver e a formação estelar é interrompida nos halos de alta massa. Então, como a acreção pelo *hot mode* se torna dominante, o tempo para um resfriamento eficiente seria muito longo; e as galáxias vermelhas e mortas, podem continuar a crescer através de fusões.

Vale verde

As galáxias que pertencem ao vale verde, são uma população intermediária das sequências vermelha e azul. Estas galáxias são caracterizadas por apresentarem sinais de uma transformação em curso ou recente da sua atividade de formação estelar e/ou morfologia.

¹² As galáxias *early-type* são galáxias dominadas pela componente esferoidal.

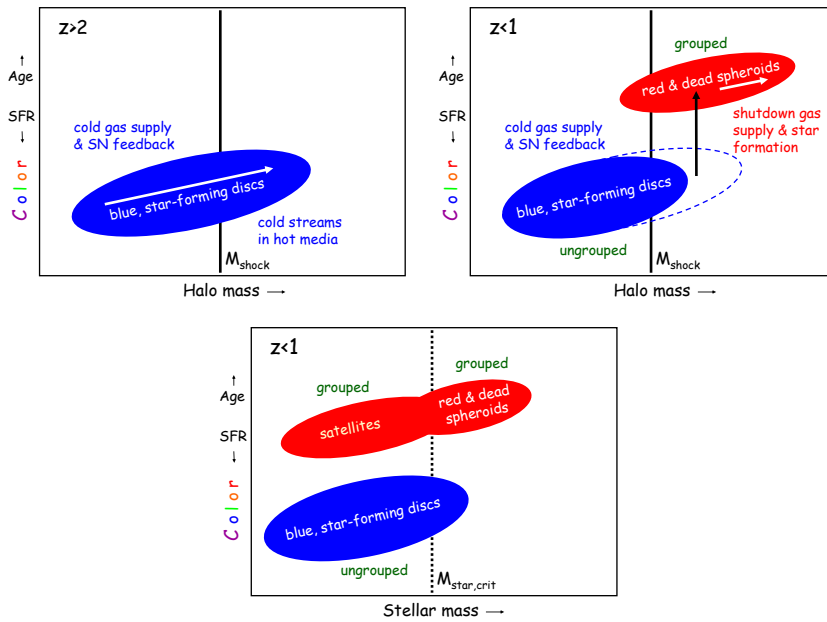
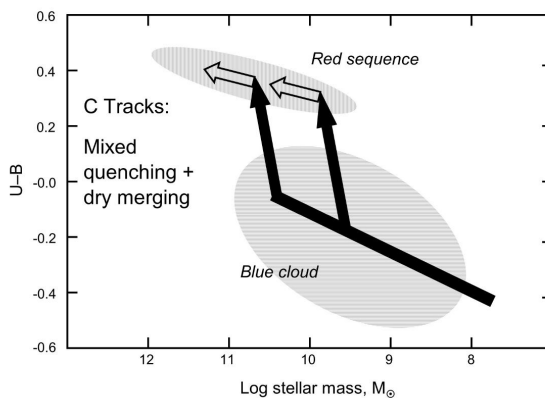


Figura 1.14.: Representação esquemática da origem da bimodalidade em cor (ou SFR, ou idade) em função da massa do halo. **a)** Em $z > 2$, o fornecimento de gás é contínuo, regulado por feedback por SNe, o que faz as galáxias evoluir ao longo da sequência azul, que se estende além da M_{shock_halo} devido aos *streams* frios no meio quente. **b)** Em $z < 1$, na ausência de *streams* frios acima da M_{shock_halo} , o gás aquecido pelos choques é mantido quente por feedback por AGNs, e o fornecimento de gás e a formação estelar são desligados, e a população estelar passivamente se torna vermelha e morta; as fusões pobres em gás esticam a sequência vermelha para massas maiores. **c)** Quando a massa do halo é substituída pela massa estelar, a sequência é esticada em direção de pequenas massas estelares devido a galáxias satélites que partilham um halo comum (Dekel & Birnboim 2006).

Faber et al. (2007), propõe modelos para explicar a transição das galáxias da sequência azul para a vermelha, sendo que o mais aceite, refere-se à combinação de dois modelos apresentados no seu trabalho, no que SFGs de diferentes massas, param a sua formação estelar em diferentes tempos, se deslocando à sequência vermelha e continuando a crescer através de fusões (Figura 1.15).

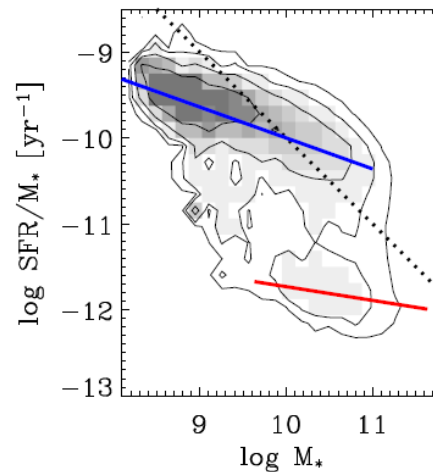
Figura 1.15: Possível cenário da evolução das galáxias da sequência azul à sequência vermelha. SFGs de diferentes massas e que experimentam a interrupção da sua formação estelar em diferentes momentos, se deslocam à sequência vermelha, e continuam crescendo através de fusões (Faber et al. 2007).



Relação entre sSFR e massa

Conforme aos estudos até agora, existe uma clara separação entre a sequência azul e vermelha. A dependência da massa com a sSFR é observada na Figura 1.16, onde a dispersão da sSFR na sequência azul é surpreendentemente pequena, sugerindo que algum tipo de mecanismo de autoregulação esteja presente nas SFGs. A bimodalidade não é absoluta, existe uma faixa entre as duas sequências, correspondente aos objetos do “vale verde” (menos ativos, mas, com uma significativa formação estelar), dominado por uma população que possui uma massa de $\sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Kauffmann et al. 2003). A relativa escassez de galáxias no vale verde sugere que a bimodalidade física entre as populações de galáxias é profunda, e que existe uma rápida evolução das galáxias da sequência azul para a vermelha (Kennicutt & Evans 2012).

Figura 1.16: Relação entre a sSFR e a massa, para uma amostra de galáxias obtida do SDSS, e com SFRs medidas com o GALEX. Os contornos cinza indicam a distribuição de galáxias no plano; a linha azul é o ajuste para a sequência das SFGs; a linha vermelha é a posição aproximada das galáxias da sequência vermelha; e a linha pontilhada representa o lócus constante: $SFR = 1 M_{\odot} yr^{-1}$ (Schiminovich et al. 2007).



Conforme a Figura 1.16, a sequência azul não é horizontal; a sSFR aumenta claramente com a diminuição da massa da galáxia. A inclinação negativa implica que as galáxias menos massivas estão formando uma fração relativamente maior da sua massa estelar hoje. A explicação mais simples é, que a população de SFGs dominante no Universo, deve ter migrado gradualmente de galáxias mais massivas a menos massivas, ao longo do tempo cósmico. A evidência direta para esse “*downsizing*”¹³, é vista em observações da relação sSFR vs. M_* nas galáxias em alto *redshift* (Noeske et al. 2007).

1.4. Observações de galáxias em alto *redshift*

1.4.1. Primeiras galáxias

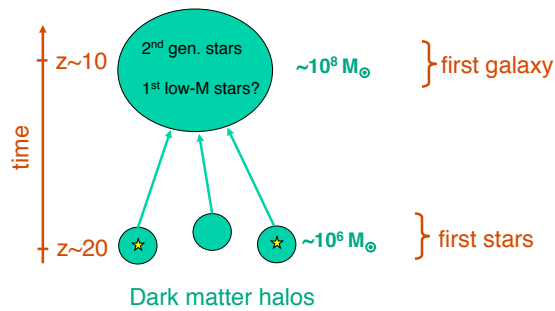
Atualmente não há um acordo universal para definir o que entendemos por primeira galáxia. Pesquisadores observacionais e teóricos consideram diferentes cenários de trabalho. Mas, existem alguns ingredientes básicos para a compreensão das primeiras galáxias. Por exemplo, parece inevitável a presença de um halo de matéria escura que hospeda um sistema estelar. Também, pode-se prever que o poço de potencial do halo é suficientemente profundo como para reter o gás que foi aquecido a temperaturas

¹³ A partir da aceitação da teoria de formação hierárquica de galáxias, pequenas galáxias se formaram primeiro e depois se fundiram para formar galáxias maiores; mas, a maioria das galáxias *early-type* apresentam populações estelares velhas. Esse efeito foi chamado de “*downsizing*”.

superiores a 10^4K , como resultado da fotoionização por radiação estelar (Mesinger & Dijkstra 2008). Também podemos pensar que o halo pode reter gás aquecido e acelerado através de explosões de SNe, e que o sistema é capaz de suportar um meio interestelar multi fase, que por sua vez poderia sustentar um modo estável de formação de estrelas auto-regulada (Bromm & Yoshida 2011). E uma série de modelos propõe minihalos, como hospedeiros das primeiras galáxias (Ricotti et al. 2008).

A massa característica dos primeiros locais de formação estelar foi determinada como sendo $\sim 10^6 M_\odot$, mas a massa crítica para hospedar a formação das primeiras galáxias ainda não se sabe com certeza (Bromm et al. 2009). Ainda que algumas simulações sugerem que os halos de matéria escura continham uma massa de $\sim 10^8 M_\odot$ e colapsaram em $z \sim 10$ (Figura 1.17).

Figura 1.17: Representação esquemática do cenário de formação das primeiras galáxias, em halos de matéria escura com massas $\sim 10^8 M_\odot$, que colapsaram em $z \sim 10$. Neste modelo, halos que sofreram esfriamento atômico hospedam a segunda geração de estrelas, incluindo as primeiras estrelas de baixa massa (Pop. II), que podem ter sobrevivido até os dias de hoje (Bromm & Yoshida 2011).



Quanto à formação estelar nas primeiras galáxias, existem três questões muito importantes para sua compreensão: a SFE, a IMF e o *feedback* estelar; este último afeta diretamente a formação estelar. A SFE é grandemente afetada pela capacidade do halo de gás de esfriar e condensar; e a IMF é afetada por uma série de processos físicos, como: a turbulência supersônica, o esfriamento atômico por elementos pesados, o esfriamento por poeira, a transferência de momento angular e aquecimento devido a campos magnéticos, o grau de ionização inicial, e a temperatura do gás (Bromm & Yoshida 2011). Em particular, a presença de turbulência supersônica provavelmente permitiu a formação de múltiplas estrelas numa nuvem molecular, com um amplo intervalo de massas. O grau de ionização é particularmente importante para o gás primordial, pois ele afeta o processo de esfriamento; um gás ionizado, de composição primordial, pode esfriar até $\sim 100\text{K}$, e o esfriamento por moléculas de Deutério se torna importante; a abundância de elétrons livres adicionais impulsiona a formação de H_2 , que por sua vez leva ao acúmulo de uma abundância crítica de Deutério, permitindo, assim, baixas temperaturas e um canal de esfriamento. As estrelas formadas a partir destas condições foram chamadas de população III.2, originadas depois da formação e morte da primeira geração de estrelas primordiais (população III.1).

Segundo Bromm & Yoshida (2011), as primeiras galáxias podem ter deixado uma série de fósseis locais; por exemplo, algumas das inúmeras galáxias anãs do Grupo Local podem constituir os sobreviventes das primeiras galáxias. Também, as primeiras galáxias provavelmente foram os locais de formação da primeira geração de estrelas de baixa massa da população II. Além disso, um subconjunto das primeiras galáxias pode ter fornecido os lugares de nascimento dos aglomerados globulares (velhos e pobres em metais), que por sua vez podem ter sido incorporados a nossa galáxia, a Via Láctea.

1.4.2. Formação estelar em alto *redshift*

Considerando que a maior parte da formação estelar no Universo ocorre em galáxias espirais e irregulares numa taxa modesta (a chamada “*quiescent star formation*”), a atividade de formação estelar em altos *redshift* foi dominada por surtos de formação estelar, como evidenciado em galáxias no submilimétrico e em LBGs (SCHNEIDER 2015). Em $z \sim 1$, esses surtos deixaram de dominar, produzindo um forte declínio na taxa de densidade de formação estelar, a partir de então e até hoje. Esse comportamento é atribuído a que os surtos de formação estelar estão associados a fusões de galáxias; e a taxa de fusões diminui fortemente com o tempo em modelos para o Universo dominado por uma constante cosmológica (Shapley 2011).

Observações recentes realizadas com o HST, permitem uma boa estimativa da SFR em alto *redshift*, tomando como base a função de luminosidade de LBGs. A Figura 1.18, apresenta resultados sobre a evolução da ρ_{SFR} em alto *redshift* (Bouwens et al. 2014); na época entre $z \sim 1$ e $z \sim 4$, podemos observar que a atividade de formação estelar foi alta. Este intervalo coincide com o período em que a atividade de quasares (QSOs¹⁴, do inglês *Quasi-Stellar Objects*) foi alta também, o que indica que a aglomeração da massa em buracos negros supermassivos no Universo, aconteceu paralelamente à formação das populações estelares (SCHNEIDER 2015).

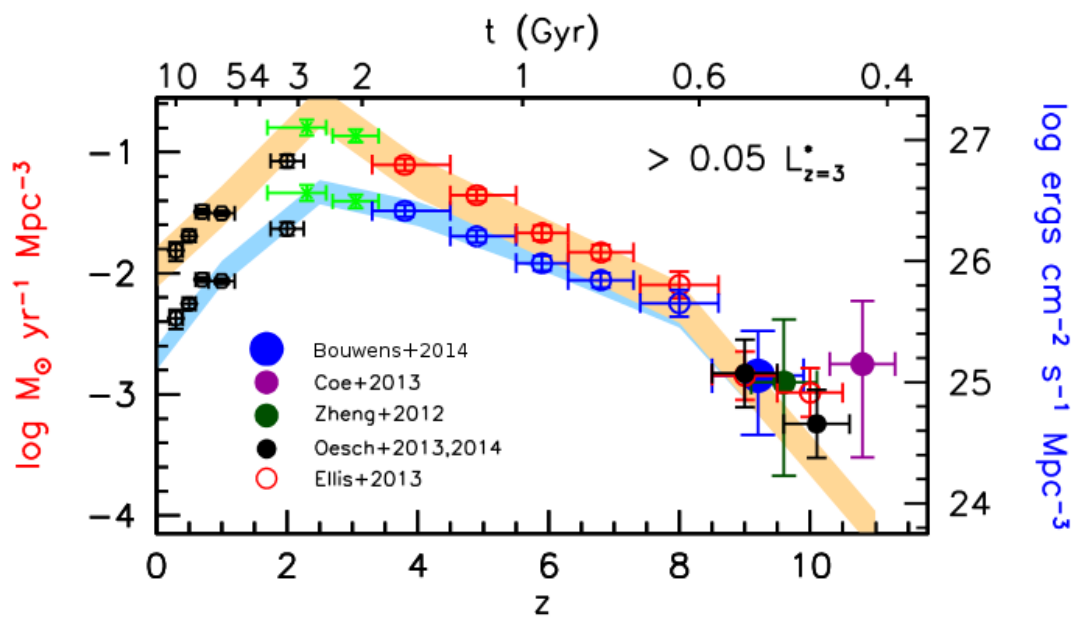


Figura 1.18.: Evolução da ρ_{SFR} em alto *redshift*. O grupo de pontos vermelhos e o contorno laranja (eixo esquerdo), correspondem à ρ_{SFR} vs. *redshift*, e inclui correção por poeira. O grupo de pontos azuis e o contorno azul (eixo direito), mostram a densidade de luminosidade UV como função do *redshift*, que é proporcional à ρ_{SFR} antes da correção por poeira. Os pontos verdes e pretos (ao lado esquerdo da figura) são estimativas de ρ_{SFR} e densidade de luminosidade UV para $z \leq 3$. Os pontos localizados em $z \sim 10$, correspondem a candidatas LBGs detetadas para o survey CLASH (~ 27 mag AB); dados obtidos de: Bouwens et al. (2014), Coe et al. (2013), Zheng et al. (2012), Oesch et al. (2013) e Ellis et al. (2013).

¹⁴ Os QSOs são fortes fontes de radiação de ondas de rádio. Estes objetos distantes são muito energéticos e possuem um núcleo galáctico ativo.

Madau & Dickinson (2014), realizaram estimativas da ρ_{SFR} usando funções de luminosidade para UV e IR; e para sua análise eles pararam em $z = 8$, com o fim de não considerar estimativas em *redshifts* mais altos. Assim, a figura 1.19 mostra a SFH cósmica. Onde a função do melhor ajuste é dada por:

$$\psi(z) = 0.015 \frac{(1+z)^{2.7}}{1 + [(1+z)/2.9]^{5.6}} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}, \quad (1.12)$$

podemos observar em $3 \lesssim z \lesssim 8$, uma fase crescente da ρ_{SFR} , seguida de um pico em algum momento no intervalo entre $z = 2$ e $z = 1.5$ (o que também foi mostrado e analisado na Figura 1.8b), quando o Universo tinha aproximadamente 3.5 Gyr de idade; e depois um declínio gradual até os dias atuais. A análise realizada aqui concorda com a análise de Bell (2004), estudada na seção 1.3.10.

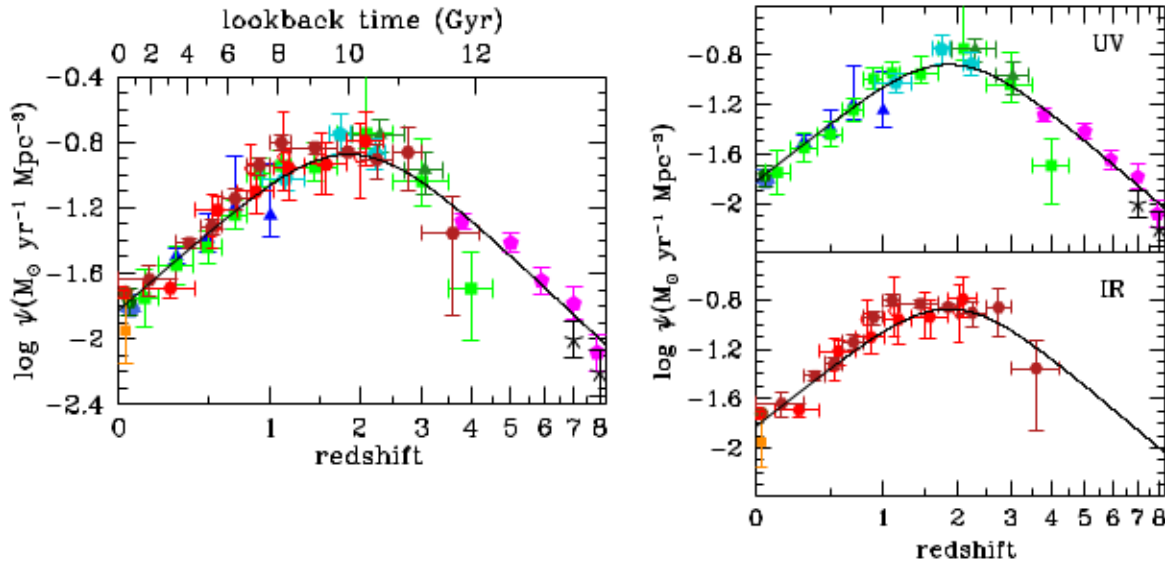


Figura 1.19.: História da formação estelar cósmica, a partir de medidas do *rest-frame* no FUV (painel superior direito), no IR (painel inferior direito), e no FUV+IR (painel esquerdo). Todas as luminosidades UV foram transformadas em ρ_{SFR} usando a expressão: $SFR = K_{FUV} \times L_{\nu}(FUV)$, onde foi adotado o fator $K_{FUV} = 1.15 \times 10^{-28}$; e para as luminosidades no IR foi usada a expressão: $SFR_{IR} = K_{IR} \times L_{IR}$, adotando o fator $K_{IR} = 4.5 \times 10^{-44}$; ambos casos válidos para uma IMF de Salpeter. A curva sólida corresponde ao melhor ajuste da ρ_{SFR} a partir da equação 1.12, (Madau & Dickinson 2014).

1.4.3. Lyman Break Galaxies

As galáxias Lyman Break (LBGs, *Lyman Break Galaxies*), são galáxias de formação estelar (SFGs, *Star-forming Galaxies*) distantes, que desaparecem quando observadas usando certos filtros. Esse fenômeno ocorre pelo resultado combinado de dois efeitos separados:

- As estrelas recém formadas emitem a maioria de sua luz em comprimentos de onda menores do que 912 \AA , mas essa luz é completamente absorvida pelo Hidrogênio neutro nas atmosferas estelares, assim como pelo Hidrogênio que normalmente envolve as regiões de formação estelar,
- Entre a linha $Ly\alpha$ (1216 \AA) e o limite *Lyman* (912 \AA), a luz também será absorvida pelos absorve-

dores do Hidrogênio neutro na linha de visada da galáxia.

Na Figura 1.20, temos um exemplo ilustrativo de um espectro de uma LBG, o qual apresenta um “*break*” no limite *Lyman*, e uma diminuição no fluxo entre 912 Å e 1216 Å.

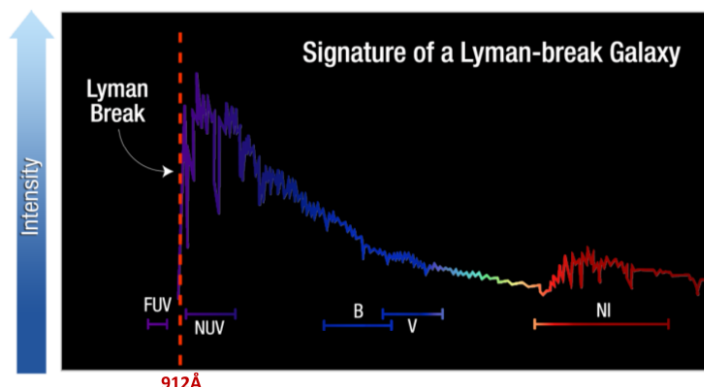


Figura 1.20.: Exemplo de um espectro de LBG (Malhotra 2012).

Método *UV-dropout*

Na Figura 1.21, apresentamos uma ilustração do método “*Lyman break*” ou também conhecido como “*UV-dropout*”, para galáxias isoladas em altos *redshifts* (Steidel 1999); o qual consiste em localizar o *break* nos espectros das galáxias, o que permite classifica-las como LBGs, mas sua localização depende da distância da galáxia. O comprimento de onda do *Lyman-break* é dado pela expressão: $912(1+z)$ Å. No caso ilustrado aqui, o *redshift* do objeto é $z = 3.15$ e o *break* é observado em $\lambda = 3784.8$ Å.

As LBGs são os melhores marcadores da evolução galáctica e do meio intergaláctico (IGM, *Intergalactic Medium*) em $z \sim 2 - 10$. Suas propriedades sugerem que são precursoras de galáxias típicas atuais, submetidas a uma fase de intensa formação estelar. As LBGs têm um efeito muito importante sobre o IGM através da radiação ionizante que produzem e o enriquecimento em metais devido aos ventos gerados. Nesse sentido, o estudo das suas análogas (LBAs, *Lyman Break Analogs*) se torna relevante, já que essas galáxias possuem similar taxa de formação estelar (SFR, *Star Formation Rate*), poeira, massa, idade, tamanho, morfologia, metalicidade, fração de gás, e meio interestelar (ISM, *Interstellar Medium*); proporcionando assim um excelente laboratório local para a compreensão de muitos processos que foram importantes no início do Universo.

Também existe um tipo de galáxias supercompactas e luminosas-UV (ScUVLGs, *supercompact UV-luminous galaxies*), as quais são sistemas *starburst* que possuem alto brilho superficial, assim como uma alta taxa de formação estelar por unidade de área; que apresentam metalicidades, morfologias e outras propriedades similares às LBGs em altos *redshifts* (Heckman et al. 2005).

Na Figura 1.22 é apresentado o brilho superficial no FUV vs. a taxa de formação estelar específica ($sSFR = SFR/M_*$) para 215 UVLGs, onde as LBGs encontram-se localizadas na região de alto brilho superficial assim como alta *sSFR*, confirmando a abordagem do parágrafo anterior. E de acordo com varios autores, como: Hoopes et al. (2007), Overzier et al. (2008) e Overzier et al. (2009), as suas análogas em baixo *redshift* (LBAs, *Lyman Break Analogs*) também são galáxias ScUVLGs, e espera-se que estejam localizadas na mesma região das LBGs.

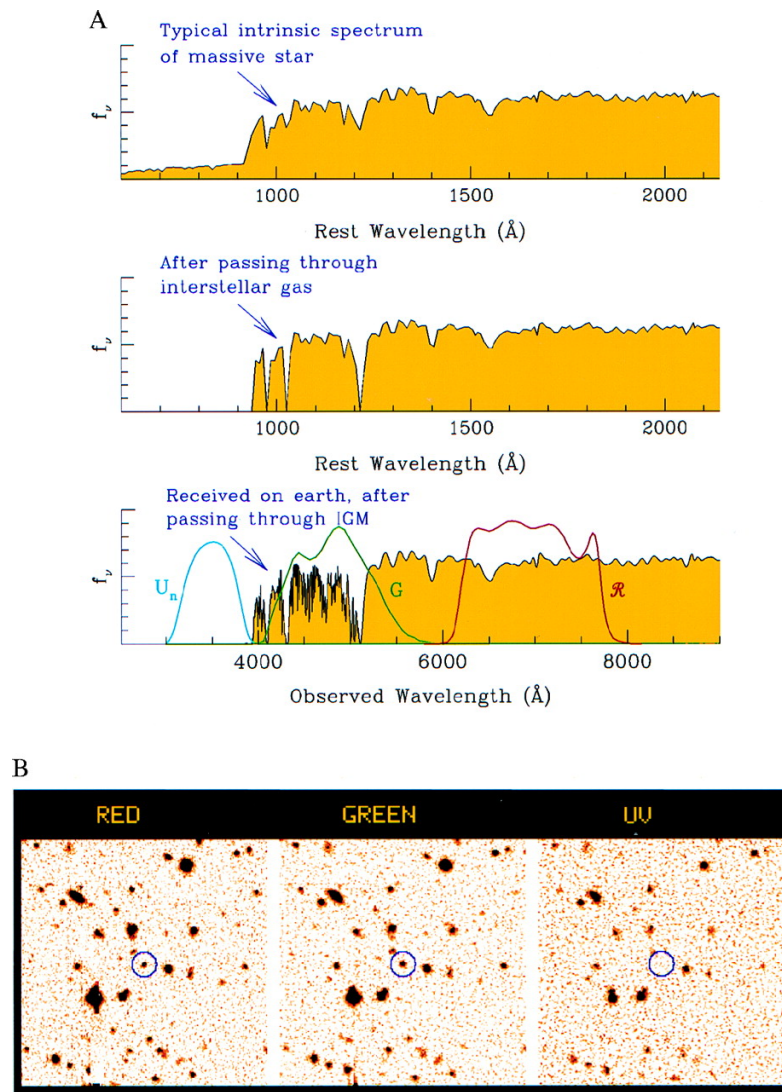


Figura 1.21.: Ilustração do método “Lyman-break” para galáxias isoladas em alto *redshift*. No topo da **Figura A**, o espectro mostra a forma do “break” esperado em 912 \AA , no espectro de uma galáxia dominada por estrelas jovens massivas; na Figura do meio, podemos observar que o “break” é acentuado pela absorção fotoelétrica; e na parte inferior da Figura A, vemos as absorções causadas pelo meio intergaláctico; as curvas azul, verde e vermelha correspondem a três filtros diferentes, utilizados na observação desta galáxia. Por tanto, na **Figura B**, temos o exemplo de pequenas regiões de imagens tomadas a partir dos três filtros, e como resultado, a galáxia (identificada pelo círculo azul) pode ser observada através dos filtros vermelho e verde, mas desaparece completamente quando observada com o filtro UV (Steidel 1999).

1.5. Análogas locais: Lyman Break Analogs

Muitas das perguntas abertas mais ativas da atualidade estão focadas na evolução de galáxias no período entre o *cosmic dawn* e o *cosmic noon*. Um panorama completo de como as galáxias evoluíram neste período deve incluir respostas de como as galáxias recebem e reciclam seu gás, como formam as suas populações estelares, e como a radiação ionizante que provêm das primeiras galáxias reionizaram o Universo. Ainda que novos observatórios tenham começado a dirigir estas questões observando diretamente as galáxias mais distantes, um caminho complementar é estudar processos similares que ocorrem no

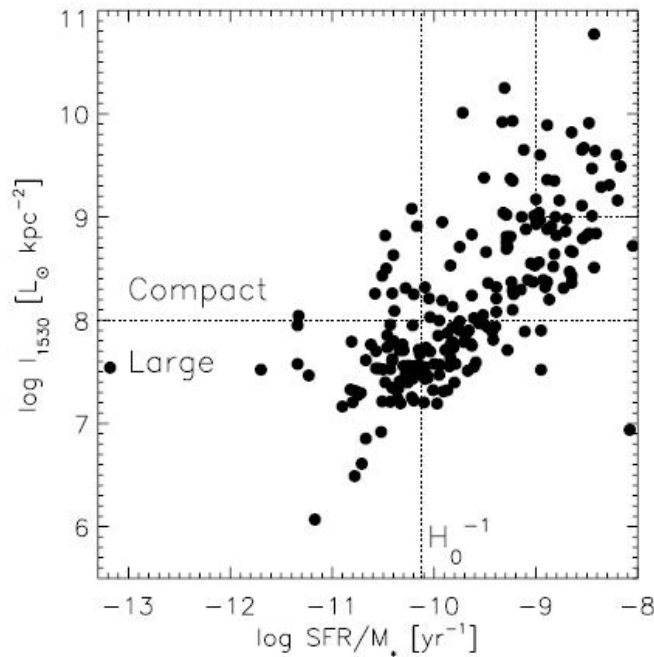


Figura 1.22.: Brilho superficial no FUV vs. $sSFR$, para 215 UVLGs de Hoopes et al. (2007). As galáxias localizadas no canto superior direito do diagrama, são as chamadas galáxias supercompactas luminosas-UV (ScUVLGs) com alta $sSFR$, similares às LBGs em alto $redshift$ e às LBAs em baixo $redshift$.

Universo local através das chamadas “análogas”, na tentativa de obter informação sobre processos que ocorrem em comprimentos de onda, resoluções espectrais ou $redshifts$ menos acessíveis. Um tipo destes objetos são as LBAs (*Lyman Break Analogs*), estudadas primeiro por Heckman et al. (2005) e Hoopes et al. (2007). O projeto das LBAs foi pensado para encontrar e estudar galáxias *starburst* relativamente próximas que possuem características típicas das LBGs em alto $redshift$. Os levantamentos do SDSS e do GALEX foram usados para selecionar galáxias *star-forming* luminosas ($L_{FUV} > 10^{10.3} L_{\odot}$) e compactas ($I_{FUV} > 10^9 L_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$) em $z < 0.3$, as quais têm propriedades no far-UV identificadas no *rest-frame* similares às propriedades típicas das LBGs (Figura 1.23). Estes critérios simples selecionam galáxias com relativamente altas SFRs, relativamente compactas e que experimentam uma menor extinção por poeira, semelhante às LBGs em alto $redshift$. A amostra de LBAs obtidas do SDSS-GALEX foi significativa, já que estudos previos careciam de profundidade e cobertura no UV para encontrar numeros significativos de tais galáxias, tornando as comparações entre galáxias locais e galáxias distantes menos diretas (Meurer et al. 1999).

Várias amostras de diferentes tipos de análogos locais foram construídas nos últimos anos. Os exemplos incluem galáxias selecionadas porque possuem altas larguras equivalentes da linha $Ly\alpha$, sendo ótimas análogos locais das $Ly\alpha$ emitters (LAEs) em alto $redshift$, por exemplo, a amostra de referência de $Ly\alpha$ (LARS, Östlin et al. 2014); fontes selecionadas com alta largura equivalente da linha $H\alpha$, que são boas análogos locais das $H\alpha$ emitters (HAEs) em $z \sim 4$ (Shim & Chary 2013); as galáxias *Green Pea* (GP), selecionadas em base às fortes linhas de emissão no óptico que também se estendem às propriedades das LAEs, HAEs e LBGs em alto $redshift$ (Cardamone et al. 2009); e galáxias selecionadas em base a seus *offsets* no diagrama BPT, projetado para coincidir com a amostra de Steidel et al. (2014) em $z \simeq 2.4$ (por exemplo, Bian et al. 2016). É importante mencionar que existe uma superposição típica significativa

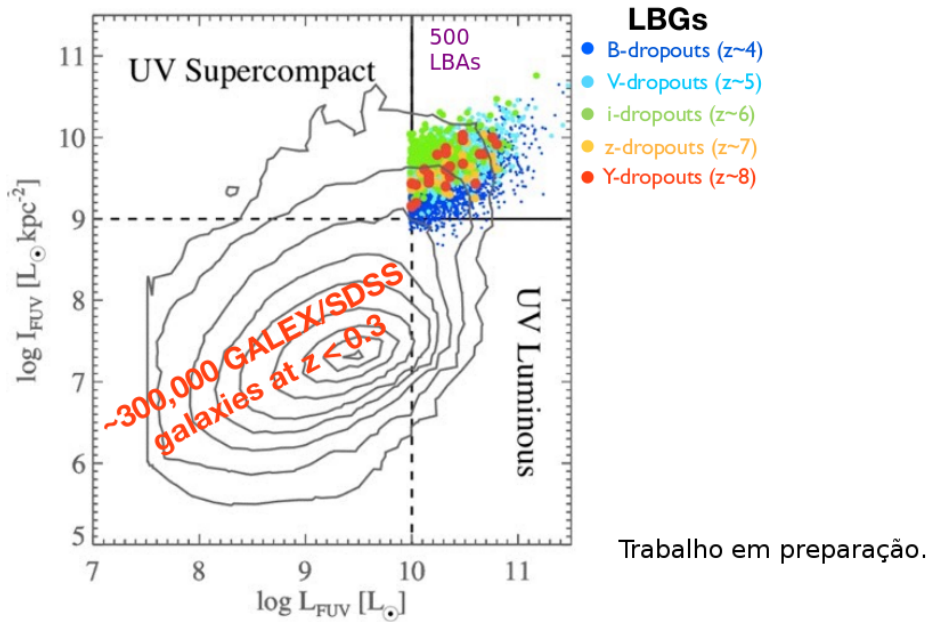


Figura 1.23.: Brilho superficial vs. luminosidade no FUV, para ~ 300000 *starbursts* em baixo *redshift* ($z < 0.3$), do levantamento do GALEX e o SDSS. Estas galáxias são extremamente compactas e luminosas no UVB. Na divisão superior da figura estão localizadas as galáxias supercompactas-UV, e no lado direito as luminosas-UV. Podemos observar que os objetos mais compactos e luminosos encontram-se na parte superior direita da figura, e possuem tamanhos e luminosidades similares às típicas LBGs em $z \gtrsim 3$. Os pontos azul, azul claro, verde, amarelo e vermelho correspondem a LBGs, cujos “*dropouts*” foram observados usando diferentes filtros, o que depende diretamente do *redshift* das galáxias (Hoopes et al. 2007; Overzier et al. 2008, 2009, 2010; Gonçalves et al. 2010). Nesta mesma região localizam-se ~ 500 LBAs em baixo *redshift*, que foram identificadas no levantamento SDSS-GALEX.

entre todas essas amostras e as LBAs selecionadas no UV (UV-selected).

As LBAs compartilham inúmeras outras características físicas com as galáxias *star-forming* em alto *redshift*. Os tamanhos, morfologias e cinemática do gás das LBAs têm sido comparadas em detalhe com galáxias *star-forming* em $z > 2$, encontrando boas concordâncias gerais na distribuição dos principais parâmetros (Overzier et al., 2008, 2010; Gonçalves et al., 2010). Embora os gatilhos de formação estelar sejam provavelmente diferentes para *starburst* em baixos e altos *redshifts*, pelo menos as distribuições de estrelas, poeira e gás parecem ser comparáveis. A formação estelar em LBAs é dominada pela emissão de aglomerados luminosos (Overzier et al., 2008, 2009, 2010) que se assemelha ao visto em aglomerados de galáxias em *redshifts* intermediários (Elmegreen et al., 2013; Garland et al., 2015). Algumas LBAs têm aglomerados luminosos de super-estrelas não resolvidos que são estruturalmente similares àqueles vistos em fontes (com lentes) em $z \gtrsim 6$ (Bradley et al., 2012; Bouwens et al., 2017). Embora um pequeno subgrupo de LBAs também pareça abrigar baixa luminosidade, com um AGN obscurecido em seus centros dominados pelo *feedback* por SNe (Alexandroff et al. 2012), as luminosidades em rádio e raios-X associadas a estes AGNs estão bem abaixo do limiar de detecção atual em galáxias *star-forming* em alto *redshift* (Habouzit et al., 2017; Latif et al., 2018). Essas semelhanças estruturais e energéticas indicam que as LBAs são bons laboratórios locais para sondar as condições físicas típicas que se espera que governem o meio interestelar de galáxias jovens típicas em altos *redshifts*.

As LBAs foram importantes para testar a conhecida relação β -IRX, para a correção por poeira da medida da taxa de formação estelar no UV de galáxias *star-forming* (Meurer et al., 1999; Salim et al., 2018). Como as LBAs são mais semelhantes às LBGs em comparação com típicas galáxias *starburst* locais que são frequentemente altamente obscurecidas ou têm SFRs com ordens de magnitude menores em comparação com suas contrapartes em alto *redshift*, os métodos de correção por poeira baseados nesta amostra devem ser menos poluídos que aqueles baseados em outros tipos de populações locais (Overzier et al., 2011; Bouwens et al., 2012). Por razões similares, as LBAs podem ser usadas para sondar as condições responsáveis pela emissão das linhas de estrutura fina no infravermelho distante (FIR), gás molecular e o contínuo de poeira de galáxias comuns na sequência principal em altos *redshifts* (Overzier et al., 2011; Gonçalves et al., 2014; Contursi et al., 2017).

Observações espectroscópicas no UV distante com o *Cosmic Origins Spectrograph* (COS) instalado no *Hubble Space Telescope* (HST), revelaram que as LBAs normalmente experimentam fortes *outflows* com alguns casos extremos de até $\sim 1000 - 2000 \text{ km s}^{-1}$ (Heckman et al., 2011, 2015; Heckman & Borthakur, 2016; Borthakur et al., 2014). Esses *outflows* correlacionam fortemente com a SFR por área (Heckman et al. 2015), como é esperado se os *outflows* são originados principalmente pelo momentum do fluxo em *starburst* compactos. O programa das LBAs também forneceu um forte caso de detecção de fuga de fótons do contínuo Lyman (LyC, Borthakur et al. 2014), mostrando, pela primeira vez, uma forte conexão entre os *outflows* por SNe em *starbursts* compactas e a fuga LyC. Overzier et al. (2009), mostraram que a linha $H\alpha$ corrigida pela extinção foi relativamente fraca em comparação com suas emissões no FUV e no FIR em algumas das LBAs mais compactas, sugerindo que a radiação ionizante pode estar escapando (entre várias outras explicações). Heckman et al. (2011) observaram que, além dos fortes *outflows* e da fraqueza relativa de $H\alpha$, algumas LBAs têm intensidades residuais significativas nos núcleos das linhas de absorção de baixa ionização interestelar saturada que traçam o gás neutro, e que essas fontes também tendem a apresentar uma significativa $Ly\alpha$ em emissão *blue-shifted*. Todas essas propriedades podem ser explicadas por um modelo simples no qual *starburst* compactas conduzem poderosos ventos que removem o gás neutro ao longo de certas linhas de visada, permitindo que os fótons do LyC e $Ly\alpha$ escapem. Em um estudo de acompanhamento, Alexandroff et al. (2015) verificaram ainda que objetos confirmados (Borthakur et al. 2014) ou suspeitos (Heckman et al. 2011) de serem LyC *lakers*, baseados nos indicadores mencionados antes, também têm uma emissão relativamente fraca do duplete de [SII]6717,6731, indicando a presença de regiões HII delimitadas por matéria, enquanto outros diagnósticos propunham ser indicadores do escape LyC, tais como $H\alpha$ corrigida por poeira relativamente fraca ou a razão das linhas de [OIII]5007/[OII]3727, que não se correlacionam com os outros traçadores. Os traçadores indiretos do escape LyC baseados no estudo das LBAs têm oferecido então um número de provas empíricas, que podem ser usadas para medir as frações de escape em galáxias durante o EoR, para as quais a emissão do LyC não pode ser medida diretamente (Borthakur et al., 2014; Alexandroff et al., 2015).

A análise dos espectros ópticos do SDSS mostrou que as LBAs estão, em média, abaixo da ralação local massa estelar-metalicidade (Hoopes et al., 2007; Overzier, 2010), e acima da sequência das *star-forming* no diagrama BPT (Overzier et al. 2009, Bian et al. 2016, Kojima et al. 2017, Patrício et al. 2018 e este trabalho), de novo dois importantes características que são análogas àquelas das galáxias *star-forming*

típicas em alto *redshift* (Erb et al., 2006b; Steidel et al., 2014). Dado a que presume-se que tanto as LBAs como as LBGs são galáxias passando por uma fase de rápido crescimento de suas populações estelares devido ao influxo recente de gás relativamente pobre em metais, as LBAs talvez pudessem também ajudar a responder uma série de questões abertas relacionadas à história de enriquecimento químico de galáxias *early*. No entanto, um problema estreitamente relacionado que tem desempenhado um papel central nos últimos anos, é que as galáxias *star-forming* em alto *redshift* ocupam diferentes localizações nos principais diagramas diagnóstico de linhas de emissão no óptico (Liu et al., 2008; Overzier et al., 2009; Steidel et al., 2014; Bian et al., 2016, 2017, 2018). Especificamente, Steidel et al. (2014) mostraram que as galáxias *UV-selected* em $z \sim 2$ encontram-se ao longo do locus que apresenta um *offset* respeito das galáxias *star-forming* locais, no diagrama BPT: [OIII]5007/H β versus [NII]6584/H α (Baldwin et al. 1981). Dado que as condições no meio interestelar em galáxias *star-forming* típicas locais e em altos *redshifts* são provavelmente muito diferentes, isto talvez não seja tão surpreendente. Possíveis explicações incluem contribuições da fotoionização de AGNs, choques, diferentes razões de N/O, parâmetros de ionização mais altos e campos de radiação mais duros.

Entender os *offsets* no diagrama BPT é importante, já que estes envolvem as mesmas razões de linhas de emissão no óptico que estão sendo usadas para determinar as abundâncias do gás nebuloso de galáxias *star-forming*. Isso é especialmente importante em altos *redshifts*, onde as linhas de emissão fortes no óptico são frequentemente a única maneira viável de determinar essas abundâncias do ISM. Análogas locais apropriadas podem, por tanto, ajudar nesses estudos também.

Patrício et al. (2018) testaram as chamadas metalicidades de linhas fortes contra abundâncias determinadas pelo método direto, em uma amostra de 16 galáxias (predominantemente com lentes gravitacionais) com linhas aurorais de Oxigênio, detectadas em $z \sim 2$, concluindo que os métodos calibrados localmente ainda são confiáveis em $z \sim 2$ dentro de uma dispersão de 0.2 dex. Bian et al. (2016) selecionaram um novo conjunto de análogas locais do SDSS unicamente com base em sua proximidade com o locus de $z \sim 2$ de Steidel et al. (2014) no diagrama BPT, mostrando que esses objetos têm parâmetros de ionização relativamente altos e densidades eletrônicas que só podem ser parcialmente explicados por suas taxas de formação estelar (específicas) aumentadas em comparação com as galáxias *star-forming* típicas. Bian et al. (2017) mostraram que em baixas massas estelares estas análogas situam-se ~ 0.2 dex abaixo da relação $M_* - Z$ (MZR) local, quando se utilizam as metalicidades baseadas no diagnóstico N2 ou N2O3 (Pettini & Pagel 2004), semelhantes às amostras em $z \sim 2$ (Steidel et al., 2014; Sanders et al., 2015). Bian et al. (2018) empilhou os espectros SDSS de suas amostras de análogas para medir as abundâncias diretas de Oxigênio, descobrindo que as calibrações de linhas fortes subestimam as abundâncias em 0.1 dex e fornecendo calibrações atualizadas. Vários autores descobriram que os *offsets* são frequentemente relacionados a um aumento na abundância de N/O em alto *redshift* em comparação com galáxias locais em uma abundância fixa de Oxigênio (Masters et al., 2014; Shapley et al., 2015; Sanders et al., 2016; Kojima et al., 2017). Isso poderia ser um efeito da produção de Nitrogênio pelas estrelas WR ou, mais provavelmente, a consequência da rápida acreção de gás com baixa metalicidade (Köppen & Hensler, 2005; Amorín et al., 2012). Steidel et al. (2016), Strom et al. (2017) e Strom et al. (2018), encontraram que a relação N/O - O/H parece constante com o *redshift*, e que espectros ionizantes mais duros são necessários em alto *redshift* para explicar completamente os *offsets* no diagrama BPT. Esses espectros mais duros podem ser o resultado das diferenças na formação de estrelas e, portanto, nas

histórias de enriquecimento químico entre galáxias típicas locais e em alto *redshift*. Andrews & Martini (2013) usaram grandes pilhas de galáxias *star-forming* do SDSS ao longo da sequência principal, para comparar as abundâncias de Oxigênio pelo método direto com várias calibrações derivadas de linhas fortes no óptico. Eles mostram que a MZR tem uma dependência clara com a SFR, e que N/O se correlaciona com O/H, a história de formação estelar e a massa estelar. Brown et al. 2016 melhoraram os métodos de linhas fortes locais para uso em alto *redshift*, quantificando a dependência com a história de formação estelar específica. Brown et al. (2014) testaram o método direto usando espectros de acompanhamento profundos obtidos para quatro das LBAs da amostra de Overzier et al. (2009), constatando que as abundâncias pelo método de linhas fortes estão de acordo com as do método sensível à temperatura. Amorín et al. (2012) confirmaram as baixas abundâncias de Oxigênio, mas notavelmente altas taxas de Nitrogênio para Oxigênio em três LBAs. Kojima et al. (2017) mostram que as análogas locais e galáxias em $z \sim 2$ com *offsets* no diagrama BPT, podem ser explicadas pelos excessos de N/O ou pelo parâmetro de ionização, ou combinações dos mesmos, enquanto seus dados não permitiram testar mudanças na dureza da radiação.

1.6. Objetivos e estrutura desta tese

Os objetivos desta tese são a identificação e determinação das propriedades físicas de galáxias LBAs em baixo *redshift* ($z \lesssim 0.3$), a fim de compara-las com as mesmas propriedades de LBGs em alto *redshift*. Para a concretização dos nossos objetivos, usamos observações realizadas com o espectrógrafo X-Shooter do VLT, o qual fornece espectros no UVB, VIS e NIR, que por sua vez permitem obter as seguintes propriedades físicas:

- **UVB:**

- Velocidades dos *outflows* estelares e de supernovas, utilizando a linha de absorção interestelar $\text{MgII}\lambda 2800 \text{ \AA}$,
- *Lyman continuum escape* (intensidades residuais em MgI, MgII, FeII dão pistas sobre a cobertura de gás neutro),
- Forma espectral de FUV a U (relevante para a extinção e a taxa de formação estelar),
- Regiões de alta ionização (97 eV) [Ne V] $\lambda 3426$, que é um diagnóstico inequívoco de AGN (*Active Galactic Nucleus*).

- **VIS:**

- Massa e idade das principais componentes, com base nas características de absorção estelar (H, He), ou no tripleto CaII em 8500 \AA ,
- Velocidades dos *outflows* (usando a absorção interestelar NaI D $\lambda\lambda 5890, 5896$),
- Estrelas Wolf-Rayet,
- A variação espacial da poeira e das condições do meio interestelar (por exemplo: T_e , n_e , Z),

- Razão de luminosidade $H\alpha/FUV$, que dá pistas da fração do escape Lyman.

- **NIR:**

- Taxa de supernovas ($[FeII]1.26\mu m$ e $[FeII]1.64\mu m$),
- SFR livre de poeira ($Pa\alpha$),
- Medida de $[SIII]\lambda\lambda 9069,9536$, sensível à metalicidade e à função de massa inicial estelar (IMF), através das temperaturas efetivas das estrelas mais quentes que entregam o campo de radiação,
- Gás molecular quente (usando a linha $H_2 \nu = 1-0 S(1) 2.12\mu m$),
- Idade/Massa das populações estelares.

- **Os três braços:** restringir a história de formação estelar e a função de massa inicial (IMF), através do ajuste do contínuo estelar.

O presente estudo está organizado da seguinte forma: no Capítulo 2, apresentamos o processo de seleção das amostras e as observações, detalhando as componentes, subsistemas e funcionamento do espectrógrafo X-Shooter, assim como o processo de redução de dados, incluindo o pipeline usado (*EsoRex*); o processo de extração dos espectros, sua correção pelo efeito da absorção telúrica, através do *software Molecfit*; assim como a correção pela diferença de fluxo entre os três espectros: UVB-VIS-NIR; o método usado na correção dos espectros pela extinção da Via Láctea; e como resultados desta primeira fase são apresentados os espectros de galáxias nas que foram identificadas *starburst* e *post-starburst*. No Capítulo 3, apresentamos a medida das linhas espectrais, por meio de ajustes de perfis Gaussianos; e os ajustes do contínuo estelar, através de modelos SSPs; também apresentamos a correção pelo efeito da absorção do contínuo estelar das principais linhas usadas na determinação das abundâncias: $H\beta$ e $H\alpha$. No Capítulo 4, analisamos as propriedades físicas das amostras de LBAs, como: as SFRs obtidas a partir de diferentes indicadores ($H\alpha$, $Pa\alpha$, $H\alpha+22\mu m$, FUV), tamanhos das galáxias, massa estelar, massa dinâmica, sSFR e $E(B-V)$, mas estes parâmetros foram determinados usando, em alguns casos, as linhas corrigidas por poeira, processo que também é explicado neste capítulo. No Capítulo 5, determinamos e analisamos as abundâncias de Oxigênio e Nitrogênio das LBAs, obtidas através do método direto e dos métodos de linhas fortes, seus parâmetros de ionização e populações estelares, e investigamos se o *offset* que apresentam as LBAs no diagrama BPT se deve a razões similares àquele observado para galáxias em $z \sim 2$ (Steidel et al. 2014). No Capítulo 6, identificamos a ocorrência de *outflows* por SNe e determinamos as suas velocidades, usando a absorção do duplete de $[MgII]2796,2803$; verificamos a presença de estrelas Wolf-Rayet (WR), progênitoras de SNe, responsáveis pela geração de ventos e *outflows*, que contribuem ao enriquecimento do ISM e à perda de massa das galáxias, além disso, as WR também são indicadores de formação estelar recente; neste capítulo também é determinada a taxa de supernovas por meio da linha $[FeII]1.26\mu m$, e o número de estrelas WR. No Capítulo 7, realizamos uma discussão geral a partir de todos os parâmetros físicos determinados nos capítulos anteriores, e realizamos comparações com resultados de trabalhos prévios para LBGs em alto *redshift*. Finalmente, no Capítulo 8, apresentamos as conclusões obtidas nesta tese.

2 Seleção das amostras e observações

Neste capítulo é explicado o processo de observação e redução dos dados obtidos para 32 galáxias *Lyman Break Analogs*, assim como as correções que foram necessárias para melhorar a sua qualidade, como uma adequada extração dos espectros 2D e a compensação da diferença de fluxo entre os espectros UVB, VIS e NIR de cada galáxia; também aquelas correções indispensáveis para remover efeitos externos ao telescópio e ao instrumento usado nas observações, como a absorção telúrica e a extinção pela nossa galáxia, a Via Láctea.

2.1. Seleção das amostras

Em alto *redshift* o *Lyman Break* é deslocado para o óptico, podendo ser detectado usando detectores terrestres. Por outro lado, em baixo *redshift*, o *Lyman Break* ocorre no UV observado em vez do que no óptico observado, mas a luz UV é bloqueada pela atmosfera da Terra. O satélite GALEX UV realizou grandes pesquisas no UV, mas o filtro de comprimento de onda mais curto (FUV) está centrado em 1200 - 1500 Å, que é muito vermelho para sondar abaixo do limite *Lyman*. Por tanto, a seleção é feita usando outras ferramentas baseadas em propriedades físicas como o alto brilho superficial e a alta luminosidade no UV, que constituem uma boa alternativa que permite a identificação deste tipo de galáxias. Também a metalicidade destes objetos permite sua classificação por meio dos diagramas BPT (Baldwin-Phillips-Terlevich), explicados na seção 2.1.2.

As galáxias estudadas neste trabalho foram selecionadas a partir de várias fontes relacionadas ao projeto das LBAs (mencionado na seção 1.5); 17 objetos, chamados “LBA” na Tabela 2.2, foram selecionados da amostra original de Heckman et al. (2005) e estudadas em detalhe por Overzier et al. (2009), 10 novas LBAs, referenciadas como “LBA-Ext”, foram selecionadas de uma amostra estendida de várias centenas de LBAs no último levantamento cruzado entre os dados do SDSS 7 (DR7, Abazajian et al. 2009) e GALEX (GR6). Desses dez objetos, 9 foram selecionados com base em seus grandes *offsets* no diagrama BPT, referenciados como “BPT-Offset”, enquanto 1 objeto, marcado na tabela como “COS-Bright”, foi selecionado devido a ter sido observado com o HST/COS, como parte de um programa para direccionar LBAs que possuem elevados fluxos no UV distante dentro da abertura do COS; e finalmente, 3 objetos mais foram selecionados com base nas suas linhas de emissão [SII]6717,6731 relativamente fracas, e

chamadas na tabela como "S2-Deficit". Isto foi motivado por trabalhos anteriores, que mostraram que objetos com o fluxo da razão $[SII]6717,6731/H\alpha$ atípicamente baixa quando comparada com os valores em galáxias *star-forming* típicas, podem ter condições do ISM que podem resultar no escape de fótons ionizantes (Alexandroff et al., 2015). O SII é produzido na região externa da região HII, que é composta por uma mistura de gás neutro e ionizado, quando há uma ausência desse gás neutro, que normalmente é o responsável pela absorção de todos os fótons do contínuo Lyman, o resultado é a deficiência do SII (Pellegrini et al., 2012). Isto tem inspirado uma nova categoria de análogas locais que têm frações de escape potencialmente grandes. Os três objetos "S2-Deficit" satisfazem o critério de brilho superficial das LBAs, como definido por Heckman et al. (2005).

2.1.1. Luminosidade e Brilho Superficial:

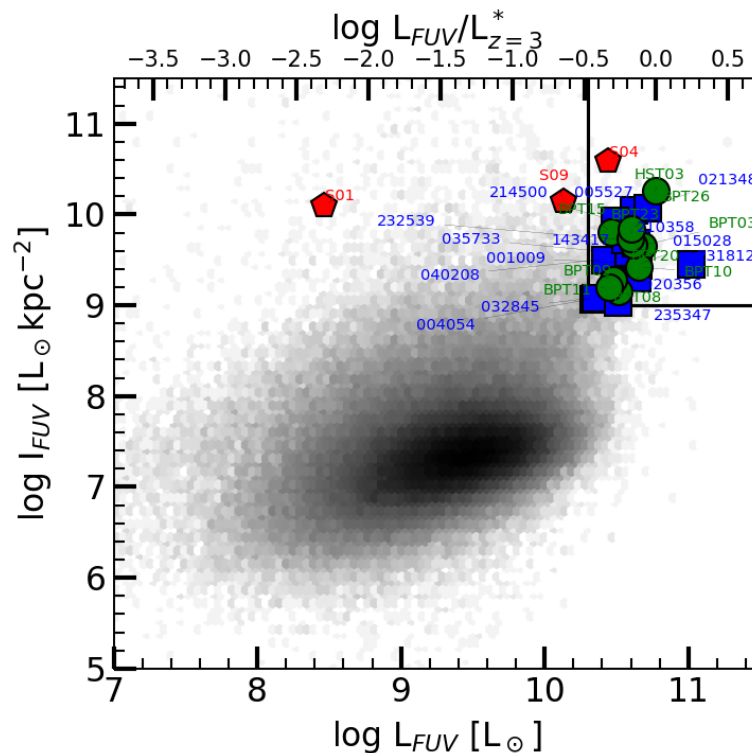


Figura 2.1.: Brilho superficial vs. luminosidade, ambas no FUV. A região sombreada cinza corresponde às galáxias do catálogo cruzado SDSS-GALEX e os símbolos coloridos às amostras de LBAs. Quadrados azuis: LBAs da amostra de Heckman et al. (2005) e Overzier et al. (2009). Círculos verdes: novas LBAs selecionadas em base ao grande *offset* no diagrama BPT-NII (9 galáxias), ou ao alto fluxo no FUV observado com o HST/COS (1 galáxia). Pentágonos vermelhos: objetos selecionados em base a sua relativamente baixa razão de $[SII]/H\alpha$ (3 galáxias). Ver o texto e a Tabela 2.2 para mais detalhes. A região marcada na parte superior direita indica a região ocupada pelas LBGs em alto *redshift* ($z = 2 - 7$). O eixo superior indica a luminosidade no FUV respeito à luminosidade que se espera para uma galáxia em $z = 3$.

Para nossas observações foram escolhidas galáxias *star-forming* em $z < 0.3$ a partir do levantamento do GALEX e o SDSS, localizadas na mesma região das LBGs no diagrama: $I(UV)$ vs. $L(UV)$, com $I_{FUV} > 10^9 L_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$ e $L_{FUV} > 10^{10} L_{\odot}$. A partir das Figuras 1.23 e 1.22, sabemos que as LBGs se localizam na região superior direita do diagrama, correspondente a altos valores de brilho superficial e luminosidade no UV. A Figura 2.1 corresponde ao diagrama construído com os dados do catálogo cruzado SDSS-GALEX (hexágonos cinzas). Os símbolos coloridos representam as amostras de LBAs estudadas neste trabalho, e cada um deles corresponde a objetos que foram selecionados de acordo a diferentes critérios: os quadrados azuis são as LBAs estudadas por Heckman et al. (2005) e Overzier et al. (2009), e que foram selecionadas para ser também estudadas aqui, os círculos verdes são as galáxias da nova amostra, complementando a amostra anterior, e os pentágonos vermelhos correspondem a três galáxias que apresentam um deficit na razão $[SII]/H\alpha$ (vide Tabela 2.2).

2.1.2. Diagramas BPT

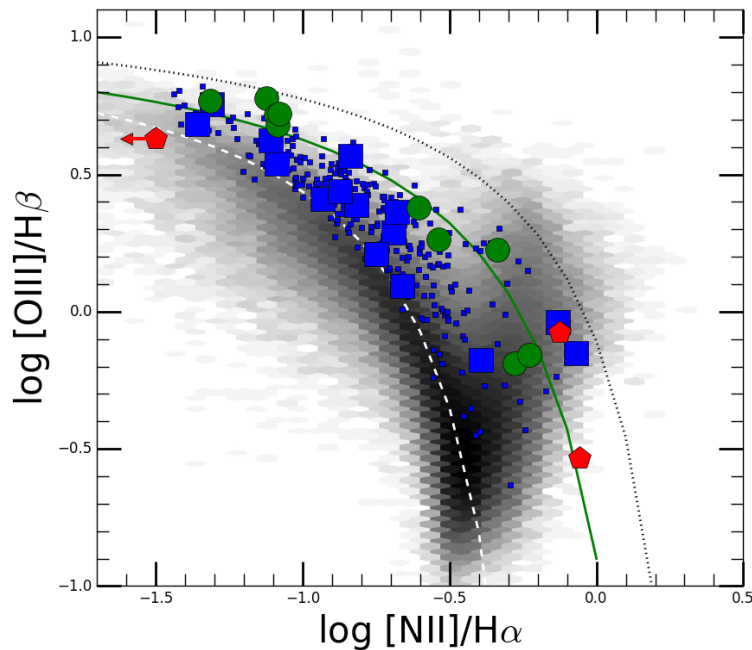


Figura 2.2.: Diagrama BPT-NII para ~ 53000 galáxias em $z \lesssim 0.3$ do levantamento do SDSS, hexágonos cinza (Tremonti et al., 2004). Foram identificadas 269 LBAs em $z \lesssim 0.3$ (quadrados azuis pequenos), e as 31 LBAs estudadas neste trabalho são representadas pelos outros três símbolos coloridos. Quadrados azuis grandes: correspondentes às LBAs pertencentes à amostra de Heckman et al. (2005) e Overzier et al. (2009). Círculos verdes: correspondentes às LBAs que apresentam *offsets* extremos neste diagrama. Pentágonos vermelhos: indicando as LBAs que na seleção de objetos apresentam um deficit ou valores baixos da razão $[SII]/H\alpha$, candidatando-os a objetos com radiação ionizante escapando da galáxia. A curva descontínua branca corresponde ao ajuste para galáxias *star-forming* locais e a curva sólida verde é o ajuste para LBGs em $z \sim 2.3$ (Steidel et al., 2014). A curva pontilhada preta corresponde ao limite entre galáxias *star-forming/composite* e AGNs (Kewley et al., 2001).

Outra ferramenta muito útil na identificação e classificação de galáxias são os diagramas BPT. Estes são diagramas diagnóstico que usam um conjunto de linhas de emissão nebular para diferenciar os mecanismos de ionização do gás nebular. A versão mais conhecida e utilizada é a que usa as razões: $[\text{NII}]6584/H\alpha$ vs. $[\text{OIII}]5007/H\beta$ (Diagrama BPT-NII). Outros diagramas comumente usados são os baseados nas razões das linhas: $[\text{SII}]6717,6731/H\alpha$ vs. $[\text{OIII}]5007/H\beta$ (Diagrama BPT-SII), e $[\text{OI}]6300/H\alpha$ vs. $[\text{OIII}]5700/H\beta$ (Diagrama BPT-OI). Neste trabalho o principal diagrama usado é o BPT-NII, que permite fazer uma distinção clara entre as galáxias de formação estelar (*star-forming galaxies*), galáxias com contribuição de AGNs ou também chamadas de compostas (*composite galaxies*), e AGNs.

A figura 2.2 apresenta o diagrama BPT-NII para nossas amostras de LBAs. Os símbolos usados nesta figura correspondem aos mesmos objetos da Figura 2.1, acrescentando uma amostra de ~ 269 LBAs localizadas em $z \lesssim 0.3$, identificadas no levantamento do SDSS, e representadas pelos quadrados azuis pequenos.

2.2. Observações

Foram observadas duas amostras de LBAs, usando o espectrógrafo X-Shooter, instalado no foco Cassegrain do Telescópio Unitário UT2 (Kueyen, Figura 2.4b) em 2009, no VLT (*Very Large Telescope* - ESO, Chile. Figura 2.4c). A primeira amostra de 17 galáxias, correspondente ao programa 085.B-0784(A) - *Service Mode*, foi observada em Abril, Julho, Agosto, Setembro, Outubro e Novembro de 2010. E a segunda amostra de 14 galáxias, correspondendo ao programa 096.B-0192(A) - *Visitor Mode*, foi observada em Março de 2016.

Depois de ter a lista de objetos a serem observados, levando em conta a seleção feita na seção 2.1, para cada noite de observação foram escolhidos os melhores objetos considerando as suas altitudes e posições no céu durante as horas atribuídas à missão de observação. Para isso, usamos a ferramenta *Staralt*¹, a qual é um programa que mostra a observabilidade de objetos, permitindo realizar o gráfico da altitude vs. tempo da noite específica. Na Figura 2.3 temos um exemplo da observabilidade e posição no céu de quatro dos objetos planejados para a observação da noite de 15 de Março de 2016.

2.2.1. Espectrógrafo X-Shooter

O X-Shooter é um espectrógrafo *echelle* de resolução intermediária ($R \sim 4000-17000$, dependendo do comprimento de onda e da largura do *slit*). Este instrumento cobre em uma única exposição o intervalo spectral de 300 a 2500 nm. Foi projetado para maximizar a sensibilidade dispersando a luz em três braços espectroscópicos: UVB, VIS e NIR (cobrindo os comprimentos de onda que vão desde o UV até a banda-K). A Tabela 2.1 contém as características dos três braços do X-Shooter (Vernet et al., 2011).

¹ <http://catserver.ing.iac.es/staralt/>

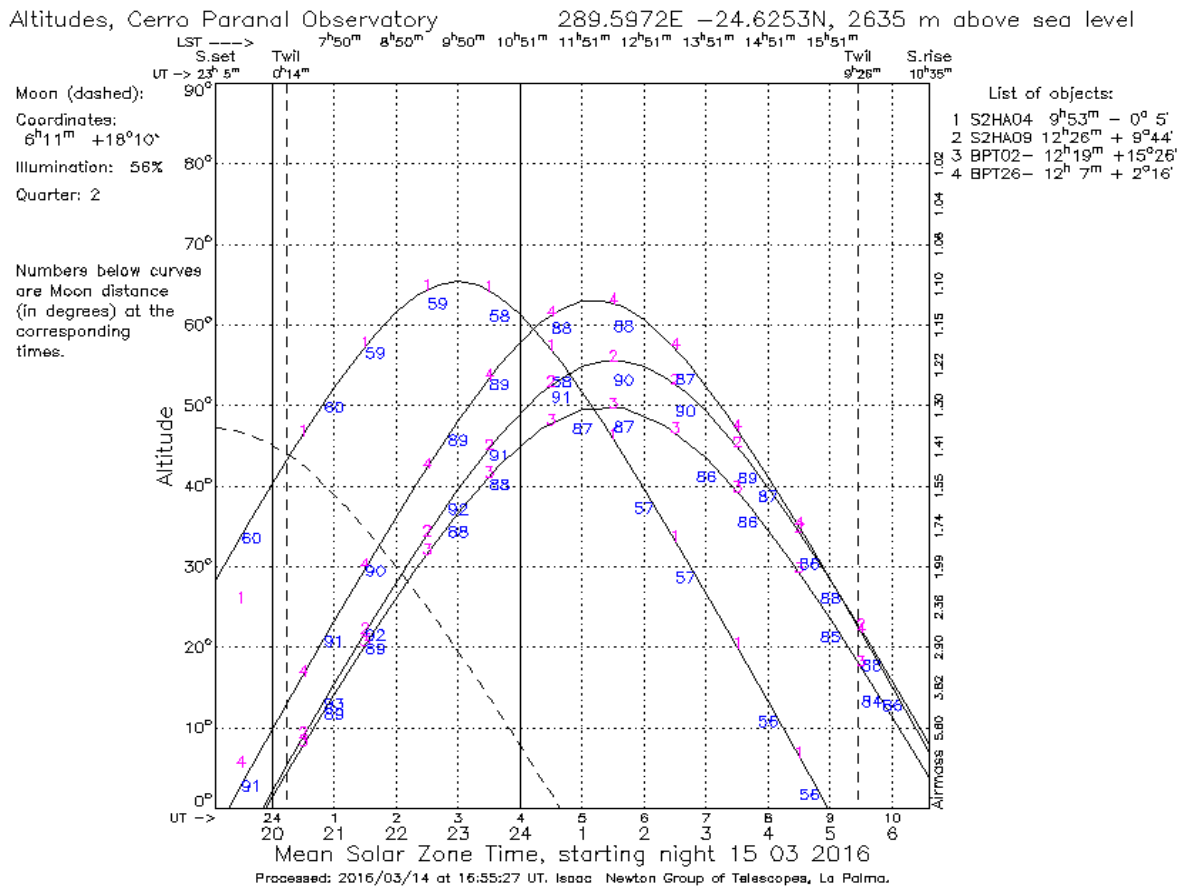


Figura 2.3.: Posição no céu de quatro dos objetos candidatos a serem observados durante a noite do 15 de Março de 2016.

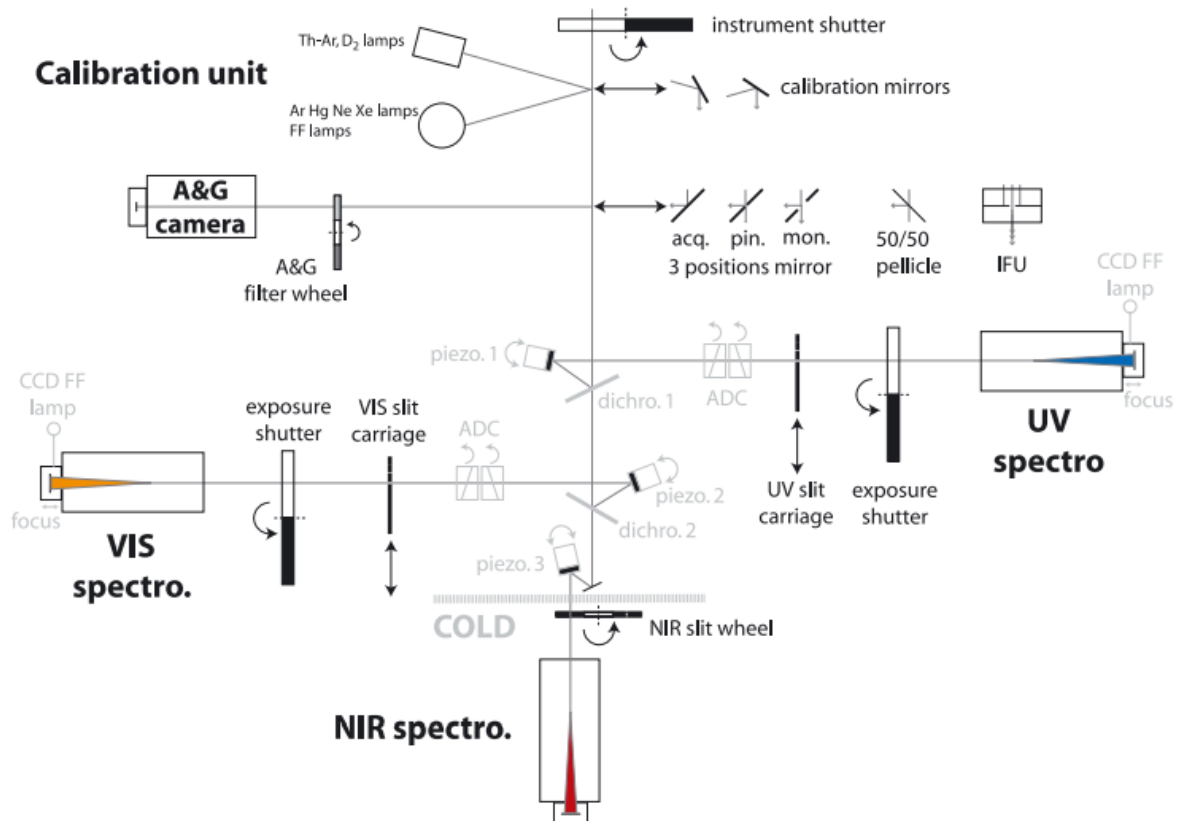
Tabela 2.1.: Características dos três braços espectroscópicos do X-Shooter

	Braço Ultravioleta (UVB)	Braço Óptico (VIS)	Braço Infra-vermelho próximo (NIR)
Comprimento de onda	300-559.5 nm	559.5-1024 nm	1024-2480 nm
Numero de orders	12	14	16
Resolução	5100 (<i>slit</i> de 1.0'')	8800 (<i>slit</i> de 0.9'')	5100 (<i>slit</i> de 0.9'')
Largura do <i>slit</i>	0.5'', 0.8'', 1.0'', 1.3'', 1.6'', 5.0''	0.4'', 0.7'', 0.9'', 1.2'', 1.5'', 5.0''	0.4'', 0.6'', 0.9'', 1.2'', 1.0'', 5.0'', 0.6''JH, 0.9''JH
Detetor	4k×2k E2V CCD	4k×2k MIT/LL CCD	1k×2k Hawaii 2RG
Características adicionais			
Comprimento do slit	11''(observações SLIT) ou 12.6'' (observações IFU)		
Separação de feixes	Dois espelhos dicróicos de alta eficiência		
Compensação da dispersão atmosférica	Nos braços UVB e VIS,mas deshabilitada em: 1 de Agosto de 2012		
Unidade de campo integral (IFU)	1.8''×4'' reformatado em 0.6''×12''		
Câmera de aquisição e orientação (A&G)	1.5''×1.5'' com filtros Johnson e do SDSS		

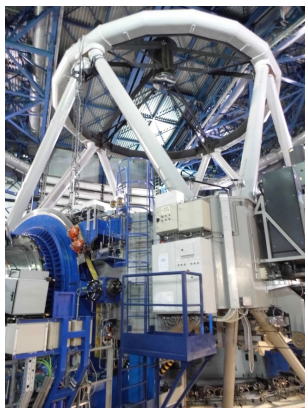
Componentes do X-Shooter

O X-Shooter é composto por uma estrutura central, chamada *backbone*, que suporta três espectrógrafos com prismas dispersores otimizados para as três regiões espectrais: UVB, VIS e NIR (Vernet et al.

2011). A luz que entra no instrumento é dividida nos três diferentes braços espectroscópicos a través de dois espelhos dicróicos (que cortam os comprimentos de onda 559.5nm e 1024nm, para a separação da luz em UVB-VIS e VIS-NIR, respectivamente). Para cada braço o formato espectral é fixo. O X-Shooter conta com um *slit* de 11" de comprimento e com diferentes larguras (ver Tabela 2.1), o qual é localizado na entrada de cada espectrógrafo. A Figura 2.4(a) corresponde à ilustração esquemática do instrumento.



(a) Ilustração esquemática geral do espectrógrafo “X-Shooter” (Vernet et al. 2011). O caminho que a luz percorre vai desde o topo até a parte baixa da figura.



(b) UT2, Kueyen. Maryory Loaiza A.



Crédito: (c) Very Large Telescope, Cerro Paranal - Chile. Crédito: Maryory Loaiza A.

Figura 2.4.: Espectrógrafo X-Shooter.

Subsistemas do X-Shooter

A continuação temos uma breve descrição dos subsistemas do instrumento:

- **Backbone:**

Esta é a estrutura central do instrumento e está composta por varias unidades:

- **Obturador e unidade de calibração:**

O primeiro elemento é o obturador, cuja função é fazer converger o feixe de luz que vem do telescópio. Seguido pela unidade de calibração, esta unidade está composta por uma estrutura mecânica com lâmpadas de calibração: *flatfield* e de comprimento de onda, uma esfera de integração, relés ópticos que simulam o feixe do telescópio $f/13.6$, e um espelho corredeço com 3 posições, que pode ser inserido no feixe do telescópio:

- * Uma posição livre para uma alimentação direta desde o telescópio,
- * Uma posição na que o espelho reflete a luz proveniente da esfera de integração, a qual está equipada com:
 - Lâmpadas Penray de calibração em comprimento de onda (Ar, Hg, Ne e Xe), as quais operam simultaneamente,
 - Três lâmpadas halógenas *flat-field*, equipadas com diferentes filtros que optimizam a distribuição de energia espectral em cada braço.
- * Uma posição na que o espelho reflete a luz que vem de:
 - Uma lâmpada Th-Ar de catodo oco de calibração de comprimento de onda,
 - Uma lâmpada D_2 para o *flat-fielding* da parte mais azul da faixa espectral do UVB.

- **Slide de aquisição e orientação:**

A luz que vem diretamente do telescópio ou da unidade de calibração chega ao slide de aquisição e orientação (A&G, *Acquisition and Guiding*). Esta estrutura permite a inserção no feixe de uma das seguintes componentes:

- * Um espelho plano de 45° , com três posições para:
 - Aquisição e imageamento (posição **acq.**, Figura 2.4(a)), onde o campo de visão de $1.5' \times 1.5'$ é enviado à câmara A&G. Esta posição é usada durante todas as sequências de aquisição,
 - Observações espectroscópicas e de monitoramento (posição **mon.**). Esta componente é uma ranhura que permite que o centro do campo, de $10'' \times 15''$, passe por los espectrógrafos enquanto refletem o campo periférico para a câmara A&G. Esta posição é usada para as observações de ciência,
 - Alinhamento óptico e propósitos de engenharia: é um *pinhole* de $0.5''$, o qual produz uma estrela artificial (posição **pin.**), localizado no plano focal.
- * A unidade de campo integral (IFU),

- * Um divisor de feixe de 50/50 a 45°, usado para olhar para o instrumento com a câmera A&G, para fins de engenharia.

– **IFU:**

A unidade de campo integral é um cortador de imagens que re-imagina um campo de entrada (*input*) de 4"×1.8" em uma pseudo fenda (pseudo *slit*) de 12"×0.6". A luz que vem do campo no corte central (componente azul na Figura 2.5) é diretamente transmitida aos espectrógrafos. Os dois campos laterais (componentes vermelho e verde na Figura 2.5) são refletidos a dois pares de espelhos esféricos e re-alinhados com os limites superior e inferior do corte central, a fim de formar o *slit* de saída (panel inferior direito da Figura 2.5). Devido às quatro reflexões produzidas, a eficiência dos dois campos laterais é reduzida respeito ao campo central, caíndo de 85% para 50%.

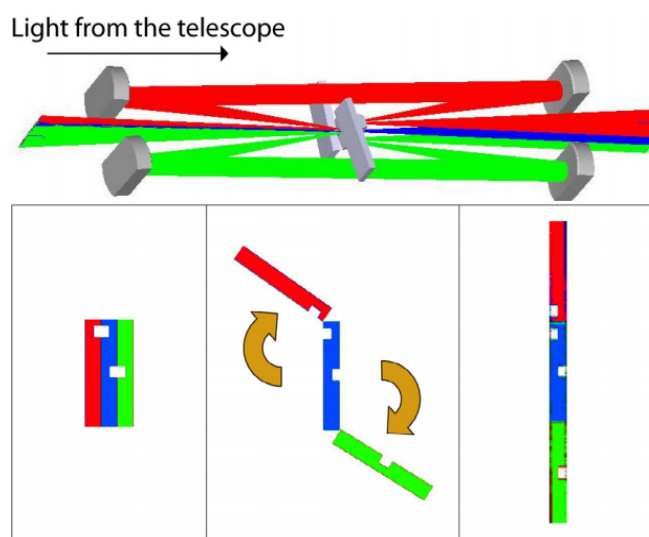


Figura 2.5.: Efeito do IFU sob a luz que vem do telescópio (Vernet et al. 2011). O campo central é diretamente transmitido para formar a parte azul do *slit*, enquanto que cada campo lateral, vermelho e verde, é refletido a um par de espelhos esféricos e realinhado com a componente correspondente ao campo central, a fim de formar o *slit* final. O panel superior corresponde ao caminho percorrido pela luz. Os painéis inferiores esquerdo e direito, correspondem ao campo antes e depois do IFU. E o panel inferior do meio descreve o processo de alinhamento dos três campos.

– **Câmera de aquisição e orientação:**

A câmera A&G permite a detecção visual e centralização de objetos, desde a banda U até a banda z. Esta unidade é composta por:

- * Uma roda de filtros com um set de filtros Johnson: UBVRI, e o set de filtros do SDSS,
- * Um resfriador Peltier, de pixel de 13 μ m, banda larga (512×512 E2V) revestida Technical CCD57-10, no qual o plano focal é re-imaginado em f/1.91 através de um redutor focal. Esta configuração fornece uma escala de placa de 0.173"/pix e um campo de visão de 1.47"×1.47".

– **Caixa dicróica:**

A luz é dispersada e distribuída nos três braços através de dois divisores de feixes dicróicos

altamente eficientes. O primeiro dicróico tem um ângulo de incidência de 15° , que reflete mais de 98% da luz entre 350 nm e 543 nm, e transmite ~95% da luz entre 600 nm e 2300 nm. O segundo dicróico também tem um ângulo de incidência de 15° , e reflete acima de 98% da luz entre 535 nm e 985 nm, e transmite mais de 96% da luz entre 1045 nm e 2300 nm.

– **Redutor focal e corretores de dispersão atmosférica:**

Os pre-*slit* dos braços UVB e VIS possuem um redutor focal e um corretor de dispersão atmosférica (ADC). Estes redutores focais e ADCs consistem de dois dubletos cimentados em dois prismas duplos de rotação contrária.

– **Compensação da flexão através de espelhos *tip-tilt*:**

A luz que é refletida e/ou transmitida pelos dois dicróicos atinge, em cada braço, um espelho dobrável montado em um suporte “*tip-tilt*”. Estes espelhos são usados para dobrar o feixe e corrigi-lo pelo efeito da flexão do *backbone*, e assim manter o alinhamento relativo dos três *slits* fixos em qualquer orientação do telescópio e do instrumento.

Para observações com *slit*, esses espelhos também compensavam os desvios devido à refração diferencial atmosférica entre o comprimento de onda de rastreamento do telescópio, fixado em 470nm, e o comprimento de onda dos dois corretores de dispersão atmosférica (ADCs, *Atmospheric Dispersion Correctors*), para os braços UVB e VIS, e a metade do intervalo de dispersão atmosférica para o braço NIR. Mas, devido a uma falha mecânica do ADC no UVB, esta correção foi desabilitada no 01 de Agosto de 2012. Segundo [Martayan et al. \(2011\)](#), a falha deste ADC é possivelmente relacionada a um terremoto de alto risco que aconteceu em Julho de 2010, o qual foi responsável pelo maior tempo de inatividade técnica do X-Shooter, de 33 horas e 37 minutos, correspondendo a um período de observações realizadas com este ADC em posição rotacional aleatória, levando a grandes perdas do *slit* e/ou formato espectral errado no braço UVB. Considerando isto, tanto as nossas observações do 2010 como as do 2016 não são corrigidas pela dispersão atmosférica, exceto a galáxia SDSS143417 que foi observada em Abril de 2010.

• **Espectrógrafo UVB:**

O *layout* óptico do espectrógrafo UVB é descrito na Figura 2.6a. As principais componentes deste espectrógrafo são:

– **Carro do *slit*:** esta unidade consiste em uma lente de campo colocada bem em frente do *slit* para re-imagem da pupila do telescópio na grade do espectrógrafo, e no obturador do telescópio logo após o *slit*. A máscara do *slit* é uma placa *Invar* de corte a *laser* fabricada com um cortador a *laser* LPKF, montada em um *slide* motorizado, para selecionar uma das 9 posições disponíveis. Todos os *slits* para observações de ciência têm comprimento de 11” e diferentes larguras (vide Tabela 2.1). Adicionalmente tem disponível um *pinhole* para comprovação de formato espectral (*spectral format check*), assim como um *order* de rastreamento e uma máscara de 9 *pinholes* para calibração em comprimento de onda e mapeamento de escala espacial. Também conta com um *slit* de 12.6”×1”, usado para o IFU.

– **Detetor:** o detetor no UVB é uma CCD de 2048×4102.15 μ m, do tipo E2V (CCD44-82). O

criostato é conectado à câmera com o último elemento óptico atuando como uma janela. A sua temperatura de operação é de 153K e o sistema de control da CCD é o controlador padrão ESO FIERA, o qual é compartilhado com a CCD do VIS. O obturador associado, localizado na frente do *slit*, é biestável de 25mm, do tipo *Uniblitz* (BDS 25). O tempo de transmissão é de 13ms.

- **Espectrógrafo VIS:**

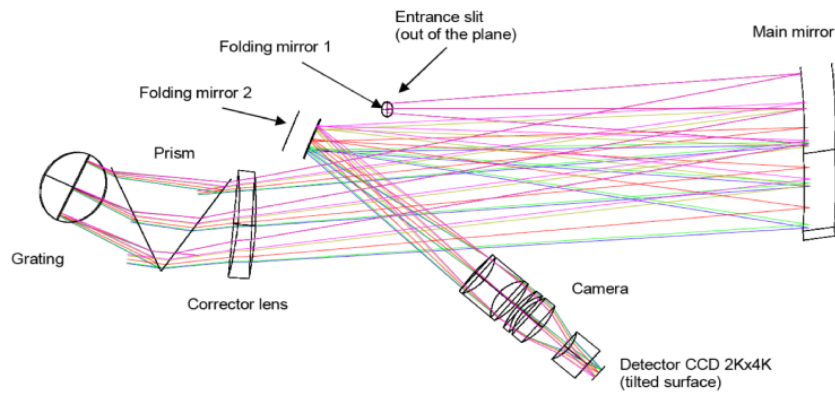
O *layout* óptico do espectrógrafo VIS é o mesmo do UVB (Figura 2.6a). As principais componentes deste espectrógrafo são:

- **Carro do *slit*:** é idêntico ao do espectrográfo UVB, mas os *slits* disponíveis são diferentes (vide Tabela 2.1)..
- **Detetor:** o detetor no VIS é uma CCD de 2048×4096.15μm, do tipo MIT/LL (CCID-20). Assim como no UVB, o criostato é conectado à câmera com o último elemento óptico atuando como uma janela. A temperatura de operação é de 135K e compartilha o controlador com o detetor do braço UVB. O obturador associado também é idêntico ao UVB.

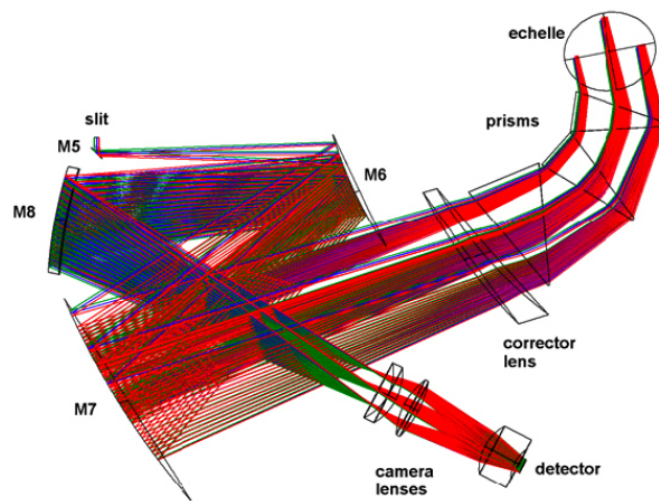
- **Espectrógrafo NIR:**

O espectrógrafo NIR é completamente criogênico, resfriado com um criostato de banho de Nitrogênio líquido, que opera a 105K. O *layout* deste espectrógrafo é apresentado na Figura 2.6b. Suas principais componentes são:

- **Óptica pre-*slit* e janela de entrada:** logo após a caixa dicróica e os dois espelhos *tip-tilt*, M1 (cilíndrico) e M2 (esférico), a luz entra no criostato através da janela de vácuo *Infrasil*. Para evitar fantasmas, esta janela é inclinada 3°. Após a janela, a luz passa pelo ponto de parada fria e é direcionada para o *slit* através de dois espelhos retráteis M3 (plano) e M4 (esférico).
- **Roda de *slit*:** uma máscara de *slit* de corte a laser circular *Invar* é pressionada entre dois discos de aço inoxidável com 12 aberturas, que formam a roda. Todos os *slits* de observações de ciência têm um comprimento de 11” e diferentes larguras (vide Tabela 2.1). Assim como os outros dois braços, o NIR tem um único *pinhole*, uma máscara de 9 *pinholes* e um *slit* para IFU de 12.6”×1”.
- **Detetor:** o detetor do NIR é do tipo Hawaii 2RG, 1k×2k, com pixel de 18μm. A temperatura de operação é de 81K. O resfriamento é feito por meio de uma ligação de calor através de uma barra de cobre maciça de 40mm×40mm, mergulhada diretamente no fundo do tanque de Nitrogênio líquido (N₂). O sistema de control é o controlador padrão da ESO, IRACE.



(a)



(b)

Figura 2.6.: *Layout* óptico do espectrógrafo X-Shooter para: (a) UVB e VIS, e (b) NIR (Vernet et al. 2011).

2.2.2. Modos de observação

O X-Shooter oferece diferentes estratégias de observação:

- **Staring:**

Neste modo de observação os espectros são obtidos, para cada um dos braços, em uma posição fixa do céu. O número de exposições é de uma por braço, mas os tempos de exposição podem ser diferentes para cada braço. Este modo de observação é disponibilizado tanto para observações IFU como SLIT.

- **Nodding:**

As observações são realizadas em duas posições (A e B) ao longo do *slit*. O usuário define um *nod throw* e opcionalmente um pequeno *jitter box* ao longo da direção do *slit*. O *nod throw* é definido como a distância entre as duas posições *nodding*, por exemplo, a distância entre os centros dos dois *jitter boxes* dentro do *slit* (Figura 2.7a). Assim, um ciclo corresponde a um par de observações AB

ou BA, e os ciclos são repetidos na sequência ABBA. Para cada braço o usuário escolhe o número de exposições em cada posição e o tempo de exposição. Este modo de observação não é oferecido para observações IFU (Manual do usuário do X-Shooter - ESO, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching bei München, Germany). A Figura 2.7b apresenta uma ilustração da combinação do espectro *nodding* nas duas posições A e B. As faixas escuras e as tracejadas representam um *order* do espectro em fluxo positivo e negativo, respectivamente. A avaliação do deslocamento d entre as duas exposições é um dos passos mais importantes na redução de dados de ciência obtidos com observações *nodding*.

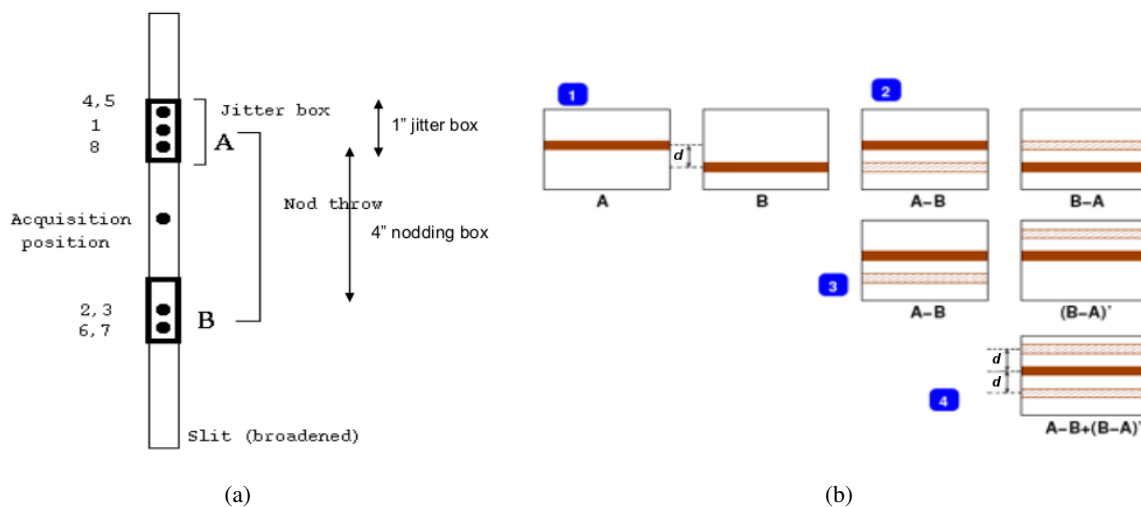


Figura 2.7.: **a)** Representação esquemática do modo de observação “*nodding*” do X-Shooter. Este exemplo corresponde a convenções usadas para um *nodding* de 4” ao longo do *slit*, com uma sequência de quatro ciclos, o seja, 8 exposições: ABBAABBA, com um *jitter box* de 1” (ESO, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching bei München, Germany). **b)** Combinação do espectro *nodding* em duas diferentes posições, A e B, com d sendo o deslocamento entre as duas exposições (Goldoni, 2011).

- **Offset fixo no céu:**

Este modo de observação é usado para observar objetos estendidos, para os quais não há nenhum ou não há suficiente céu dentro do *slit* para realizar uma boa subtração do céu. Este modo permite alternar entre um objeto (O: *object*) e uma posição no céu (S: *sky*). Um ciclo corresponde a um par de observações OS ou SO, e os ciclos são repetidos nas sequências OSSO. Para cada braço o usuário escolhe o número de exposições em cada posição e o tempo de exposição, sendo este último similar para todas as posições O e S. Uma alternativa é o uso dos templates: XSHOOTER_slit_obs_FixedSkyOffset ou XSHOOTER_ifu_obs_FixedSkyOffset. Este modo é disponibilizado para IFU e SLIT.

- **Offset genérico:**

Este modo de observação também é disponibilizado para IFU e SLIT, mas tem templates observados mais flexíveis: XSHOOTER_slit_obs_GenericOffset ou XSHOOTER_ifu_obs_GenericOffset, que permitem que o usuário possa definir um padrão para uma lista de *offsets*. Este modo é muito

usado quando se quer mapear um objeto com varias posições de *slit* ou IFU. O numero de exposições e o tempo de exposição devem ser definidos, e o numero de posições no céu e no objeto deve ser o mesmo.

- **Mapeamento:**

Templates de mapeamento para observações SLIT e IFU, permitem que o usuario defina um padrão para uma lista de *offsets*. Este modo é particularmente usado para mapear objetos em varias posições. O numero de exposições e o tempo de exposição devem ser definidos. Mas estes templates permitem ter diferente numero de posições no céu e no objeto.

- **Imageamento:**

Este é um modo de imageamento simples, com funcionalidades limitadas. Este modo usa uma câmera A&G e um set de filtros Johnson e filtros do SDSS.

Para nossas observações, a fim de obter uma boa informação tanto dos objetos, como do céu, e assim realizar uma boa extração do céu no processo de redução dos dados, nós usamos o modo “*nodding*”, com dois ciclos (sequência ABBA), na observação das galáxias mais compactas, e adotamos o modo “*offset* fixo no céu” para as galáxias mais estendidas. A Tabela 2.2 contém a informação geral dos objetos escolhidos para realizar as observações: ID do SDSS, ID usado neste trabalho, seleção, se foram observadas com o espectrógrafo HST/COS², coordenadas (α e δ), *redshift* (z) obtido do levantamento do SDSS, data e modo de observação. As primeiras 17 galáxias da tabela foram escolhidas em base à amostra de Heckman et al. (2005), objetos com altas luminosidades no UV, designadas como “LBAs” na coluna: seleção. As 9 galáxias seguintes foram selecionadas em base ao *offset* que apresentam no diagrama BPT-NII, quando comparadas com as galáxias *star-forming* locais do SDSS. A galáxia HST03 foi selecionada por apresentar um alto fluxo no UV, este objeto foi observado com o espectrógrafo COS. E as ultimas 3 galáxias (S01_2, S04_1 e S09_1) foram selecionadas em base ao seu deficit na razão [SII]/H α .

2.2.3. Tamanho e posição do *slit*

Como descrito na seção 2.2.1, o X-Shooter oferece varias opções de tamanho do *slit*, nós escolhemos para UVB: 1.0” x 11.0”, com 4 exposições de 690s para cada objeto, e para o VIS e o NIR: 0.9” x 11”, com 8 exposições de 320s e 12 exposições de 240s, respectivamente. A posição do *slit* foi estabelecida para cada objeto de tal maneira que pudéssemos obter a maior informação possível das principais regiões de formação estelar das galáxias. No caso de galáxias em fusão foi escolhida a galáxia maior para posicionar o *slit* (por exemplo, no caso da galáxia BPT10), para o sistema em fusão S09, foi possível posicionar o *slit* de tal maneira que obtivermos informação das duas regiões centrais das duas galáxias, e para o grande sistema S04 foram observadas as duas galáxias em fusão (S04_1, S04_2) separadamente. Nas Figuras 2.8a e 2.8b apresentamos dois exemplos da posição do *slit*, para os objetos: SDSS015028 e SDSS021348.

² *Cosmic Origins Spectrograph* (COS), foi instalado no Telescópio Espacial Hubble (HST) em Maio de 2009. COS foi projetado para realizar espectroscopia de alta sensibilidade, com média e baixa resolução, num intervalo de comprimento de onda entre 1150 Å e 3200 Å, permitindo a observação de fontes fracas de luz ultravioleta.

Tabela 2.2.: Informação geral para as observações das amostras de galáxias LBAs

SDSS ID	ID	Seleção ^a	COS ^b	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	z^c	Data	Modo ^d Observação
J001009.97-004603.6	001009	LBA	n	00:10:09.97	-00:46:03.66	0.243094	2010-11-07	N
J001054.85+001451.3	001054	LBA	n	00:10:54.85	00:14:51.35	0.243141	2010-11-07	O
J004054.32+153409.6	004054	LBA	n	00:40:54.33	15:34:09.66	0.283241	2010-11-08	N
J005439.78+155446.9	005439	LBA	n	00:54:39.80	15:54:46.93	0.236400	2010-11-06	N
J005527.45-002148.7	005527	LBA	y	00:55:27.46	-00:21:48.71	0.167449	2010-11-07	N
J015028.39+130858.4	015028	LBA	y	01:50:28.41	13:08:58.40	0.146712	2010-11-06	N
J020356.91-080758.5	020356	LBA	n	02:03:56.91	-08:07:58.51	0.188335	2010-11-07	N
J021348.53+125951.4	021348	LBA	y	02:13:48.54	12:59:51.46	0.218962	2010-09-07	N
J032845.99+011150.8	032845	LBA	n	03:28:45.99	01:11:50.85	0.142181	2010-10-05	N
J035733.99-053719.6	035733	LBA	n	03:57:34.00	-05:37:19.70	0.203746	2010-10-05	N
J040208.86-050642.0	040208	LBA	n	04:02:08.87	-05:06:42.06	0.139291	2010-10-05	N
J143417.15+020742.5	143417	LBA	n	14:34:17.16	02:07:42.58	0.180325	2010-04-27	O
J210358.74-072802.4	210358	LBA	y	21:03:58.75	-07:28:02.45	0.136840	2010-08-10	O
J214500.25+011157.5	214500	LBA	n	21:45:00.26	01:11:57.58	0.204321	2010-11-07/08	N
J231812.99-004126.1	231812	LBA	n	23:18:13.00	-00:41:26.10	0.251682	2010-11-06	N
J232539.22+004507.2	232539	LBA	n	23:25:39.23	00:45:07.25	0.277000	2010-11-06	N
J235347.69+005402.0	235347	LBA	n	23:53:47.69	00:54:02.08	0.223431	2010-10-08	N
J124423.37+021540.4	BPT03	LBA-Ext, BPT-Offset	n	12:44:23.28	02:15:40.40	0.238964	2016-03-13	N
J082247.66+224144.0	BPT08	LBA-Ext, BPT-Offset	n	08:22:47.75	22:41:44.10	0.216226	2016-03-12	N
J101629.88+073404.9	BPT09	LBA-Ext, BPT-Offset	n	10:16:30.00	07:34:04.90	0.182710	2016-03-13	N
J124509.05+104340.1	BPT10	LBA-Ext, BPT-Offset	n	12:45:09.12	10:43:40.00	0.165569	2016-03-12	N
J084034.10+134451.3	BPT11	LBA-Ext, BPT-Offset	n	08:40:34.07	13:44:51.30	0.226961	2016-03-13	N
J120735.77+082215.5	BPT15	LBA-Ext, BPT-Offset	n	12:07:35.76	08:22:15.50	0.204993	2016-03-13	N
J102355.73+232338.6	BPT20	LBA-Ext, BPT-Offset	n	10:23:55.67	23:23:38.70	0.254211	2016-03-12	N
J101009.90+205035.2	BPT23	LBA-Ext, BPT-Offset	n	10:10:09.83	20:50:35.50	0.209547	2016-03-12	N
J120721.44+021657.7	BPT26	LBA-Ext, BPT-Offset	n	12:07:21.35	02:16:57.70	0.221747	2016-03-15	N
J141612.87+122340.4	HST03	LBA-Ext, COS-Bright	y	14:16:12.96	12:23:40.50	0.123122	2016-03-12	N
J104457.79+035313.1	S01_2	[SII]/H α -Deficit	y	10:44:57.84	03:53:13.10	0.012879	2016-03-13	O
J095343.89-000524.7	S04_1*	[SII]/H α -Deficit	y	09:53:43.91	-00:05:24.60	0.083360	2016-03-15	O
J122627.93+094456.6	S09_1*	[SII]/H α -Deficit	y	12:26:27.84	09:44:56.70	0.090481	2016-03-15	O

(a) Seleção do objetivo: “LBA” para objetos da amostra de Heckman et al. (2005), “LBA-Ext” para a amostra de LBA estendida apresentada neste trabalho, “BPT-Offset” para LBAs selecionadas em base aos extremos *offsets* no diagrama BPT, “COS-Bright” para LBAs observadas com o COS em base aos seus altos fluxos no far-UV dentro da abertura do COS, “[SII]/H α -Deficit” para objetos *star-forming* que são candidatos a radiação ionizante escapando (*escaping ionizing radiation*), em base a suas baixas razões de [SII]/H α (ver o texto para detalhes).

(b) Observados com o espectrografo HST/COS: “y” = sim, “n” = não.

(c) O *redshift* foi obtido do levantamento do SDSS.

(d) Modo de observação: “N” para *nodding*, “O” para *offset*.

* LBAs que têm uma companheira em fusão: S04_2 e S09_2 (também estudadas ao longo deste trabalho). S04_2 foi observada separadamente, e o espectro de S09_2 foi extraído do espectro observado para a galáxia S09_1.

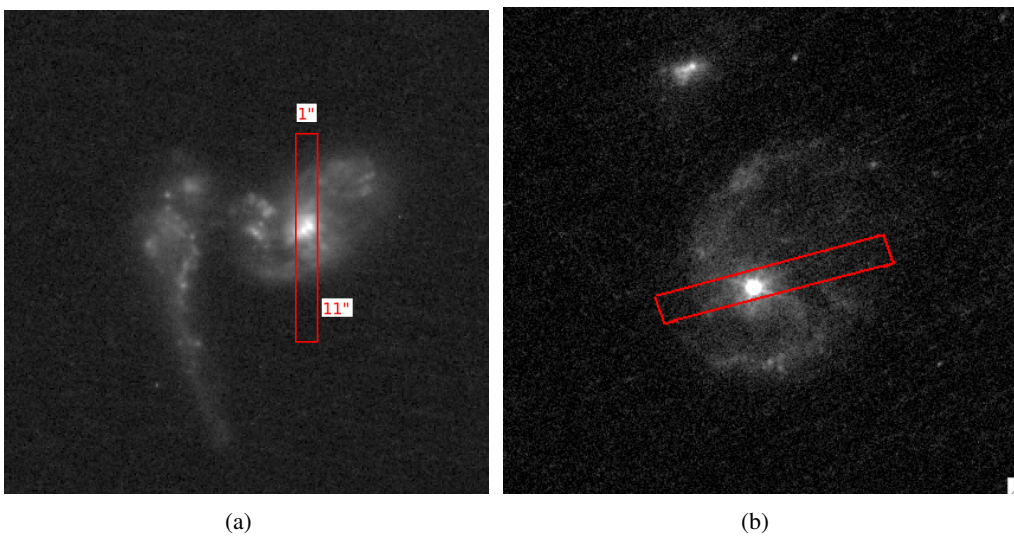


Figura 2.8.: Posição do *slit* para os objetos: (a) SDSS015028 e (b) SDSS021348. O tamanho de *slit* da Figura (a), corresponde a aquele usado no braço UVB.

2.3. Redução dos dados

Os dados do X-Shooter são bastante complexos, o formato espectral é curvo e as linhas são inclinadas. Além disso, a redução dos dados no UVB, VIS e NIR, apresentam diferentes desafios. Existe a opção de usar *software* astronômicos como IRAF ou MIDAS, mas é um caminho mais longo e de cuidado. O *pipeline* de redução de dados desenvolvido pela ESO, como parte do projeto do X-Shooter, na maioria dos casos tem sido usado para realizar a principal parte da redução de dados (Goldoni, 2011; Modigliani et al., 2010). Mas, modificações nos parâmetros padrão para casos específicos, podem requerir o uso de algumas ferramentas adicionais. Também no caso da correção por absorção telúrica, é necessário o uso do *software* Molecfit (descrito na seção 2.4), desenvolvido também pela ESO, já que a correção oferecida pelo *pipeline* não é suficiente, além disso, a partir do ano 2014 não são realizadas mais observações de estrelas telúricas para esta correção.

2.3.1. Pipeline

A configuração padrão oferecida pelo *pipeline* tem fornecido resultados de boa qualidade na maioria dos casos, mas o usuário pode modificar alguns dos parâmetros a fim de obter resultados com um nível científico mais alto para o seu projeto determinado. Este não é um processo simples, pois o *pipeline* não é um ambiente interativo em que os resultados podem ser facilmente ajustados. No entanto, através de uma análise cuidadosa dos resultados intermediários da redução, é possível melhorar os resultados obtidos com a configuração padrão.

A redução dos dados do X-Shooter pode ser realizada em dois caminhos: *polynomial*, no que as transformações que relacionam o espaço de pixel e o espaço de comprimento de onda do *slit* (soluções em comprimento de onda), são expressas em polinômios; e o *physical model*, no que a posição no detector de qualquer posição de comprimento de onda do *slit* pode ser obtida usando um modelo físico do instrumento, caracterizado por vários parâmetros que descrevem as propriedades físicas das componentes ópticas do espectrógrafo.

O *pipeline* processa os arquivos brutos do dia das observações, a fim de produzir os produtos de calibração que serão usados para a redução dos dados obtidos pelo telescópio. Os principais produtos de calibração são: *master bias*, *master dark*, *order tables*, *master flat*, soluções em comprimento de onda, e arquivos de configuração otimizados. Para os três modos de observação descritos na seção 2.2.2, existe uma série de passos para a redução dos dados. Nós usamos o *physical model*³ na redução dos dados das duas amostras de galáxias LBAs.

2.3.2. Recipes

O *pipeline* de redução de dados é construído em módulos que, em combinação, levam a espectros reduzidos, mas que também permitem a extração de resultados intermediários quando requeridos pelo usuário.

³ O *physical model* é recomendado para a redução dos dados, já que o *polynomial model* não tem suporte da ESO e não é bem testado.

A Tabela 2.3 apresenta o propósito e o número de parâmetros necessários para cada *recipe* na sua execução.

Tabela 2.3.: Lista de *recipes* para a redução de dados com o *pipeline* do X-Shooter, para calibrações e dados de ciência (Goldoni 2011)

Recipe	Propósito	No. Parâmetros
xsh_lingain	Medição de ganho	44
xsh_mbias	Produção da <i>Master Bias</i>	30
xsh_mdark	Produção da <i>Master Dark</i>	28
xsh_predict	Determinação de solução de comprimento de onda	17
xsh_orderpos	Determinação da tabela de orders	11
xsh_mflat	Produção da <i>Master Flat</i>	29
	Medida das bordas do <i>slit</i>	
xsh_2dmap	Solução de comprimento de onda	20
xsh_wavecal	Resolução espectral	10
xsh_flexcomp	Compensação de flexão	19
xsh_respon_slit_stare	Função de resposta (<i>staring</i>)	63
xsh_respon_slit_nod	Função de resposta (<i>nodding</i>)	63
xsh_respon_slit_offset	Função de resposta (<i>On-Off</i>)	63
xsh_scired_slit_stare	Redução de observações de ciência <i>staring</i>	63
xsh_scired_slit_nod	Redução de observações de ciência <i>nodding</i>	47
xsh_scired_slit_offset	Redução de observações de ciência <i>On-Off</i>	44
xsh_scired_ifu_stare*	Redução de observações de ciência <i>staring</i>	25
xsh_scired_ifu_offset*	Redução de observações de ciência <i>On-Off</i>	35

* O modo de observação IFU não foi usado neste trabalho. Mas, é explicado aqui porque é uma das técnicas observacionais oferecida pelo X-Shooter.

Os módulos usados na redução dos dados desta pesquisa são (Vernet et al., 2011):

- **xsh_lingain:** este *recipe* encontra pixels que respondem aos diferentes níveis de fluxo diferente à maioria dos pixels, pelo que são considerados candidatos a pixels ruins. E produz uma máscara de pixel sinalizando esses pixels com o valor 32768,
- **xsh_mbias** e **xsh_mdark:** combinam series de *bias* e *darks* em um *master bias* e um *master dark*, respectivamente. Ambas etapas atualizam um mapa de pixels ruins no *master* de referência,
- **xsh_predict:** toma como entrada um *frame* de calibração de um único *pinhole arc*, denominado *format check*. E computa a primeira indicativa de uma solução em comprimento de onda e a posição do centro de cada *order*, levando em conta as informações sobre a pressão atmosférica e a temperatura do instrumento, disponíveis no *header* do FITS, fornecendo assim uma tabela com a lista das posições das linhas e uma tabela de *orders*,
- **xsh_orderpos:** toma como entrada o contínuo de uma lâmpada iluminada com um *frame* de calibração de um único *pinhole*, denominado *order definition frame*. E traça com precisão o centro de cada *order*,
- **xsh_mflat:** combina uma série de *frames* brutos *flat field* em um *master flat field*. Também identi-

fica pixels quentes e mortos, e traça a borda de cada *order*,

- **xsh_2dmap:** toma como entrada um *frame arc* de uma máscara de 9 *pinholes*, junto com uma primeira indicativa de solução em comprimento de onda derivada dos *recipes* precedentes, e determina a calibração em comprimento de onda e escala espacial (fornece a solução em comprimento de onda bidimensional necessária para reamostrar os *orders*). São propostos dois métodos de calibração: um método clássico baseado no ajuste polinomial bidimensional das linhas *arc* detectadas, e um método baseado na otimização de um modelo físico do instrumento (Bristow et al. 2008),
- **xsh_wavecald:** este *recipe* é usado para medir o poder de resolução do instrumento,
- **xsh_flexcomp:** atualiza a solução em comprimento de onda para corrigir o efeito de flexões e desvios de temperatura, usando o primeiro *frame* da sequência de compensação ativa de flexão tomada durante cada apontamento,
- **xsh_response:** toma como entrada observações de uma estrela padrão espectrofotométrica e computa a função de resposta do instrumento, e a eficiência telescópio + instrumento + detetor,
- **xsh_scired_slit_stare, xsh_scired_slit_nod e xsh_scired_slit_offset:** estes *recipes* processam dados de ciência para as três principais estratégias de observação do modo SLIT. Esses *recipes* primeiro subtraem o *master bias* (para UVB e VIS) ou o *master dark* (no caso do NIR), e dividem por um *master flat-field*. Quando menos são fornecidos três *frames* por apontamento como entradas, a cada *frame* é aplicado o método de detecção de borda laplaciana descrito em van Dokkum (2001), para a rejeição de raios cósmicos, caso contrário, os *frames* serão combinados com um recorte Kappa-Sigma.

No caso de observações *staring*, o *background* do céu é ajustado e subtraído aproveitando a amostragem fina naturalmente fornecida por distorções do formato espectral. No caso de *nodding* ao longo do *slit*, é aplicada a chamada subtração do céu de dupla passagem.

Estes *recipes* produzem, para cada braço, um espectro retificado bidimensional, calibrado em comprimento de onda, escale e fluxo. É possível detetar objetos automaticamente e extrair espectros unidimensionais com uma soma simples sobre uma abertura ou uma extração ideal.

2.3.3. Imagens de calibração

Para realizar a redução de um “*science frame*” (imagem científica), são necessárias as seguintes imagens de calibração:

1. **Format-check arc-lamp frames:** são imagens obtidas usando um único “*pinhole*” para verificar o formato da *arc-lamp*; através do uso de uma lâmpada de ThAr (Tório-Argônio). Em seguida, aplicamos o *pipeline* para obter uma solução inicial de comprimento de onda.
2. **Bias frames:** as *bias frames* são usadas para monitorar o ruído de leitura e o padrão fixo da CCD (*charge-coupled device*).
3. **Dark frames:** as *dark frames* são usadas ocasionalmente para o UVB/VIS, a fim de monitorar a corrente escura (*dark current*), mas não é significativa.

4. **Frames de definição de orders:** uma imagem de definição de *order* é uma exposição de calibração, obtida por meio de um *pinhole* iluminado por uma lâmpada de fluxo contínuo. Esta imagem tem uma razão sinal-ruído (S/N) muito alta, que traça exatamente a localização do *order*.
5. **Flat Field frames:** *flat frames* são exposições de fenda longa, obtidas com uma lâmpada de fluxo contínuo. Elas dão informações sobre a resposta do detetor, o que permite medir as variações em pequena escala (pixel a pixel), escala intermediária (franjas no extremo vermelho) e grande escala (função *blaze*).
6. **Multi-pinhole arc-lamp frames:** estas imagens são usadas para determinar a solução de comprimento de onda e espacial para as imagens 2D.
7. **Slit arc-lamp frames:** estas imagens são exposições de fenda, obtidas com uma *arc-lamp*, e são utilizadas para calcular o potencial espectral do instrumento.
8. **Flux standard star frames:** são observações de estrelas, das quais seus espectros emitidos são bem conhecidos.
9. **Telluric standard star frames:** as linhas telúricas são as linhas de absorção contidas na atmosfera da Terra, e observadas no céu noturno. Para ter uma estimativa do fluxo correto precisamos estimar essa absorção, observando a chamada estrela padrão telúrica, ou seja, estrelas padrão sem absorção nos intervalos de comprimento de onda em que estão as linhas de absorção telúricas.

Na Figura 2.9 são apresentados alguns exemplos de imagens de calibração no VIS. E nas Figuras 2.10 e 2.11, são apresentadas algumas “imagens produto” de cada *recipe*, na redução dos dados para o objeto SDSS005527, que se encontra em $z = 0.167$.

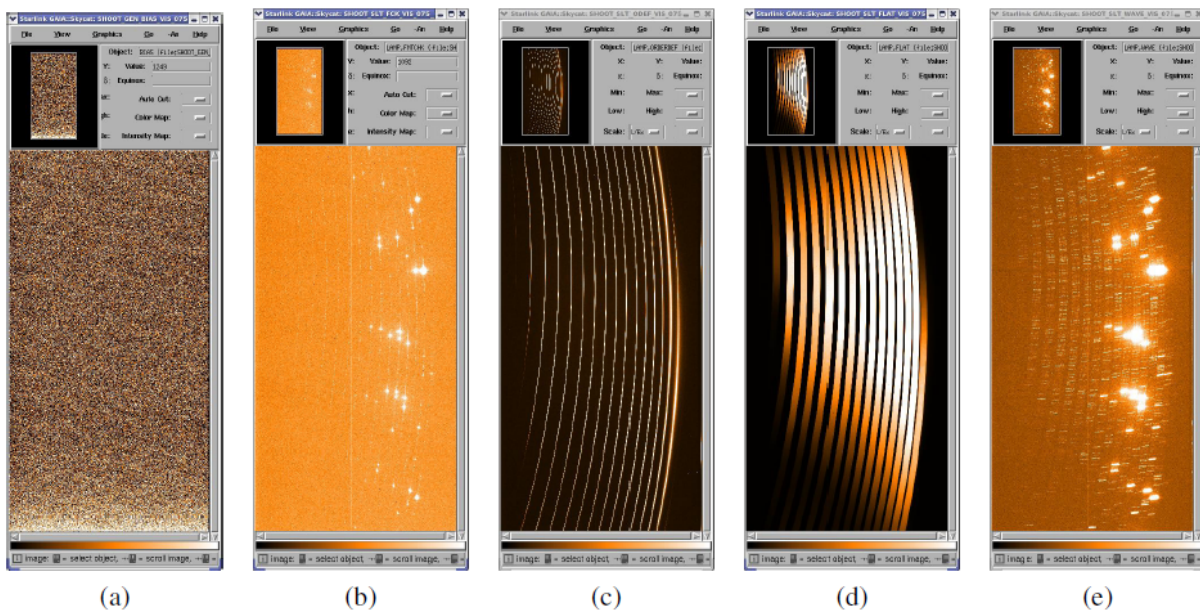


Figura 2.9.: Imagens de calibração para o VIS: (a) *Bias frame*, (b) *Format-check arc-lamp frame*, (c) *Frame de definição de ordem*, (d) *Flat frame*, (e) *Multi-pinhole arc-lamp frame*.

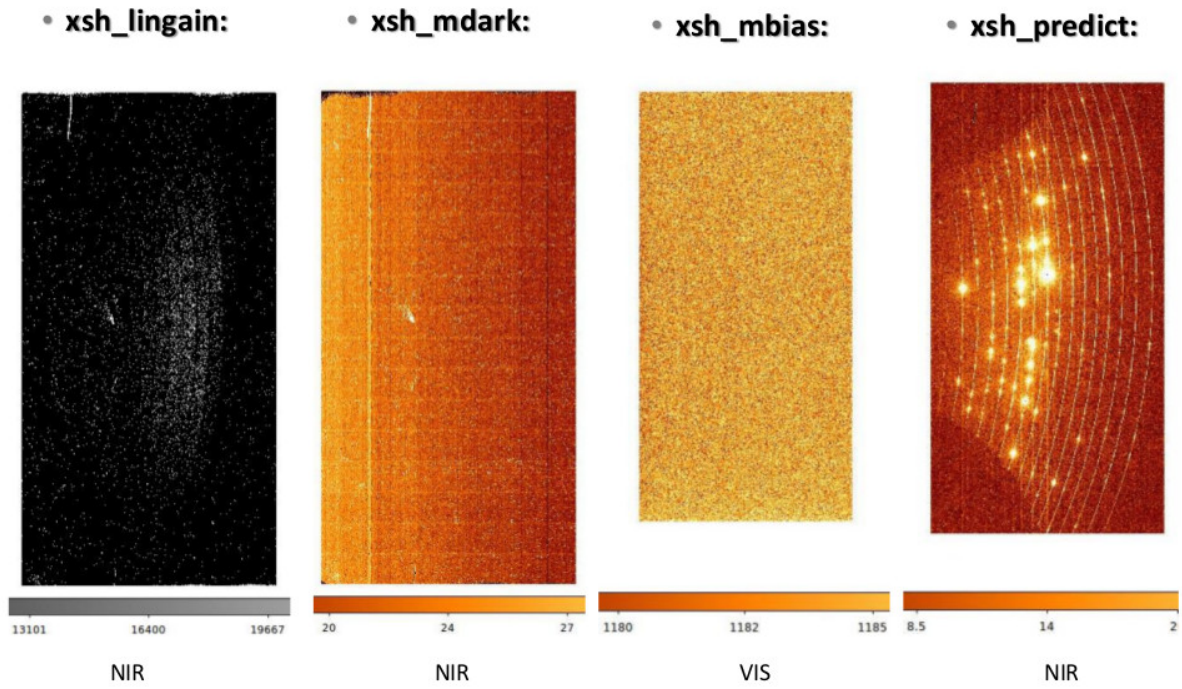


Figura 2.10.: Imagens produto dos recipes: *lingain*, *mdark*, *mbias* e *predict*. Três delas correspondem a observações no infravermelho, exceto a imagem do recipe *mbias*, a qual é no óptico. Estas imagens foram obtidas durante a redução dos dados correspondentes ao objeto SDSS005527.

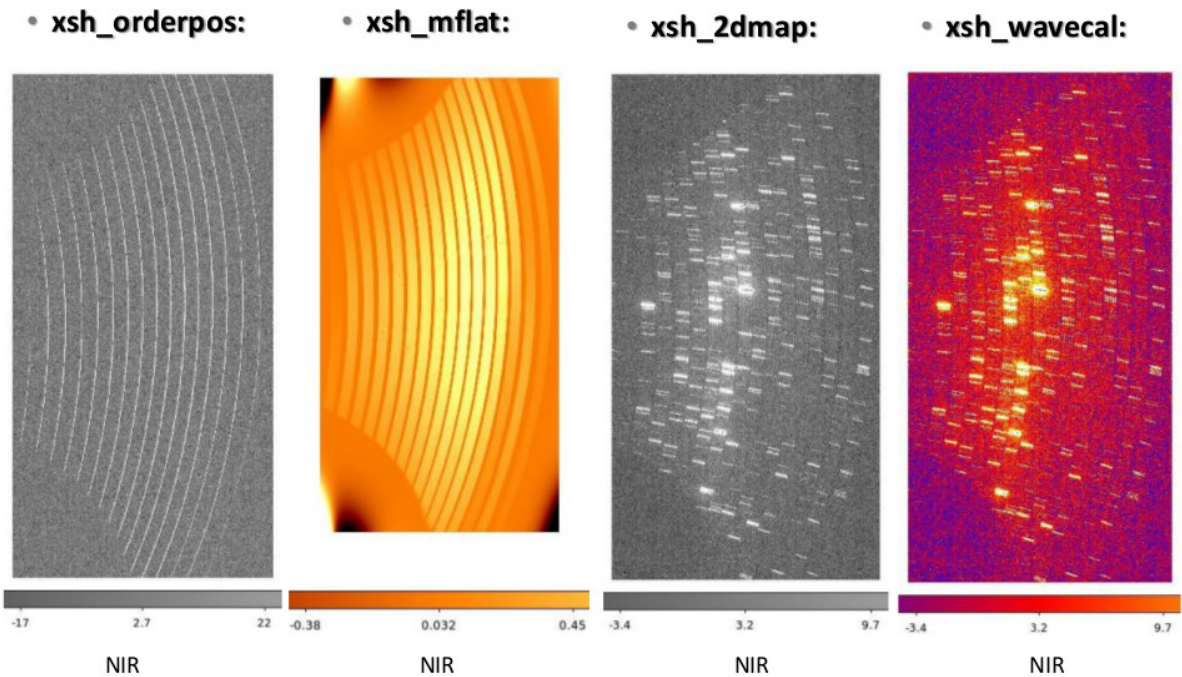


Figura 2.11.: Imagens produto dos recipes: *orderpos*, *mflat*, *2dmap* e *wavecald*. Todas correspondem à observações no infravermelho para o objeto SDSS005527.

2.3.4. Software

O *pipeline* pode ser executado através das ferramentas: *EsoRex*, *Gasgano* e *Reflex*, todas disponibilizadas pela ESO. No processamento dos nossos dados foi usada a ferramenta *EsoRex* versão 3.12 na execução dos "*recipes*", através da linha de comando. Para usar o *EsoRex* é necessário classificar e associar os dados, usando a informação contida no *header* das imagens FITS. Além disso, o usuário também é responsável por definir o conjunto de entrada: *set-of-frames*, e os parâmetros de configuração adequados para cada execução dos *recipes*.

A cada *recipe* pode ser atribuído um arquivo de configuração *EsoRex*, que contém os valores padrão dos parâmetros relacionados com esse *recipe*. Mas, também pode ser atribuído um arquivo diferente do padrão, seguindo as instruções do manual do "X-Shooter *pipeline*". O *recipe* pode ser executado dando o seu nome ao *EsoRex* juntamente com o nome do *set-of-frames*. Os parâmetros do *recipe* podem ser modificados editando diretamente o arquivo de configuração que é usado, ou especificando novos valores de parâmetros na linha de comando.

2.3.5. Classificação dos arquivos e execução do *pipeline*

Para efetuar a redução dos nossos dados, para cada objeto identificamos e classificamos as imagens indispensáveis na execução de cada *recipe*, tanto as de ciência como as imagens de calibração, assim como arquivos de referência (ref) fornecidos na instalação do *pipeline* (pasta: *xshoo-calib-2.6.8/cal*), sendo arquivos que contêm tabelas com informações importantes na redução dos espectros. Em base às instruções do manual do X-Shooter⁴, realizamos um *pipeline* na linguagem Python, o qual executa todos os *recipes*. Os arquivos foram obtidos no "ESO *archive*"⁵, onde foram disponibilizadas as observações de cada programa: 085.B-0784(A), 096.B-0192(A). E foram classificados em três diretórios, um para cada braço do espectrógrafo: UVB, VIS e NIR. E para isso usamos as informações contidas no *header* das imagens, pois é fundamental, dependendo da imagem e o *recipe* em que é requerida, o seu tamanho, tipo e região espectral, por exemplo. Neste ponto encontramos alguns problemas, já que no caso da última amostra de LBAs observadas no 2016, encontramos todas as imagens de calibração, as quais foram reportadas durante as diferentes noites de observação no "*observational report*", fornecido pela ESO. Mas, no caso da amostra de galáxias observadas no 2010, muitas das imagens de calibração não foram encontradas no arquivo da ESO, pelo que foi necessário procurar por imagens obtidas em datas próximas às datas de observação, com os tamanhos e especificações que eram necessárias em cada *recipe*, este foi um processo que tomou um longo tempo, pois olhamos imagem a imagem, fizemos testes com diferentes imagens, e no final foram selecionadas as mais apropriadas. Assim que considerando que foram executados 10 *recipes*, para as 31 LBAs observadas, este processo levou um longo tempo.

Seguidamente, para cada objeto foi construído um arquivo .txt, com a lista de todos os arquivos para a redução dos dados, com 4 parâmetros separados por vírgula:

- No início de cada linha é indicado o tipo de arquivo ou imagem:

⁴ <ftp://ftp.eso.org/pub/dfs/pipelines/xshooter/xshoo-pipeline-manual-12.4.pdf>

⁵ http://archive.eso.org/eso/eso_archive_main.html

- $\$data$ (raw) = arquivos crus,
 - $\$ref$ (ref) = arquivos de referência, necessários para alguns *recipes* da redução de dados,
 - $\$output$ (cdb) = produtos do *pipeline*;
- Nome do arquivo;
 - TAG: identificação para o *pipeline*;
 - Nome do arquivo “.sof”.

Exemplo:

$\$data/XSHOO.2016-03-13T01 : 51 : 47.246.fits, OBJECT_SLIT_NOD_VIS, scired_slit_nod.sof$

O arquivo .sof, contém a lista de dados usados em cada *recipe*. Por exemplo, para a galáxia BPT23, no VIS, com o *recipe* **2dmap**, foi usada a seguinte lista no arquivo .sof:

- ref/BP_MAP_RP_VIS_1x1.fits BP_MAP_RP_VIS
output/MASTER_BIAS_VIS_1x1.fits MASTER_BIAS_VIS
output/ORDER_TAB_EDGES_SLIT_VIS.fits ORDER_TAB_EDGES_SLIT_VIS
ref/SPECTRAL_FORMAT_TAB_VIS.fits SPECTRAL_FORMAT_TAB_VIS
ref/ThAr_vis_custom.fits ARC_LINE_LIST_VIS
output/XSH_MOD_CFG_OPT_FMT_VIS.fits XSH_MOD_CFG_OPT_FMT_VIS
data/XSHOO.2016-03-12T16:06:20.854.fits WAVE_VIS

Sem o nosso *pipeline*, para cada galáxia, em cada braço espectroscópico, cada *recipe* deve ser executado na linha de comando, usando: nome do *software* + nome do *recipe* + arquivo .sof. Exemplo: *esorex xsh_2dmap 2dmap.sof* (processo realizado implicitamente pelo *pipeline*). E os produtos destes processos foram salvos em diretorios *output* no UVB, VIS e NIR. Os mesmos foram usados nos *recipes* seguintes, até chegar ao *recipe* “*xsh_scired_slit_nod/offset*”, o qual reduz as imagens de ciência observadas nos modos: *nodding* ou *offset*.

De essa maneira, finalmente foi concluída a redução dos dados para as duas amostras de LBAs (31 galáxias no total). Para cada galáxia se obtiveram três espectros finais: UVB, VIS e NIR, que depois foram unificados. A Figura 2.12 é um exemplo de espectro 1D (UVB + VIS + NIR), obtido após a redução dos dados da galáxia SDSS005527.

2.3.6. Extração dos espectros

O último *recipe* da redução dos dados: *xsh_scired_slit_nod/offset*, permite realizar uma extração dos espectros, a partir da modificação dos parâmetros de entrada: *position* (posição central do espectro) e *hheight* (abertura). Os parâmetros padrão são: *position=0.0* e *hheight=2.0*, mas esses valores nem sempre coincidem com a posição no espectro na qual se encontra a informação do objeto, nem com a abertura mais adequada para cada um deles. Isso é devido ao mal funcionamento do ADC (vide seção 2.2.1), que faz que o traçado espectral mude de posição através do *slit* na direção espacial em função

Figura 2.13: Exemplo do ajuste (linha tracejada azul) usado na determinação do “*seeing*” da estrela standard telúrica observada para o objeto BPT03, no UVB.

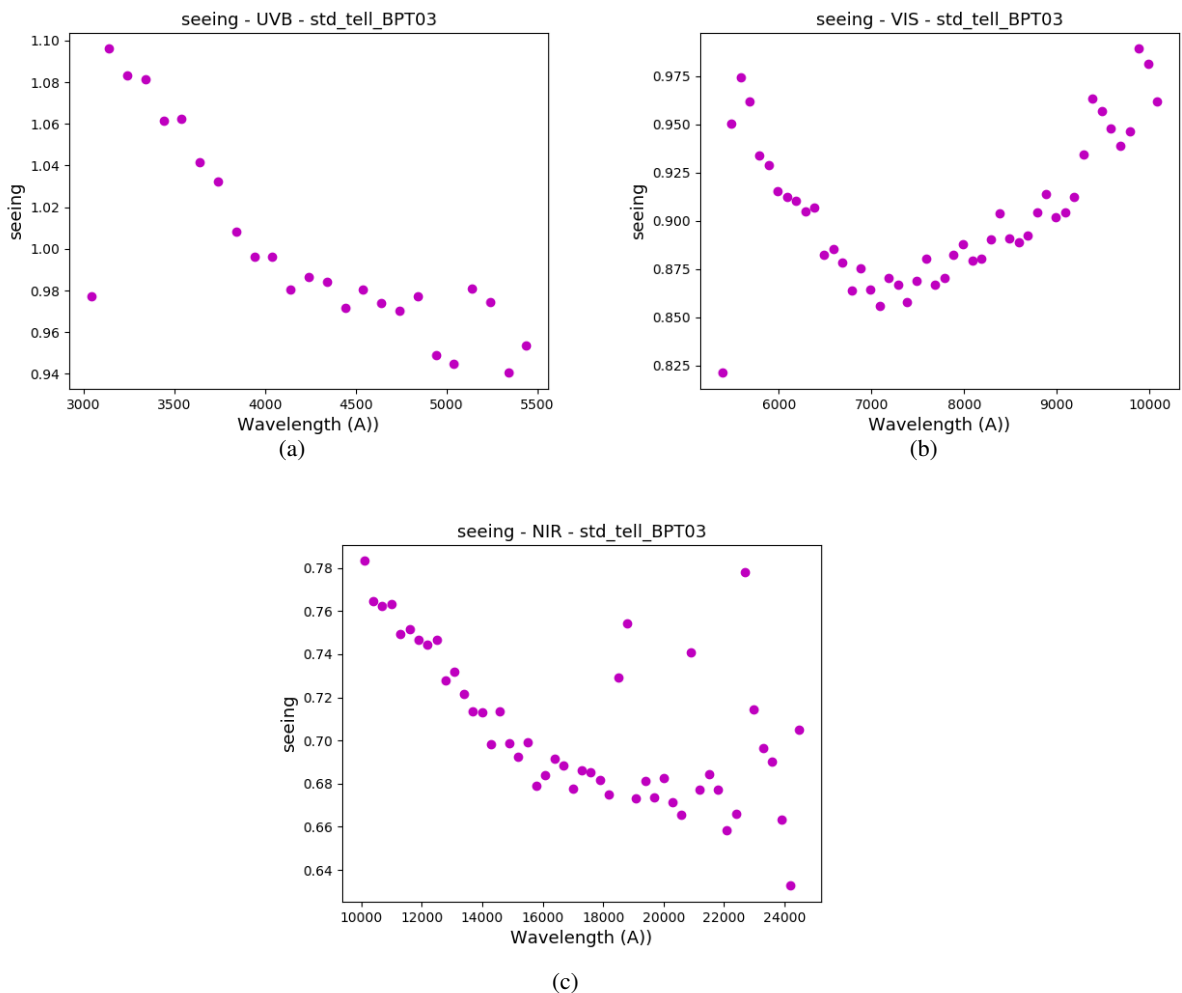
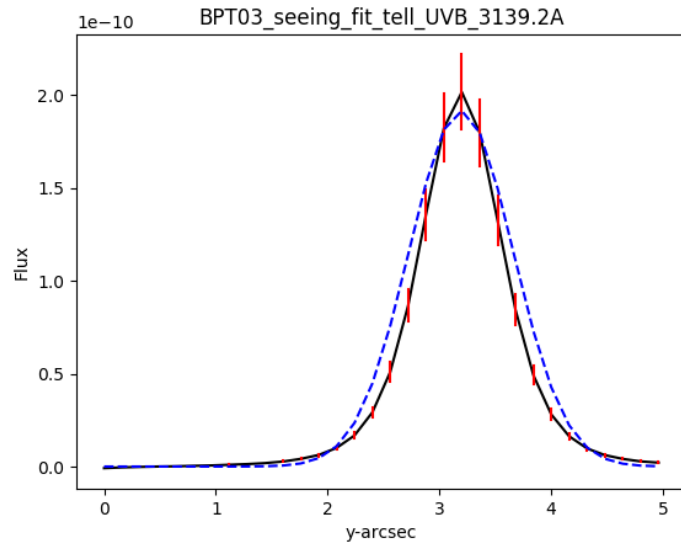


Figura 2.14.: Determinação do *seeing* da standard telúrica observada para o objeto BPT03, no (a) UVB, (b) VIS e (c) NIR.

A Figura 2.15 apresenta um exemplo das possíveis aberturas a serem usadas na extração do espectro da galáxia SDSS235347. A abertura vermelha, sendo a menor, inclui apenas o contínuo do espectro, enquanto que a abertura azul inclui a linha de emissão mais forte observada nos espectros: $H\alpha$; essa

abertura maior evita a perda de informação, pelo que foi verificado que a abertura obtida a partir do *seeing* fosse semelhante a abertura que inclui a linha $H\alpha$.

Tabela 2.4.: Aberturas usadas na extração dos espectros

ID	Abertura (arcsec)	ID	Abertura (arcsec)
BPT03	1.00	SDSS001054	1.32
BPT08	2.14	SDSS004054	1.36
BPT09	0.80	SDSS005439	2.00
BPT10	1.42	SDSS005527	1.12
BPT11	1.34	SDSS015028	1.28
BPT15	1.30	SDSS020356	1.12
BPT20	2.14	SDSS021348	1.68
BPT23	2.08	SDSS032845	1.80
BPT26	0.90	SDSS035733	1.80
HST03	2.10	SDSS040208	1.86
S01_2	1.34	SDSS143417	1.12
S04_1	1.44	SDSS210358	1.56
S04_2	1.50	SDSS214500	1.40
S09_I	0.90	SDSS231812	1.72
S09_II	0.90	SDSS232539	2.38
SDSS001009	1.68	SDSS235347	1.42

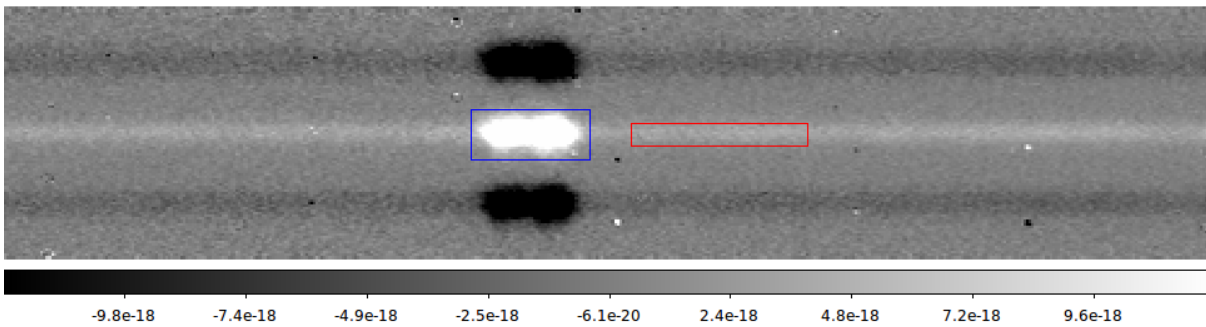


Figura 2.15.: Região do espectro 2D no UVB da galáxia SDSS235347, mostrando as possíveis aberturas para a realização da extração do espectro. A abertura vermelha inclui apenas o contínuo, enquanto que a abertura azul inclui a linha $H\alpha$, sendo a linha mais forte presente nos espectros.

Muitos dos objetos observados são sistemas em fusão (*mergers*). Um dos sistemas desse tipo mais estendidos das nossas amostras corresponde ao sistema que nós chamamos de S09, por tanto, neste caso decidimos realizar uma extração separada de ambas galáxias, o que incrementou o numero de objetos para 32. Assim, não nos referimos mais a esse sistema como S09, mas como S09_1 (sendo a galáxia mais brilhante) e S09_2 (a galáxia mais fraca do sistema). Na Figura 2.16 podemos observar o sistema em questão.



Figura 2.16: Sistema S09 (*merger system*). Crédito: SDSS Image List tool.

2.4. Correção por absorção telúrica

A luz que passa através da atmosfera da Terra sofre importantes absorções quando impacta a alta atmosfera, o qual afeta fortemente a região do infravermelho (IR) e o óptico (VIS) do espectro. A força e o formato da linha de absorção resultante dependem do estado físico altamente variável da atmosfera, isto é, pressão, temperatura e proporção de mistura das diferentes moléculas envolvidas. Normalmente, na correção por absorção telúrica, são necessárias observações complementares das chamadas estrelas telúricas padrão (TSS), as quais são caras em termos de tempo de observação. Por essa razão a ESO desenvolveu o *software Molecfit* (Smette et al., 2015; Kausch et al., 2015), para fornecer espectros de transmissão sintéticos com base a parâmetros obtidos por ajustes a espectros científicos observados. Estes espectros são calculados por meio do código de transferência radiativa LBLRTM⁶ (*Line-By-Line Radiative Transfer Model*) v12.2, e um modelo atmosférico. Assim, esta correção pode ser feita sem quaisquer observações de calibração de TSS adicionais.

A Figura 2.17 apresenta um modelo de transmissão derivado a partir do modelo de céu desenvolvido por Noll et al. (2012). As principais regiões de absorção atribuídas às oito moléculas com maior contribuição: O₂, O₃, H₂O, CO, CO₂, CH₄, OCS e N₂O, são indicadas pelos intervalos vermelhos. As regiões com contribuições menores são indicadas pelos intervalos verdes.

Kausch et al. (2015), definem as seguintes duas etapas na correção telúrica realizada com o *Molecfit*:

- **Determinação do melhor ajuste atmosférico e dos parâmetros instrumentais:** estes são diretamente relacionados à densidade de coluna total do perfil atmosférico de entrada. E os parâmetros instrumentais como: perfil de linha espectral, calibração em comprimento de onda e posição do contínuo, são otimizados com o uso do χ^2 , a fim de reproduzir melhor o espectro telúrico observado em regiões de comprimento de onda específicas. Ao variar o fator de escala dos perfis moléculares do perfil atmosférico inicial de entrada, o programa calcula iterativamente as curvas de transmissão, que são ajustadas ao espectro de ciência. Para minimizar o tempo de cálculo, otimizar o ajuste do contínuo e/ou evitar regiões afetadas por características espectrais estelares ou

⁶ http://rtweb.aer.com/lblrtm_frame.html

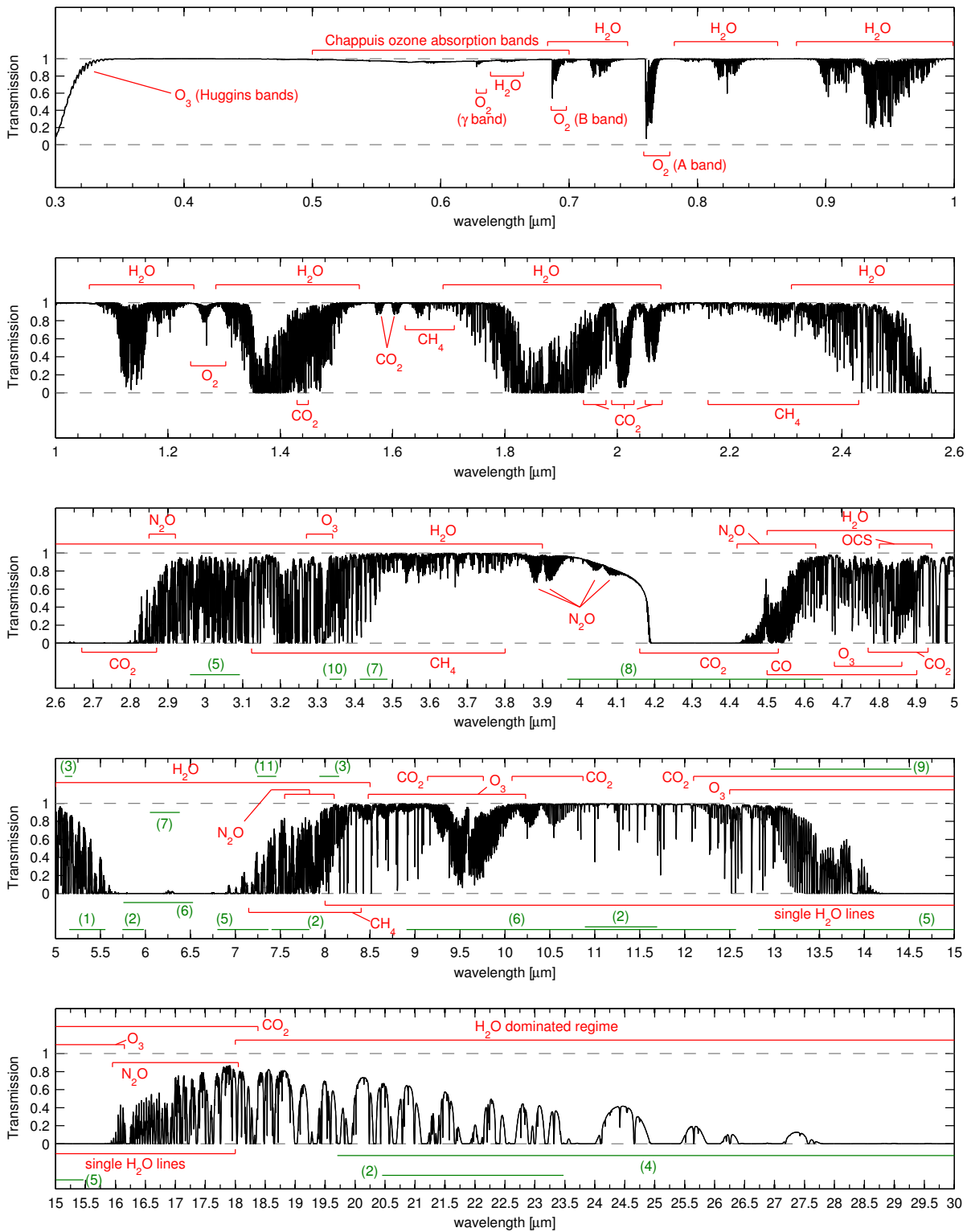


Figura 2.17.: Espectro sintético de absorção do céu, calculado entre 0.3 e 30 μm com o LBLRTM, com resolução $R \sim 10000$, e baseado na média do perfil anual do Cerro Paranal (Noll et al. 2012). Os intervalos indicados pelas linhas vermelhas correspondem às regiões que são principalmente afetadas pela absorção. As regiões verdes indicam os intervalos com menor contribuição pelas moléculas: (1)NO, (2)HNO₃, (3)COF₂, (4)H₂O₂, (5)HCN, (6)NH₃, (7)NO₂, (8)N₂, (9)C₂H₂, (10)C₂H₆ e SO₂ (Smette et al. 2015).

defeitos instrumentais, o ajuste é restrito a intervalos espectrais definidos pelo usuário.

- **Correção do espectro telúrico:** o melhor ajuste atmosférico e os parâmetros instrumentais são usados para calcular o espectro de transmissão atmosférica ao longo de todo o intervalo de comprimento de onda da observação de ciência. Então, o espectro de ciência é dividido pela curva de transmissão para produzir os dados telúricos corrigidos.

Então, a correção por absorção telúrica no VIS e no NIR dos espectros das duas amostras de LBAs, foi feita usando o “*Molecfit*”. Lembrando que uma correção adequada depende dos parâmetros de entrada que o usuário proporciona, na Tabela 2.5 registramos os intervalos de comprimento de onda e as moléculas que usamos como parâmetros de entrada para as correções. Esses parâmetros foram estabelecidos levando em conta as regiões de absorção telúrica que podiam ser observadas nos nossos espectros, assim como as sugeridas por Kausch et al. (2015), e encontram-se registradas nas colunas 2 e 3, e na terceira coluna encontram-se as moléculas responsáveis pelas absorções nesses comprimentos de onda.

Braço	λ_{min} (Å)	λ_{max} (Å)	Molécula principal
NIR	11200	11300	H_2O
NIR	14700	14800	H_2O
NIR	18000	18100	H_2O
NIR	20600	20700	CO_2
NIR	23500	23600	CH_4
VIS	6860	6940	O_2
VIS	7590	7700	O_2
VIS	9300	9450	H_2O

Tabela 2.5.: Intervalos de comprimento de onda (no vácuo) e moléculas usadas nos ajustes do *software* “*Molecfit*”, para o NIR e VIS.

O *Molecfit* fornece uma tabela de saída com os resultados, chamada `spec_TAC.fits`, a qual contém 8 colunas:

- **wave:** comprimento de onda do espectro,
- **flux:** fluxo do espectro inicial,
- **err:** erros do fluxo do espectro inicial,
- **qual:** qualidade do espectro inicial,
- **mtrans:** transmissão do espectro,
- **tacflux:** fluxo corrigido pela absorção telúrica,
- **tacdflux:** erros do fluxo corrigido,
- **tacqual:** qualidade do espectro corrigido.

Na Figura 2.18 temos um exemplo do processo de correção telúrica no VIS, do espectro observado da galáxia SDSS210358 ($z = 0.13684$). No panel (a) podemos observar uma região de absorção telúrica, a qual afeta o duplete [SII]6713,6731, o panel (b) apresenta o ajuste do modelo fornecido por *Molecfit* ao espectro, representado pela curva vermelha, e no panel (c) pode-se observar o resultado da correção,

com a curva verde representando o espectro corrigido, onde o duplete de [SII] agora pode ser observado, e por tanto, seus fluxos medidos corretamente nas fases seguintes.

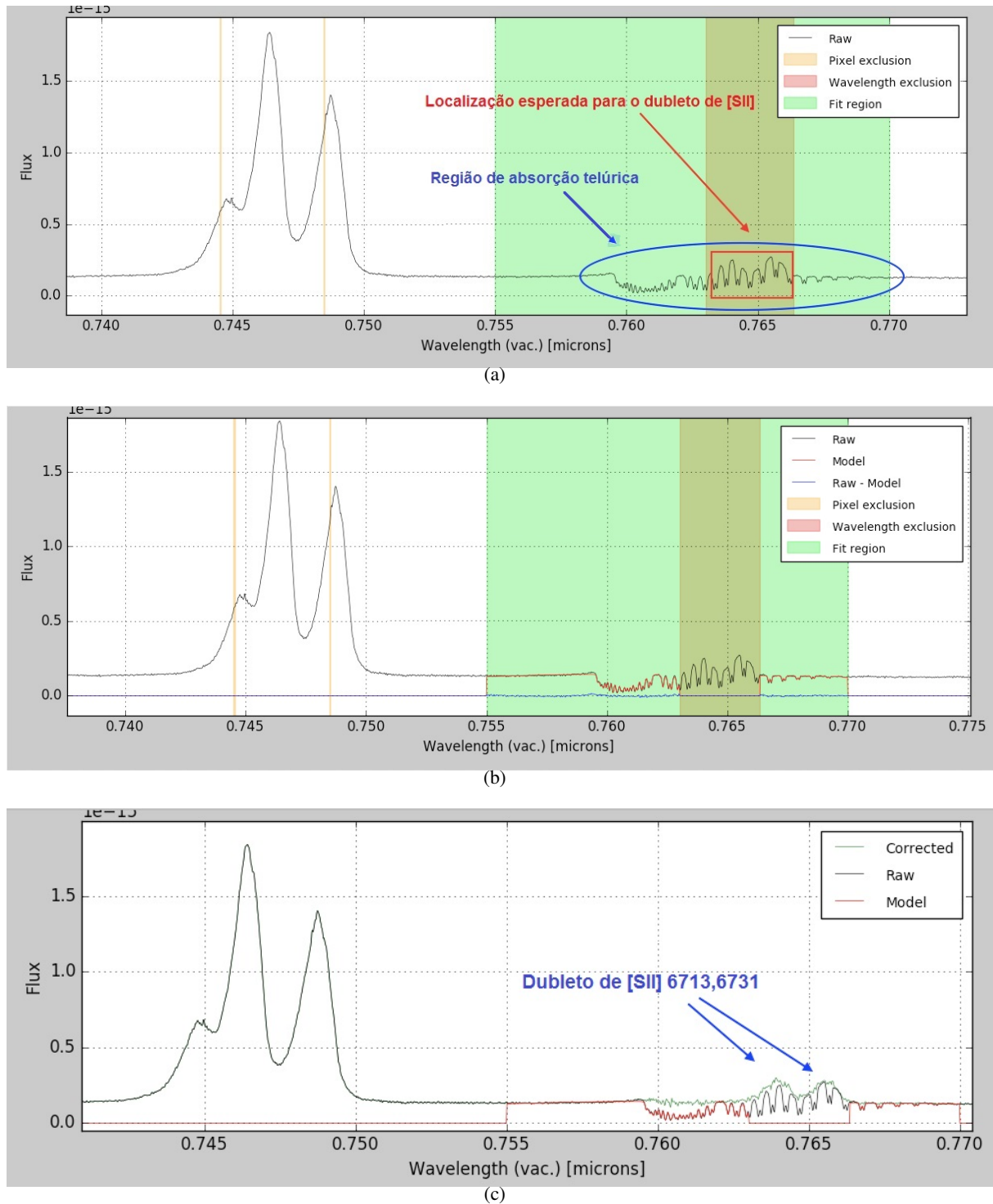


Figura 2.18.: Processo de correção por absorção telúrica no VIS para a galáxia SDSS210358 ($z = 0.13684$), usando a ferramenta “*Molecfit*”. (a) Região de absorção telúrica. (b) Ajuste do modelo ao espectro (curva vermelha). (c) Espectro corrigido (curva verde).

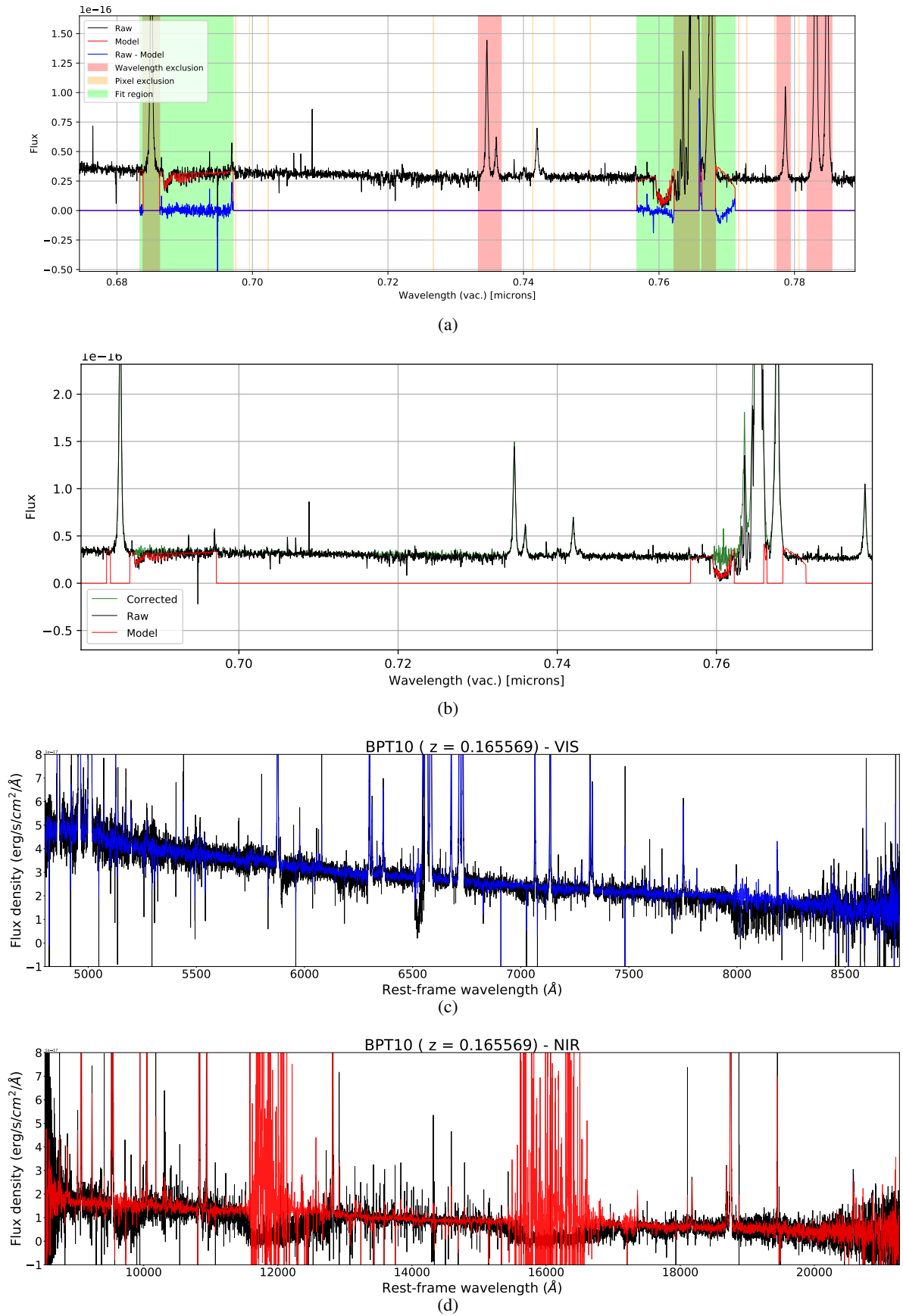


Figura 2.19.: Processo de correção telúrica da galáxia BPT10 ($z = 0.165569$). (a) Espectro observado da galáxia no VIS. As regiões vermelhas correspondem aos intervalos de comprimento de onda em que se encontram as linhas de emissão, estas regiões são excluídas do modelo. As regiões verdes correspondem aos intervalos de comprimento de onda do espectro afetados pela absorção telúrica. A curva vermelha corresponde ao modelo gerado pelo *Molecfit*, e a curva azul é a diferença entre o espectro e o modelo. (b) Ajuste do modelo (curva vermelha) ao espectro (curva preta), e espectro corrigido (curva verde). (c) Comparação entre o espectro VIS (*rest-frame*) da galáxia (curva preta), e o mesmo espectro corrigido por absorção telúrica (curva azul) baseado no ajuste do modelo fornecido pelo *Molecfit*. (d) Vide Figura 2.19(c), mas para o espectro NIR da galáxia.

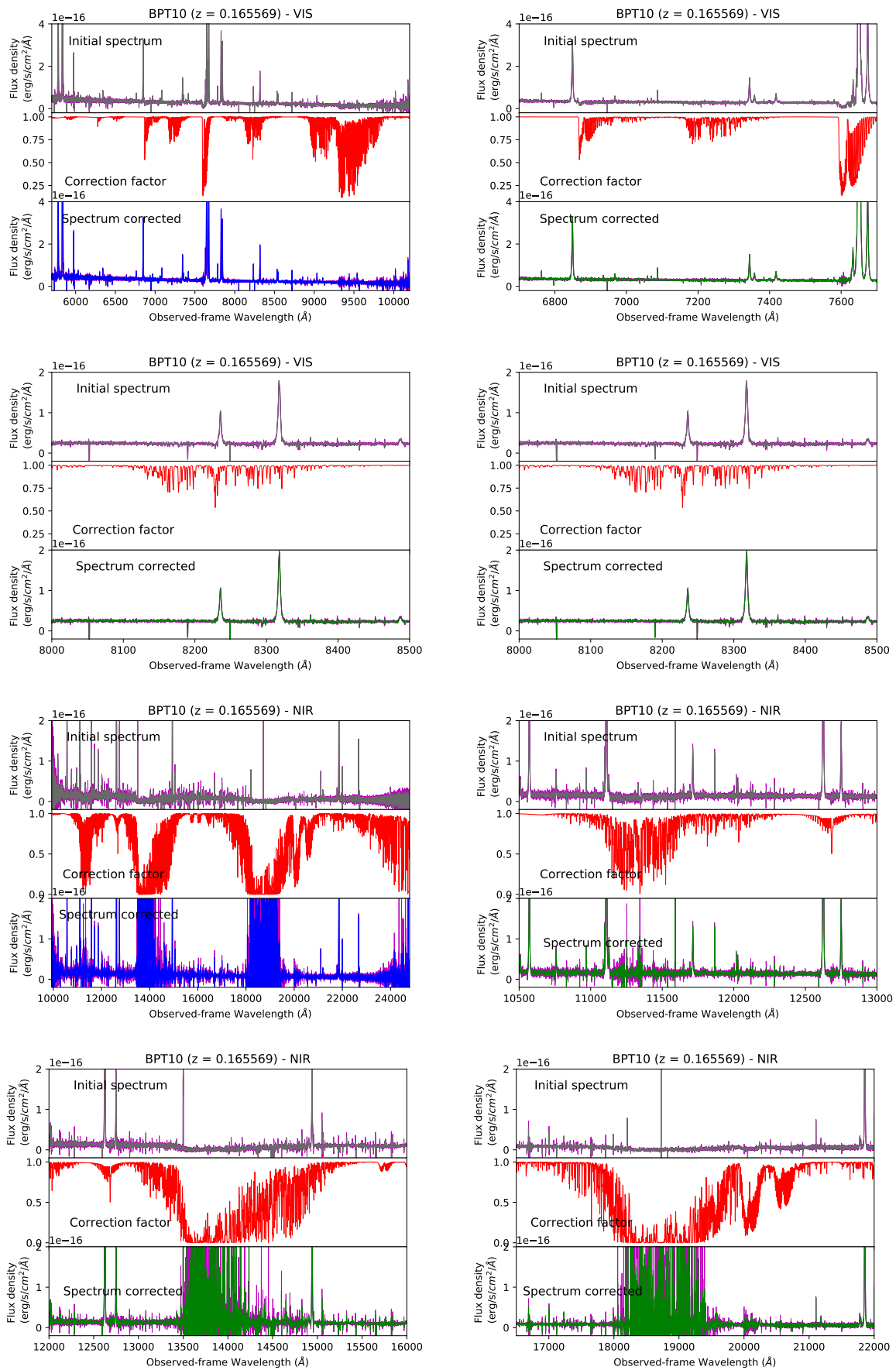


Figura 2.20.: Comparação entre varias regiões dos espectros observados VIS e NIR da galáxia BPT10 (painéis superiores), o fator de correção em cada região (painéis do meio) obtido no processo de correção telúrica do *Molecfit*, e o espectro corrigido (painéis inferiores). Os fluxos incluem os respectivos erros em cor magenta.

A Figura 2.19 corresponde ao processo de correção telúrica da galáxia BPT10. A Figura 2.19a corresponde ao espectro antes da correção, as regiões onde se encontram as linhas de emissão são indicadas pelas regiões vermelhas, as quais são excluídas no processo de determinação do modelo. As regiões verdes correspondem às regiões afetadas pela absorção telúrica, as quais foram fornecidas nos parâmetros de entrada. A curva preta corresponde ao espectro, a curva vermelha é o modelo gerado pelo *Molecfit*, e a curva azul é a diferença entre o espectro e o modelo. Podemos ver que algumas das linhas de emissão são fortemente afetadas pela absorção, mas os seus fluxos são compensados após a correção, Figura 2.19b. Na Figura 2.19c é apresentado o resultado da correção telúrica do espectro VIS inteiro, e na Figura 2.19d o resultado do espectro NIR, ambos no *rest-frame*. Nestas últimas duas figuras podemos observar regiões com fortes absorções nos espectros (curvas pretas), assim como os espectros corrigidos (curvas azul e vermelha). Já a Figura 2.20 apresenta diferentes regiões dos espectros observados desta galáxia, no VIS e no NIR, no processo da correção telúrica. Os painéis superiores de cada subfigura correspondem às regiões dos espectros antes da correção, os painéis do meio mostram os respectivos fatores de correção fornecidos pelo *Molecfit*, e nos painéis inferiores podemos ver os espectros corrigidos em cada uma destas regiões.

2.5. Normalização dos espectros entre os braços

Os níveis de fluxo entre os três braços espectroscópicos são diferentes, fato atribuído a três fatores: 1) ao diferente tamanho do *slit*, 2) à calibração de fluxo que foi realizada de maneira independente para cada braço, 3) e devido à falha apresentada pelo ADC (ver seção 2.2.1).

Após a correção telúrica no VIS e no NIR, os três espectros foram unificados em um único espectro, combinando o nível de fluxo nas regiões sobrepostas entre eles, a diferença de fluxo nessas regiões foi compensada calculando a média dos valores de fluxo em um intervalo de comprimento de onda no final e no início dos espectros: final do UVB e início do VIS, e final do VIS e início do NIR. Nos painéis da Figura 2.21, podemos observar as diferenças de fluxo entre os espectros UVB-VIS e VIS-NIR, da galáxia SDSS210358. Os fluxos foram compensados tomando como base o espectro VIS (curvas pretas em ambos painéis), o espectro no UVB e no NIR correspondem às curvas azul (panel esquerdo) e vermelha (panel direito), respectivamente. Os resultados da correção correspondem às curvas verdes em ambos painéis, e a linha sólida amarela é a curva suavizada do espectro final.

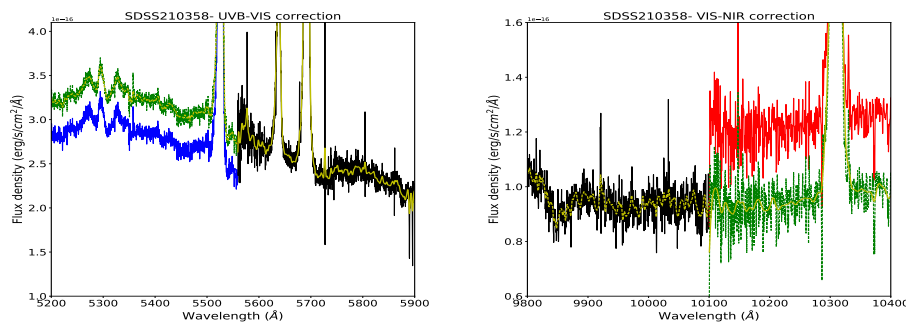


Figura 2.21.: Correção da diferença de fluxo entre os espectros UVB-VIS (panel superior) e VIS-NIR (panel inferior), da galáxia SDSS210358.

Na Figura 2.22, podemos ver no panel superior o espectro inicial integrado das três regiões: UVB, VIS e NIR (curva preta), e o resultado da correção do fluxo dos espectros UVB e NIR (curvas azuis); e no panel inferior é apresentado o espectro final.

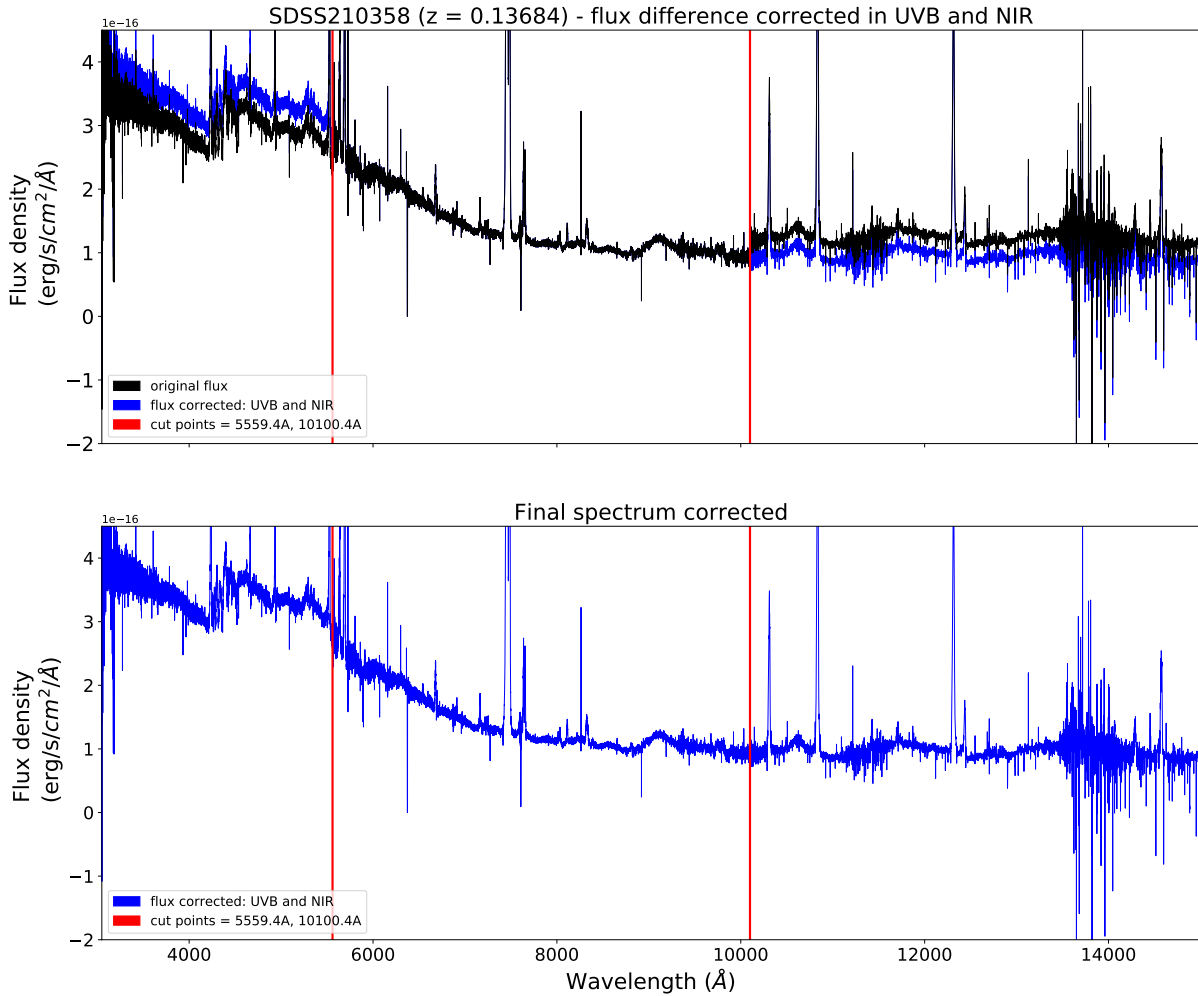


Figura 2.22.: Resultado da correção da diferença de fluxo entre os espectros UVB, VIS e NIR, da galáxia SDSS210358. *Panel superior*: a curva preta é o espectro integrado UVB+VIS+NIR antes da correção, as curvas azuis correspondem aos espectros UVB e NIR corrigidos, tomando como base o fluxo do espectro VIS. As linhas verticais vermelhas indicam o comprimento de onda no qual foram feitos os cortes entre os três espectros. *Panel inferior*: espectro final.

2.6. Extinção galáctica

As observações astronômicas são afetadas pela extinção interestelar galáctica, devida à absorção e espalhamento da luz pelos grãos de poeira na linha de visada. A extinção é atribuída tanto ao ISM como à atmosfera terrestre, mas também pode ser atribuída à poeira circumstelar em torno do objeto observado (vide seção 4.1). A região do UV do espectro é muito mais atenuado que a região do IR, pelo que o objeto é visto mais vermelho que o esperado, assim a extinção é geralmente referida como **avermelhamento**.

A poeira obscurece as regiões relativamente próximas do UV e o VIS, e re-irradia a energia absorvida

na parte do FIR do espectro (Mathis 1990). Cada linha observada tem a sua própria lei de extinção (ou variação da extinção com o comprimento de onda), usualmente expressada como: $A(\lambda)/A(V)$. O que significa que a lei de extinção não é única, e comumente tem sido expressada a partir de razões de duas cores: $E(\lambda-V)/E(B-V)$, onde $E(\lambda-V)=A(\lambda)-A(V)$.

A razão entre a extinção total e seletiva R , é dada por:

$$R = \frac{A_V}{E(B-V)} \quad (2.1)$$

Seaton (1979), a partir dos resultados de uma amostra de estrelas satélites observadas no ultravioleta, propõe uma curva de extinção para a Via Láctea, adotando a notação $X(x)=A_\lambda/E_{B-V}$, onde A_λ é a extinção em magnitudes, $E_{B-V} = A_B - A_V$, com A_B e A_V as extinções nos comprimentos de onda dos filtros B e V, e $x=1/\lambda$ (λ em μm). A variação da extinção com o inverso do comprimento de onda é apresentada na Figura 2.23. Para o ajuste da curva aos dados foi utilizado um valor médio de $R=3.2$.

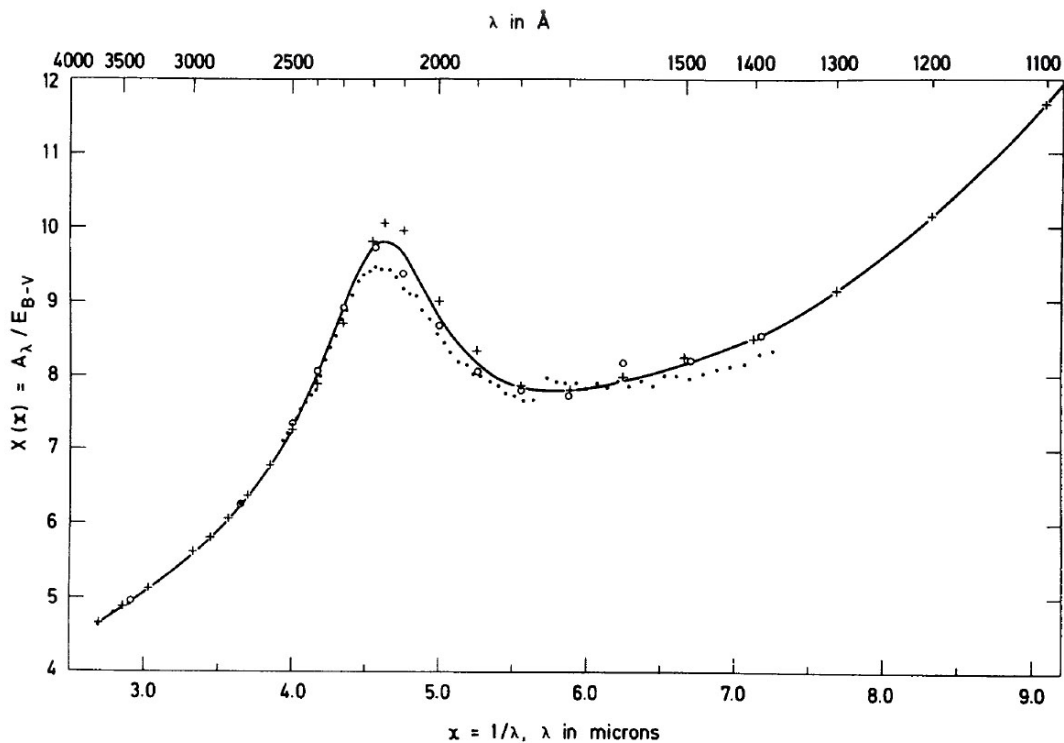


Figura 2.23.: Extinção no UV, com intervalo espectral desde $x=3$ ($\lambda = 1/3 = 0.33\mu\text{m}$) até $x=9$ ($\lambda = 1/9 = 0.11\mu\text{m}$), de Seaton (1979).

A curva de Seaton (1979) foi estendida ao óptico usando as tabulações de $X(x)$ de Nandy et al. (1975) e Code et al. (1976), que corresponde a $X = 1-3$, intervalo que pode ser observado na Figura 2.24. Essa lei de extinção representa o espalhamento médio e as propriedades de absorção do meio interestelar, mas deve ser levado em conta que se a composição e a distribuição do tamanho da poeira em geral no meio interestelar é diferente daqueles em nuvens densas, ou em nuvens circunstelares, ou em nuvens locais, então podem ocorrer desvios da lei média quando a contribuição de tais nuvens é significativa.

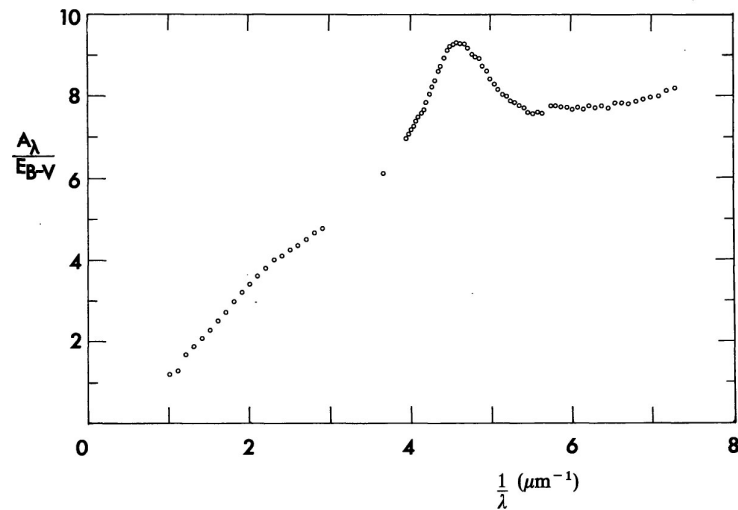


Figura 2.24.: Lei de extinção interestelar proposta por Nandy et al. (1975).

Existem algumas restrições na dependência do comprimento de onda da extinção e algumas correlações gerais entre a forma da curva de extinção e o ambiente interestelar. Essas relações fornecem uma guia para a correção de dados pelos efeitos da extinção (Fitzpatrick 1999). Conhecer a dependência do comprimento de onda da extinção interestelar, como a absorção e o espalhamento da luz pelos grãos de poeira interestelar, assim como a variação espacial dessa dependência é importante, já que a extinção depende das propriedades ópticas dos grãos de poeira ao longo da linha de visada, e o potencial pode fornecer informação sobre a composição e a distribuição dos grãos. Levando em conta as considerações anteriores, Fitzpatrick (1999) propôs uma curva de extinção para a Via Láctea (desde o IR até o UV), apresentando uma estimativa de como essa lei de extinção varia com o parâmetro $R = A(V)/E(B - V)$ (Figura 2.25).

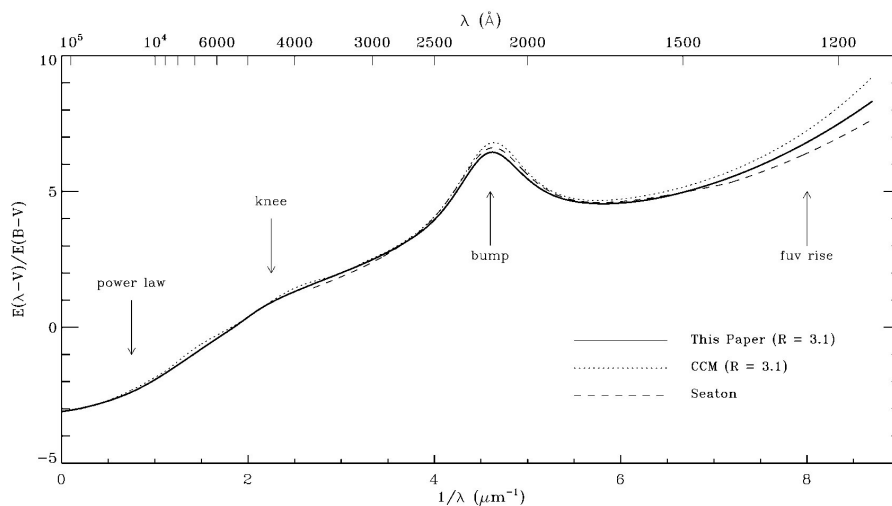


Figura 2.25.: Curvas de extinção interestelar normalizadas, cobrindo um intervalo de comprimento de onda desde o FIR até o UV. As curvas sólida e pontilhada são estimativas para o caso de $R = A(V)/E(B - V) = 3.1$, determinadas por Fitzpatrick (1999) e por Cardelli et al. (1989), respectivamente. A curva descontínua corresponde à curva de extinção média para a Via Láctea no UV, determinada por Seaton (1979).

2.6.1. Extinção extragaláctica no UV

Só galáxias próximas o suficiente podem fornecer uma extinção no UV confiável, como a Grande Nuvem de Magalhães (LMC) e a Pequena Nuvem de Magalhães (SMC), e ambas têm sido amplamente estudadas.

- **Grande Nuvem de Magalhães (LMC):**

Fitzpatrick (1985) propôs uma lei de extinção para a LMC, determinada a partir de pares de estrelas com a mesma luminosidade e temperatura, isto porque foi observado que existia uma diferença entre as estrelas projetadas numa região a 300pc da Nebulosa 30 Doradus e as demais estrelas espalhadas no resto da LMC. Os intervalos para a lei de extinção da LMC foram derivados de Nandy et al. (1981) e Koornneef & Code (1981). Esta lei tem um *bump* mais fraco que a média da extinção galáctica e muito mais que o “FUV rise”.

- **Pequena Nuvem de Magalhães (SMC):**

A extinção na SMC é difícil de ser medida devido a que não possui estrelas fortemente avermelhadas. A lei de extinção para essa galáxia foi determinada por Rocca-Volmerange et al. (1981), Nandy et al. (1982), Bromage & Nandy (1983), e por Prevot et al. (1984). Esta lei é quase linear (para λ^{-1}), com apenas um traço do *bump*.

A Figura 2.26 apresenta uma comparação entre a curva de extinção da SMC proposta por Prevot et al. (1984) e as curvas propostas por Hutchings (1982) e Bromage & Nandy (1983), as curvas de extinção para a LMC propostas por Nandy et al. (1981) e Koornneef & Code (1981), e a curva proposta para a Via Láctea (MW) por Savage & Mathis (1979).

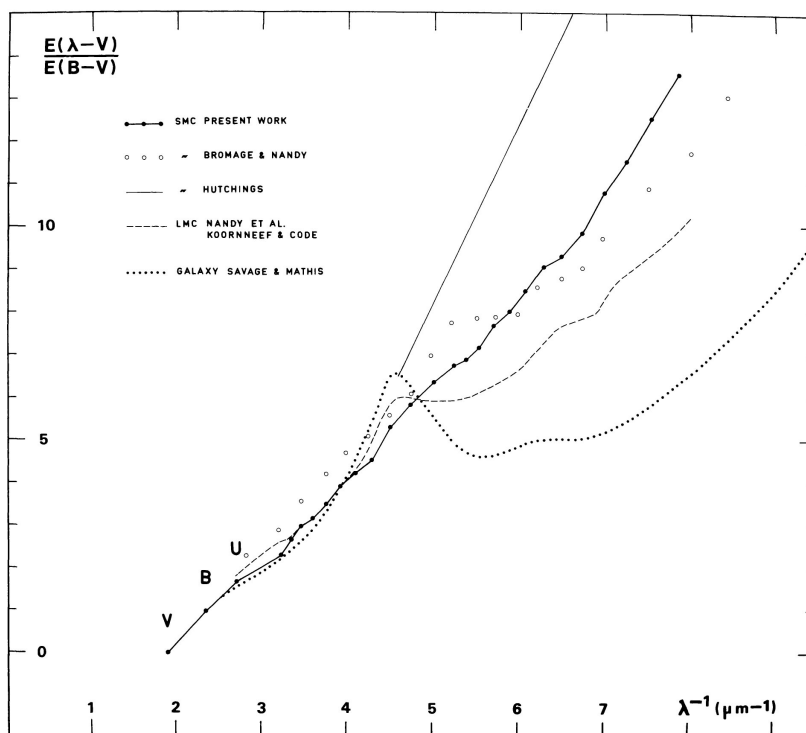


Figura 2.26.: Curva de extinção da SMC proposta por Prevot et al. (1984), comparada com resultados obtidos em outros trabalhos, tanto para a SMC e a LMC, como para a Via Láctea.

A fim de realizar a correção dos nossos dados pela extinção da Via Láctea, foi usada a lei de extinção de [Fitzpatrick \(1999\)](#), mencionada no início desta seção. Para isso foi usado um código feito na linguagem IDL, disponibilizado em: https://idlastro.gsfc.nasa.gov/ftp/pro/astro/fm_unred.pro, e reescrito para a linguagem *Python*. Os valores de E(B-V) foram obtidos usando as *bandpass* (μm): B(0.44) e V(0.54), de [Schlegel et al. \(1998\)](#), disponíveis em: <https://ned.ipac.caltech.edu/>.

2.7. Discussão e resultados

Duas amostras de galáxias *starburst*, especificamente *Lyman Break Galaxies*, em *redshift* $\lesssim 0.3$, foram selecionadas para ser observadas com o espectrografo X-Shooter no VLT, a partir de propriedades como: luminosidade e brilho superficial, já que estas sendo as análogas das LBGs em alto *redshift*, possuem altos valores de ambos parâmetros. Estas galáxias também possuem baixas metalicidades, pelo que sua localização no diagrama BPT-NII, é principalmente na região das galáxias *star-forming*, e algumas delas têm uma contribuição fraca de AGNs, fazendo com que sejam localizadas na região das galáxias compostas (*composite galaxies*). Seguindo o *pipeline* fornecido pela ESO e utilizando o *software* EsoRex, foi realizada a redução dos dados, obtendo no final três espectros: UVB, VIS e NIR, para as 31 galáxias observadas. A partir dos espectros 2D foi realizada uma extração dos espectros baseada em aberturas determinadas levando em conta o *seeing* das estrelas telúricas observadas para cada galáxia, e considerando que as aberturas foram similares a aquelas que incluem a informação completa da linha *H α* , a mais forte observada nos espectros. Sendo que foi possível extrair separadamente as duas galáxias do sistema em fusão S09, o que incrementou a amostra para 32 objetos. Outro aspecto importante é a posição dos espectros, pois os espectros fornecidos pelo X-Shooter desde o 2010 apresentam um traçado espectral que muda de posição ao longo do *slit*, falha atribuída ao mal funcionamento da ADC, devido a um terremoto que aconteceu nesse ano.

Após a redução de dados algumas correções foram aplicadas, a primeira delas foi a correção por absorção telúrica, a qual afeta fortemente as regiões do VIS e do NIR. Nessa correção foi utilizada a ferramenta *Molecfit*, sendo que agora não são mais observadas estrelas standard telúricas e os novos usuários do X-Shooter deverão usa-la para realizar esta correção. Seguindo, foi realizada uma correção pela diferença de fluxo entre os três braços, na qual os três espectros foram unificados num único espectro, através de uma compensação entre os níveis de fluxo das regiões superpostas, calculando a média do fluxo em um intervalo de comprimento de onda no final e no início do espectro de cada braço. Por último, a correção pela extinção da Via Láctea foi feita usando a lei de extinção de [Fitzpatrick \(1999\)](#).

Depois dos processos de redução e correção dos espectros, encontramos que as galáxias pertencentes as duas amostras, possuem características similares, sendo objetos compactos, com altas luminosidades e brilhos superficiais, apresentam fortes linhas de emissão, e muitas destas galáxias são sistemas em interação, com processos de *mergers* e *post-mergers*, como: BPT10, BPT23, HST03, S01_2, sistema S04 (S04_1 e S04_2), sistema S09 (S09_I e S09_II), SDSS015028, SDSS021348, SDSS035733, SDSS143417 e SDSS210358. Na Figura 2.27, apresentamos as imagens das 32 galáxias, obtidas do

SDSS⁷, e na Tabela 2.6 encontram-se registradas as suas magnitudes, determinadas nos filtros u , g , r , i , z do SDSS. Espera-se a determinação de altas taxas de formação estelar (seção 4.2), ocorrência de *outflows* (seção 6.3) e baixas metalicidades (capítulo 5).

Tabela 2.6.: Magnitudes nos filtros: u , g , r , i , z

ID	Filtro u	Filtro g	Filtro r	Filtro i	Filtro z
BPT03	20.42	19.99	19.20	19.57	19.86
BPT08	20.55	19.88	19.12	19.36	19.89
BPT09	20.88	20.25	19.66	19.66	20.21
BPT10	19.53	19.41	18.71	18.93	19.46
BPT11	21.33	20.88	20.12	20.29	20.73
BPT15	20.55	19.91	19.52	19.32	19.41
BPT20	20.20	19.83	19.56	19.45	19.28
BPT23	19.76	18.96	18.55	18.29	18.22
BPT26	20.39	19.77	19.28	18.97	18.85
HST03	18.44	18.15	18.04	17.74	17.94
S01_2	19.40	18.67	18.69	19.70	19.87
S04_1	18.33	17.68	17.46	17.34	17.22
S04_2	21.22	20.05	19.35	18.84	18.58
S09_1	19.08	18.42	18.28	17.97	18.02
S09_2	20.96	20.92	20.18	19.88	20.00
SDSS001009	20.35	20.12	19.81	19.70	19.58
SDSS001054	20.42	20.17	19.19	18.90	18.64
SDSS004054	21.28	21.10	20.32	21.37	20.47
SDSS005439	20.72	20.31	19.74	19.40	19.23
SDSS005527	18.97	18.73	18.37	18.28	18.56
SDSS015028	19.50	19.28	19.12	18.79	18.91
SDSS020356	19.85	19.76	19.62	19.59	19.83
SDSS021348	19.71	19.41	19.24	18.94	18.89
SDSS032845	19.82	19.60	19.54	19.21	19.32
SDSS035733	20.69	20.30	20.17	19.79	19.79
SDSS040208	19.72	19.36	19.29	19.12	19.10
SDSS143417	20.06	19.84	19.77	19.39	19.46
SDSS210358	18.03	17.65	17.56	17.51	17.63
SDSS214500	20.13	19.71	19.44	19.17	19.21
SDSS231812	20.19	19.90	19.61	19.60	19.47
SDSS232539	21.22	20.99	20.57	20.88	20.41
SDSS235347	20.88	20.51	20.11	20.11	20.17

2.7.1. Espectros 1D e 2D

Obtivermos 32 espectros 1D e 2D. Nas Figuras 2.28, 2.29, 2.30, 2.31, 2.32, 2.33, 2.34, 2.35, 2.36, 2.37, 2.38, 2.39, 2.40, 2.41, 2.42 e 2.43, apresentamos os espectros UVB (painéis superiores), VIS (painéis do meio) e NIR (painéis inferiores), com os respectivos espectros 1D e 2D de cada região espectral. E encontramos que duas das nossas galáxias são AGNs: SDSS001054 e SDSS005439, apresentando linhas largas, características deste tipo de objetos. Estas duas galáxias não são mais incluídas nas próximas análises deste trabalho.

⁷ <http://cas.sdss.org/dr7/en/tools/chart/list.asp>

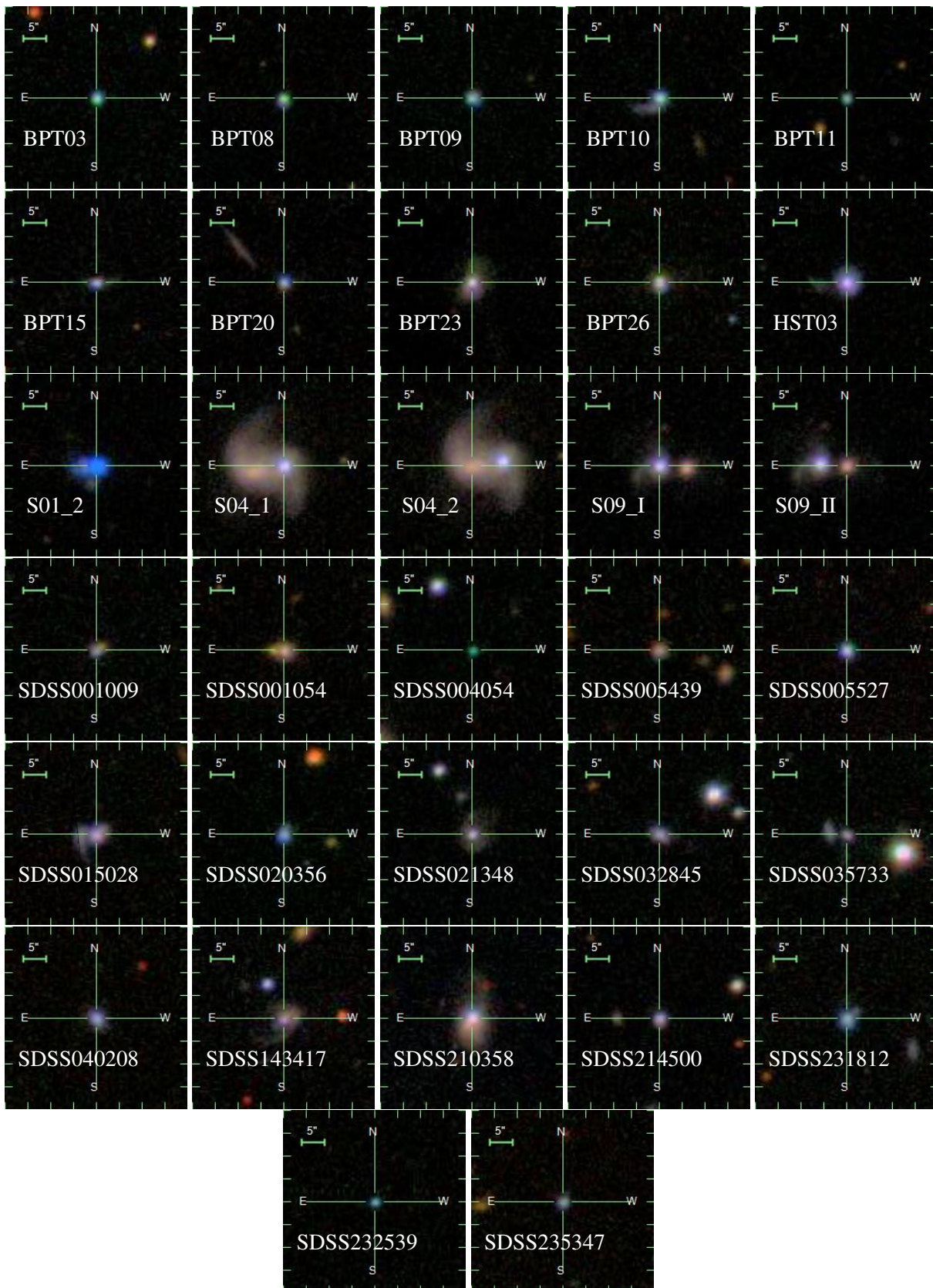


Figura 2.27.: Imagens das 32 galáxias estudadas, obtidas pelo SDSS no VIS (*SDSS Image List tool*). Pode-se observar diversas morfologias, desde galáxias compactas até morfologias que sugerem a presença de interações, *mergers* e *post-mergers*.

Figura 2.37.: Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS005439 e SDSS005527

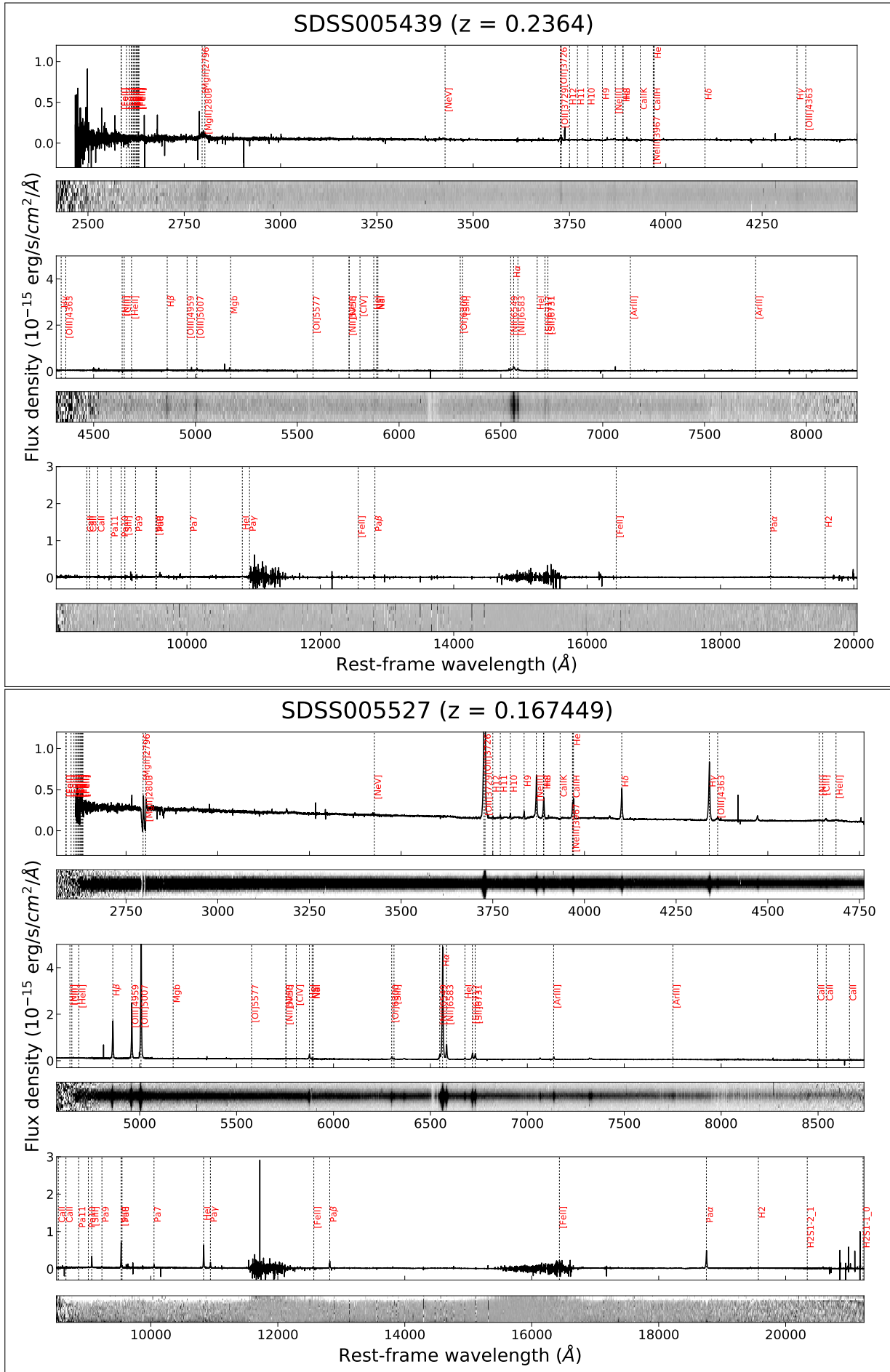


Figura 2.39.: Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS021348 e SDSS032845

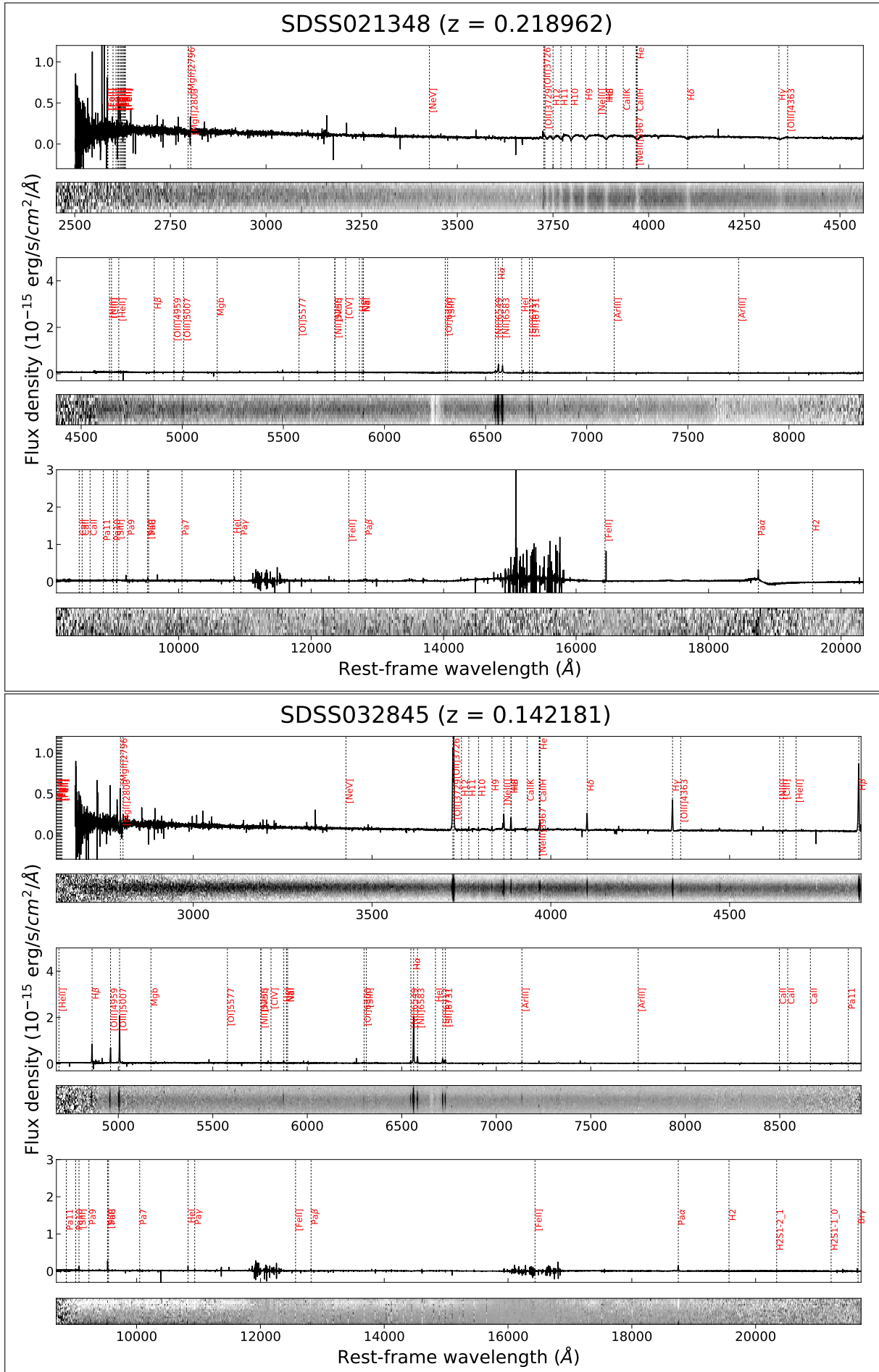
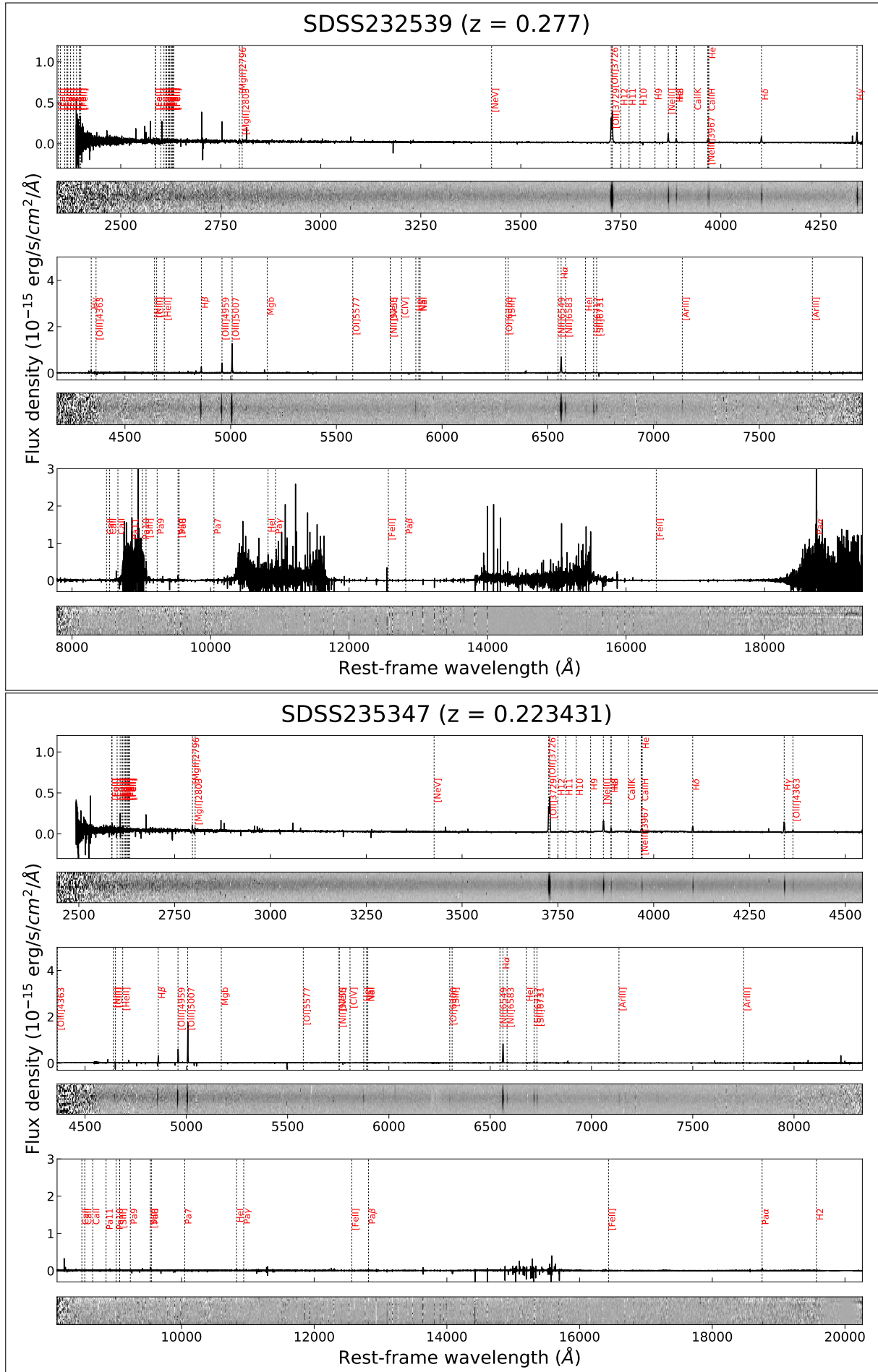


Figura 2.43.: Espectros 1D e 2D: UVB + VIS + NIR, das galáxias SDSS232539 e SDSS235347



2.7.2. Galáxias *starburst* e *post-starburst*

As galáxias *starburst* são caracterizadas pela presença de linhas de emissão nebular fortes na região do óptico de seus espectros, e por linhas de absorção em comprimentos de onda no ultravioleta. Essa dicotomia é atribuída ao fato de que os *starburst* são alimentados por estrelas massivas, $M \geq 10M_{\odot}$. Essas estrelas massivas emitem ftons que são absorvidos e re-emitidos nos ventos estelares, o que produz transições de ressonância ultravioleta, e assim, um espectro com linhas de absorção no ultravioleta. Porém, muitos desses ftons ionizantes emitidos pelas estrelas conseguem viajar por alguns *parsecs* (*pc*) antes de serem absorvidos pelo gás interestelar, e esse gás ionizado da origem ao espectro com linhas de emissão nebular, principalmente no VIS e no NIR. Também, perto do *Balmer jump*⁸ o espectro pode apresentar características de absorção devidas às fotosferas das estrelas massivas.

As propriedades radiativas das galáxias *starburst* são dominadas pelo seu conteúdo de estrelas massivas. Assim, estrelas O, B e A podem dominar a emissão do contínuo no VIS. O espectro de estrelas *early-type* possuem fortes linhas de absorção do Hidrogênio (linhas Balmer) e de Hélio neutro, e linhas metálicas muito fracas, mas a sua detecção na região do óptico é difícil, já que as absorções de H e HeI coincidem com linhas de emissão nebular. Contudo, as linhas da série Balmer com orders maiores, e algumas linhas de HeI (HeI λ 44922, HeI λ 4471, HeI λ 4388, HeI λ 4144, HeI λ 4121, HeI λ 4026, HeI λ 4009, HeI λ 3819), são detetadas em absorção em muitas galáxias *starburst* (González Delgado et al. 1999). $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$ são observadas principalmente em emissão, mas frequentemente apresentam asas em absorção superpostas às emissões nebulares (vide seção 3.1). E algumas linhas de emissão estão escondidas nas fortes absorções, assim, razões de linhas como: $([\text{OII}]3727 + [\text{OIII}]5007)/H\beta$ e $[\text{OIII}]5007/H\beta$, que são usadas ao estimar abundâncias químicas e o parâmetro de excitação em galáxias *starburst*, são afetadas. Mas através do uso de modelos de populações estelares (SSPs, vide seção 3.3), é possível identificar e ajustar as absorções, excluindo as linhas de emissão de Balmer, a fim de separar a absorção e a emissão.

Rodighiero et al. (2011) apresentam uma definição de galáxia *starburst* através da SFR em função da M_{*} , para amostras de galáxias em *redshift*: $1.5 < z < 2.5$; adotando como base dois modos de formação estelar: (1) um modo em que a formação estelar é relativamente constante, para galáxias tipo disco, definindo uma sequência principal no diagrama SFR vs. M_{*} , e (2) um modo de formação estelar para os *outliers* nessa sequência, com um *starburst* que é geralmente interpretado como sendo originado por fusões (*mergers*). A partir dos seus resultados é possível observar que as galáxias *starburst* possuem SFRs quatro vezes maiores que aquelas das galáxias da sequência principal (ver Figura 1 em Rodighiero et al. 2011).

Por outro lado, as galáxias *post-starburst* são galáxias que experimentaram um recente e forte surto de formação estelar (*starburst*) e subsequentemente uma rápida parada (*quenching*) da formação estelar (Wild et al. 2009). Pelo que estas galáxias também são conhecidas como galáxias de transição entre as sequências azul e vermelha, localizando-as no “*green valley*”. Por esta razão, essas galáxias são importantes no entendimento dos processos físicos responsáveis pela transição de uma sequência para a outra,

⁸ Também chamado de “descontinuidade de Balmer”, é a diferença de intensidade do espectro do contínuo estelar a ambos lados do limite da série Balmer do Hidrogênio ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H8$, $H9$, $H10$, $H11$, $H12$ e $H13$) em 3646 Å. Esta descontinuidade é causada por elétrons do segundo nível de energia do átomo de Hidrogênio que são ionizados completamente, o que cria uma absorção no contínuo em comprimentos de onda menores que 3646 Å.

em outras palavras, estas galáxias têm um papel fundamental no estudo da evolução de galáxias. Por sua vez, os rápidos tempos de *quenching* são geralmente associados a supernova *feedbacks*, depois de períodos de rápida formação estelar induzida por colisões de galáxias. Wild et al. (2009), a partir de simulações deduziram que essas galáxias são descendentes de fusões maiores ricas em gás, além de ser raras no Universo local e de uma importância global em alto *redshift*. Durante a fase *post-starburst* a luz integrada é dominada por estrelas B, sendo que o numero relativo de estrelas B respeito às estrelas A é alto. Muitas galáxias *post-starburst* apresentam sinais de fusões recentes ou *mergers* (González Delgado et al. 1999). Quando temos um *starburst* ou uma fusão de galáxias recente, os choques gerados pela fusão podem persistir através da fase *post-starburst*, e linhas de emissão são produzidas (French et al. 2017), como pode ser observado nos espectros das galáxias: BPT15, BPT20, HST03, SDSS015028, SDSS040208, SDSS210358, SDSS214500, SDSS231812 e SDSS235347, também a galáxia S09_I apresenta a linha H δ em emissão escondida entre a absorção (Figuras 2.45 e 2.46).

O método tradicional para identificar as galáxias *post-starburst* envolve a seleção de objetos que apresentem fortes linhas de Balmer em absorção, usualmente H β e H γ , a fim de identificar um *starburst* recente, e a identificação de emissão nebulosa não detectável, usualmente através de [OII] e H α , para ter certeza que a formação estelar parou.

Um exemplo claro de uma *post-starburst* nas nossas amostras de LBAs, é a galáxia S04_1, a qual apresenta no seu espectro as características típicas deste tipo de objetos, com linhas de absorção no UV (espectro registrado na Figura 2.33, panel superior), as linhas H β e H γ com fortes absorções (Figuras 2.44a e 2.44b), e poucas linhas de emissão, só o tripleto de H α e [NII]6549,6583 (Figura 2.44c), indicando que o processo de formação estelar ainda não parou totalmente e persiste durante a fase *post-starburst*. Esta galáxia faz parte de um sistema em fusão, evento responsável pelo surto de formação estelar, gerando supernovas, cujos *outflows* por sua vez devem ter removido material da galáxia, que sendo um objeto compacto ($R50_r = 1.55$ kpc, vide seção 4.3.1), pode ter perdido grande parte do seu reservatório de gás, ocasionando a diminuição da formação de estrelas e o subsequente período de baixa atividade, tornando-a em uma *post-starburst*.

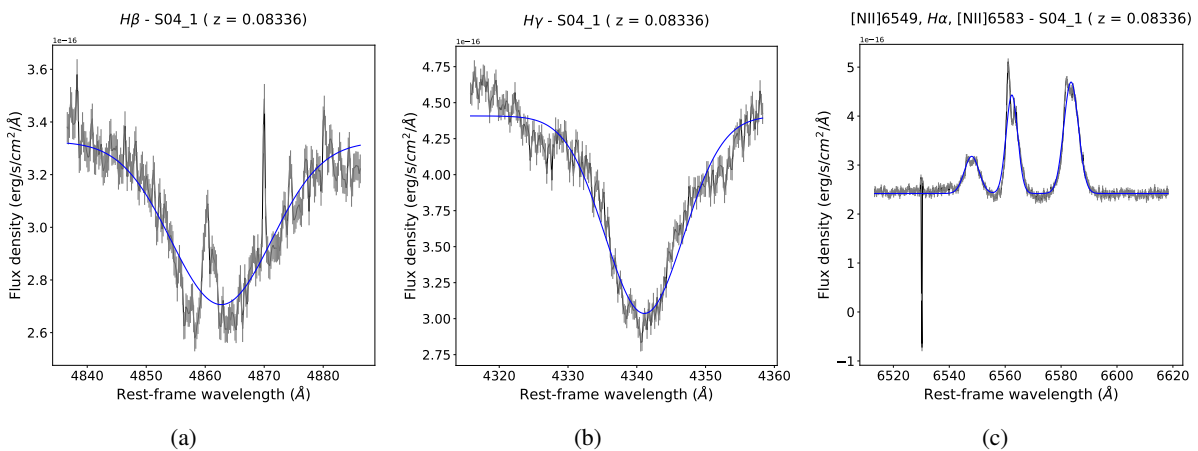


Figura 2.44.: Ajustes de linhas para a galáxia S04_1: (a) H β , (b) H γ , (c) tripleto: [NII]6549, H α , [NII]6583. As fortes absorções das linhas H β e H γ indicam um *starburst* recente, e a presença do tripleto H α , [NII]6549,6583, permite a verificação de que ainda a galáxia está experimentando formação estelar.

Wild et al. (2009), a partir das suas simulações concluem que o tempo de decaimento de um *starburst* deve ser curto, de aproximadamente 0.3 Gyr. As simulações também indicam que é requerida uma interação relativamente forte para produzir uma galáxia *post-starburst* (Cox et al. 2008), mas muitas das galáxias em fusão simuladas não forneceram como resultado um remanente de *post-starburst*. No entanto, para *mergers* maiores ricos em gás, os *starbursts* podem ocasionalmente ser fracos e/ou ter longos tempos de decaimento, pelo que não criam uma discontinuidade na SFR, condição que permite identifica-las na fase de *post-starburst*. Dessa maneira, as galáxias devem entrar na sequência vermelha através do “*green valley*” se as suas taxas de formação estelar continuam decaído. A partir de nossos espectros observados foram identificadas 16 galáxias com características *post-starburst*: BPT15, BTP20, BPT23, BPT26, HST03, S04_1, S04_2, S09_I, SDSS001009, SDSS015028, SDSS021348, SDSS040208, SDSS210358, SDSS214500, SDSS231812 e SDSS235347, com base nas linhas em absorção: H δ , H8 (λ 3889.05), H9 (λ 3835.39), H10 (λ 3797.90), H11 (λ 3770.63), H12 (λ 3750.15), CaIIK (λ 3933.66), CaIIH (λ 3968.47), [NeIII] λ 3869 e [NeIII] λ 3967, no intervalo de comprimento de onda entre 3750 Å e 4140 Å. Nas Figuras 2.45 e 2.46, observamos os espectros destas galáxias, com as linhas em absorção características deste tipo de objetos. Pelo anteriormente estudado, esperamos que a maioria destes objetos sejam sistemas em fusão (*mergers*), com $\log(M/M_{\odot}) < 10.5$, e idades e SFRs intermediárias, entre os valores típicos para galáxias *quiescent* e *star-forming*.

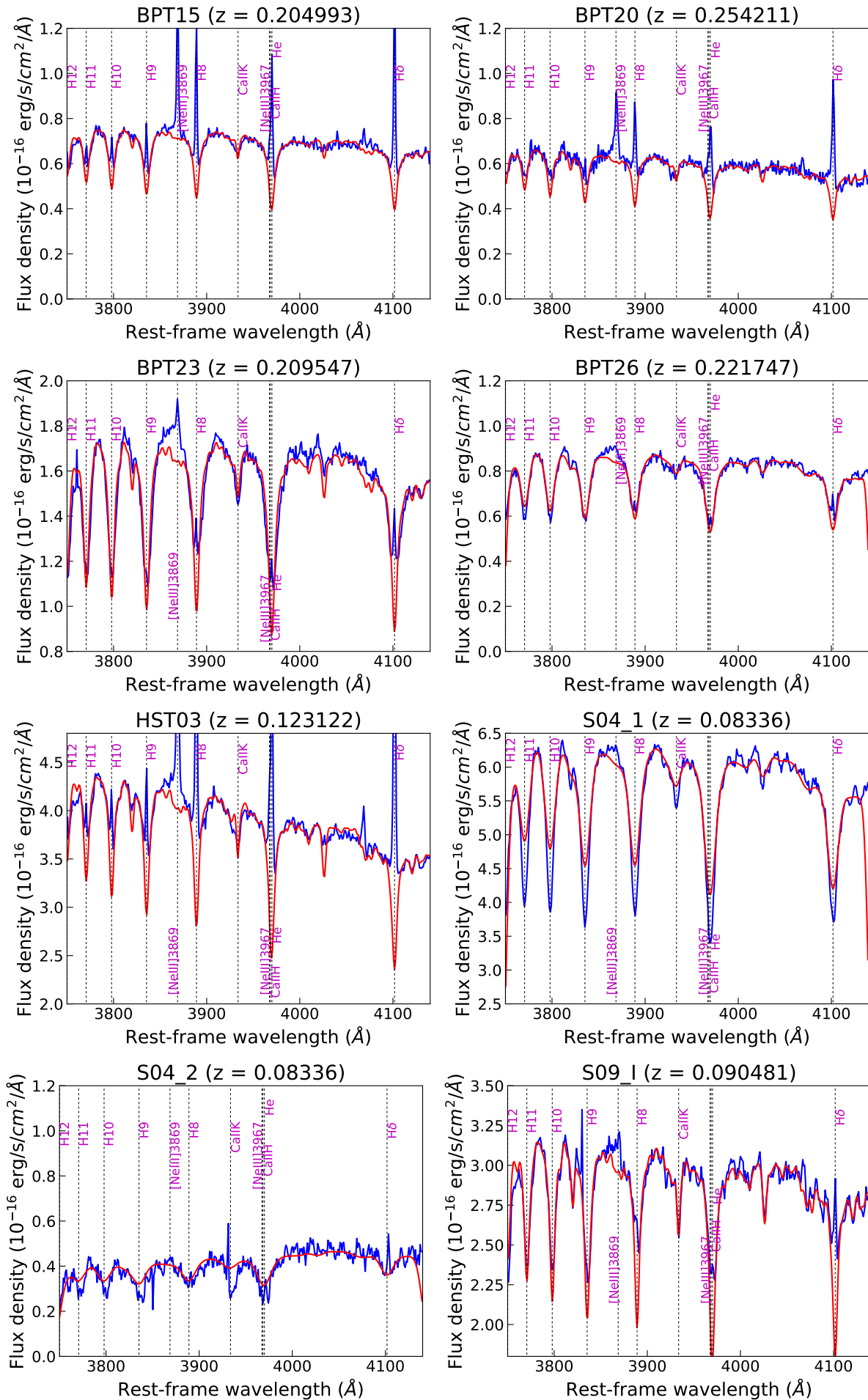


Figura 2.45.: Espectros *rest-frame* de LBAs que apresentam características de galáxias *post-starburst*, no intervalo 3750 - 4140 Å. As curvas vermelhas correspondem aos ajustes de modelos SSPs (vide seção 3.3).

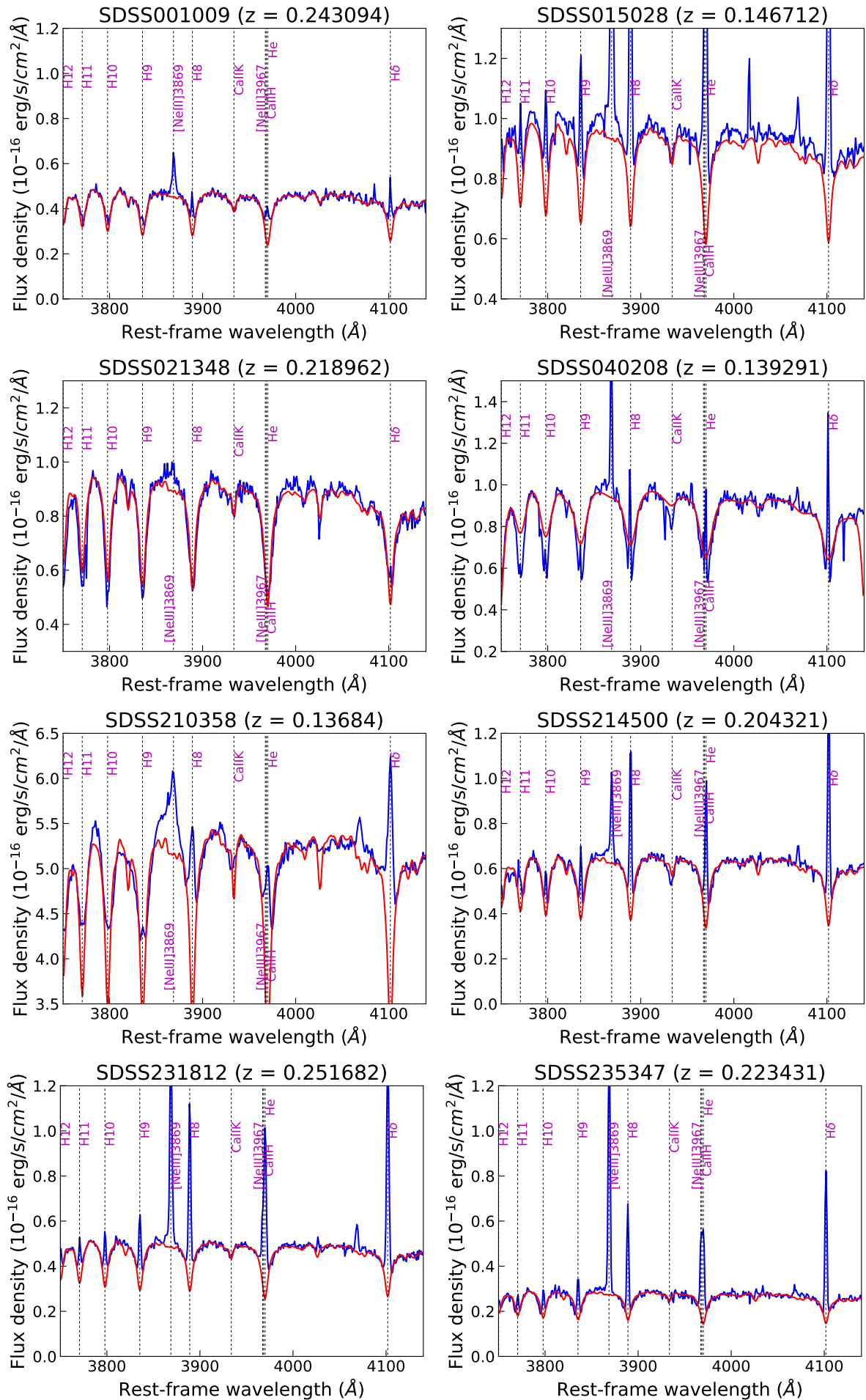


Figura 2.46.: Idem Figura 2.45. Espectros *rest-frame* de LBAs que apresentam características de *post-starburst*, no intervalo 3750-4140 Å. As curvas vermelhas correspondem aos ajustes de modelos SSPs (vide seção 3.3).

3 Medida de linhas espectrais e ajustes do contínuo

Neste capítulo, apresentaremos os resultados das medidas dos fluxos das linhas de emissão presentes nos espectros, obtidos em base a ajustes Gaussianos (seção 3.1), a fim de poder determinar futuramente outros parâmetros, como as luminosidades das diferentes linhas, que por sua vez permitem obter valores como: o *redshift* dos objetos, a SFR (para a qual podemos usar diferentes indicadores, baseados em linhas como $H\alpha$, $Pa\alpha$, $22\mu\text{m}$, FUV), e a taxa de supernovas (através das linhas $[\text{FeII}]1.26\mu\text{m}$ e $[\text{FeII}]1.6\mu\text{m}$). Também as abundâncias químicas das galáxias podem ser estudadas a partir de varios métodos de determinação: método direto e métodos de linhas fortes (capítulo 5), os quais fazem uso dos fluxos de linhas chave como: $[\text{OII}]$, $[\text{OIII}]$, $[\text{NII}]$, $H\alpha$, $H\beta$, $[\text{SII}]$ (importante na obtenção de n_e), entre outras.

Do mesmo modo, iremos a analisar a importância da medida de linhas de absorção (seção 3.2), indispensáveis na identificação de populações *post-starburst* (com a série de Balmer e linhas de He neutro), e na determinação da ocorrência de *outflows* e suas velocidades, colunas de densidade e perda de massa (por meio do dubleto de $[\text{MgII}]2796,2803$). Assim como os processos de ajustes de modelos SSP (seção 3.3), importantes na obtenção de idades, metalicidades e massas das populações estelares que compõem as galáxias. Estes modelos também permitem realizar a correção pela absorção do contínuo estelar que sofrem algumas linhas, como: $H\alpha$ e $H\beta$ (seção 3.4).

3.1. Medidas de linhas de emissão

Para cada galáxia foi medido ao longo do espectro (UVB, VIS e NIR) o maior número de linhas de emissão possível. As suas FWHMs (*Full Width at Half Maximum*) foram determinadas a partir de ajustes¹ de perfis Gaussianos às linhas de emissão. A Figura 3.1 apresenta um exemplo desses ajustes para a linha $H\beta$, o dubleto de Oxigênio $[\text{OII}]3726,3729$ e para o tripleto $[\text{NII}]6549$, $H\alpha$, $[\text{NII}]6583$, no espectro da galáxia SDSS231812.

¹ Observamos que algumas linhas de emissão podem exibir asas laterais deslocadas para o azul, devido à ocorrência de ventos (Overzier et al. 2009). Mas, a contribuição dessas asas não é significativa para o fluxo total, pelo que decidimos não incluir essa componente (ver Figuras 3.1 e 3.2).

As linhas $H\gamma$, [OIII]4363, $H\beta$, [SIII]9068, $Pa\beta$, $Pa\alpha$, $Br\gamma$, [FeII]1.26 μm e [FeII]1.6 μm , foram ajustadas usando perfis Gaussianos com FWHM, σ e intensidades independentes. Para os dupletos [OII]3726,3729, [OIII]4959,5007, [OI]6300 e [SIII]6312, [SII]6717,6731, [OII]7319,7330, [SIII]9531 e $Pa8$, foram usados dois perfis Gaussianos juntos. Já o tripleto $H\alpha$ e [NII]6548,6583, foi ajustado usando três perfis Gaussianos juntos. As FWHM das linhas [NII]6548 e [NII]6583 foram mantidas sendo a mesma, e a razão da intensidade: [NII]6548/[NII]6583, foi fixada em 3:1, como requerido pela estrutura do nível de energia do íon [NII] (Osterbrock 1989).

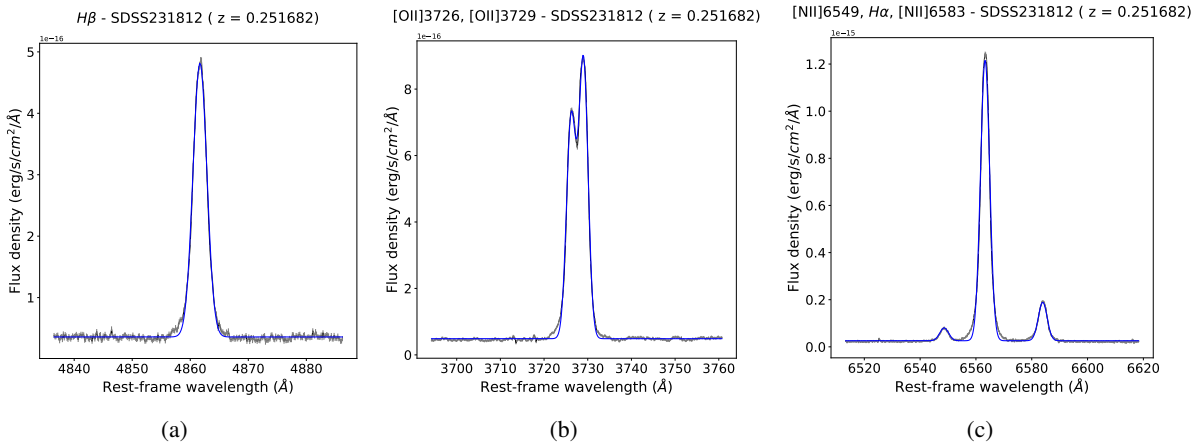


Figura 3.1.: Ajustes de linhas para a galáxia SDSS231812: (a) $H\beta$, (b) dupletto: [OII]3726,3729, e (c) tripleto: [NII]6549, $H\alpha$, [NII]6583.

Os gráficos correspondentes aos ajustes de todas as linhas medidas nas duas amostras de LBAs, encontram-se nas Figuras A.1 a A.40. E os valores dos fluxos de cada linha, assim como os erros correspondentes, encontram-se na Tabela 3.1. Para algumas galáxias não foram detetadas algumas linhas ou não foi possível realizar a sua medida.

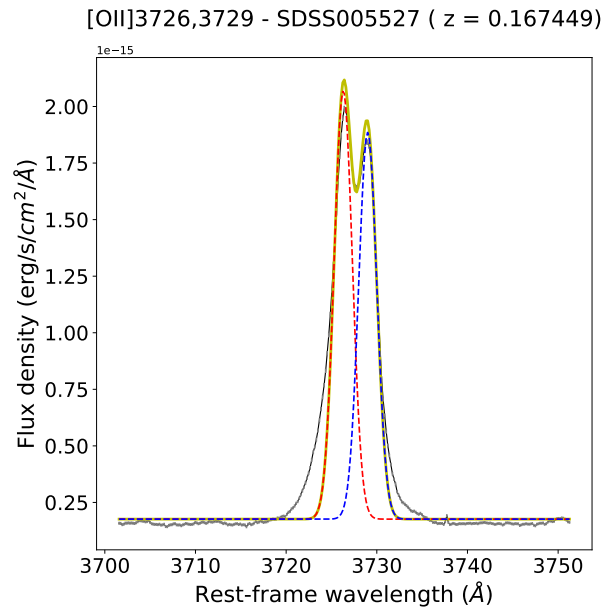


Figura 3.2: Ajustes de linha para o dupletto: [OII]3726,3729, correspondente à galáxia SDSS005527. As curvas pontilhadas vermelha e azul correspondem aos ajustes Gaussianos para as duas linhas do dupletto separadamente, e a curva sólida amarela é o ajuste total.

Como mencionado antes, estas medidas de fluxos são essenciais na determinação de vários parâmetros físicos das galáxias, e um tópico muito importante neste trabalho é a determinação de abundâncias, que será estudado no Capítulo 5. O dupletto [OII]3726,3719 é muito usado neste processo; mas, em alguns

casos surgiu a dúvida de se o processo de medida dos seus fluxos era confiável, pelo que para algumas galáxias em vez de usar duas Gaussianas juntas no ajuste, usamos dois perfis Gaussianos ajustados separadamente às duas linhas que compõem o dubleto. E encontramos que para a galáxia SDSS005527 realmente é necessário medir os fluxos por separado. Assim, o fluxo deste dubleto para esta galáxia foi redeterminado, e na Figura 3.2 é apresentado o ajuste realizado.

Por outro lado, Curti *et al.* (2017) ao medir a linha [OIII]4363 nos seus espectros detectaram uma característica próxima a 4360 Å, que se misturava com a linha de Oxigênio, especialmente para altas metalicidades. Nós encontramos que ao medir o fluxo da linha [OIII]4363 nos espectros das galáxias: BPT15, HST03, SDSS015028 e SDSS231812, o fluxo é superestimado devido à contribuição da linha [FeII]4360, o que afeta diretamente as medidas de temperaturas: $T_e(\text{OIII})$ e $T_e(\text{OII})$, e das abundâncias determinadas pelo método direto destes objetos.

Tabela 3.1.: Medidas de fluxos de linhas (10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$)

ID	[NII]6549	H α	[NII]6583	H β	H γ
BPT03	18.53 \pm 0.23	1346.52 \pm 1.19	55.58 \pm 0.29	350.98 \pm 1.06	157.02 \pm 0.52
BPT08	44.78 \pm 0.55	1534.69 \pm 1.75	134.34 \pm 0.77	404.39 \pm 1.74	181.32 \pm 0.66
BPT09	23.80 \pm 0.25	1047.85 \pm 1.06	71.40 \pm 0.33	252.87 \pm 1.57	114.09 \pm 0.51
BPT10	56.20 \pm 0.47	2198.07 \pm 2.42	168.61 \pm 0.61	715.07 \pm 1.94	229.04 \pm 0.78
BPT11	15.99 \pm 0.23	627.84 \pm 0.83	47.98 \pm 0.31	169.27 \pm 1.14	58.37 \pm 0.35
BPT15	30.36 \pm 0.31	385.64 \pm 0.85	91.07 \pm 0.40	101.87 \pm 0.79	32.99 \pm 0.34
BPT20	55.63 \pm 0.43	386.64 \pm 0.84	166.89 \pm 0.55	88.30 \pm 0.90	26.51 \pm 0.49
BPT23	60.00 \pm 0.60	336.26 \pm 0.89	179.99 \pm 0.80	54.64 \pm 1.11	7.36 \pm 0.36
BPT26	38.78 \pm 0.36	174.37 \pm 0.59	116.35 \pm 0.47	20.12 \pm 0.57	2.91 \pm 0.20
HST03	197.43 \pm 0.76	2263.76 \pm 1.95	592.28 \pm 0.96	375.75 \pm 1.10	188.87 \pm 0.99
S01_2	4.56 \pm 0.33	6021.25 \pm 4.85	13.67 \pm 0.46	1592.97 \pm 2.41	893.29 \pm 2.02
S04_2	38.01 \pm 0.60	181.56 \pm 0.91	114.03 \pm 0.79	31.16 \pm 0.59	8.98 \pm 0.61
S09_I	199.37 \pm 1.25	662.48 \pm 1.71	598.10 \pm 1.58	96.93 \pm 0.89	24.17 \pm 0.77
S09_II	28.90 \pm 0.58	200.58 \pm 0.98	86.71 \pm 0.78	36.17 \pm 0.52	21.03 \pm 0.56
SDSS001009	6.27 \pm 0.21	108.92 \pm 0.45	18.80 \pm 0.30	26.38 \pm 0.58	7.14 \pm 0.23
SDSS001054	37.41 \pm 0.60	154.17 \pm 1.04	112.23 \pm 0.86	22.17 \pm 1.46	8.13 \pm 0.69
SDSS004054	5.03 \pm 0.17	401.34 \pm 0.66	15.09 \pm 0.24	127.64 \pm 0.60	54.14 \pm 1.83
SDSS005439	23.69 \pm 0.37	147.93 \pm 0.63	71.06 \pm 0.53	34.29 \pm 1.14	7.08 \pm 0.38
SDSS005527	116.01 \pm 0.59	2625.57 \pm 2.07	348.03 \pm 0.76	643.95 \pm 1.69	257.71 \pm 0.77
SDSS015028	71.04 \pm 0.46	1036.89 \pm 1.23	213.11 \pm 0.60	246.81 \pm 2.74	106.95 \pm 0.46
SDSS020356	14.34 \pm 0.22	621.73 \pm 0.82	43.02 \pm 0.30	181.86 \pm 1.15	81.30 \pm 0.51
SDSS021348	36.83 \pm 0.49	134.20 \pm 0.67	110.48 \pm 0.65	11.28 \pm 0.56	0.52 \pm 0.15
SDSS032845	32.20 \pm 0.33	716.13 \pm 0.91	96.60 \pm 0.44	222.76 \pm 0.80	89.30 \pm 0.39
SDSS035733	21.37 \pm 0.29	359.21 \pm 0.73	64.12 \pm 0.41	81.19 \pm 0.75	41.30 \pm 0.33
SDSS040208	9.08 \pm 0.22	228.94 \pm 0.56	27.25 \pm 0.29	67.05 \pm 0.53	24.33 \pm 0.26
SDSS143417	52.77 \pm 0.45	443.14 \pm 0.99	158.31 \pm 0.58	105.47 \pm 1.60	43.78 \pm 0.51
SDSS210358	515.29 \pm 1.18	2014.22 \pm 1.98	1545.87 \pm 1.53	661.91 \pm 2.50	213.41 \pm 1.27
SDSS214500	37.49 \pm 0.32	511.45 \pm 0.85	112.48 \pm 0.43	125.21 \pm 0.80	50.07 \pm 0.34
SDSS231812	21.64 \pm 0.26	488.55 \pm 0.70	64.91 \pm 0.35	133.54 \pm 0.71	59.33 \pm 0.43
SDSS232539	5.62 \pm 0.25	221.17 \pm 0.68	16.87 \pm 0.35	62.57 \pm 0.69	25.52 \pm 0.45
SDSS235347	3.58 \pm 0.17	269.96 \pm 0.59	10.73 \pm 0.24	75.07 \pm 0.93	32.89 \pm 0.27

Observação:

- Todos os fluxos das linhas foram corrigidos pela extinção da Via Láctea. Mas, não são incluídas ainda as correções por poeira, nem pela absorção do contínuo estelar.

- Os erros não incluem a contribuição da incerteza na calibração de fluxo absoluto, estimada em 10% a 20%.

Tabela 3.1.: Medidas de fluxos de linhas (10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$) - Continuação

ID	[OIII]4363	[OII]3726	[OII]3729	[OIII]4959	[OIII]5007
BPT03	24.74 ± 0.28	245.93 ± 0.62	283.19 ± 0.68	760.98 ± 1.02	2240.67 ± 2.44
BPT08	23.24 ± 0.39	322.12 ± 1.20	337.19 ± 1.26	819.59 ± 1.26	2507.20 ± 2.62
BPT09	12.38 ± 0.34	186.71 ± 0.66	222.19 ± 0.72	449.40 ± 0.92	1379.62 ± 1.93
BPT10	19.93 ± 0.40	640.42 ± 1.38	584.50 ± 1.31	1249.73 ± 2.01	3733.66 ± 3.73
BPT11	6.86 ± 0.23	119.67 ± 0.55	147.16 ± 0.61	308.15 ± 0.67	938.75 ± 1.36
BPT15*	4.70 ± 0.51	119.68 ± 0.53	114.79 ± 0.52	88.63 ± 0.57	264.86 ± 0.96
BPT20	70.17 ± 0.61	59.27 ± 0.57	59.93 ± 0.56	179.44 ± 0.91
BPT23	63.74 ± 1.29	83.48 ± 1.30	19.62 ± 0.71	53.57 ± 1.00
BPT26	10.24 ± 0.34	10.59 ± 0.34	4.29 ± 0.32	14.53 ± 0.58
HST03*	24.77 ± 1.22	495.76 ± 1.49	435.97 ± 1.39	374.46 ± 3.38	1109.10 ± 3.06
S01_2	257.25 ± 1.17	195.95 ± 1.24	243.25 ± 1.43	2157.74 ± 2.27	6049.97 ± 5.13
S04_2	27.12 ± 1.48	36.55 ± 1.51	4.60 ± 0.40	11.94 ± 0.68
S09_I	36.35 ± 1.40	24.77 ± 1.23	14.60 ± 0.56	34.77 ± 0.89
S09_II	4.86 ± 0.72	105.90 ± 1.27e7	170.04 ± 1.27e7	35.02 ± 0.40	100.15 ± 0.77
SDSS001009	32.40 ± 0.35	45.66 ± 0.40	23.33 ± 0.38	62.64 ± 0.63
SDSS001054	8.39 ± 2.10	14.17 ± 1.63	24.05 ± 0.84	58.00 ± 1.27
SDSS004054	8.60 ± 0.80	85.56 ± 0.31	107.17 ± 0.35	260.71 ± 0.61	784.40 ± 1.29
SDSS005439	10.32 ± 0.35	6.63 ± 0.30	10.06 ± 0.61	33.00 ± 1.14
SDSS005527	19.20 ± 0.56	474.58 ± 0.67	428.46 ± 0.64	842.72 ± 1.49	2546.21 ± 2.83
SDSS015028*	10.71 ± 0.59	206.24 ± 0.84	243.48 ± 0.89	197.55 ± 0.76	597.14 ± 2.04
SDSS020356	5.65 ± 0.31	200.54 ± 0.55	247.91 ± 0.63	230.98 ± 0.75	686.96 ± 1.79
SDSS021348	12.31 ± 0.67	8.89 ± 0.62	7.74 ± 0.51	19.20 ± 0.78
SDSS032845	4.86 ± 0.32	209.76 ± 0.59	259.26 ± 0.67	168.39 ± 0.60	538.03 ± 1.27
SDSS035733	100.81 ± 0.49	126.55 ± 0.54	44.76 ± 0.52	138.46 ± 0.74
SDSS040208	100.60 ± 0.40	141.85 ± 0.49	61.03 ± 0.45	191.36 ± 0.94
SDSS143417	66.63 ± 0.54	83.09 ± 0.62	24.14 ± 0.50	71.13 ± 0.99
SDSS210358	726.44 ± 2.42	86.05 ± 1.34	249.58 ± 1.64	677.09 ± 2.79
SDSS214500	132.35 ± 0.50	158.83 ± 0.55	54.90 ± 0.52	168.11 ± 0.79
SDSS231812*	5.86 ± 0.58	174.89 ± 0.57	221.27 ± 0.63	124.61 ± 0.51	378.17 ± 0.89
SDSS232539	58.10 ± 0.33	71.83 ± 0.37	86.27 ± 0.40	266.37 ± 0.83
SDSS235347	5.26 ± 0.22	72.27 ± 0.44	99.91 ± 0.51	136.13 ± 0.46	415.61 ± 0.99

Observação:

- Todos os fluxos das linhas foram corrigidos pela extinção da Via Láctea. Mas, não são incluídas ainda as correções por poeira, nem pela absorção do contínuo estelar.

- Os erros não incluem a contribuição da incerteza na calibração de fluxo absoluto, estimada em 10% a 20%.

* Galáxias para as quais encontramos que o fluxo de [OIII]4363 pode estar superestimado devido à poluição da linha [FeII]4360.

Tabela 3.1.: Medidas de fluxos de linhas (10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$) - Continuação

ID	[OI]6300	[SIII]6312	[SII]6717	[SII]6731
BPT03	21.99 ± 0.27	6.80 ± 0.15	63.46 ± 0.29	51.94 ± 0.26
BPT08	33.39 ± 0.56	6.92 ± 0.28	68.54 ± 0.39	63.23 ± 0.37
BPT09	17.66 ± 0.25	3.80 ± 0.14	51.27 ± 0.29	42.97 ± 0.26
BPT10	39.17 ± 0.43	9.70 ± 0.22	130.04 ± 0.46	108.79 ± 0.41
BPT11	10.93 ± 0.24	3.06 ± 0.14	36.32 ± 0.27	28.94 ± 0.24
BPT15	9.32 ± 0.34	36.95 ± 0.27	32.81 ± 0.24
BPT20	9.06 ± 0.49	30.99 ± 0.38	28.94 ± 0.36
BPT23	60.43 ± 0.51	49.52 ± 0.47
BPT26	5.34 ± 0.28	18.96 ± 0.23	20.01 ± 0.25
HST03	34.14 ± 0.55	4.95 ± 0.29	161.51 ± 0.68	153.13 ± 0.60
S01_2	15.91 ± 0.77	14.95 ± 0.54	46.48 ± 0.45	36.93 ± 0.39
S04_1
S04_2	11.30 ± 0.77	41.06 ± 0.84	34.26 ± 0.72
S09_I	7.28 ± 0.88	38.69 ± 0.62	47.97 ± 0.72
S09_II	22.69 ± 0.92	53.65 ± 0.61	45.46 ± 0.57
SDSS001009	2.32 ± 0.24	15.81 ± 0.35	12.35 ± 0.30
SDSS001054	18.08 ± 12888.0	17.20 ± 0.64	14.10 ± 0.56
SDSS004054	5.65 ± 0.02	1.87 ± 0.11	19.99 ± 0.22	15.10 ± 0.18
SDSS005439	4.03 ± 0.38	13.43 ± 0.43	11.00 ± 0.36
SDSS005527	56.20 ± 0.48	8.76 ± 0.26	160.28 ± 0.53	143.81 ± 0.50
SDSS015028	23.52 ± 0.42	2.11 ± 0.25	100.39 ± 0.40	81.16 ± 0.39
SDSS020356	11.63 ± 0.25	2.12 ± 0.13	52.98 ± 0.35	40.08 ± 0.29
SDSS021348	2.77 ± 0.38	11.92 ± 0.30	13.04 ± 0.31
SDSS032845	12.94 ± 0.37	2.66 ± 0.21	69.04 ± 0.36	53.32 ± 0.29
SDSS035733	7.81 ± 0.38	46.18 ± 0.31	35.05 ± 0.27
SDSS040208	6.85 ± 0.30	0.93 ± 0.16	32.07 ± 0.33	22.18 ± 0.25
SDSS143417	5.21 ± 0.35	50.05 ± 0.40	39.68 ± 0.35
SDSS210358	54.27 ± 0.90	14.65 ± 0.90	142.14 ± 0.81
SDSS214500	10.19 ± 0.34	67.01 ± 0.33	51.33 ± 0.28
SDSS231812	18.34 ± 0.40	2.52 ± 0.20	64.06 ± 0.38	49.01 ± 0.31
SDSS232539	4.07 ± 0.27	18.36 ± 0.26	11.71 ± 0.21
SDSS235347	6.38 ± 0.22	1.28 ± 0.13	21.90 ± 0.22	15.74 ± 0.18

Observação:

- Todos os fluxos das linhas foram corrigidos pela extinção da Via Láctea. Mas, não são incluídas ainda as correções por poeira, nem pela absorção do contínuo estelar.

- Os erros não incluem a contribuição da incerteza na calibração de fluxo absoluto, estimada em 10% a 20%.

Tabela 3.1.: Medidas de fluxos de linhas (10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$) - Continuação

ID	[OII]7319	[OII]7330	[SIII]9068	[SIII]9531	Paschen-8
BPT03	11.88 ± 0.19	9.95 ± 0.17	66.50 ± 1.77	183.13 ± 1.35	17.51 ± 0.53
BPT08	20.25 ± 0.44	17.18 ± 0.35	97.20 ± 2.78	281.01 ± 3.51	31.05 ± 1.47
BPT09	9.37 ± 0.24	7.66 ± 0.22	64.98 ± 2.36	152.65 ± 2.04	12.93 ± 1.03
BPT10	22.10 ± 0.26	17.75 ± 0.22	177.42 ± 2.03	471.56 ± 2.69	31.62 ± 1.37
BPT11	5.95 ± 0.21	4.69 ± 0.18	41.30 ± 2.26	107.26 ± 2.16	9.79 ± 1.29
BPT15	4.13 ± 0.22	3.24 ± 0.23	32.21 ± 1.32	81.00 ± 1.86	5.09 ± 0.78
BPT20	4.94 ± 0.36	3.46 ± 0.31	38.72 ± 2.37	104.31 ± 1.71
BPT23	21.08 ± 3.11	46.21 ± 3.07
BPT26	21.28 ± 1.59	52.70 ± 1.43	2.38 ± 0.63
HST03	21.58 ± 0.42	17.08 ± 0.38	181.57 ± 6.97	479.29 ± 3.20	24.67 ± 1.74
S01_2	12.97 ± 0.31	9.92 ± 0.26	85.43 ± 0.58	197.83 ± 0.91	61.68 ± 0.51
S04_2	36.80 ± 3.40
S09_I	4.56 ± 0.57	4.88 ± 0.64	60.19 ± 1.63	197.24 ± 2.48
S09_II	11.97 ± 1.39	88.59 ± 2.02
SDSS001009	3.01 ± 1.43	18.01 ± 1.48	3.20 ± 0.93
SDSS001054
SDSS004054	3.22 ± 0.30	2.77 ± 0.27	26.25 ± 1.23	62.68 ± 1.58	5.42 ± 0.69
SDSS005439	10.33 ± 2.16	2.72 ± 1.14
SDSS005527	34.30 ± 0.32	26.71 ± 0.27	195.43 ± 2.23	441.48 ± 2.69
SDSS015028	7.85 ± 0.33	6.72 ± 0.30	85.69 ± 2.24	205.10 ± 1.93	14.45 ± 0.91
SDSS020356	5.09 ± 0.20	4.28 ± 0.18	45.23 ± 1.50	95.02 ± 2.72
SDSS021348	14.56 ± 1.90	30.46 ± 1.48
SDSS032845	6.11 ± 0.27	5.19 ± 0.25	51.48 ± 2.43	123.16 ± 1.55	6.86 ± 0.73
SDSS035733	3.24 ± 0.26	3.05 ± 0.25	23.80 ± 1.53	63.73 ± 1.77	4.59 ± 0.86
SDSS040208	2.64 ± 0.25	1.71 ± 0.20	11.57 ± 2.22	33.39 ± 1.56
SDSS143417	25.51 ± 1.28	61.05 ± 1.55	3.58 ± 0.56
SDSS210358	55.74 ± 2.01	36.65 ± 2.25	405.92 ± 5.01	9425.25 ± 1.36e8
SDSS214500	4.27 ± 0.26	3.34 ± 0.30	35.87 ± 1.98	94.44 ± 1.34	6.34 ± 0.76
SDSS231812	5.85 ± 0.28	4.49 ± 0.24	31.15 ± 2.46	100.53 ± 1.42	7.63 ± 0.78
SDSS232539	12.60 ± 1.52	35.55 ± 1.39	2.31 ± 0.72
SDSS235347	2.88 ± 0.20	2.50 ± 0.17	18.38 ± 1.86	43.03 ± 1.37	2.71 ± 0.99

Observação:

- Todos os fluxos das linhas foram corrigidos pela extinção da Via Láctea. Mas, não são incluídas ainda as correções por poeira, nem pela absorção do contínuo estelar.

- Os erros não incluem a contribuição da incerteza na calibração de fluxo absoluto, estimada em 10% a 20%.

Tabela 3.1.: Medidas de fluxos de linhas (10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$) - Continuação

ID	Pa β	Pa α	Bry	[FeII]1.2567 μ m	[FeII]1.6436 μ m
BPT03	125.00 \pm 1.39	345.00 \pm 4.96	8.70 \pm 0.52	6.65 \pm 0.63
BPT08	108.00 \pm 1.40	230.00 \pm 2.48
BPT09	73.80 \pm 0.68	188.00 \pm 1.50	6.41 \pm 1.10
BPT10	211.00 \pm 1.17	483.00 \pm 1.44
BPT11	49.20 \pm 1.09	182.00 \pm 3.11	5.26 \pm 0.73
BPT15	31.80 \pm 0.50	88.10 \pm 2.06	8.40 \pm 0.79	7.27 \pm 0.85
BPT20	38.10 \pm 1.13	104.00 \pm 4.16	9.66 \pm 1.08
BPT23	26.70 \pm 1.69	122.00 \pm 10.70	15.07 \pm 1.55	14.61 \pm 2.03
BPT26	53.50 \pm 0.66	185.00 \pm 1.68	17.41 \pm 0.54
HST03	226.00 \pm 3.72	468.00 \pm 1.99
S01_2	2960.00 \pm 14.40	25.10 \pm	227.00 \pm 3.48	3.93 \pm 0.38
S04_1	3.24 \pm	49.20 \pm 6.84
S04_2	-9.54 \pm 4.08	125.00 \pm 1.03	14.51 \pm 0.93
S09_I	78.20 \pm 3.49	302.00 \pm 0.95	30.70 \pm 2.47	26.31 \pm 0.76
S09_II	25.20 \pm 3.92	47.40 \pm 0.90	9.73 \pm 0.89
SDSS001009	7.28 \pm 0.81	18.40 \pm 2.59
SDSS001054	17.80 \pm 1.60	75.50 \pm 9.33
SDSS004054	18.80 \pm 0.43	43.20 \pm 3.30
SDSS005439	8.29 \pm 1.31	36.20 \pm 5.68
SDSS005527	188.00 \pm 0.87	553.00 \pm 1.55	23.30 \pm 0.97
SDSS015028	65.40 \pm 1.25	206.00 \pm 1.18	14.70 \pm 1.01
SDSS020356	40.90 \pm 1.04	102.00 \pm 1.21	2.50 \pm 0.38
SDSS021348	23.60 \pm 1.09	196.00 \pm 4.51	9.37 \pm 0.68
SDSS032845	32.00 \pm 0.49	136.00 \pm 1.05
SDSS035733	28.90 \pm 1.35	91.30 \pm 2.42	6.45 \pm 0.84
SDSS040208	9.97 \pm 1.59	35.90 \pm 0.93
SDSS143417	33.20 \pm 0.55	67.20 \pm 0.74	40.50 \pm 1.02
SDSS210358	279.00 \pm 1.83	1100.00 \pm 4.11
SDSS214500	43.50 \pm 0.65	136.00 \pm 2.03	10.60 \pm 0.84	10.30 \pm 0.72
SDSS231812	45.00 \pm 0.89	131.00 \pm 3.33	7.80 \pm 0.84
SDSS232539	12.50 \pm 0.61	2820.00 \pm 1840.00
SDSS235347	25.50 \pm 0.77	63.40 \pm 2.23	3.00 \pm 0.66

Observação:

- Todos os fluxos das linhas foram corrigidos pela extinção da Via Láctea. Mas, não são incluídas ainda as correções por poeira, nem pela absorção do contínuo estelar.
- Os erros não incluem a contribuição da incerteza na calibração de fluxo absoluto, estimada em 10% a 20%.

3.2. Medidas de linhas de absorção

Ao observar os espectros de galáxias vemos que muitas linhas aparecem em absorção, fato atribuído a varios fatores, como as atmosferas estelares ou a dinâmica estelar. Por exemplo, no caso de estrelas massivas (*early type*), responsáveis pela geração de ventos e *outflows*, o material perdido pela estrela é

lançado ao ISM, o que forma regiões de gás ionizado ao redor das estrelas, e assim, quando a radiação atravessa o material circunstar em nossa direção, sofre absorção e o fluxo original da linha muda consideravelmente (vide seção 6.4.1). Na seção 2.7.2, foi analisada a geração de linhas de absorção nos espectros de galáxias *starburst* e *post-starburst*, principalmente no UV, com as linhas da série Balmer: $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, H8, H9, H10, H11, H12 e H13, e linhas de He neutro como: $\text{HeI}\lambda 44922$, $\text{HeI}\lambda 4471$, $\text{HeI}\lambda 4388$, $\text{HeI}\lambda 4144$, $\text{HeI}\lambda 4121$, $\text{HeI}\lambda 4026$, $\text{HeI}\lambda 4009$ e $\text{HeI}\lambda 3819$.

Algumas linhas como $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$, que principalmente são observadas em emissão, frequentemente apresentam asas em absorção superpostas às emissões nebulares, isto devido à contribuição do contínuo estelar das populações que compõem as galáxias. Em outros casos, encontramos linhas escondidas dentro das fortes absorções, fazendo com que sua medida seja complexa, e exigindo a determinação dessa absorção e a redeterminação do fluxo das linhas levando em conta o fluxo perdido pela absorção. Assim, muitas linhas importantes na análise de abundâncias químicas, por exemplo, são fortemente afetadas pela absorção, o que conseqüentemente afeta também a determinação destas propriedades das galáxias.

Por conseguinte, as medidas de linhas de absorção têm um papel fundamental na determinação de quantidades físicas importantes, como as velocidades dos *outflows* nas galáxias. Através do duplete de $[\text{MgII}]\lambda 2796,2803$, estudado em detalhe na seção 6.3, e de linhas de ressonância de FeII também em absorção (Rubin et al. 2011), pode-se determinar as velocidades dos *outflows* gerados por supernovas, determinar a coluna de densidade, o tamanho dos *outflows*, e a perda de massa. Para a determinação da velocidade dos *outflows* em nossas amostras de LBAs, nós usamos o duplete de $[\text{MgII}]\lambda 2796,2803$, realizando uma medida direta do fluxo em absorção das duas linhas, com base em um ajuste de linhas que combina dois perfis Gaussianos (parte das linhas em absorção) e dois perfis Lorentzianos (parte das linhas em emissão), o que permite a determinação do fluxo do duplete e o seu uso na análise posterior dos parâmetros anteriormente mencionados. Mas, no caso de linhas de emissão afetadas pela absorção do contínuo estelar (como é o caso de $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$) é necessário realizar uma correção dos seus fluxos, a fim de obter resultados confiáveis na determinação de abundâncias químicas, um ponto chave para este trabalho, e no qual encontramos que muitos dos espectros têm afetadas as linhas de $H\alpha$ e $H\beta$, as quais apresentam asas aos lados da emissão das linhas. Esta correção é feita através do ajuste de modelos SSPs (*Simple Stellar Populations*), que permitem a determinação das absorções das linhas, e assim, a redeterminação dos seus fluxos.

3.3. Ajustes de modelos SSPs

As populações estelares simples (SSPs) são o tipo de população estelar mais elementar, constituída por objetos nascidos no mesmo instante de tempo com a mesma composição química, em surtos de formação estelar de curta duração. O ajuste de modelos de SSPs aos espectros de galáxias permite a determinação de propriedades como: idade, metalicidade, massa estelar e razão massa-luminosidade. Os modelos SSPs são construídos a partir de isócronas² e levando em conta bibliotecas de espectros estelares. Cada ponto na isócrona representa uma estrela de luminosidade L , temperatura efetiva T_{eff} , e gravidade su-

² O termo isócrona significa: mesma idade. Uma isócrona é determinada a partir de um conjunto de trajetórias evolutivas de estrelas com a mesma composição química inicial e diferentes massas iniciais.

perifical $\log(g)$. A distribuição de massa é dada pela função de massa inicial (IMF, do inglês *Initial Mass Function*), a qual é usada para determinar a contribuição de cada estrela na SSP integrada.

Nós usamos os modelos SSPs de [Bruzual & Charlot \(2003\)](#), na modelagem da população estelar do contínuo de nossas galáxias, os quais são baseados em populações estelares com idades entre 1×10^5 e 2×10^{10} yr, com uma resolução de 3 Å, num intervalo de comprimento de onda entre 3200 Å e 9500 Å, e incluem também comprimentos de onda maiores entre 91 μm e 160 μm , com baixa resolução.

Aqui usamos os 6 modelos SSP padrão computados usando as trajetórias evolutivas de Padova 1994 e a IMF de [Chabrier \(2003\)](#), entre 0.1 e 100 M_{\odot} . Cada SSP possui 221 espectros com fluxos para idades entre 0 e 20 Gyr. Esses espectros foram calculados usando a biblioteca **STELIB** ([Le Borgne et al. 2003](#)) no intervalo 3200 Å e 9500 Å, e para valores fora desse intervalo foi adotada a biblioteca **BaSeL 3.1** ([Westera et al. 2002](#)). Os seis modelos correspondem a seis metalicidades: 0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02 (Z_{\odot}) e 0.05.

Para o ajuste dos modelos aos nossos espectros foi realizado um programa na linguagem Python, que permite fazer combinações de modelos, a partir do espectro de fluxos e erros. Através do menor χ^2 podemos escolher os dois modelos que melhor se ajustam ao contínuo das galáxias, com o fim de ter um ajuste para as populações estelares jovens e um ajuste para as populações estelares velhas, e o ajuste final é a combinação de ambos modelos. Mas antes de realizar o ajuste dos diferentes modelos de SSPs a cada espectro, os espectros foram corrigidos pela extinção da Via Láctea (vide seção 2.6), adotando as determinações de [Fitzpatrick \(1999\)](#), e também foram corrigidos pela absorção telúrica através da ferramenta *Molecfit* (vide seção 2.4). Já a lei de extinção por poeira do contínuo estelar em galáxias *starbursts* de [Calzetti et al. \(1994\)](#), vide seção 4.1, foi aplicada aos modelos SSPs. Nos ajustes também foi levado em conta a contribuição do contínuo nebuloso, já que encontramos que em alguns casos a emissão do contínuo nebuloso compete com a luz estelar, o que é observado nos espectros das galáxias: BPT03, BPT08, BPT09, BPT10, BPT11, S01_2, SDSS004054, SDSS005527, SDSS015028, SDSS020356, SDSS032845 e SDSS232539 (Figuras B.1, B.2, B.3, B.4, B.5, B.11, B.17, B.18, B.19, B.20, B.22 e B.30), em que essa contribuição é grande. De fato, geralmente nas regiões em que o contínuo nebuloso contribui à emissão, encontramos as descontinuidades ou *jumps* de Balmer (3646 Å) e Paschen (8207 Å). No caso de nossas amostras de galáxias podemos observar claramente o *jump* de Balmer.

[Reines et al. \(2010\)](#), estudaram a importância do contínuo nebuloso e linhas de emissão em observações de aglomerados estelares massivos jovens, realizando ajustes de SED (*Spectral Energy Distribution*) aos seus dados, baseados nos modelos de síntese evolutiva Starburst99 ([Leitherer et al. 1999](#)) e GALEV ([Kotulla et al. 2009](#)). Neste trabalho foram usados modelos de Starburst99³ (versão 7.0.1), com uma metalicidade $Z = 0.020$ (solar), um surto instantâneo de $10^6 M_{\odot}$ com uma IMF de Kroupa (0.1 - 100 M_{\odot}), as trajetórias evolutivas de Geneva v00 = 0.014, e atmosferas de Pauldrach/Hillier (estes modelos incluem o contínuo estelar e nebuloso, mas não linhas de emissão). Estes modelos foram incluídos nos ajustes dos modelos SSPs, a fim de realizar a correção pela contribuição do contínuo nebuloso nos espectros das galáxias estudadas. A Figura 3.3 mostra um exemplo da razão entre o contínuo nebuloso e o contínuo total em função do comprimento de onda, para um modelo de Starburst99, o qual considera uma metalicidade $Z = 0.020$ com um *burst* de $10^6 M_{\odot}$, para várias idades no intervalo 0.01 - 98.01 Myr,

³ <http://www.stsci.edu/science/starburst99/docs/parameters.html>

as curvas coloridas correspondem ao modelo em cada uma destas idades. Podendo-se observar que para idades jovens o contínuo nebular é uma componente significativa do contínuo total, principalmente no óptico e nos comprimentos próximos ao *jump* de Balmer.

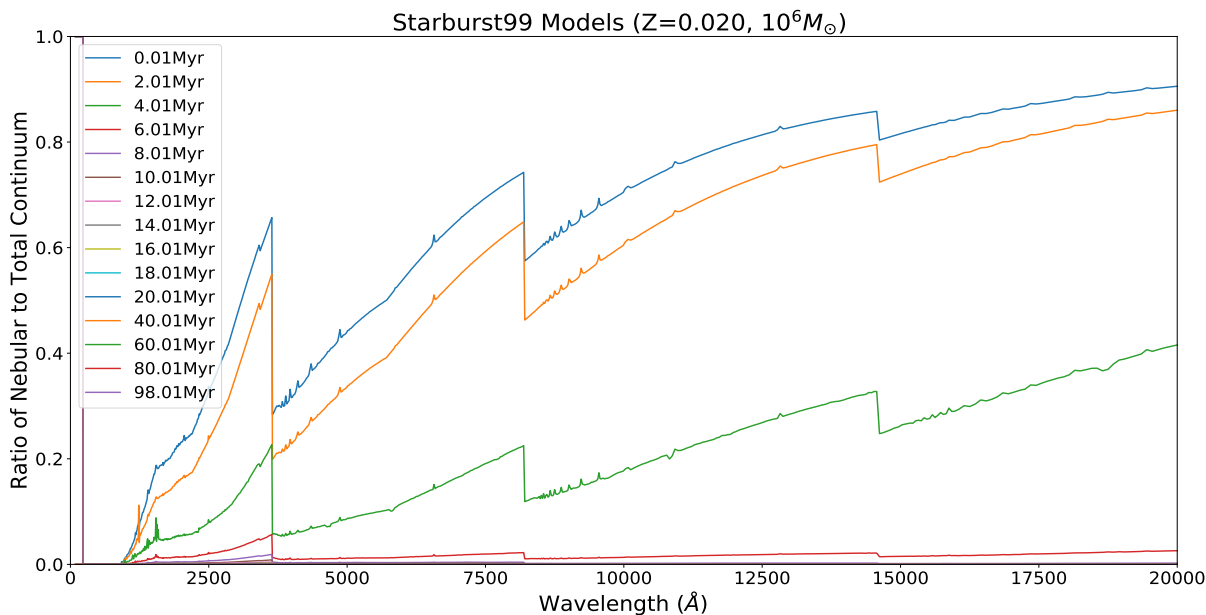


Figura 3.3.: Razão entre o contínuo nebular e o contínuo total em função do comprimento de onda, para um modelo de Starburst99 ($Z = 0.020$, $burst = 10^6 M_{\odot}$) em varias idades. Para as idades jovens o contínuo nebular é uma componente significativa do contínuo total na região do óptico, e especialmente nas regiões próximas do *jump* de Balmer. O impacto das linhas de emissão não é incluído.

Os ajustes dos modelos SSPs foram realizados com o objetivo principal de corrigir pela absorção do contínuo estelar as linhas indispensáveis nas determinações de abundâncias pelos métodos descritos no capítulo 5, principalmente $H\alpha$ e $H\beta$. Para isso, escolhimos só uma região dos espectros a ser ajustada, entre 3500 Å e 6780 Å, exceto para a galáxia SDSS210358 para a qual usamos dois intervalos, isto porque o ajuste não foi bom no intervalo definido inicialmente, assim, o primeiro intervalo foi entre 3500 Å e 4500 Å, obtendo um bom resultado para a correção de $H\alpha$ e $H\beta$, e o segundo intervalo foi entre 5200 Å e 6500 Å, a fim de obter um bom ajuste nos comprimentos de onda nos que identificamos características de estrelas Wolf-Rayet na galáxia (vide seção 6.5). As linhas de emissão não foram incluídas nos modelos, em vez disso foram mascaradas nos espectros durante os ajustes. Um exemplo do processo de ajustes dos modelos SSPs é apresentado na Figura 3.4. Mas os resultados completos encontram-se nas Figuras B.1 a B.31. Nos painéis superiores vemos o espectro observado (curva sólida preta), as duas curvas verdes correspondem aos dois modelos escolhidos pelo programa para realizar o ajuste, a curva vermelha corresponde ao ajuste final, a combinação dos dois modelos. Em alguns casos em que foi observada alguma contribuição nebular, a mesma foi incluída no ajuste, representada nas figuras pela curva de cor ciã. Já nos painéis inferiores é apresentado o espectro obtido do fluxo residual após a subtração do modelo SSP do espectro observado. Neste espectro final, ao observar as linhas de emissão inicialmente afetadas

pela absorção, é possível ver por simples inspeção, que o fluxo foi compensado. Mas, para os nossos propósitos de determinação de abundâncias não foi considerado este espectro, mas a absorção de cada linha foi medida nos modelos e acrescentada ao fluxo das linhas determinado nos espectros iniciais. Isto porque depois de testada a determinação direta no espectro residual, encontramos que era mais exata a determinação da absorção separadamente e depois acrescentada aos fluxos medidos inicialmente.

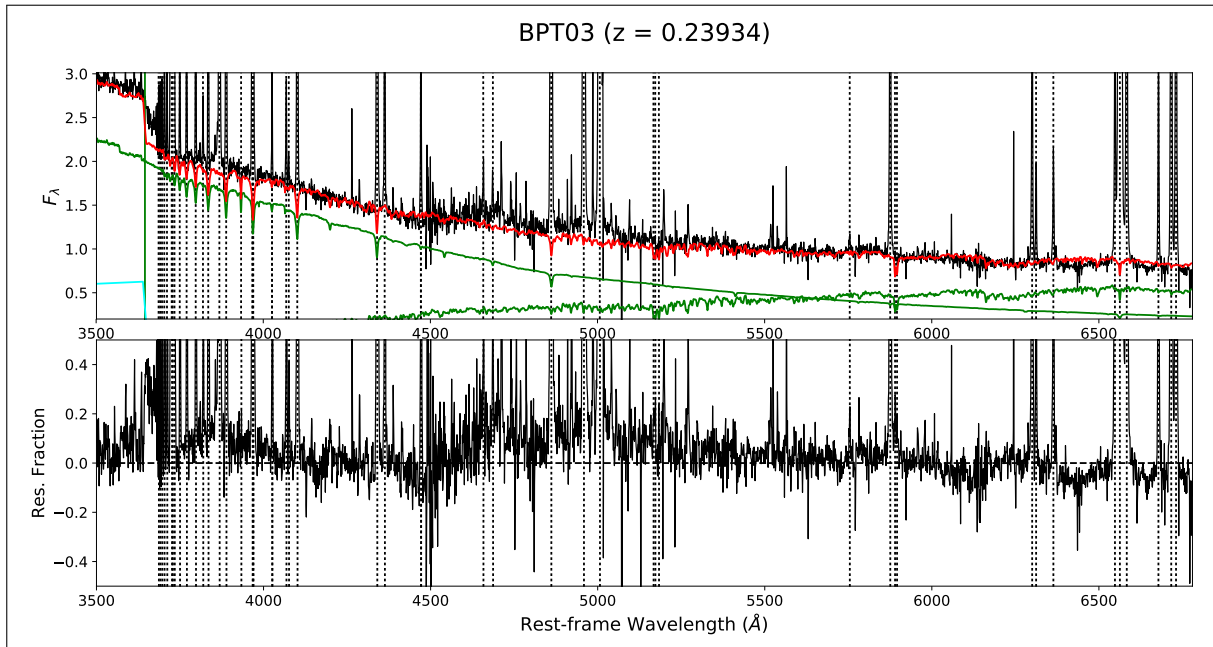


Figura 3.4.: Exemplo dos ajustes de modelos SSP no espectro da galáxia BPT03, na região: 3500 - 6780Å. Painel superior: a curva sólida preta é o espectro observado, as duas curvas verdes correspondem aos dois modelos escolhidos pelo programa para realizar o ajuste, por meio do menor χ^2 , um modelo para as populações estelares jovens e outro para as populações velhas, e a curva vermelha corresponde ao ajuste final, a combinação dos dois modelos. Em alguns casos em que foi observada alguma contribuição nebular, a mesma foi incluída no ajuste, representada nas figuras pela curva de cor cian. Painel inferior: espectro obtido do fluxo residual após a subtração do modelo SSP do espectro observado.

3.4. Correção de linhas de emissão por absorção estelar

A partir da correção da absorção pelo contínuo estelar obtida com os ajustes dos modelos SSPs, foram determinadas as absorções sofridas pelas principais linhas usadas na determinação de abundâncias. E encontramos que as duas linhas com absorções mais fortes são: $H\beta$ e $H\alpha$.

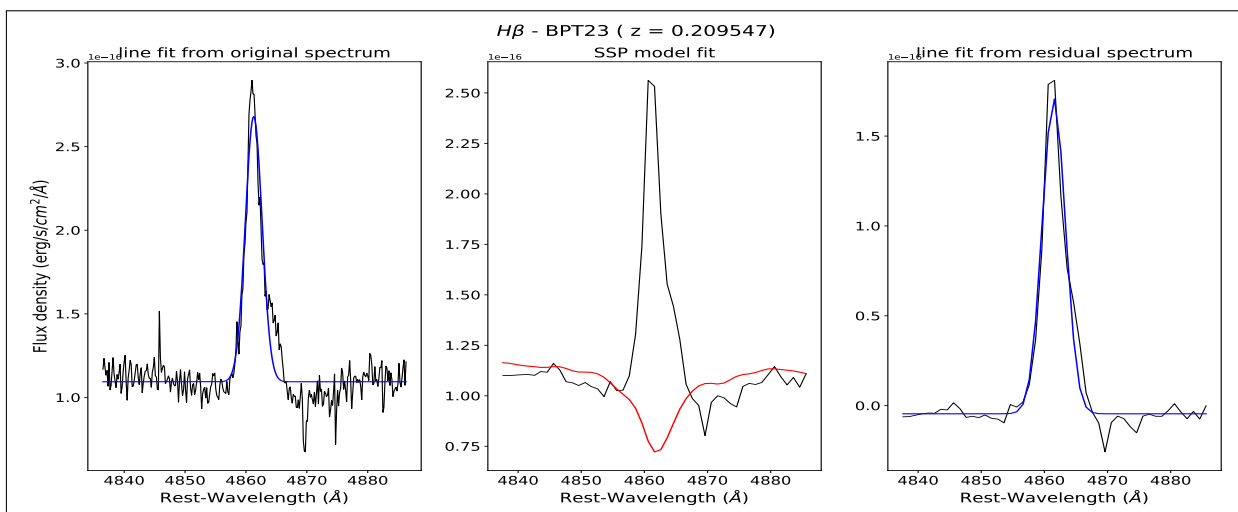


Figura 3.5.: Exemplo dos ajustes da linha H β no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para a galáxia BPT23.

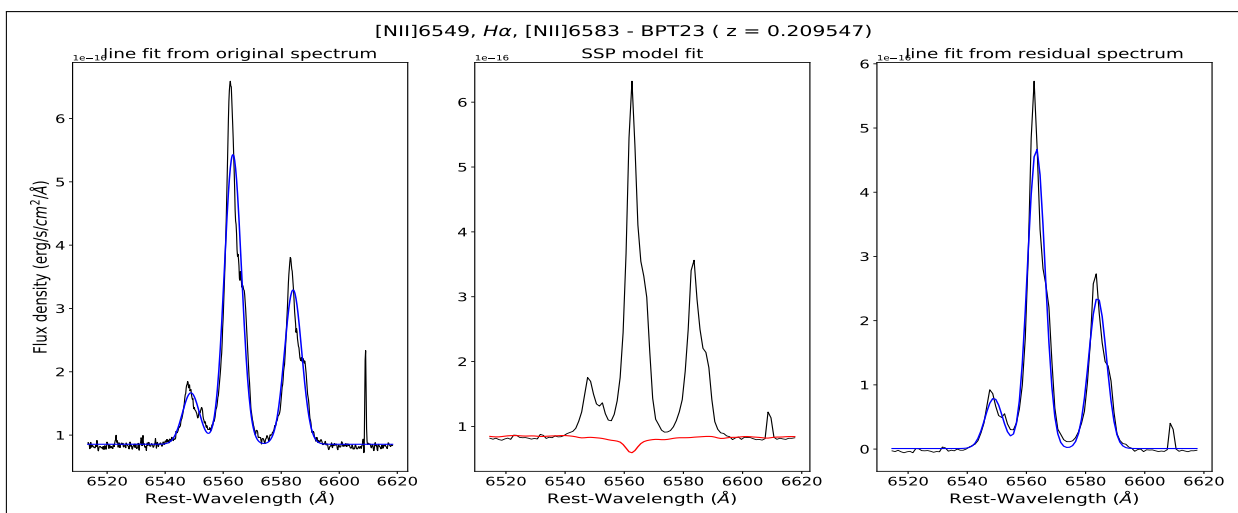


Figura 3.6.: Exemplo dos ajustes de linha do tripleto [NII]6549, H α , [NII]6583, no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para a galáxia BPT23.

Nas Figuras 3.5 e 3.6, podemos observar as absorções das linhas H β e H α presentes no espectro da galáxia BPT23. E nas Figuras C.1, C.2, C.3, C.4, C.5, C.6, C.7, C.8 e C.9, vemos essas absorções das linhas H β e H α , nos espectros de todas as LBAs para as quais os fluxos foram corrigidos. Os painéis esquerdos correspondem ao ajuste de linha (curva azul) no espectro observado (curva preta), os painéis do meio mostram o ajuste dos modelos SSP (curva vermelha) ao espectro, e os painéis direitos correspondem ao ajuste para a linha já corrigida pela absorção estelar, neste caso o espectro usado é aquele gerado a partir do fluxo residual. Mas, o fluxo final da linha não foi aquele obtido no último ajuste, senão que as absorções foram medidas nos modelos através de um ajuste Gaussiano, e depois o valor correspondente à absorção foi acrescentado ao fluxo inicial da linha. Assim, estes novos fluxos são usados nas determinações de parâmetros estudados nos próximos capítulos.

3.5. Resultados

Neste capítulo foram descritos os processos de ajuste de linhas e medida dos seus fluxos, assim como os ajustes do contínuo estelar por meio de modelos SSPs, necessários na correção da absorção sofrida pelas linhas, principalmente as linhas de Balmer, fundamentais na determinação de abundâncias químicas. Estes ajustes também permitiram a determinação de idades, metalicidades e massas estelares das LBAs. A continuação apresentamos os resultados desses processos, começando pela correção pela absorção do contínuo estelar das duas principais linhas de Balmer: $H\alpha$ e $H\beta$.

3.5.1. Correção da absorção de $H\alpha$ e $H\beta$

As Figuras 3.7a e 3.7b correspondem às comparações entre os fluxos das linhas $H\alpha$ e $H\beta$ medidos nos espectros originais e os fluxos depois da correção pela absorção dessas linhas. Onde podemos ver que como esperado, os fluxos destas linhas para muitos dos objetos aumentaram depois da correção pela absorção do contínuo estelar, mas em alguns casos o efeito desta absorção foi pequeno, pelo que as razões: $H\alpha_{original}/H\alpha_{corrected}$ e $H\beta_{original}/H\beta_{corrected}$ são de ~ 1 .

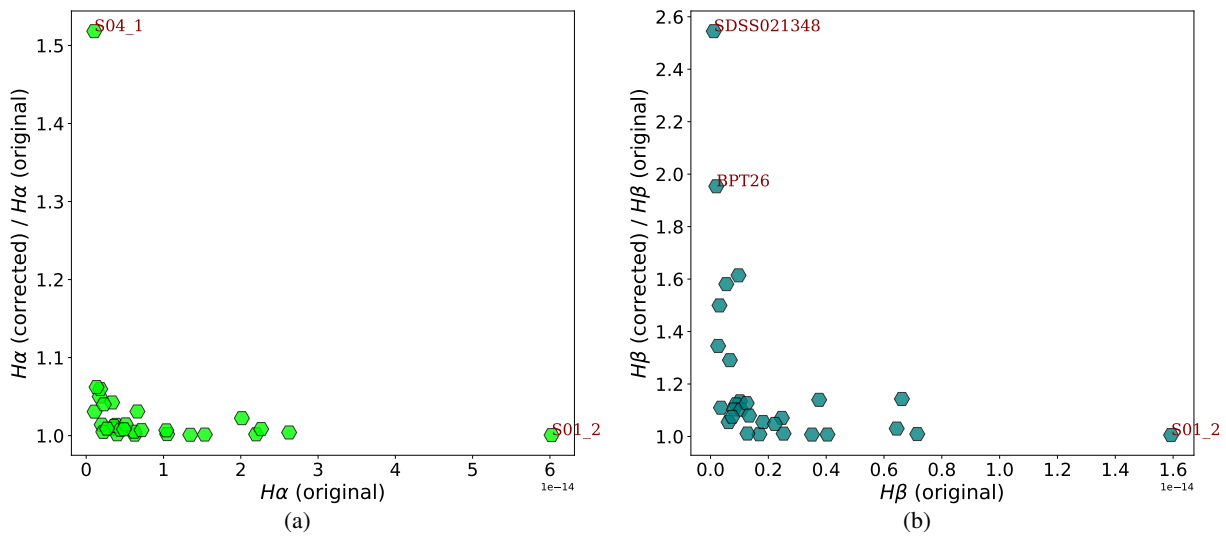


Figura 3.7.: (a) Comparação do fluxo de $H\alpha$ e (b) do fluxo de $H\beta$, antes e depois da correção pela absorção do contínuo estelar sofrida por ambas linhas, a qual foi feita a partir dos ajustes dos modelos SSPs.

A galáxia S04_1, que é uma *post-starburst* (vide seção 2.7.2), apresenta uma fortíssima absorção na linha $H\beta$, e inclusive após a correção do espectro pela absorção do contínuo estelar, o fluxo da linha aumento consideravelmente, mas continua a ter um valor negativo, pelo que esta galáxia não será mais considerada nas determinações de parâmetros e análises que requerem dessa linha. A linha $H\alpha$ também apresenta uma forte absorção (Figura 3.7), ainda que mais moderada do que a linha $H\beta$. Por tanto, em ambas figuras esta galáxia aparece com um valor alto das razões das linhas (antes e depois da correção), indicando que a correção destas linhas é alta, aumentando notavelmente os seus fluxos.

Também podemos observar que o objeto S01_2, sendo uma galáxia *star-forming*, possui fortes linhas de

emissão, e um alto valor dos fluxos das linhas $H\alpha$ e $H\beta$, mas as razões entre as linhas antes e depois da correção são ~ 1 , indicando que o efeito da absorção do contínuo estelar é pequeno.

3.5.2. Idades, metalicidades e massas

As metalicidades, idades e massas das populações identificadas a partir dos ajustes dos modelos SSPs, encontram-se na Tabela 3.2.

Tabela 3.2.: Idades, metalicidades e massas das populações estelares

ID	Z	Z	Idade (Myr)	Idade (Myr)	$\log(M_*)$
	(modelo 1)	(modelo 2)	(modelo 1)	(modelo 2)	(M_\odot)
BPT03	0.005	0.040	1.00	10000.00	10.48
BPT08	0.008	0.005	10000.00	1.00	10.79
BPT09	0.005	0.005	1.00	10000.00	10.39
BPT10	0.005	0.020	1.00	10000.00	10.62
BPT11	0.005	0.040	1.00	10000.00	10.09
BPT15	0.008	0.005	9.99	4000.00	10.07
BPT20	0.040	0.040	3.02	10000.00	10.72
BPT23	0.008	0.005	19.95	10000.00	10.82
BPT26	0.008	0.040	15.85	10000.00	10.87
HST03	0.008	0.040	3.98	10000.00	11.03
S01_2	0.005	0.020	1.00	10000.00	8.45
S04_1	0.008	0.020	30.00	10000.00	10.14
S04_2	0.005	0.040	57.09	10000.00	10.05
S09_I	0.008	0.040	13.18	10000.00	11.02
S09_II	0.005	0.005	1.00	10000.00	9.20
SDSS001009	0.008	0.040	15.14	10000.00	10.24
SDSS004054	0.020	0.040	4000.00	2.00	9.66
SDSS005527	0.005	0.040	1.00	6.03	9.32
SDSS015028	0.005	0.020	40.00	9.12	8.62
SDSS020356	0.005	0.040	10000.00	3.98	10.12
SDSS021348	0.008	0.008	30.00	4000.00	10.80
SDSS032845	0.008	0.005	13.18	10000.00	10.25
SDSS035733	0.005	0.040	904.79	3.98	9.74
SDSS040208	0.008	0.005	30.00	718.70	9.77
SDSS143417	0.040	0.040	3.98	10000.00	10.34
SDSS210358	0.005	0.005	1.00	50.00	9.83
SDSS214500	0.008	0.005	10.00	904.79	9.64
SDSS231812	0.005	0.040	40.00	6.03	8.94
SDSS232539	0.020	0.040	10000.00	5.01	9.62
SDSS235347	0.008	0.005	15.85	4000.00	9.56

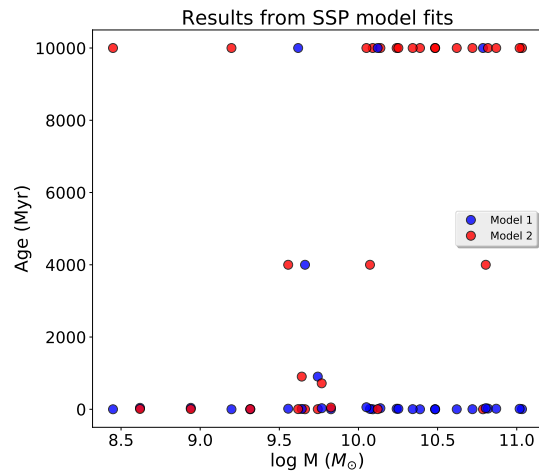
Observação:

Valores obtidos dos ajustes SSP na região: 3500 Å - 6780 Å. Exceto para a galáxia SDSS210358, para a qual o ajuste foi feito no intervalo: 3500 Å - 4500 Å.

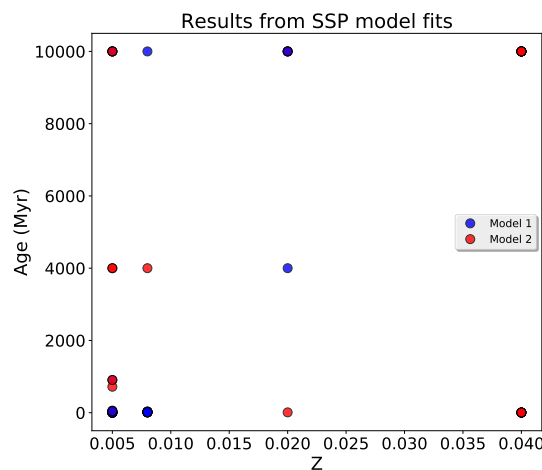
A Figura 3.8 apresenta os resultados obtidos dos ajustes de modelos SSPs. A Figura 3.8a: idade vs. massa, mostra que a partir dos modelos foi possível determinar duas populações estelares principais nas galáxias, sendo uma delas a população velha, com idades de ~ 10 Gyr, e uma população jovem, com idades entre 1 Myr e ~ 905 Myr. Em alguns casos foram obtidas populações intermediárias, com idades de 4 Gyr. Estes resultados das idades podem ser melhor visualizados no histograma da Figura 3.9a.

É necessário chamar a atenção ao fato de que entre estas categorias de idades, encontramos populações com idades entre 2 Myr e ~ 10 Myr (vide Tabela 3.2), pelo que se espera encontrar a presença de estrelas Wolf-Rayet, já que estas estrelas massivas ($> 20 M_{\odot}$) têm tempos de vida curtos, com idades entre ~ 2 Myr e 6 Myr, podendo ser detetadas nos espectros de galáxias que possuem populações estelares jovens. Esse é um ponto importante para este trabalho e é estudado detalhadamente na seção 6.5, devido a que este tipo de estrelas são consideradas progênitoras de SNe, eventos responsáveis pela ocorrência de ventos e *outflows*, sendo que estes últimos podem ser considerados como um dos fatores que contribuem à perda de massa das galáxias, assim como também têm uma importante contribuição no enriquecimento do ISM e o IGM.

Enquanto às massas fornecidas por ambos modelos, temos valores no intervalo $\log(M_*) = 5.89 - 11.03 M_{\odot}$ (histograma da Figura 3.9b). Os resultados para a massa total é apresentado no histograma da Figura 3.9c, obtendo-se valores de $\log(M_*) = 8.45 - 11.03 M_{\odot}$. Já a Figura 3.8b, mostra as metalicidades obtidas para as diferentes idades, onde obtivemos valores de $Z = 0.005, 0.008, 0.020$ e 0.040 (histograma da Figura 3.9d).



(a)



(b)

Figura 3.8.: Resultados das metalicidades, massas estelares e idades, obtidos dos ajustes de modelos SSPs no intervalo de comprimento de onda: 3500 - 6780 Å. (a) Idades vs. massas. (b) Idades vs. metalicidades.

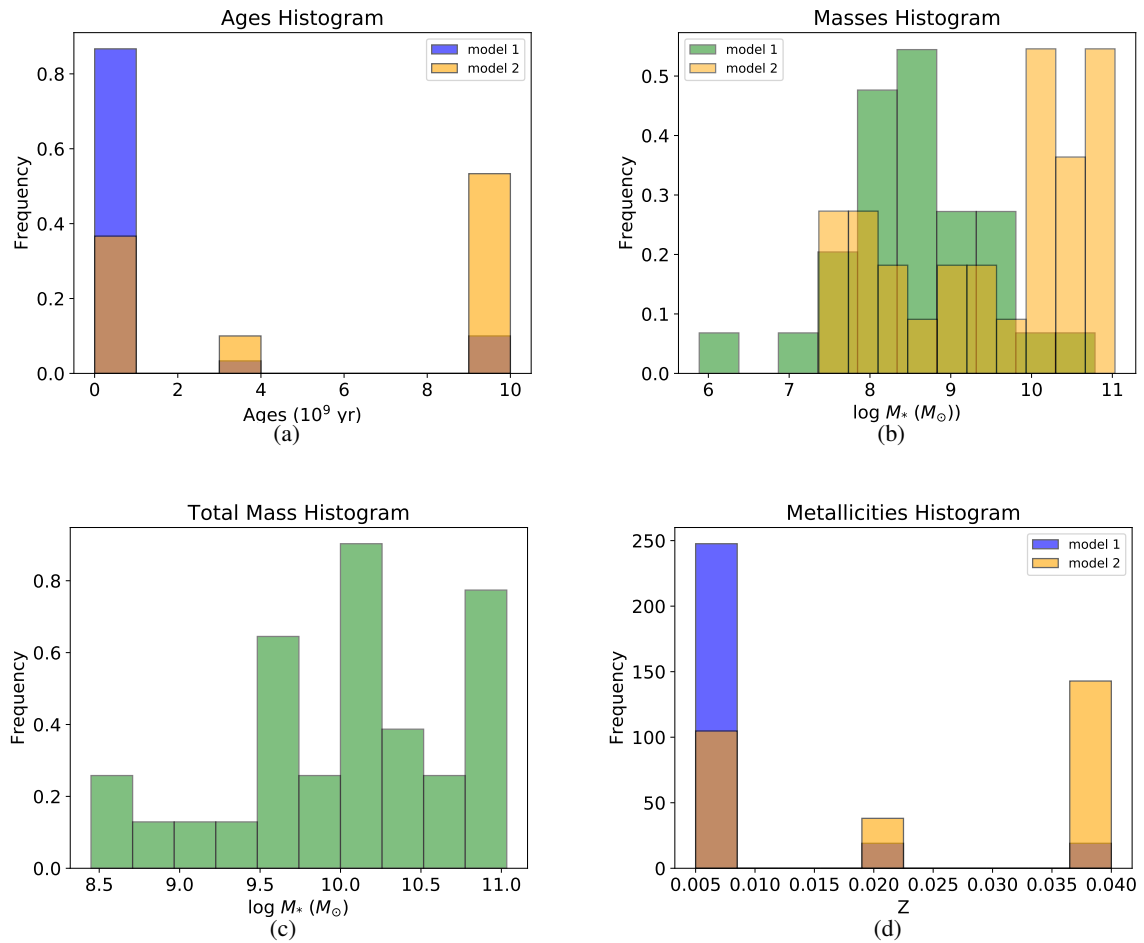


Figura 3.9.: Histogramas dos resultados obtidos dos ajustes SSPs, no intervalo de comprimento de onda 3500 - 6780 Å. (a) Idades obtidas para os dois modelos, (b) Massas estelares de ambos modelos, (c) Massa estelar total, e (d) Metallicidades de ambos modelos.

4 Propriedades das amostras

Nos capítulos anteriores, foram apresentados os processos de observação e redução de dados, assim como os processos de melhoramento dos espectros: correção pela extinção da Vía Láctea, correção pelo efeito da absorção telúrica e da absorção do contínuo estelar. Além disso, a partir dos ajustes de modelos SSPs foram obtidas as idades, metalicidades e massas estelares. Todo isto a fim de deixar os dados prontos para a análise das propriedades físicas das nossas amostras de LBAs, e desvendar as características que fazem que elas sejam diferentes das galáxias *star-forming* locais, e poder compará-las com galáxias *starburst* em alto *redshift*.

Neste capítulo, iremos estudar e analisar essas diferentes propriedades físicas, a partir de informação previa a este trabalho, como as determinações realizadas para o levantamento do SDSS, assim como através daquelas derivadas dos nossos espectros observados com o X-Shooter: taxas de formação estelar (SFRs), massas estelares (M_*), massas dinâmicas (M_{dyn}), tamanhos e propriedades no UV. Facilitando assim o entendimento da natureza destas galáxias e a sua semelhança com populações em alto *redshift*. Começaremos falando primeiro do processo de correção por poeira dos espectros, necessário para analisar com precisão as propriedades das amostras.

4.1. Extinção por poeira

A correção por extinção ou avermelhamento galáctico, é importante no estudo das propriedades físicas das galáxias (ver seção 2.6). Mas, geralmente um efeito muito maior que deve ser levado em conta é a extinção por poeira, produzida pelas próprias galáxias. A poeira presente no ISM é uma importante componente das galáxias, e é responsável pelo obscurecimento das regiões espectrais próximas ao óptico (VIS) e ao ultravioleta (UV). Os comprimentos de onda nestas regiões sofrem absorções e a energia é reemitida na região do infravermelho distante (FIR), constituindo uma grande parte da luminosidade total das galáxias.

A poeira é crucial para a química interestelar, devido que ao reduzir a radiação ultravioleta, responsável pela dissociação das moléculas, fornece um lugar para a formação da molécula de H_2 , a mais abundante. Também a poeira controla a temperatura do ISM, não só esfriando-o através dos elementos que permitem o resfriamento, como aquecendo-o através dos elétrons que são ejetados pelos grãos.

A poeira é altamente processada no ISM, sendo incluída nas nuvens e reciclada no ISM difuso muitas vezes durante a sua vida. Pelo que os grãos provavelmente refletem apenas um traço de sua origem. A poeira que se encontra nas regiões do ISM difuso ou de baixa densidade, é chamada de “poeira difusa”. Na maioria dos casos encontrados na literatura, em que se referem à poeira interestelar, fazem referência à poeira difusa. Por outro lado, a poeira presente nas partes externas das nuvens moléculares, que pode ser estudada com observações no VIS e no UV, é chamada “*outer-cloud dust*”. Também existem casos de estudos nos que a poeira está localizada tão profundamente dentro das nuvens moléculares que somente a região do NIR ou VIS pode ser estudada, e este tipo de poeira é chamado de “*inner-cloud dust*”. Essas são as três principais classificações da poeira segundo a sua posição no ISM.

Devido a que a poeira afeta linhas importantes no VIS e no UV, é necessário realizar uma correção pela extinção (absorção + espalhamento) nos espectros observados. Existem várias leis de extinção que permitem realizar esta correção, algumas das mais conhecidas são:

- **Allen (1976)**: para a Via Láctea (MW, *Milky Way*);
- **Seaton (1979)**: lei de extinção para a MW, baseada em observações UV de estrelas satélites;
- **Fitzpatrick (1985)**: lei de extinção para a Grande Nuvem de Magalhães (LMC), deduzida a partir de pares de estrelas com a mesma luminosidade e temperatura;
- **Prevot et al. (1984)** e **Bouchet et al. (1985)**: lei de extinção proposta para a Pequena Nuvem de Magalhães (SMC), usando observações de estrelas fornecidas pelos satélites OAO-2 (*Orbiting Astronomical Observatory*), *Copernicus* e TD-1 (*Thor Delta*);
- **Cardelli et al. (1989)**: lei para a Via Láctea (MW), deduzida usando os dados de **Fitzpatrick 1985** para o ultravioleta (UV), e várias fontes para o óptico (VIS) e o infravermelho próximo (NIR). Válida no intervalo entre 1200 Å e 3.3 μm;
- **Calzetti et al. (2000)**: lei de extinção para galáxias *starburst*. Eles desenvolveram um *recipe* para a correção por avermelhamento de galáxias nas que a radiação é dominada por estrelas massivas, válida no intervalo 0.12-2.2 μm. E estimaram $R_V = 4.05 \pm 0.80$, para observações entre o óptico e o IR de 4 galáxias *starburst* próximas. Esta é a curva de atenuação mais usada em estudos em alto *redshift*.

A Figura 4.1, obtida de **Calzetti et al. (1994)**, corresponde à comparação entre as leis de extinção da MW, a LMC e a SMC, podendo-se observar que têm tendências diferentes em função do comprimento de onda, para $\lambda \lesssim 2600 \text{ \AA}$, onde as curvas para a MW e a LMC apresentam um *bump*. Essa diferença tem sido atribuída à diferente metalicidade das três galáxias, com $12 + \log(O/H) = 8.76, 8.50$ e 8.0 , respectivamente.

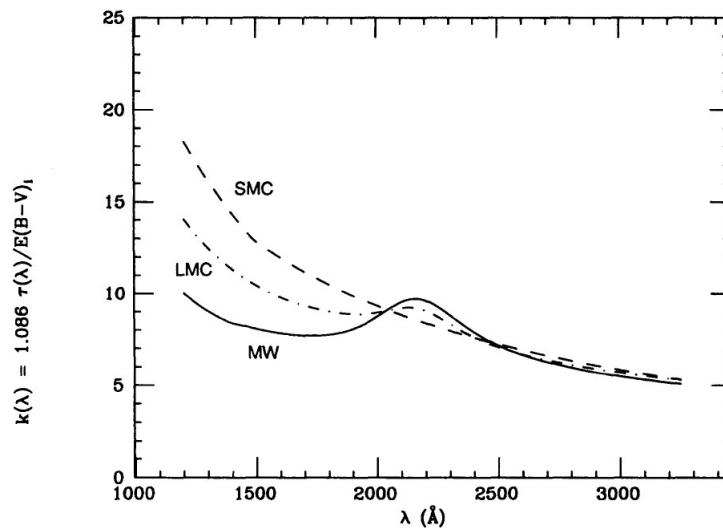


Figura 4.1.: Lei de extinção em função do comprimento de onda, para a MW (linha sólida), LMC (linha traço-ponto) e SMC (linha tracejada). Comparação realizada por Calzetti et al. (1994).

Considerando que numa galáxia o que observamos é a luz integrada das estrelas que compõem uma determinada região, podemos ter contribuições da luz espalhada e da poeira distribuída em nuvens. Pelo que esta lei, proposta inicialmente em Calzetti et al. (1994), teve como objetivo fornecer uma lei de extinção extragaláctica. Através de uma amostra de 39 galáxias *starburst*, com espectros no intervalo 1200-10000 \AA , obtiveram uma lei empírica de extinção, que pode ser comparada com as leis de extinção da MW e da LMC (Figura 4.2), observando-se que a lei proposta é menos inclinada que as outras, e não apresenta a característica de absorção em $\sim 2200 \text{\AA}$, encontrada na Vía Láctea e na Grande Nuvem de Magalhães. Assim, foi possível concluir que a ausência dessa característica, sugere que as galáxias *starburst* contêm grãos de poeira parecidos com aqueles presentes na SMC, sendo que o *bump* em 2175 \AA é uma boa prova do tipo de poeira na galáxia.

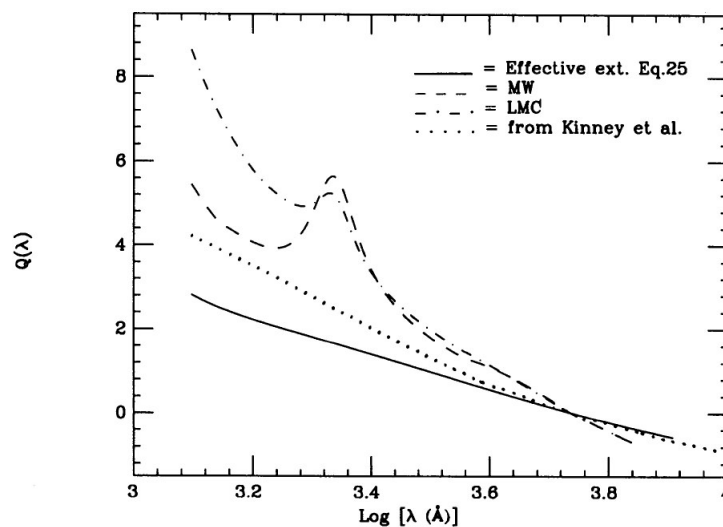


Figura 4.2.: Lei de Extinção derivada da Equação 25 de Calzetti et al. (1994) (linha sólida), comparada com as leis de extinção da MW (linha tracejada) e da LMC (linha traço-ponto). Também foi incluída a lei de extinção de Kinney et al. (1994) (linha pontilhada). O ponto zero das quatro curvas é arbitrário e foi escolhido no valor de $Q(5500)=0.0$.

As diferentes curvas de extinção têm um comportamento diferente em alguns comprimentos de onda, já que dependem da composição da poeira presente nas galáxias. A Figura 4.3, mostra a comparação das diferentes curvas das leis de extinção mencionadas anteriormente.

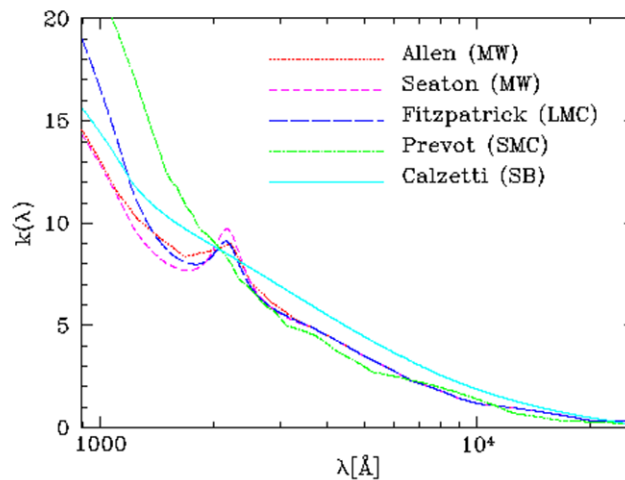


Figura 4.3.: Comparação entre as diferentes curvas de extinção $k(\lambda)$, implementadas no *hyperz* (Bolzonella et al. 2000). Essas curvas correspondem às leis de extinção de: Allen (1976), Seaton (1979), Fitzpatrick (1985), Prevot et al. (1984), Cardelli et al. (1989) e Calzetti et al. (2000).

4.1.1. Extinção de linhas de emissão do Hidrogênio

A origem das linhas espectrais do átomo de Hidrogênio pode ser explicada por meio da teoria de Bohr, a qual diz que se o elétron do átomo permanece no estado fundamental ($n = 1$), a sua energia não muda, e o átomo permanece estável. Mas, quando o átomo absorve energia, o elétron se desloca do estado fundamental à órbita de um estado excitado ($n = 2, 3, 4, 5, \dots$), e o átomo se torna instável. Para recuperar a estabilidade o elétron pula das órbitas altas a órbitas em níveis menores, emitindo energia em forma de linhas espectrais. A energia que o átomo ganha é igual à diferença de energia (ΔE) entre os dois níveis envolvidos nesta transição:

$$E = E_i - E_f = R_E \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}, \quad (4.1)$$

com n_f o nível final e n_i o nível inicial, e R_E a constante de Rydberg.

Essa diferença de energia é emitida numa frequência particular da luz: $E = h\nu$, onde ν é a frequência da radiação do fóton. O espectro de emissão do átomo de Hidrogênio possui linhas de emissão de frequências diferentes, o que é atribuído no modelo de Bohr ao fato de que as orbitas eletrônicas não têm o mesmo espaçamento, assim, a energia aumenta a partir do núcleo, e o espaçamento entre os níveis se faz menor.

Quando o elétron passa de uma órbita de maior energia a uma de menor energia, temos um processo de emissão, no qual energia é liberada através da emissão de um fóton (Figura 4.4a). Já nos processos de absorção, um fóton é absorvido se a sua energia é igual a $E = \Delta E$, e assim o elétron recebe energia,

fazendo com que pule a um nível de energia maior (Figura 4.4b).

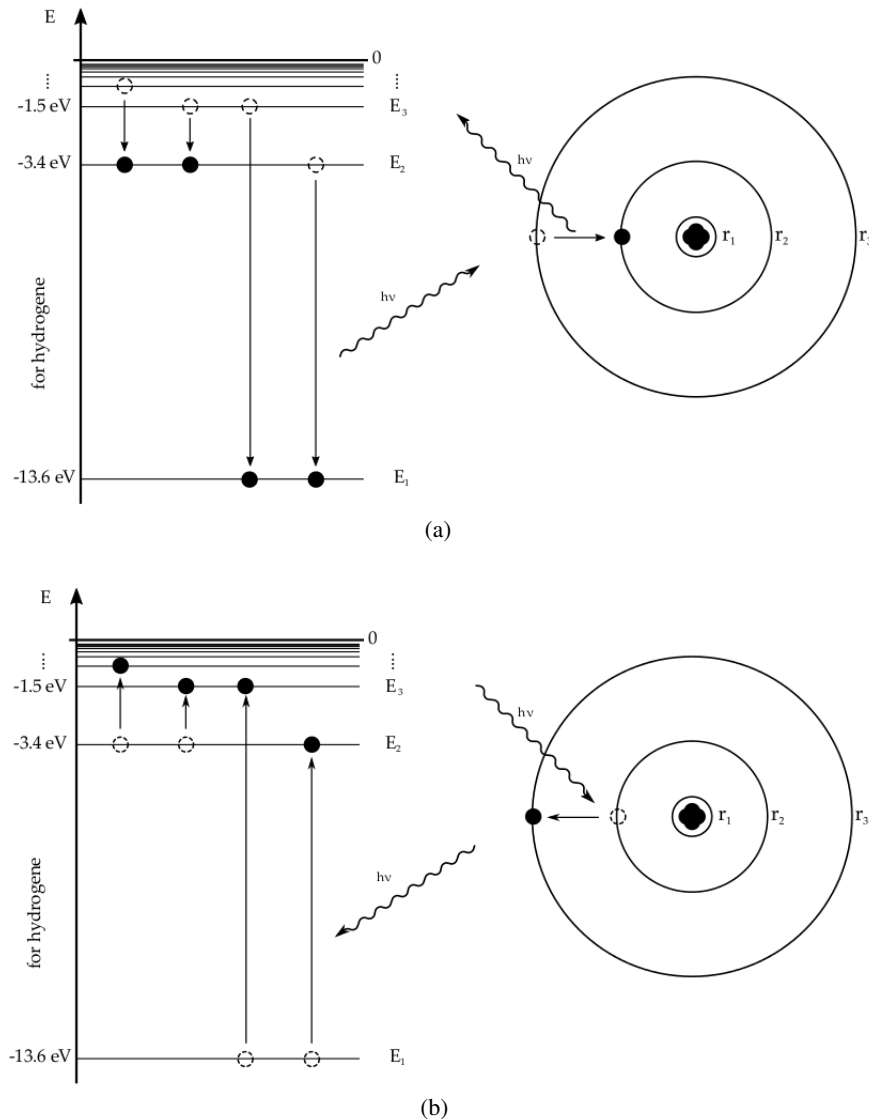


Figura 4.4.: Processos de emissão e absorção do átomo de Hidrogênio (Tomado do material do curso de física - Department of Physics, University of Basel). **(a)** Emissão: o elétron passa de um nível de energia maior a um menor, liberando energia ($E = hv$). **(b)** Absorção: o elétron recebe energia por meio da absorção de um fóton de energia $E = \Delta E$, fazendo com que o elétron pule a um nível de energia maior.

Em base aos comprimentos de onda das linhas espectrais, Bohr determinou as energias que o elétron deve ter em cada nível, mostrando matematicamente que as transições entre os níveis de energia correspondem a linhas espectrais no espectro de emissão do átomo. A Figura 4.5, apresenta um exemplo esquemático das diferentes séries de linhas de emissão do átomo de Hidrogênio:

- **Série Lyman:** linhas originadas na emissão do átomo de Hidrogênio quando um elétron transita do nível $n_2 \geq 2$ a $n_1 = 1$. Todas estas linhas se encontram no ultravioleta;
- **Série Balmer:** linhas originadas na transição do elétron de $n_2 \geq 3$ a $n_1 = 2$; estas linhas se localizam na região do visível e do ultravioleta do espectro. Na maioria das galáxias os processos

energéticos predominantes são a fotoionização¹ e a recombinação², sendo esta última a responsável pelas linhas de emissão de Balmer no ISM; mas em meios quentes, a excitação colisional³ também pode contribuir à emissão das linhas de Balmer (Groves et al. 2012);

- **Série Paschen:** é a série de transições e linhas de emissão geradas quando um elétron pula do estado $n_2 \geq 4$ a $n_1 = 3$. Estas linhas estão no infravermelho próximo;
- **Série Brackett:** linhas emitidas no infravermelho quando um elétron transita do nível $n_2 \geq 5$ ao nível $n_1 = 4$;
- **Série Pfund:** linhas emitidas quando um elétron pula desde o nível $n_2 \geq 6$, até chegar ao nível $n_1 = 5$. As linhas desta série são observadas no infravermelho.

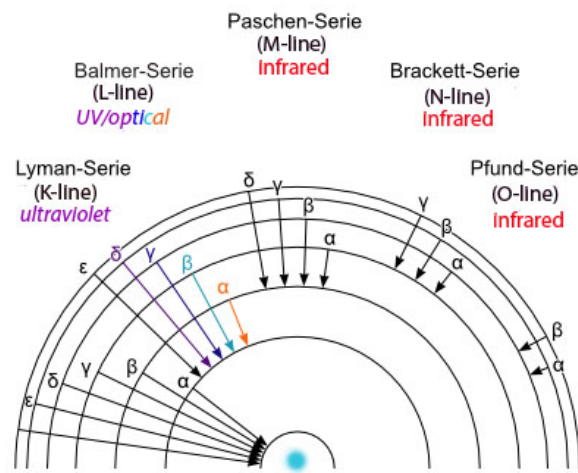


Figura 4.5.: Transições responsáveis por algumas linhas das diversas séries: Lyman, Balmer, Paschen, Brackett e Pfund (Adaptado do material do curso de física quântica da universidade: Georg-August-Universität Göttingen).

Decremento Balmer

As linhas de emissão do Hidrogênio (linhas de recombinação), provém de regiões HII e são produzidas por estrelas muito jovens, e são muito afetadas pela extinção. A extinção por poeira nas regiões onde são produzidas estas linhas pode ser caracterizada através de um diagnostico muito comum, conhecido como “Decremento Balmer”, baseado na razão de duas linhas fortes, como: $H\alpha/H\beta$, $H\gamma/H\delta$ (Calzetti et al., 1994; Groves et al., 2012).

Devido à que o átomo de Hidrogênio é simples, é possível determinar as razões exatas das transições eletrônicas, e por tanto as razões das linhas de emissão originadas nessas transições, as quais dependem das condições do ISM. Existem dois casos particulares para os quais o decremento Balmer tem sido determinado num intervalo de temperaturas e densidades:

¹ A fotoionização é o processo de absorção de um fóton por um átomo, liberando um elétron com energia cinética igual à diferença entre a energia do fóton incidente e o potencial de ionização do átomo.

² A recombinação é um processo no que um íon recaptura um elétron, emitindo um fóton cuja energia consiste na quantidade de energia cinética do átomo. Geralmente a captura é feita em níveis excitados e o elétron decai radiativamente, emitindo radiação.

³ A excitação colisional é o processo no que elétrons livres colidem com átomos e íons, transferindo-lhes energia cinética, povoando estados de energia excitados. Se a densidade eletrônica é baixa ou suficiente os elétrons decaem radiativamente.

- Caso A:

Neste caso é considerada uma nebulosa ionizada ópticamente fina para todas as linhas de emissão Lyman, linhas emitidas em transições ao nível $n = 1$ do Hidrogênio.

- Caso B:

Este assume que a nebulosa é ópticamente espessa para todas as linhas Lyman maiores do que $\text{Ly}\alpha$, transições desde o nível $n = 3$ ou acima deste, para o nível $n = 1$, o que significa que os fótons são absorvidos e reemitidos como a combinação da linha $\text{Ly}\alpha$ e linhas de ordens maiores, como são as linhas de Balmer.

Estes dois casos permitem a determinação das diferentes razões intrínsecas para as linhas Balmer, com variações da mesma ordem que os efeitos de temperatura. Mas, ainda que o caso B é tipicamente assumido para determinar razões intrínsecas, na realidade a razão em regiões HII típicas situa-se entre estes dois casos (Groves et al. 2012).

No presente trabalho, o decremento Balmer foi determinado com a razão das linhas $\text{H}\alpha$ e $\text{H}\beta$, medidas diretamente nos espectros obtidos com o X-Shooter, cujo valor intrínseco em galáxias *star-forming* é $\text{H}\alpha/\text{H}\beta = 2.86$ (Calzetti, 2001; Groves et al., 2012), e qualquer diferença com os valores observados é atribuído à extinção; esse valor é determinado assumindo as condições do caso B, com $T = 10^4 \text{ K}$ e $n_e = 10^2 \text{ cm}^{-3}$ (Groves et al. 2012). Como estudado na seção 3.4, algumas das linhas de emissão identificadas nos espectros das nossas amostras de LBAs são fortemente afetadas pela absorção do contínuo estelar, o que afeta também a medida do decremento Balmer, pelo que foi necessário corrigir essa absorção antes de determiná-lo.

O decremento Balmer é baseado numa relação constante entre o avermelhamento do gás e o contínuo estelar (Calzetti 2001):

$$E(B - V)_* = 0.44 E(B - V)_{\text{gás}}, \quad (4.2)$$

$$(B - V)_{\text{gás}} = \frac{\tau_{lb}}{(0.4 \times [k(\text{H}\beta) - k(\text{H}\alpha)])} \implies \text{com } k(\text{H}\beta) - k(\text{H}\alpha) = 1.17, \quad (4.3)$$

$$\tau_{lb} = \log \left(\frac{(\text{H}\alpha/\text{H}\beta)}{2.87} \right), \quad (4.4)$$

assim, a correção do fluxo das linhas é realizada com a relação (Calzetti et al. 2000):

$$F_{\text{corr}}(\lambda) = 10^{(0.4 \times E(B-V)_{\text{gás}} \times k(\lambda))} \times F_{\text{obs}}(\lambda), \implies \text{onde } k(\lambda) = A(\lambda)/E(B - V)_*. \quad (4.5)$$

Os valores do decremento Balmer ($\text{H}\alpha/\text{H}\beta$), $E(B - V)_{\text{gás}}$ e $E(B - V)_*$, encontram-se na Tabela 4.1, e o histograma do decremento é apresentado na Figura 4.6a. Mas, como mencionado na seção 3.5.1, a linha $\text{H}\beta$ não foi mensurável no espectro da galáxia S04_1, pelo que estes parâmetros não puderam ser determinados para este objeto. Então, levando em conta as demais galáxias das amostras, obtivemos que as medidas de $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ estão num intervalo entre 3.05 e 5.33, com uma média de 3.80. Por outro lado, a

Figura 4.6b mostra os valores do decremento Balmer em função de $E(B - V)_{gás}$.

Tabela 4.1.: $E(B - V)_*$ e $E(B - V)_{gás}$ obtidos com as razões: $H\alpha/H\beta$ e $Pa\alpha/H\alpha$, e $E(B - V)_*$ obtido a partir dos ajustes dos modelos SSPs

ID	Decremento Balmer			Decremento Paschen-Balmer			A partir dos ajustes SSPs $E(B-V)_*$
	$(H\alpha/H\beta)^a$	$E(B-V)_{gás}$	$E(B-V)_*$	$(Pa\alpha/H\alpha)^a$	$E(B-V)_{gás}$	$E(B-V)_*$	
BPT03	3.81	0.26	0.12	0.26	0.38	0.17	0.01
BPT08	3.77	0.25	0.11	0.15	0.10	0.04	0.12
BPT09	4.11	0.33	0.15	0.18	0.19	0.08	0.00
BPT10	3.05	0.06	0.02	0.22	0.30	0.13	0.00
BPT11	3.68	0.23	0.10	0.29	0.44	0.19	0.00
BPT15	3.38	0.15	0.07	0.23	0.31	0.14	0.05
BPT20	3.93	0.29	0.13	0.27	0.40	0.18	0.09
BPT23	4.06	0.32	0.14	0.35	0.54	0.24	0.04
BPT26	4.66	0.45	0.20	1.01	1.09	0.48	0.20
HST03	5.33	0.57	0.25	0.21	0.26	0.12	0.06
S01_2	3.76	0.25	0.11	0.12	0.00	0.00	0.05
S04_1	0.31	0.48	0.21	0.01
S04_2	4.12	0.34	0.15	0.65	0.86	0.38	0.21
S09_I	4.36	0.39	0.17	0.44	0.66	0.29	0.08
S09_II	5.07	0.53	0.23	0.23	0.33	0.15	0.01
SDSS001009	3.16	0.09	0.04	0.16	0.15	0.07	0.08
SDSS004054	3.11	0.08	0.03	0.12	0.00	0.00	0.11
SDSS005527	3.97	0.30	0.13	0.21	0.28	0.12	0.37
SDSS015028	3.95	0.30	0.13	0.20	0.25	0.11	0.06
SDSS020356	3.26	0.12	0.05	0.16	0.14	0.06	0.00
SDSS021348	4.96	0.51	0.22	1.37	1.25	0.55	0.00
SDSS032845	3.09	0.07	0.03	0.19	0.22	0.10	0.00
SDSS035733	4.06	0.32	0.14	0.25	0.37	0.16	0.10
SDSS040208	2.87	0.00	0.00	0.15	0.10	0.05	0.00
SDSS143417	3.84	0.27	0.12	0.15	0.10	0.05	0.11
SDSS210358	2.87	0.00	0.00	0.53	0.76	0.33	0.55
SDSS214500	3.68	0.23	0.10	0.26	0.39	0.17	0.14
SDSS231812	3.42	0.16	0.07	0.27	0.40	0.18	0.10
SDSS232539	3.37	0.15	0.07	0.25
SDSS235347	3.38	0.15	0.07	0.23	0.33	0.14	0.12

a. As linhas $H\alpha$ e $Pa\alpha$ foram medidas nos espectros observados com o X-Shooter. $H\alpha$ foi corrigida pela absorção do contínuo estelar.

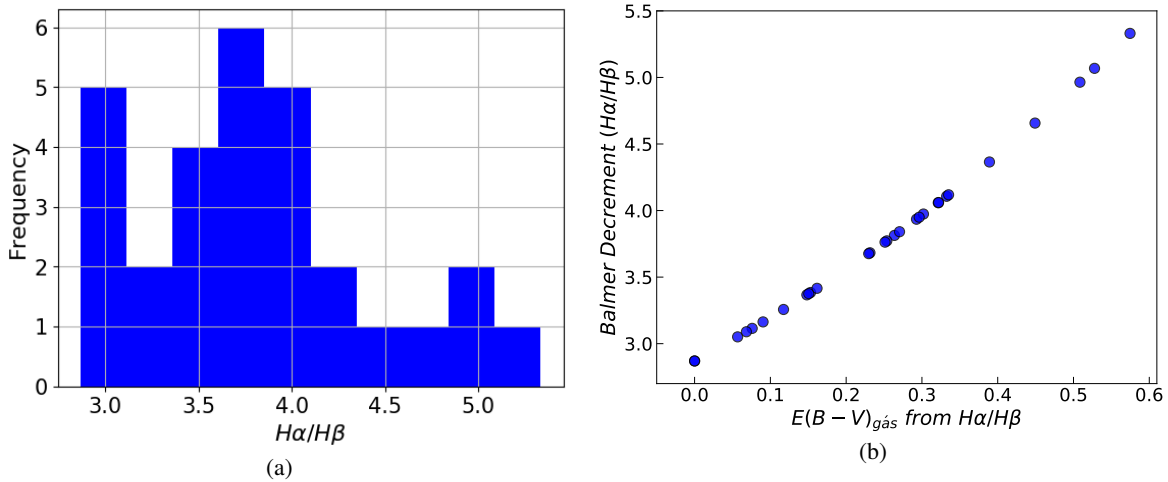


Figura 4.6.: (a) Histograma do decremento Balmer: $H\alpha/H\beta$. (b) Valores do decremento Balmer em função de $E(B - V)_{gás}$.

Decremento Paschen-Balmer

Apesar do decremento Balmer, baseado na razão $H\alpha/H\beta$, ser o mais usado na correção por extinção das diferentes linhas de emissão, existem outras razões de linhas que também fornecem uma alternativa na correção por extinção, como: $Br\gamma/H\beta$, $Br\gamma/Pa\beta$, $P\alpha/H\alpha$, entre outras. A eleição da razão a ser usada depende dos espectros e da região espectral em estudo, se as linhas envolvidas foram observadas e se foi possível realizar uma boa medida dos seus fluxos. Assim, na correção da extinção por poeira de linhas que se encontram no infravermelho, uma boa estimativa do avermelhamento das linhas se dá por meio do uso de razões que incluem linhas próximas às linhas que precisam de correção. Dessa maneira, nós usamos a razão $P\alpha/H\alpha$, à qual nos referimos como “Decremento Paschen-Balmer”, na correção por extinção das linhas $[FeII]1.26$ e $[FeII]1.6$, envolvidas na determinação da taxa de supernovas (SNR) das nossas amostras de LBAs (vide seção 6.2). Os valores deste decremento, assim como dos parâmetros $E(B - V)_{gás}$ e $E(B - V)_*$, derivados desta razão, encontram-se registrados na Tabela 4.1. Também obtivemos valores para o parâmetro $E(B - V)_*$, a partir dos resultados dos ajustes dos modelos SSP (última coluna da tabela).

Na Figura 4.7a, é apresentado o histograma do decremento Paschen-Balmer, os valores de $P\alpha/H\alpha$ estão no intervalo 0.12-1.37, com uma média de 0.23. E na Figura 4.7b, apresentamos a comparação entre a razão $P\alpha/H\alpha$ e o parâmetro $E(B - V)_{gás}$, obtido em base à mesma razão.

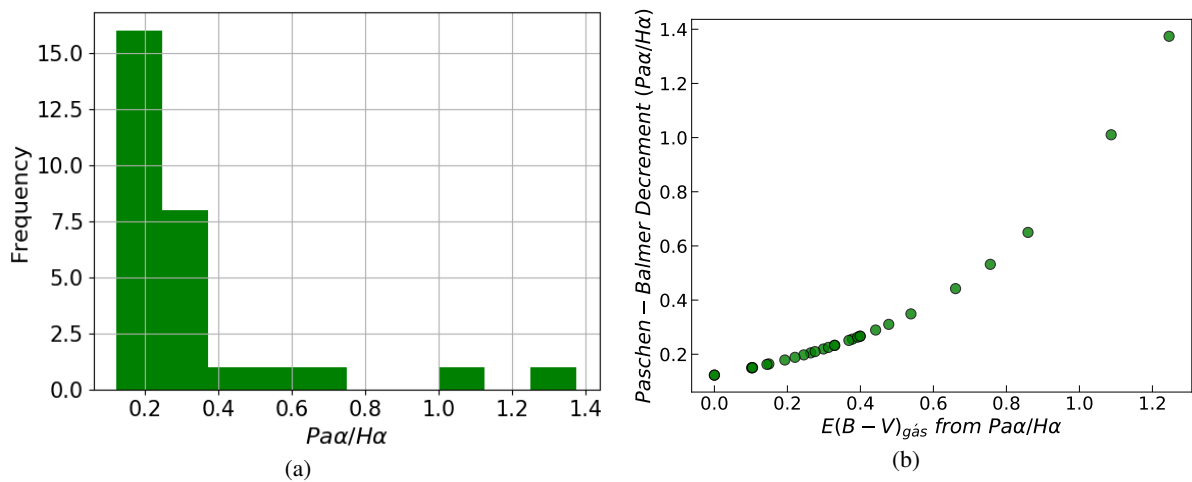


Figura 4.7.: (a) Histograma do decremento Paschen-Balmer: $P\alpha/H\alpha$. (b) Valores do decremento Paschen-Balmer em função de $E(B - V)_{gás}$, obtido a partir da mesma razão.

4.2. SFR a partir de linhas de emissão ($H\alpha$, $P\alpha$) e do contínuo (FUV, MIR)

Na determinação da SFR das nossas amostras de LBAs foram usadas quatro estimativas: directamente da linha $H\alpha$, a partir da linha $P\alpha$, por meio da luminosidade em $22\mu m$ (MIR) e usando o contínuo no FUV.

4.2.1. SFR a partir da linha $H\alpha$

O fluxo da linha $H\alpha$ usado aqui primeiro foi corrigido pela absorção estelar, por meio dos ajustes dos modelos SSPs (vide seção 3.4). Depois a luminosidade da linha foi corrigida por poeira com o decaimento de Balmer: $f(H\alpha)/f(H\beta)$, e a taxa de formação estelar foi determinada seguindo as prescrições de Calzetti (2001):

$$SFR_{H\alpha,0} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}] = 5.3 \times 10^{-42} L_{H\alpha,0} [\text{erg s}^{-1}], \quad (4.6)$$

$$L_{H\alpha,0} = L_{H\alpha,obs} 10^{0.4A_{H\alpha}}, \quad (4.7)$$

$$A_{H\alpha} = k(H\alpha)E(B - V)_{g\acute{a}s}, \quad (4.8)$$

$$E(B - V)_{g\acute{a}s} = \frac{\log[(f(H\alpha)/f(H\beta))/2.87]}{0.4[k(H\alpha) - k(H\beta)]}, \quad (4.9)$$

onde $k(H\alpha) = 2.468$ e $k(H\alpha) - k(H\beta) = 1.17$. Também aplicamos um fator de correção para cada galáxia pelo fluxo esperado fora do *slit*, o qual foi obtido em duas partes:

- Primeiro, foi determinado um fator de correção entre o *slit* e a fibra do SDSS (coluna 4, Tabela 4.2), a partir do fluxo da linha $H\alpha$ determinado no levantamento do SDSS para cada galáxia das nossas amostras, e o fluxo obtido dos espectros que nós observamos:

$$F_{corr} = \frac{f(H\alpha)_{SDSS}}{f(H\alpha)_{X-Sooter}}, \quad (4.10)$$

este fator de correção é válido para compensar o fluxo fora do *slit* ($0.9'' \times \text{abertura}''^4$) e que se encontra dentro da fibra do SDSS (diâmetro de $3''$), mas ainda é necessário realizar uma correção pelo fluxo fora da fibra do SDSS.

- Em segundo lugar, para realizar a correção do fluxo fora da fibra do SDSS, seguimos o processo realizado por Overzier et al. (2009), para determinar a fração de luz total contida dentro da fibra do SDSS, estimada a partir da diferença entre o fluxo medido dentro da abertura de $3''$ comparada com a abertura fotométrica total do SDSS:

$$f_{fibra} = 10^{-0.4(m_{r,fibra} - m_{r,Petro})}, \quad (4.11)$$

onde $m_{r,fibra}$ é a magnitude obtida com a fibra do SDSS no filtro r , e $m_{r,Petro}$ é a magnitude *Petrosian* determinada também pelo SDSS no filtro r . Mas para nosso caso, precisamos da correlação

⁴ Como mencionado na seção 2.2.3, o tamanho do *slit* no VIS é de $0.9'' \times 11''$, mas neste caso o tamanho do *slit* é considerado a partir da largura do *slit* e a abertura usada na extração do espectro de cada galáxia, já que a linha $H\alpha$ é medida nessa região e não no *slit* inteiro.

inversa: $F_{corr} = 1/f_{fibra}$.

Os valores destes fatores de correção, assim como os parâmetros envolvidos na sua determinação, encontram-se na Tabela 4.2.

No caso da galáxia S09_II não foi possível determinar estes fatores de correção, já que este objeto não tem espectro observado no levantamento do SDSS.

Tabela 4.2.: Fatores de correção do fluxo fora do *slit* do X-Shooter e da fibra do SDSS, e parâmetros usados na sua determinação

ID	$f(H\alpha)_{X-Shooter}^*$ ($10^{-14} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	$f(H\alpha)_{SDSS}$ ($10^{-14} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	$F_{corr} 1$ (entre <i>slit</i> e fibra)	$m_{r,fibra}$	$m_{r,Petro}$	f_{fibra}	$F_{corr} 2$ (fora da fibra SDSS)
BPT03	1.35	2.10	1.56	18.82	18.48	0.73	1.36
BPT08	1.54	2.22	1.45	19.00	18.62	0.70	1.42
BPT09	1.05	1.86	1.77	19.00	18.53	0.65	1.53
BPT10	2.20	3.63	1.65	18.45	17.88	0.59	1.69
BPT11	0.63	0.95	1.51	19.79	19.47	0.74	1.34
BPT15	0.39	0.51	1.31	19.22	18.76	0.66	1.52
BPT20	0.39	0.54	1.38	19.35	18.88	0.65	1.55
BPT23	0.35	0.57	1.62	18.23	17.43	0.48	2.09
BPT26	0.18	0.55	3.00	18.40	17.87	0.62	1.63
HST03	2.28	3.20	1.40	17.76	17.16	0.57	1.75
S01_2	6.03	10.30	1.71	18.15	17.76	0.70	1.43
S04_1	0.16	0.29	1.86	17.16	16.69	0.65	1.54
S04_2	0.19	0.65	3.38	18.11	15.78	0.12	8.57
S09_I	0.68	1.08	1.58	17.78	17.29	0.63	1.58
S09_II ^a	0.20
SDSS001009	0.11	0.19	1.68	19.50	18.83	0.54	1.85
SDSS004054	0.40	0.48	1.19	20.36	20.05	0.75	1.33
SDSS005527	2.64	2.52	0.95	18.49	18.08	0.69	1.46
SDSS015028	1.04	2.03	1.95	18.58	17.91	0.54	1.86
SDSS020356	0.63	1.04	1.67	19.23	18.66	0.59	1.70
SDSS021348	0.14	0.23	1.59	18.90	17.96	0.42	2.39
SDSS032845	0.72	1.03	1.43	19.18	18.50	0.53	1.88
SDSS035733	0.36	0.66	1.82	19.81	19.39	0.68	1.47
SDSS040208	0.24	0.42	1.74	18.99	18.39	0.58	1.74
SDSS143417	0.45	0.86	1.92	19.12	17.89	0.32	3.12
SDSS210358	2.06	4.49	2.18	17.24	16.37	0.45	2.23
SDSS214500	0.52	0.92	1.77	19.02	18.59	0.67	1.49
SDSS231812	0.49	1.30	2.78	18.90	18.18	0.52	1.93
SDSS232539	0.22	0.51	2.29	20.00	19.65	0.73	1.37
SDSS235347	0.27	0.50	1.84	19.68	19.24	0.66	1.51

* Fluxo de $H\alpha$ corrigido pela absorção do contínuo estelar, a partir dos ajustes dos modelos SSPs.

a. Esta galáxia não possui espectro no levantamento do SDSS.

Com os dois fatores de correção obtivemos um fator de correção total para cada galáxia (coluna 5, Tabela 4.3), e foi possível então determinar a SFR considerando a correção total pelo fluxo fora do *slit*, os valores encontram-se registrados na Tabela 4.3, a coluna 2 corresponde à SFR antes da correção pelo fluxo fora do *slit* ou $SFR(H\alpha)_{inicial}$, e a coluna 6 à SFR depois da correção ou $SFR(H\alpha)_{corregida}$.

A Tabela 4.4 apresenta a SFR($H\alpha$) por área. Na coluna 2 encontramos a área do *slit* para cada galáxia, determinada a partir da largura do *slit* (0.9") e a abertura usada para cada objeto na extração dos espectros (vide seção 2.3.6), ambas medidas convertidas a kpc. De essa maneira, com esta área e a SFR sem a correção de fluxo fora do *slit*, foi determinada a primeira medida da SFR por área (coluna 3). Mas, também foi considerada uma segunda medida da área levando em conta o tamanho da fibra do SDSS, para isso foi usado o raio $R_e = 2 \times R50_r$, obtendo-se a área $A_{total} = \pi R_e^2$ kpc² (coluna 4). Com esta medida de área e a SFR corrigida pelo fluxo fora do *slit* e da fibra, $SFR(H\alpha)_{corregida}$, foi determinada uma segunda SFR por área (coluna 5).

4.2.2. SFR a partir da linha $Pa\alpha$

A linha $Pa\alpha$ é pouco afetada pela poeira, pelo que fornece uma boa medida da SFR. A partir desta linha podemos obter o fluxo intrínseco da linha $H\alpha$. Calzetti et al. (2007), propõem os seguintes valores para a razão $H\alpha/Pa\alpha$: 7.82 (para alta metalicidade), 8.45 (metalicidade intermediária) e 8.73 (baixa metalicidade). Nós adotamos o valor de metalicidade intermediária, pelo que a SFR pode ser determinada pela equação:

$$SFR_{Pa\alpha} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}] = 5.3 \times 10^{-42} (8.45 \times L_{Pa\alpha}) [\text{erg s}^{-1}], \quad (4.12)$$

onde $Pa\alpha$ foi corrigida por poeira a partir do decremento: $f(Pa\alpha)/f(H\alpha)$, e os parâmetros propostos por Calzetti (2001) para estas duas linhas na determinação de $E(B - V)_{g\alpha s}$: valor intrínseco da razão $f(Pa\alpha)/f(H\alpha) = 0.123$ e $k(H\alpha) - k(Pa\alpha) = 2.104$, e seguindo as prescrições de Cardelli et al. (1989) para a correção do fluxo da linha. Os valores da medida da SFR a partir da linha $Pa\alpha$, corrigida por poeira, encontram-se na coluna 3 da Tabela 4.3, como $SFR(Pa\alpha)_{inicial}$. Mas, com o fim de realizar uma comparação entre as determinações da SFR em base a esta linha e à linha $H\alpha$, foi necessário também corrigi-la pelo fluxo fora do *slit* e da fibra do SDSS. Desta maneira, usando o mesmo fator de correção usado com $H\alpha$, foi feita a correção e recalculada a SFR, registrada na coluna 7 da mesma tabela, como $SFR(Pa\alpha)_{corregida}$.

4.2.3. Comparação com outros indicadores da SFR

SFR a partir das linhas $H\alpha$ e $22\mu m$

Outro método para a determinação da SFR é o método que usa as linhas: $H\alpha$ e $22\mu m$, baseado na combinação das luminosidades sem correção por poeira de ambas linhas. Esta SFR é relacionada à emissão da poeira aquecida por estrelas jovens (Overzier et al., 2009; Calzetti et al., 2007):

$$SFR_{H\alpha+22\mu m} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}] = 5.3 \times 10^{-42} \times (L_{H\alpha,obs} + 0.031L_{22\mu m}) [\text{erg s}^{-1}]. \quad (4.13)$$

Este método também foi utilizado na obtenção da SFR das nossas galáxias LBAs (coluna 8, Tabela 4.3). As luminosidades em $22\mu m$ foram obtidas do levantamento WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer*, Wright et al. 2010). Usamos o *All-Sky Data Release*⁵ na banda W4, que tem uma resolução angular de $12''$ e uma sensibilidade da fonte pontual de 6 mJy (5σ).

Já as luminosidades de $H\alpha$ foram obtidas diretamente dos fluxos medidos nos espectros das galáxias, corrigidos pela absorção do contínuo estelar através dos ajustes dos modelos SSPs; além disso, as luminosidades de $H\alpha$ foram determinadas tanto sem levar em conta as correções pelo fluxo fora do *slit* e da fibra, como levando-as em conta, a fim de comparar os resultados em ambos casos.

⁵ <http://wise2.ipac.caltech.edu/docs/release/allsky/>

SFR a partir do FUV

Este método é baseado na luminosidade no FUV (*far-UV*) corrigida por poeira, mediante uma correlação entre a atenuação da emissão no UV e no IR originada por poeira aquecida por estrelas em meios obscurecidos. Usando a calibração entre a cor no UV e A_{FUV} de [Treyer et al. \(2007\)](#), temos as correlações:

$$A_{FUV} = 4.05(m_{FUV} - m_{NUV}) - 1.08 \text{ mag}, \quad (4.14)$$

$$SFR_{FUV} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}] = 8.1 \times 10^{-29} \times l_{1500\text{\AA}} 10^{0.4A_{FUV}} [\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}], \quad (4.15)$$

onde as magnitudes m_{FUV} e m_{NUV} foram obtidas do levantamento do GALEX, e a luminosidade $l_{1500\text{\AA}}$ foi obtida a partir do fluxo:

$$f_{1500} = 10^{-0.4(m_{FUV} + 48.6)}, \quad (4.16)$$

$$l_{1500} = \frac{4\pi D_{lum}^2 \times f_{1500}}{(1+z)}, \quad (4.17)$$

com D_{lum} sendo a distância de luminosidade. Os valores da SFR obtidos com este método encontram-se na coluna 9 da Tabela 4.3.

4.3. Tamanho das galáxias, massa estelar e massa dinâmica

Uma das mais importantes propriedades das galáxias é a sua massa dinâmica, mas a sua medida pode ter varias incertezas. Se consideramos que a galáxia é um sistema em equilíbrio dinâmico, e se conhecemos a sua dispersão de velocidade estelar e tamanho, podemos estimar a distribuição da massa. Mas, em geral a medida da dispersão da velocidade estelar é mais difícil que a determinação da dispersão de velocidade das linhas de emissão ([Chen et al., 2008](#)), pelo que o uso da dispersão de velocidade do gás ionizado é mais comum na determinação da massa dinâmica das galáxias, especialmente para galáxias *star-forming* em alto *redshift* ([Pettini et al., 2001](#); [Erb et al., 2006b](#)). Assim, para nossas amostras de LBAs primeiro determinaremos a dispersão de velocidade do gás, para depois usa-la na determinação da massa dinâmica.

4.3.1. Tamanhos das LBAs: *half-light radius*

Na determinação dos tamanhos das galáxias é comum o uso do *half-light radius*, definido como o raio dentro do qual se encontra contida a metade da luz da galáxia. Os tamanhos das galáxias apresentados

Tabela 4.3.: Taxas de formação estelar (SFR)

ID	SFR($H\alpha$) ^a _{inicial} (M_{\odot}/yr)	SFR($Pa\alpha$) ^a _{inicial} (M_{\odot}/yr)	SFR($H\alpha + 22\mu\text{m}$) ^a _{inicial} (M_{\odot}/yr)	Fator de correção	SFR($H\alpha$) ^b _{corregida} (M_{\odot}/yr)	SFR($Pa\alpha$) ^b _{corregida} (M_{\odot}/yr)	SFR($H\alpha + 22\mu\text{m}$) ^c _{corregida} (M_{\odot}/yr)	SFR(FUV) ^d (M_{\odot}/yr)
BPT03	20.87	25.96	49.43	2.12	44.33	55.15	62.26	3.70
BPT08	18.86	13.54	79.77	2.06	38.85	27.90	90.95	4.43
BPT09	10.88	7.88	24.44	2.71	29.49	21.35	33.13	6.00
BPT10	9.41	15.95	72.74	2.79	26.23	44.47	87.51	12.14
BPT11	8.15	12.45	17.55	2.03	16.50	25.23	22.47	1.98
BPT15	3.41	4.77	14.79	1.99	6.79	9.50	17.18	4.61
BPT20	7.73	9.41	45.42	2.13	16.45	20.01	49.87	48.70
BPT23	4.53	6.88	13.69	3.38	15.33	23.29	18.87	26.63
BPT26	3.87	13.70	86.34	4.88	18.89	66.77	91.71	45.12
HST03	17.00	8.19	38.21	2.45	41.59	20.04	44.81	28.32
S01_2	0.13	0.13	2.45	0.31	0.23	0.08
S04_1*	2.86	17.67
S04_2	0.35	1.00	3.82	28.93	10.10	28.91	8.35	17.67
S09_I	1.79	3.00	31.05	2.49	4.46	7.48	32.15	19.25
S09_II	0.73	0.45	30.54
SDSS001009	1.27	1.47	14.80	3.12	3.98	4.58	17.00	17.01
SDSS004054	6.27	4.78	16.63	1.58	9.93	7.57	19.70	2.08
SDSS005527	19.81	18.27	63.83	1.39	27.57	25.42	67.72	15.35
SDSS015028	5.78	5.06	51.23	3.61	20.88	18.29	58.89	7.81
SDSS020356	3.99	4.28	12.80	2.84	11.35	12.15	18.42	7.16
SDSS021348	3.15	13.51	47.82	3.79	11.95	51.24	50.57	43.52
SDSS032845	2.35	3.30	7.61	2.68	6.30	8.85	10.99	4.93
SDSS035733	4.66	4.97	17.18	2.68	12.50	13.34	20.93	10.16
SDSS040208	0.57	0.74	3.36	3.03	1.73	2.23	4.52	5.41
SDSS143417	4.00	2.77	15.86	5.97	23.87	16.56	26.55	17.08
SDSS210358	4.92	24.51	119.68	4.86	23.94	119.22	138.70	43.93
SDSS214500	5.39	7.46	13.13	2.64	14.20	19.67	18.33	19.89
SDSS231812	7.20	11.83	59.91	5.37	38.64	63.48	81.63	22.41
SDSS232539	3.79	14.42	3.14	11.89	20.19	6.15
SDSS235347	2.92	4.25	9.49	2.78	8.11	11.80	13.16	6.48

Observações:

a. As linhas $H\alpha$ e $Pa\alpha$ foram corrigidas por poeira com o decremento de Balmer: $f(H\alpha)/f(H\beta)$, e o decremento Paschen-Balmer: $f(Pa\alpha)/f(H\alpha)$, respectivamente.

b. SFRs obtidas a partir das linhas $H\alpha$ e $Pa\alpha$ levando em conta a correção por poeira e pelo fluxo fora do *slit* do X-Shooter e da fibra do SDSS.

c. A luminosidade da linha $H\alpha$ foi corrigida pelo fluxo fora do *slit* do X-Shooter e da fibra do SDSS.

d. A determinação da SFR(FUV) não inclui a correção k (k-correction, Overzier et al. 2009).

* Para a galáxia S04_1 não foi determinada a SFR($H\alpha$) porque essa linha não pode ser corrigida por poeira, devido a que a linha $H\beta$, usada no Decremento Balmer, no foi mensurável neste espectro (vide seções 3.4 e 3.5.1).

aqui estão baseados no “*Petrosian Radius*”⁶, obtido pelo SDSS nos filtros: u, g, r, i, z, especificamente o R50, o qual é o raio que contem o 50% do fluxo *Petrosian*.

Os valores de R50 encontram-se na Tabela 4.5. A galáxia S09_II que faz parte de um sistema em fusão, não tem espectro no levantamento do SDSS, só a sua companheira, chamada aqui de S09_I, foi observada e a partir do seu espectro no levantamento foram determinados varios parâmetros, como: fluxos das suas linhas de emissão, luminosidades, raios (R50), massa estelar, entre outros. Por esta razão, na determinação de propriedades físicas que envolvem valores de parâmetros obtidos do SDSS, para a galáxia S09_II não foram calculadas. Só nos casos em que usamos os valores derivados de nossos espectros obtidos com o X-Shooter, foram determinados para este objeto os parâmetros e incluídos na determinação das suas propriedades físicas.

Por outro lado, a galáxia S04_2, a qual faz parte de um sistema em fusão com a galáxia S04_1, apresenta valores muito altos dos raios, o que faz pensar que estes parâmetros foram superestimados, já que a informação obtida do seu espectro deve estar afetada pela influencia de sua companheira, pois ambas regiões *starburst* se encontram muito próximas uma da outra.

⁶ O *Petrosian radius* é definido pelo levantamento do SDSS em função do *Petrosian ratio* R_p no raio r (medido a partir do centro de um objeto), onde R_p é a razão entre o brilho superficial local de uma região dentro do raio r , e a média do brilho superficial dentro de r . Assim, o *Petrosian radius* (r_p) é definido como o raio em que $R_p(r_p)$ é igual a algum valor específico $R_{p,lim}$, sendo 0.2 para o SDSS.

Tabela 4.4.: Taxas de formação estelar por área

ID	Area no slit (kpc ²)	SFR(H α) _{inicial} /Area _{slit} (M $_{\odot}$ yr ⁻¹ kpc ⁻²)	Area total (kpc ²)	SFR(H α) _{corregida} /Area _{total} (M $_{\odot}$ yr ⁻¹ kpc ⁻²)
BPT03	12.00	1.74	38.17	1.16
BPT08	22.45	0.84	38.36	1.01
BPT09	6.62	1.64	47.28	0.62
BPT10	9.65	0.97	43.13	0.61
BPT11	15.08	0.54	36.51	0.45
BPT15	12.67	0.27	37.44	0.18
BPT20	29.32	0.26	61.53	0.27
BPT23	20.11	0.23	87.65	0.17
BPT26	10.22	0.38	64.64	0.29
HST03	8.82	1.93	26.55	1.57
S01_2	0.05	2.52	0.23	1.33
S04_1	2.94
S04_2	3.07	0.11	268.27	0.04
S09_I	2.29	0.78	13.53	0.33
S09_II	2.29	0.32
SDSS001009	21.71	0.06	114.45	0.03
SDSS004054	21.99	0.29	91.05	0.11
SDSS005527	7.59	2.61	30.07	0.92
SDSS015028	6.95	0.83	57.10	0.37
SDSS020356	9.18	0.44	65.30	0.17
SDSS021348	17.55	0.18	168.78	0.07
SDSS032845	9.85	0.24	53.08	0.12
SDSS035733	17.57	0.27	49.29	0.25
SDSS040208	8.86	0.06	40.39	0.04
SDSS143417	9.30	0.43	248.61	0.10
SDSS210358	7.47	0.66	62.16	0.39
SDSS214500	13.66	0.39	48.98	0.29
SDSS231812	23.66	0.30	136.14	0.27
SDSS232539	36.32	0.10	43.32	0.27
SDSS235347	16.08	0.18	58.64	0.14

4.3.2. Dispersão de velocidade do gás

Chen et al. (2008), determinaram a dispersão de velocidade estelar e do gás em galáxias com linhas de emissão: *star-forming*, *composite*, LINERs e Seyfert 2, identificadas pelo SDSS. Neste trabalho seguimos o mesmo procedimento na determinação da dispersão de velocidade do gás em base à linha H α . A partir dos espectros das nossas amostras de LBAs, já calibrados, corrigidos pela absorção telúrica e pela extinção da Vía Láctea (ver seções 2.3, 2.4, 2.6), e tomando como base o perfil Gaussiano das linhas de emissão do tripleto H α , [NII]6583,6548 no *rest-frame*, foi calculada a dispersão de velocidade do gás a partir da FWHM das linhas, sendo que $\sigma = \text{FWHM}/2.35$.

Tabela 4.5.: Raios “R50” das LBAs, obtidos com os cinco filtros do SDSS

ID	$R50_u$ (kpc)	$R50_g$ (kpc)	$R50_r$ (kpc)	$R50_i$ (kpc)	$R50_z$ (kpc)
BPT03	2.99 ± 0.11	2.84 ± 0.03	2.46 ± 0.02	2.51 ± 0.05	2.45 ± 0.27
BPT08	3.36 ± 0.15	3.02 ± 0.04	2.47 ± 0.02	2.47 ± 0.04	3.46 ± 0.32
BPT09	3.00 ± 0.11	2.90 ± 0.04	2.74 ± 0.03	2.59 ± 0.05	3.19 ± 0.31
BPT10	2.97 ± 0.08	2.81 ± 0.03	2.62 ± 0.03	2.65 ± 0.05	3.01 ± 0.21
BPT11	2.79 ± 0.19	2.64 ± 0.05	2.41 ± 0.04	2.49 ± 0.07	1.94 ± 0.37
BPT15	2.65 ± 0.11	2.38 ± 0.03	2.44 ± 0.04	2.37 ± 0.04	2.89 ± 0.17
BPT20	3.36 ± 0.13	2.98 ± 0.05	3.13 ± 0.05	3.02 ± 0.07	3.25 ± 0.21
BPT23	2.78 ± 0.13	3.26 ± 0.06	3.73 ± 0.11	3.88 ± 0.12	3.93 ± 0.14
BPT26	3.07 ± 0.10	3.20 ± 0.03	3.21 ± 0.03	3.03 ± 0.03	3.14 ± 0.11
HST03	1.97 ± 0.03	2.08 ± 0.01	2.06 ± 0.01	2.03 ± 0.01	2.22 ± 0.05
S01_2	0.22 ± 0.00	0.21 ± 0.00	0.19 ± 0.00	0.20 ± 0.01	0.23 ± 0.02
S04_1	1.26 ± 0.02	1.22 ± 0.02	1.32 ± 0.03	1.42 ± 0.04	1.24 ± 0.05
S04_2 ^a	6.36 ± 1.16	6.88 ± 0.71	6.53 ± 0.46	6.12 ± 0.43	6.46 ± 0.44
S09_I	1.37 ± 0.02	1.45 ± 0.01	1.47 ± 0.02	1.42 ± 0.02	1.58 ± 0.03
S09_II ^b
SDSS001009	3.44 ± 0.44	3.82 ± 0.09	4.27 ± 0.09	4.63 ± 0.11	4.63 ± 0.35
SDSS004054	4.10 ± 1.18	3.04 ± 0.15	3.81 ± 0.15	4.19 ± 0.59	3.34 ± 0.62
SDSS005527	2.23 ± 0.06	2.30 ± 0.02	2.19 ± 0.02	2.00 ± 0.02	1.97 ± 0.10
SDSS015028	2.94 ± 0.11	3.14 ± 0.06	3.01 ± 0.06	2.82 ± 0.06	3.21 ± 0.13
SDSS020356	3.14 ± 0.16	3.18 ± 0.04	3.22 ± 0.05	3.10 ± 0.08	2.96 ± 0.35
SDSS021348	3.24 ± 0.28	3.70 ± 0.10	5.18 ± 0.16	5.20 ± 0.20	5.82 ± 0.66
SDSS032845	2.69 ± 0.18	3.04 ± 0.04	2.91 ± 0.05	2.86 ± 0.06	2.87 ± 0.21
SDSS035733	2.85 ± 1.69	2.84 ± 2.03	2.80 ± 2.11	2.71 ± 1.99	3.07 ± 1.58
SDSS040208	2.37 ± 0.11	2.51 ± 0.03	2.54 ± 0.03	2.64 ± 0.06	2.26 ± 0.16
SDSS143417	3.91 ± 0.55	5.85 ± 0.15	6.29 ± 0.13	6.16 ± 0.15	7.47 ± 0.69
SDSS210358	2.70 ± 0.06	2.94 ± 0.03	3.15 ± 0.04	2.93 ± 0.03	3.34 ± 0.06
SDSS214500	2.57 ± 0.13	2.86 ± 0.03	2.79 ± 0.03	2.97 ± 0.04	2.97 ± 0.14
SDSS231812	4.74 ± 0.27	5.11 ± 0.07	4.65 ± 0.07	4.67 ± 0.10	4.59 ± 0.36
SDSS232539	2.94 ± 0.18	2.59 ± 0.05	2.63 ± 0.05	2.64 ± 0.13	2.62 ± 0.36
SDSS235347	3.81 ± 0.38	3.47 ± 0.08	3.06 ± 0.07	3.28 ± 0.12	3.38 ± 0.55

a. Este objeto faz parte de um sistema em fusão, e é muito provável que os seus raios tenham sido superestimados.

b. Esta galáxia não possui espectro no levantamento do SDSS.

A largura da linha observada é a convolução⁷ da largura da linha intrínseca e a resolução instrumental, assim, obtemos a dispersão de velocidade intrínseca, subtraindo o quadrado de σ_{inst} (σ instrumental), e levando em conta o efeito pelo *redshift*. Nos adotamos a equação de [Chen et al. \(2008\)](#):

$$\sigma_{gás} = \sqrt{\left(\frac{FWHM(H\alpha)}{2.35}\right)^2 - \left(\frac{\sigma_{inst}}{1+z}\right)^2}, \quad (4.18)$$

onde $\sigma_{inst} = \lambda(H\alpha)_{obs}/R$. A resolução R de cada braço espectroscópico do X-Shooter, foi fornecida no produto “TILD_TAB_SLIT_ARM” do *recipe* “xsh_wavelcal”, na redução dos dados.

⁷ Formalmente a dispersão também tem contribuições da *natural* e *thermal broadening*. A *natural broadening* do Hidrogênio é 3 km/s ([O’dell & Townsley 1988](#)), e a *thermal broadening* para regiões HII com temperaturas de 10000 K é de ~10 km/s ([Osterbrock 1989](#)). Devido a que essas contribuições são quadráticas podemos desconsidera-las, já que as dispersões medidas possuem valores de dezenas até centenas de km/s.

4.3.3. Massas dinâmica e estelar

A determinação da massa dinâmica (M_{dyn}) foi realizada com a equação (Overzier et al. 2009):

$$M_{dyn} = f \frac{R_e \times \sigma_v^2}{G}, \quad (4.19)$$

onde $G = 6.674 \times 10^{-11} \text{ N m}^2/\text{kg}^2$ é a constante gravitacional, R_e é o “optical half-light radius”, σ_v é a velocidade do gás derivada da largura da linha $H\alpha$ e f é um fator que depende da geometria do sistema para o qual assumimos o valor de 3.4 como adotado geralmente neste tipo de estudos (Gnerucci et al., 2011). Também foi assumido que o teorema do virial aplica em todos os casos, o que não é necessariamente garantido (por exemplo, nos casos de fusões de galáxias). Assim, temos a equação:

$$\sigma_v(H\alpha) = \frac{\sigma_{gás}}{\lambda(H\alpha)} \times c, \quad (4.20)$$

com $\sigma_{gás}$ sendo a dispersão da velocidade do gás determinada com a equação 4.18, “c” a velocidade da luz, e $\lambda(H\alpha) = 6562.8 \text{ \AA}$ (comprimento de onda no *rest-frame*). Os valores adotados de R_e correspondem aos raios R50 (*Petrosian Radius*, vide seção 4.3.1). De essa maneira, a partir dos valores obtidos da velocidade do gás e dos raios R50, foi possível determinar a massa dinâmica das LBAs nos 5 filtros do SDSS: u, g, r, i, z.

As massas estelares que usamos para as nossas amostras de LBAs foram obtidas do levantamento do SDSS, lembrando que a galáxia S09_II não possui espectro neste levantamento, pelo que também não tem determinado o valor da sua massa estelar. As massas estelares foram determinadas através de ajustes de populações estelares a partir de fotometria do SDSS (Kauffmann et al., 2003; Salim et al., 2007)⁸. Enquanto à massa dinâmica, foi decidido usar só aquela determinada na banda *r*, considerada uma boa banda por ser dominada por estrelas e pouco afetada por poeira, além de ter um bom S/N nas imagens do SDSS. Na Tabela 4.6, encontram-se os valores da massa estelar (coluna 2), os valores da velocidade do gás (coluna 3), e das massas dinâmicas no filtro *r* (coluna 4).

4.3.4. sSFR das LBAs

Como mencionado na seção 1.3.9, a taxa de formação estelar específica (sSFR), descreve a taxa de crescimento da massa estelar numa galáxia e é definida como:

$$sSFR = \frac{SFR}{M_*} \quad (4.21)$$

No Universo local a sSFR decresce quando a massa estelar incrementa, pois as galáxias massivas formaram as suas estrelas no passado, enquanto que as galáxias menos massivas ainda podem estar experimentando actividade de formação estelar. Também podemos entender este comportamento pela idade das populações estelares da galáxia, a maioria das populações de estrelas em galáxias massivas possuem

⁸ <https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/SDSS/DR7/>

Tabela 4.6.: Massa estelar, velocidade do gás e massa dinâmica

ID	$\log M_*^a$ (M_\odot)	σ_v (km s^{-1})	$\log M_{dyn}(r)$ (M_\odot)
BPT03	9.59	55.30	9.77
BPT08	9.58	100.94	10.30
BPT09	9.46	77.65	10.12
BPT10	9.58	69.15	10.00
BPT11	9.29	67.35	9.94
BPT15	10.45	51.09	9.70
BPT20	10.08	95.30	10.35
BPT23	10.65	129.89	10.70
BPT26	10.81	59.68	9.96
HST03	10.03	74.51	9.96
S01_2*	6.96	13.77
S04_1	10.03	89.79	9.93
S04_2	10.80	72.68	10.44
S09_I	10.14	101.32	10.08
S09_II**	113.96
SDSS001009	10.53	80.41	10.34
SDSS004054	9.27	43.44	9.75
SDSS005527	9.69	118.92	10.39
SDSS015028	10.32	82.75	10.21
SDSS020356	9.41	57.55	9.93
SDSS021348	10.44	75.90	10.37
SDSS032845	9.82	60.02	9.92
SDSS035733	9.99	73.47	10.08
SDSS040208	9.50	29.62	9.25
SDSS143417	10.73	64.11	10.31
SDSS210358	10.91	200.77	11.00
SDSS214500	9.98	68.84	10.02
SDSS231812	10.00	66.09	10.21
SDSS232539	9.27	61.38	9.89
SDSS235347	9.47	47.33	9.73

a. Massa estelar obtida do levantamento do SDSS.

* Para a galáxia S01_2 não foi possível determinar a massa dinâmica, devido a que a sua velocidade do gás é menor do que a velocidade instrumental.

** A galáxia S09_II não possui espectro no levantamento do SDSS, e por tanto não contamos com seu valor da massa estelar, nem do R50; pelo que também não foi possível determinar a sua massa dinâmica.

idades maiores se comparadas com as populações das galáxias menos massivas. Estas características também são observadas em alto *redshift*.

A partir da massa estelar obtida do levantamento do SDSS e da SFR($H\alpha$), onde $H\alpha$ foi corrigida pela absorção do contínuo estelar e a sua luminosidade corrigida por poeira, assim como pelo fluxo fora do *slit* e da fibra, foram determinadas as sSFR para as duas amostras de LBAs e registradas na Tabela 4.7.

Tabela 4.7.: Taxas de formação estelar específica (sSFR)

ID	log(sSFR)	ID	log(sSFR)
BPT03	-7.94	SDSS001009 [†]	-9.93
BPT08	-7.99	SDSS004054	-8.27
BPT09	-7.99	SDSS005527	-8.25
BPT10	-8.16	SDSS015028 [†]	-9.00
BPT11	-8.07	SDSS020356	-8.36
BPT15 [†]	-9.62	SDSS021348 [†]	-9.37
BPT20 [†]	-8.87	SDSS032845	-9.02
BPT23 [†]	-9.47	SDSS035733	-8.89
BPT26 [†]	-9.53	SDSS040208 [†]	-9.26
HST03 [†]	-8.42	SDSS143417	-9.35
S01_2	-7.47	SDSS210358 [†]	-9.53
S04_1 ^{1 †}	SDSS214500 [†]	-8.83
S04_2 [†]	-10.88	SDSS231812 [†]	-8.42
S09_I [†]	-9.49	SDSS232539	-8.20
S09_II ²	SDSS235347 [†]	-8.56

1. Esta galáxia não teve uma boa determinação do fluxo de $H\beta$. Portanto, não foi possível determinar a $SFR(H\alpha)$ corrigida por poeira com o Decremento Balmer.

2. Esta galáxia não possui espectro no levantamento do SDSS, e consequentemente não há determinação da massa estelar (M_*).

[†] Objetos que exibem características *pos-starburst*.

4.4. Discussão e resultados

Neste capítulo foram determinadas as propriedades físicas das LBAs: taxas de formação estelar (SFRs), tamanhos das galáxias ($R50$), dispersão de velocidade do gás ($\sigma_{gás}$), velocidade do gás (σ_v), massas estelares e massas dinâmicas, assim como a taxa de formação estelar específica (sSFR). Para a determinação das SFRs usamos quatro indicadores: $SFR(H\alpha)$, $SFR(Pa\alpha)$, $SFR(H\alpha+22\mu m)$ e $SFR(FUV)$. Também foi explicado o processo de correção por poeira dos espectros a partir do decremento Balmer e do decremento Paschen-Balmer.

Nós comparamos os resultados das diferentes SFRs, assim como os resultados das massas estelares obtidas a partir dos ajustes de modelos SSPs e aquelas obtidas do levantamento do SDSS. Começaremos analisando primeiro o excesso de cor e os resultados das massas, tanto estelar como dinâmica, para continuar com os diferentes resultados das SFRs e sSFR.

4.4.1. Excesso de cor: E(B-V)

Calzetti et al. (1996), a partir do estudo de regiões *starburst* centrais de 13 galáxias, encontraram que o avermelhamento dessas regiões pode ser explicado pela presença de poeira de primeiro plano, seja homogênea ou aglutinada (*clumpy*). E os resultados sugeriram que existe só uma pequena quantidade de poeira interna nas regiões de formação estelar, fato que pode ser atribuído a ondas de choque e *outflows* gerados por SNe, assim como aos ventos produzidos por estrelas quentes, mecanismos que são muito eficientes na destruição e remoção de poeira da parte interna destas regiões.

Observando os resultados do $E(B - V)_{gás}$ das LBAs (Figura 4.9a), vemos que o comportamento deste parâmetro pode ser explicado mediante as mesmas hipóteses propostas por Calzetti et al. (1996), já que as observações das nossas amostras de galáxias foram realizadas priorizando a região *starburst* das LBAs. Assim, podemos definir três possíveis cenários na determinação dos valores de $E(B - V)_{gás}$:

1. Poeira homogênea:

Neste cenário o gás ionizado está por trás de uma camada homogênea de poeira, e ao atravessá-la as linhas de emissão sofrem absorções nos seus fluxos (Figura 4.8a);

2. Poeira aglutinada:

Aqui a poeira se encontra posicionada entre o gás emitindo e o observador, mas distribuída em aglomerados. Desta maneira a luz que viaja na linha de visada que contém menor número de aglomerados de poeira, fornece uma alta contribuição à emissão. Este efeito é mais significativo no VIS e no NIR (Figura 4.8b);

3. Poeira misturada com o gás emitindo:

Este cenário supõe que a poeira e o gás emitindo se encontram misturados homogêneamente através da região de emissão. As camadas de gás externas são menos afetadas pelo avermelhamento do que as camadas internas, já que estas não se encontram tão profundamente incorporadas na poeira. Como consequência, este gás misturado com poeira fornece a maior contribuição à radiação emergente (Figura 4.8c).

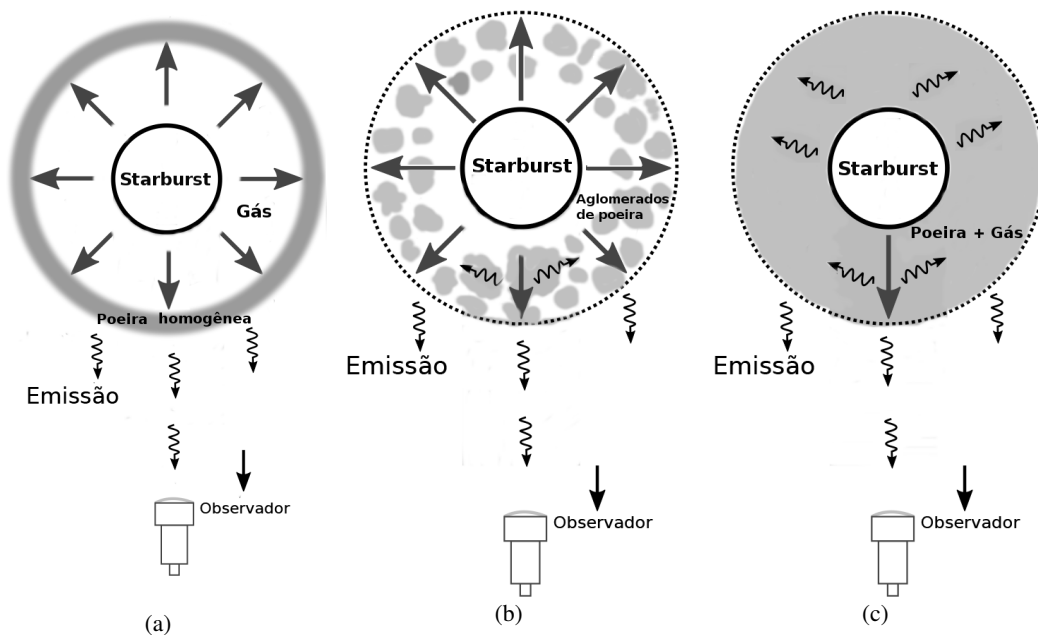


Figura 4.8.: (a) Cenário 1: camada homogênea de poeira de primeiro plano. Onde o gás que emite está por trás dessa camada de poeira, assim que o obscurecimento depende só dos detalhes da curva de extinção. (b) Cenário 2: camada de aglomerados de poeira. A radiação emitida pelo gás que está por trás desses aglomerados pode sofrer fortes absorções ao atravessar os aglomerados, mas a luz que consegue viajar por entre eles sem atravessá-los tem uma maior contribuição à emissão observada. (c) Cenário 3: camada de mistura de poeira e gás. As camadas mais externas da mistura tem uma maior contribuição à emissão.

A Figura 4.9a, corresponde à comparação entre $E(B - V)_{gás}$ obtido a partir da razão $H\alpha/H\beta$ e aquele obtido com a razão $P\alpha/H\alpha$, onde apesar da dispersão obtivemos uma boa correlação para a maioria das galáxias, mostrando concordância com o cenário em que existe uma camada de poeira homogênea entre o gás e o observador. Algumas LBAs, como SDSS021348, SDSS210358, BPT26 e S04_2, apresentam valores fora da tendência, indicando que o avermelhamento no NIR não é tão forte quanto para o resto da amostra, comportamento que pode ser explicado pelos cenários 2 e 3, onde a radiação do gás que vem da região *starburst* central pode encontrar no seu caminho aglomerados de poeira que afetam o fluxo das linhas de emissão, mas em menor proporção do que no caso de uma camada homogênea de poeira; e uma outra alternativa, é a passagem da radiação por uma camada de poeira misturada com o gás ionizado, onde as camadas mais internas sofrem um obscurecimento maior, e as camadas mais externas contribuem mais na emissão.

Na Figura 4.9b, apresentamos a comparação entre o $E(B - V)_*$ obtido a partir dos ajustes de modelos SSPs aos espectros das LBAs, e o $E(B - V)_*$ obtido através da razão $H\alpha/H\beta$, obtendo uma boa correlação entre ambas determinações para a maioria das galáxias, exceto pelos objetos SDSS232539 e SDSS005527, para as quais o comportamento deste parâmetro pode ser suportado pela distribuição de poeira nestas galáxias de acordo aos cenários 2 e 3; assim, como a galáxia SDSS210358, a qual apresenta um valor alto deste parâmetro nos resultados dos modelos SSPs quando comparado com aquele obtido com o decremento Balmer.

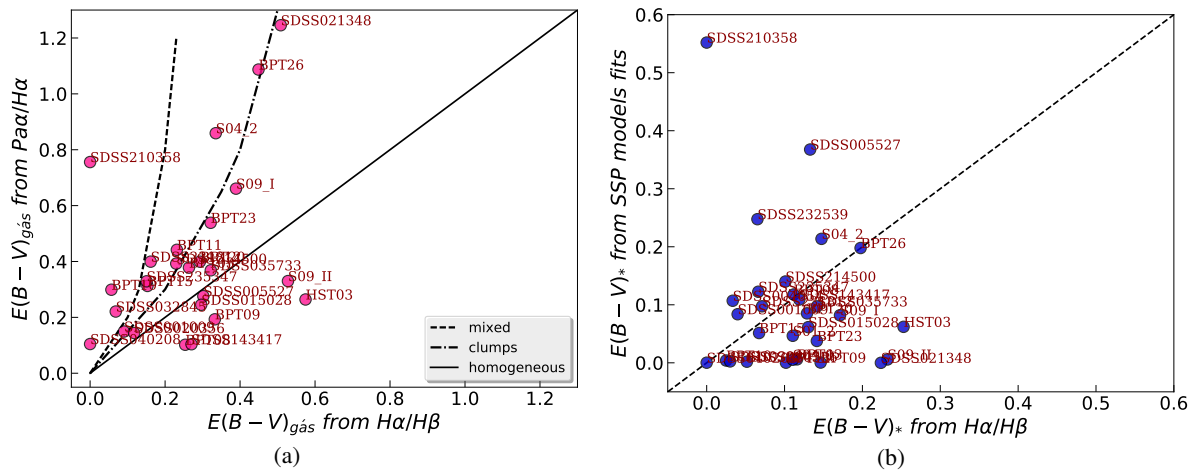


Figura 4.9.: (a) Comparação entre os valores de $E(B - V)_{gás}$ obtidos a partir das razões: $P\alpha/H\alpha$ e $H\alpha/H\beta$. A linha tracejada preta representa os valores para o cenário em que a emissão do gás atravessa uma camada de poeira homogênea em primeiro plano. (b) Comparação entre o $E(B - V)_*$ obtido a partir dos ajustes dos modelos SSPs e a razão $H\alpha/H\beta$.

4.4.2. Tamanhos e massas

A Figura 4.10 apresenta a comparação entre as massas estelares obtidas do levantamento do SDSS e dos ajustes dos modelos SSPs.

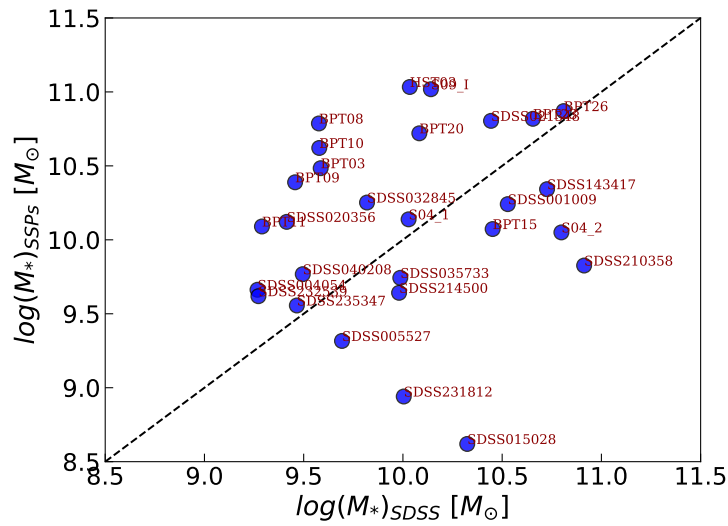


Figura 4.10.: Comparação entre as massas estelares obtidas dos ajustes dos modelos SSPs (3500 - 6780 Å) e as massas estelares fornecidas pelo levantamento do SDSS.

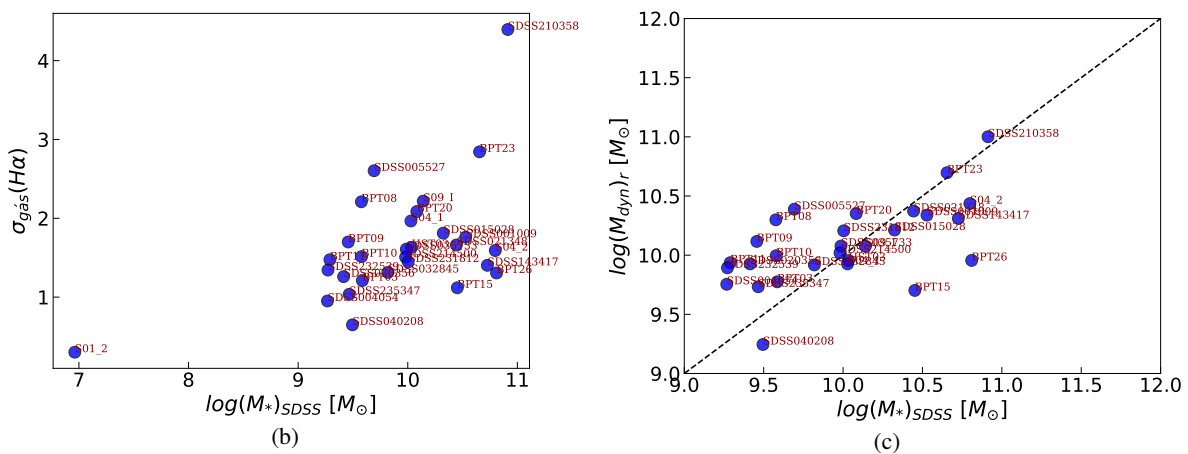
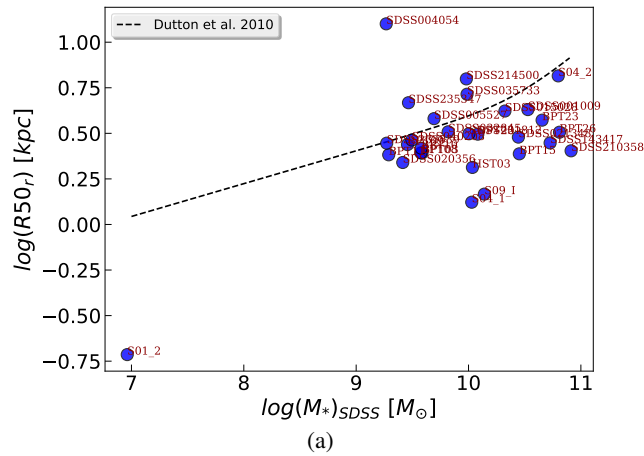


Figura 4.11.: (a) $R50_r$ vs. Massa estelar do SDSS. (b) Dispersão de velocidade do gás vs. Massa estelar. (c) Massa dinâmica determinada no filtro r vs. Massa estelar.

Na Figura 4.11a, apresentamos o $R50_r$ versus a massa estelar do SDSS. O valor médio do $R50_r$ das galáxias no filtro r , é ~ 3.4 kpc. E os valores da massa estelar, $\log(M_*)$, encontram-se no intervalo

9.27 - 10.91, com exceção da galáxia S01_2 que apresenta um valor atípico do resto da amostra, com $\log(M_*) = 6.96$ (Tabela 4.6). Os tamanhos e as massas estelares das LBAs são similares a aqueles típicos de LBGs (Shapley et al., 2001; Shapley, 2011; Steidel et al., 2014).

A Figura 4.11b corresponde à comparação entre a dispersão de velocidade do gás e a massa estelar do SDSS, obtendo-se valores de $\sigma_{gás}(H\alpha) = 0.30 - 4.73 \text{ \AA}$.

E na Figura 4.11c temos a comparação entre a massa dinâmica medida no filtro r e a massa estelar, encontrando-se massas dinâmicas no intervalo $\log(M_{dyn})_r = 9.25 - 11.00 M_\odot$. Lembrando que na determinação das massas dinâmicas assumimos um fator $f = 3.4$ e que o teorema do virial aplica em todos os casos, dessa maneira o comportamento dos pontos na Figura 4.11c fora da tendência pode ser atribuído a que estes dois fatores não aplicam para os casos em questão (ver Figura 6 e texto em Gonçalves et al. (2010), para uma discussão detalhada especificamente no caso de LBAs).

4.4.3. SFR e sSFR

As galáxias *star-forming* são caracterizadas pela emissão de linhas originadas em gás quente, aquecido por estrelas jovens em regiões HII. E a luminosidade de linhas nebulares como $H\alpha$ ou [OIII], fornecem informações confiáveis sobre a SFR e a metalicidade do gás. Mas, a poeira presente no ISM atenua fortemente os fluxos de linhas nos espectros *rest-frame* no UV e no VIS; fazendo com que a determinação dessas propriedades físicas sejam afetadas e precisem de uma correção.

Por outro lado, um mecanismo que afeta a formação estelar é a ocorrência de ventos e *outflows*⁹ nas galáxias, os quais ejetam gás da galáxia e dispersam o material necessário para a formação de estrelas. Uma vez que a formação estelar para, a galáxia torna-se passiva (*quiescent*), migrando para a sequência vermelha. Estes *outflows* podem ser gerados por processos estelares, como ventos estelares e supernovas, ou por AGNs. Estes processos têm um papel importante no regulamento do conteúdo de metais da galáxia e no enriquecimento do meio intergalactico (IGM). É conhecido que em galáxias *starburst* a energia que vem dos ventos gerados por estrelas jovens e supernovas geram bolhas de plasma ricas em metais (Heckman et al. 1990), e estas bolhas se expandem e se superpõem no ISM, acelerando as velocidades em alguns centos de $km s^{-1}$.

Levando em conta esses fatores relacionados à SFR, para sua análise nos espectros de nossas amostras de LBAs, como explicado na seção 4.2, as linhas envolvidas na sua determinação com os indicadores: SFR($H\alpha$), SFR($Pa\alpha$) e SFR(FUV), foram corrigidas por poeira a partir dos decrementos Balmer e Paschen-Balmer. Mas no caso do indicador SFR($H\alpha+22\mu m$), nenhuma das duas medidas foram corrigidas. Em alguns casos, as linhas $H\alpha$ e $Pa\alpha$ também foram corrigidas pelo fluxo fora do *slit* do X-Shooter e da fibra do SDSS. O histograma apresentado na Figura 4.12, mostra os resultados da SFR obtidos com os diferentes indicadores, observando-se valores de até $\sim 139 M_\odot yr^{-1}$, o que fornece informação relevante sobre estas galáxias, pois muitas delas sendo objetos muito compactos, possuem altas SFRs. Alguns exemplos de LBAs compactas com altas SFRs são apresentados na Tabela 4.8.

⁹ Quando a velocidade do gás ($V_{gás}$) é menor que a velocidade de escape (V_{escape}) o processo é chamado de “**vento**” (*wind*), mas quando $V_{gás} > V_{escape}$ é chamado de “**outflow**”.

Tabela 4.8.: Exemplos de galáxias LBAs compactas com altas SFRs

ID	$R50_r$ (kpc)	SFR($H\alpha$) (M_\odot/yr)	SFR($Pa\alpha$) (M_\odot/yr)	SFR($H\alpha+22\mu\text{m}$) (M_\odot/yr)	SFR(FUV) (M_\odot/yr)
BPT03	2.46	44.33	55.15	62.26	3.70
BPT08	2.47	38.85	27.90	90.95	4.43
BPT10	2.62	26.23	44.47	87.51	12.14
BPT26	3.21	18.89	66.77	91.71	45.12
HST03	2.06	41.59	20.04	44.81	28.32
SDSS005527	2.19	27.57	25.42	67.72	15.35
SDSS015028	3.01	20.88	18.29	58.89	7.81
SDSS210358	3.15	23.94	119.22	138.70	43.93

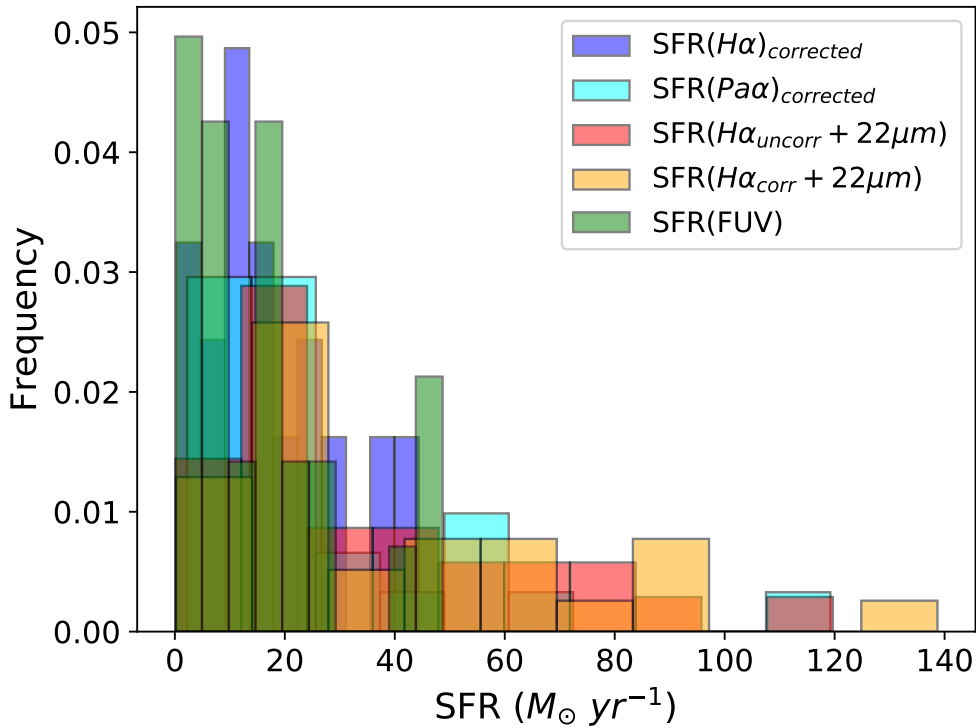


Figura 4.12.: Histograma da taxa de formação estelar (SFR), obtida através dos quatro indicadores explicados na seção 4.2. **(1)** $SFR(H\alpha_{corrected})$, onde a linha $H\alpha$ foi corrigida pela absorção estelar, por poeira e pelo fluxo fora do *slit* do X-Shooter e a fibra do SDSS. **(2)** $SFR(Pa\alpha_{corrected})$, com $Pa\alpha$ corrigida por poeira e pelo fluxo fora do *slit* e da fibra. **(3a)** $SFR(H\alpha_{uncorr} + 22\mu\text{m})$, com $H\alpha$ corrigida pela absorção do contínuo estelar e por poeira, mas sem correção pelo fluxo fora do *slit* e da fibra; **(3b)** $SFR(H\alpha_{corr} + 22\mu\text{m})$, onde $H\alpha$ inclui todas as correções mencionadas anteriormente. **(4)** $SFR(FUV)$, inclui correção por poeira.

Ao comparar as SFRs obtidas a partir das linhas $H\alpha$ e $Pa\alpha$ (Figura 4.13), encontramos uma boa correlação entre os resultados, exceto para a galáxia SDSS210358, a qual possui um valor muito alto da $SFR(Pa\alpha)$ quando comparado com o valor da $SFR(H\alpha)$.

A Figura 4.14 corresponde à comparação entre a $SFR(H\alpha)$ e a $SFR(H\alpha + 22\mu\text{m})$; sendo que no caso da $SFR(H\alpha)$, a linha $H\alpha$ foi corrigida pela absorção do contínuo estelar, por poeira a partir do decremento Balmer, e pelo fluxo fora do *slit* e da fibra. Na Figura 4.14a, no caso da $SFR(H\alpha + 22\mu\text{m})$, $H\alpha$ foi corrigida pela absorção do contínuo estelar e pelo fluxo fora do *slit* e da fibra, mas no caso apresentado na Figura 4.14b, a linha $H\alpha$ só foi corrigida pelo contínuo estelar. Em ambos casos vemos que a maioria das

galáxias têm valores abaixo de 1.0 da razão: $SFR(H\alpha)_{corrected}/SFR(H\alpha + 22\mu m)$, mas no caso (a) temos mais galáxias acima de 1.0 (sete LBAs) quando comparado com o caso (b), com só duas LBA.

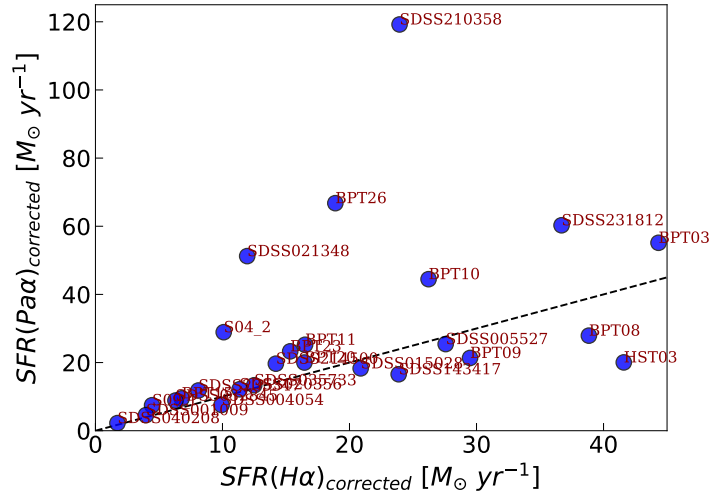


Figura 4.13.: Comparação entre a SFR obtida a partir da linha $H\alpha$ (corregida pela absorção do contínuo estelar, por poeira e pelo fluxo fora do *slit* do S-Xhooter e da fibra do SDSS, $SFR(H\alpha)_{corrected}$) e a SFR obtida com a linha $Pa\alpha$ (corregida por poeira e pelo fluxo fora do *slit* e da fibra, $SFR(Pa\alpha)_{corrected}$).

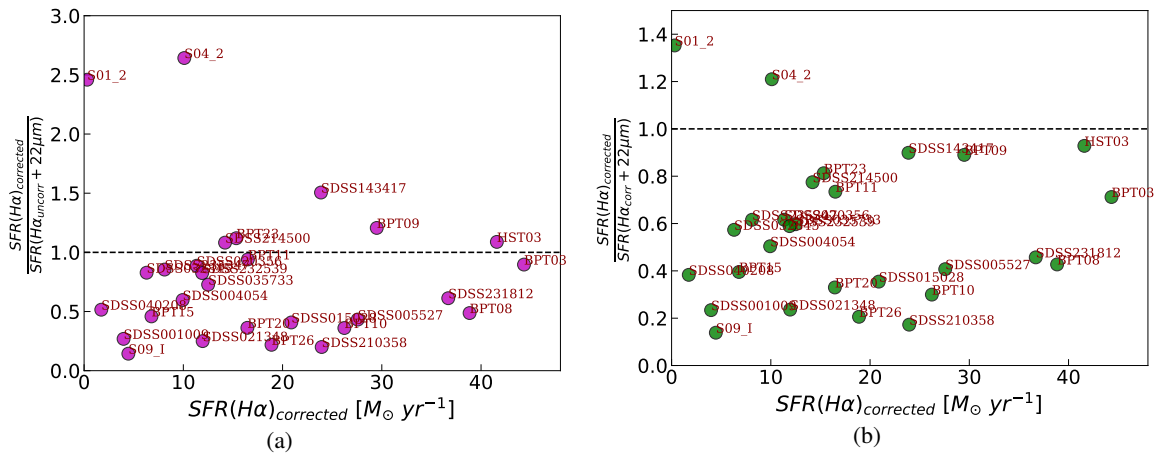


Figura 4.14.: Comparação entre a SFR obtida a partir da linha $H\alpha$ (corregida pela absorção do contínuo estelar, por poeira e pelo fluxo fora do *slit* do X-Shooter e da fibra do SDSS) e, (a) $SFR(H\alpha_{uncorr} + 22\mu m)$, onde $H\alpha$ só foi corrigida pela absorção do contínuo estelar, (b) $SFR(H\alpha_{corr} + 22\mu m)$, com $H\alpha$ corrigida pela absorção do contínuo estelar e pelo fluxo fora do *slit* e da fibra.

Este comportamento pode ser atribuído à correção da linha $H\alpha$ pelo fluxo fora do *slit* e da fibra, na determinação de $SFR(H\alpha + 22\mu m)$. Assim, podemos definir os seguintes dois casos:

- *Ha sem correção:*

Neste caso a medida da SFR é feita só na região da galáxia em que foi posicionado o *slit* do X-Shooter, e lembrando que na extração dos espectros (seção 2.3.6) foram usadas diferentes aberturas, o qual reduz a área da medida das linhas, e por tanto, também a região em que é determinada a SFR. Sendo que o *slit* foi localizado na região *starburst* da LBA, esperamos que a SFR determinada nesta região seja mais alta que no resto da galáxia.

Enquanto à taxa de formação estelar específica (sSFR) das LBAs, encontramos que como esperado, a sSFR aumenta com a diminuição da massa estelar (M_*), indicando que estes objetos compactos ainda se encontram formando estrelas e em taxas altas. A Figura 4.18a corresponde ao histograma da sSFR, e a Figura 4.18b apresenta a comparação entre a sSFR determinada a partir de nossos espectros e a massa estelar obtida do levantamento do SDSS.

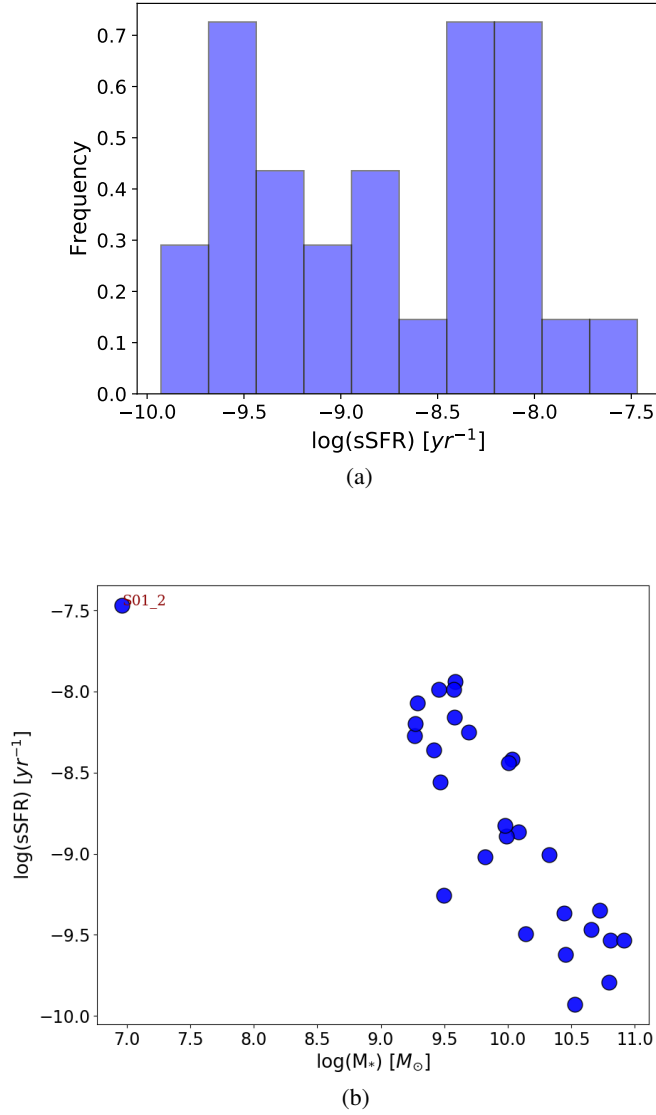


Figura 4.18.: **(a)** Histograma de $\log(\text{sSFR})$. **(b)** Comparação entre a taxa de formação estelar específica (sSFR) e a massa estelar obtida do SDSS.

5 Métodos de determinação de abundâncias no gás ionizado

Estudar a composição química das galáxias em detalhe é fundamental para entender a sua evolução, pelo que a determinação da metalicidade representa um desafio. O conteúdo de elementos químicos de uma galáxia é regulado por interações complexas entre processos físicos que ocorrem em diferentes escalas de tempo e espaço, muitos elementos pesados que são produzidos por atividades estelares, como ventos originados por explosões de SNe, contribuem ao enriquecimento do meio interestelar (ISM), mas por outro lado, o *infall* de gás cosmológico proveniente do meio intergaláctico (IGM) e *mergers*, e de *outflows* originados por AGNs e SNe, podem afetar a metalicidade do gás no ISM, e ao tempo contribuir a novos episódios de formação estelar (Davé et al. 2011). Esses processos afetam diretamente a história do enriquecimento químico da galáxia, a massa estelar (M_*) e a taxa de formação estelar (SFR).

As linhas de emissão fornecem uma boa ferramenta para a determinação de abundâncias, e através da análise dessas determinações de abundâncias é possível estabelecer diferenças entre várias populações de galáxias. O elemento comumente mais usado é o Oxigênio, devido a que é relativamente abundante e emite fortes linhas na região do óptico, e pode ser observado em vários estados de ionização. Por tanto, a metalicidade das galáxias é determinada a partir da sua abundância relativa de Oxigênio, $[O/H]$.

Também existe uma importante correlação entre o Nitrogênio e o Oxigênio. O Nitrogênio é formado no ciclo CNO em estrelas de massa intermediária e estrelas massivas, tanto o primário como o secundário. A produção primária do Nitrogênio é regulada pelo Carbono, o Nitrogênio e o Oxigênio, criados dentro de estrelas formadas a partir de gás relativamente pobre em metais. Enquanto que a produção secundária do Nitrogênio é controlada pelo Carbono, o Nitrogênio e o Oxigênio, que estão presentes inicialmente em estrelas formadas a partir do gás enriquecido previamente no ISM. A dupla natureza da produção do Nitrogênio é refletida no comportamento da razão da abundância N/O como função de O/H para regiões HII, onde a razão N/O permanece constante ($\log(N/O) \approx -1.5$) para baixos valores de $12 + \log(O/H)$ ($\lesssim 8.0$), mas aumenta rapidamente com o aumento da abundância de Oxigênio em valores elevados de O/H (Strom et al. 2017).

A relação precisa entre N/O e O/H ainda é tema de discussão na literatura, já que depende da amostra

de objetos e do método de medida. Mas, é bem sabido que as medidas mais confiáveis de O/H e N/H, e por tanto de N/O, são derivadas das medidas da temperatura eletrônica. Por essa razão, é considerado que medidas exatas de abundâncias precisam de T_e , usualmente obtida a partir de razões de linhas auroras e nebulares, como: [OIII]4363/5007 (Izotov et al. 2006). Porém, existe um problema que tem sido o objetivo de muitas pesquisas e a motivação para encontrar métodos alternativos na determinação de abundâncias, e seu origem está no fato de que quando a metalicidade aumenta, a temperatura eletrônica diminui, pelo que eventualmente algumas linhas como [OIII]4363 não são detetadas, ou só podem ser medidas em galáxias com baixas metalicidades, onde as regiões HII possuem temperaturas altas o suficiente para emitir essa linha. A densidade eletrônica (n_e) também tem um importante papel na medida de abundâncias. Este parâmetro é determinado principalmente a partir da razão das linhas de Enxofre: [SII]6717/6731 (Proxauf et al., 2014; Sanders et al., 2016), mas também podem ser usadas razões de Oxigênio: [OII]3727,3729, e razões de Carbono: [CIII]1906,1909 (Sanders et al. 2016).

Nas últimas três décadas têm sido desenvolvidas calibrações de metalicidade a partir de calibrações empíricas, modelos teóricos ou a combinação de ambos. Todas essas calibrações usam razões de linhas de emissão forte, pelo que usualmente são chamadas de “métodos de linhas fortes” (*strong line methods*) para diferencia-los do método direto (*direct method*) baseado na linha auroral fraca [OIII]4363.

Em alto *redshift* é comum encontrar que para muitas populações de galáxias e regiões de formação estelar, que não possuem fluxo de [OIII]4363 mensurável, as determinações de abundâncias sejam completamente dependentes de medidas de razões de linhas de emissão fortes, como: [NII], [OII], [OIII], [SII], [SIII] e linhas de Balmer.

5.1. Métodos de linhas fortes

Como mencionado anteriormente, a medida de abundâncias é extremamente desafiadora, inclusive para galáxias no Universo local, já que as linhas de emissão auroras necessárias para a determinação de T_e , tanto as espécies ionizadas uma vez como aquelas duas vezes ionizadas, são relativamente fracas se comparadas com suas contrapartes nebulares, o que dificulta a suas medidas para objetos que incrementam suas abundâncias. Esse cenário é ainda mais difícil para objetos distantes, incluindo galáxias de formação estelar (*star-forming galaxies*) em alto *redshift*. Uma alternativa muito prática é o uso dos métodos de linhas fortes. As relações entre as razões de linhas fortes e a metalicidade do gás são obtidas empiricamente, usando galáxias *star-forming* locais (Pettini & Pagel, 2004; Maiolino et al., 2008; Curti et al., 2017).

Atualmente os dois métodos mais usados são os definidos a partir das calibrações de Pettini & Pagel (2004), usando os índices N2 e O3N2, para abundâncias de Oxigênio a partir de medidas diretas de T_e . Steidel et al. (2014) afirmam que ambas calibrações são sensíveis ao comportamento do N/O em função de O/H.

- **Método N2:**

Este método usa o índice N2 obtido da razão [NII]6583/H α , a qual é altamente sensível à metali-

cidade:

$$N2 = \log \left(\frac{[\text{NII}]6583}{\text{H}\alpha} \right), \quad (5.1)$$

e a abundância é obtida de acordo à relação:

$$Z(N2) = 8.90 + 0.57 \times N2, \quad (5.2)$$

sendo que o erro estatístico formal é pequeno: 0.03 (Pettini & Pagel, 2004).

- **O3N2:**

Este método é baseado em dois razões de linhas, $[\text{OIII}]5007/\text{H}\beta$ e $[\text{NII}]6583/\text{H}\alpha$, definindo assim o índice:

$$O3N2 = \log \left(\frac{[\text{OIII}]5007/\text{H}\beta}{[\text{NII}]6583/\text{H}\alpha} \right), \quad (5.3)$$

e conseqüentemente a abundância pode ser obtida a partir da equação:

$$Z(O3N2) = 8.73 - 0.32 \times O3N2, \quad (5.4)$$

mas neste caso as estatísticas foram um pouco limitadas para a determinação do erro interno do método (Pettini & Pagel, 2004).

Esses métodos têm uma importante aplicação na análise de abundâncias de galáxias *star-forming* em alto *redshift*, já que a abundância de oxigênio em regiões HII acredita-se que seja medida de forma confiável, e ambos métodos: N2 e O3N2, são determinados a partir de razões de linhas de emissão com comprimentos de onda próximos, o que permite realizar uma calibração em fluxo precisa do espectro; mas correções por avermelhamento são necessárias.

5.2. Outros diagnósticos nebulares

Existem outras calibrações de abundâncias que são amplamente usadas, as quais levam em conta diferentes índices de linhas fortes. Uma das alternativas para estimar a abundância de Oxigênio é através do diagnóstico de metalicidade conhecido como “**método R23**”, baseado no índice R23:

$$R23 = \left(\frac{[\text{OIII}]3727 + [\text{OIII}]4959, 5007}{\text{H}\beta} \right). \quad (5.5)$$

A razão R23 é sensível ao estado de ionização do gás, que é caracterizado pelo **parâmetro de ionização** (q), definido como o número de fótons ionizantes do Hidrogênio por unidade de área por segundo, dividido pela densidade de Hidrogênio do gás: $q \equiv Q(H^0)/n_H$, também expresso adimensionalmente como a razão entre o fóton ionizante e as densidades do Hidrogênio: $U \equiv n_\gamma/n_H = q/c$.

O parâmetro de ionização é tipicamente derivado da razão de linhas de Oxigênio: $[\text{OIII}]/[\text{OII}]$, que é

sensível à metalicidade. [Kobulnicky & Kewley \(2004\)](#), propõem relações entre o índice O32, q , o índice R23 e a metalicidade do gás. A relação entre o parâmetro de ionização e o índice O32 é dada por:

$$\log(q) = \{32.81 - 1.153y^2 + [12 + \log(O/H)](-3.396 - 0.025y + 0.1444y^2)\} \\ \times \{4.603 - 0.3119y - 0.163y^2 + [12 + \log(O/H)](-0.48 + 0.0271y + 0.02037y^2)\}^{-1}, \quad (5.6)$$

onde:

$$y = \log(O32) = \log\left(\frac{[\text{OIII}]4959, 5007}{[\text{OII}]3726, 3729}\right), \quad (5.7)$$

e a relação entre o índice R23 e a metalicidade do gás é separada em duas faixas de metalicidades:

1. **Baixa metalicidade (< 8.4):**

$$12 + \log(O/H) = 9.40 + 4.65x - 3.17x^2 - \log(q)(0.272 + 0.547x - 0.513x^2), \quad (5.8)$$

2. **Alta metalicidade (≥ 8.4):**

$$12 + \log(O/H) = 9.72 - 0.777x - 0.951x^2 - 0.072x^3 - 0.811x^4 \\ - \log(q)(0.0737 - 0.0713x - 0.141x^2 + 0.0373x^3 - 0.058x^4), \quad (5.9)$$

onde:

$$x = \log(R23).$$

A classificação das galáxias em cada uma dessas faixas de metalicidade depende da razão $[\text{NII}]/[\text{OII}]$ ([Kewley & Ellison 2008](#)). Onde objetos com $\log([\text{NII}]/[\text{OII}]) < -1.2$ correspondem à faixa de baixa metalicidade, e objetos com $\log([\text{NII}]/[\text{OII}]) > -1.2$ são classificados na faixa de alta metalicidade.

[Curti et al. \(2017\)](#), também propõem um método de calibração de abundâncias, para o qual usaram uma amostra de galáxias *star-forming* locais ($0.027 < z < 0.25$) do SDSS, e indicadores de metalicidade de linhas fortes, como os índices:

- $R23 = ([\text{OII}]3726,3729 + [\text{OIII}]4959,5007) / H\beta$,
- $R2 = ([\text{OII}]3726 + [\text{OII}]3729) / H\beta$,
- $R3 = [\text{OIII}]5007 / H\beta$,
- $O32 = [\text{OIII}]5007 / ([\text{OII}]3726 + [\text{OII}]3729)$. Sendo que neste caso o índice O32 não inclui a linha $[\text{OIII}]4959$,
- $N2 = [\text{NII}]6583 / H\alpha$,
- $O3N2 = ([\text{OIII}]5007/H\beta) / ([\text{NII}]6583/H\alpha)$.

Para obter as calibrações os autores propõem um ajuste polinomial com a função geral:

$$\log(R) = \sum_N c_n x^n, \quad (5.10)$$

onde R corresponde a um dos índices: R2, R3, R23, O32, N2 ou O3N2, e x corresponde à abundância de Oxigênio normalizada ao valor solar: $12 + \log(O/H)_\odot = 8.69$. Os coeficientes, c_n , para cada índice encontram-se na Tabela 5.1.

Tabela 5.1.: Coeficientes e RMS

Índice	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	RMS
R2	0.418	-0.961	-3.505	-1.949		0.11
R3	-0.277	-3.549	-3.593	-0.981		0.09
R23	0.527	-1.569	-1.652	-0.421		0.06
O32	-0.691	-2.944	-1.308			0.15
N2	-0.489	1.513	-2.554	-5.293	-2.867	0.16
O3N2	0.281	-4.765	-2.268			0.21

5.3. Método direto

O principal foco deste capítulo é a determinação das abundâncias pelo método direto baseado na razão O/H, e as estimativas de N/O. Este é o método mais preciso e confiável na determinação de abundâncias, mas depende da razão entre a linha auroral fraca [OIII]4363 e a linha de baixa excitação [OIII]5007, esta razão de linhas fornece uma estimativa da temperatura eletrônica do gás, que por sua vez é convertida em metalicidade. Porém, a determinação da abundância por este método está sujeita a várias ressalvas:

- A linha [OIII]4363 é muito fraca, e só pode ser medida em ambientes de baixa metalicidade. Além disso, se o espectro não tiver alto sinal-ruído (S/N), a medida dessa linha pode ser pouco confiável, ainda em galáxias com baixa metalicidade.
- Se a região HII estudada apresenta flutuações o gradientes de temperatura, o [OIII] será predominantemente emitido nas zonas de alta temperatura, onde se encontra em pequenas quantidades. Neste caso, a temperatura global estimada a partir da linha [OIII]4363 é superestimada, e não representa a temperatura real dessa região HII (Kewley & Ellison 2008).
- Também pode acontecer o caso oposto, no que a abundância global seja subestimada, devido a pequenos erros sistemáticos gerados quando a região estudada inclui uma mistura de diferentes temperaturas, parâmetros de ionização e metalicidades (Kobulnicky et al. 1999).
- É necessário lembrar também, que foi encontrado que para as galáxias: BPT15, HST03, SDSS015028 e SDSS231812, o fluxo da linha [OIII]4363 pode estar superestimado devido à contribuição da linha próxima [FeII]4360, o que afeta a determinação das temperaturas, e por conseguinte das abundâncias pelo método direto.

5.3.1. Abundância da razão O/H:

A abundância de O^+ pode ser determinada a partir da intensidade das linhas de emissão [OII]3726,3729 relativa a $H\beta$ e à correspondente temperatura, usando a expressão:

$$12 + \log \left(\frac{O^+}{H^+} \right) = \log \left(\frac{I(3727)}{I(H\beta)} \right) + 5.961 + \frac{1.676}{t} - 0.40 \log(t) - 0.034t + \log(1 + 1.35x), \quad (5.11)$$

onde: $t = 10^{-4}T_e(\text{OII})$, $x = 10^{-4}n_e t^{-0.5}$ (Izotov et al. 2006).

A respeito de O^{2+} , esta abundância é determinada usando a intensidade das linhas [OIII]4959,5007 relativa a $H\beta$ e à correspondente temperatura, a partir da expressão:

$$12 + \log \left(\frac{O^{2+}}{H^+} \right) = \log \left(\frac{I(4959) + I(5007)}{H\beta} \right) + 6.200 + \frac{1.251}{t} - 0.55 \log(t) - 0.014t, \quad (5.12)$$

com: $t = 10^{-4}T_e(\text{OIII})$, $x = 10^{-4}n_e t^{-0.5}$.

Consequentemente, a abundância total de Oxigênio pode ser aproximada por:

$$\frac{O}{H} = \left(\frac{O^+ + O^{2+}}{H^+} \right), \quad (5.13)$$

$$Z_{direct} = 12 + \log(O/H). \quad (5.14)$$

5.3.2. Abundância da razão N/O:

O Nitrogênio e o Oxigênio apresentam potencias de ionização semelhantes, tornando N^+/O^+ um bom indicador da razão da abundância N/O. Para estimar a razão Nitrogênio-Oxigênio, usamos a relação para O^+/H^+ obtida da Equação 5.11, e para N^+/H^+ usamos a equação (Izotov et al. 2006):

$$12 + \log \left(\frac{N^+}{H^+} \right) = \log \left(\frac{I(6548) + I(6584)}{I(H\beta)} \right) + 6.234 + \frac{0.950}{t} - 0.42 \log(t) - 0.027t + \log(1 + 0.116x), \quad (5.15)$$

com: $t = 10^{-4}T_e(\text{OIII})$, $x = 10^{-4}n_e t^{-0.5}$.

Assim, a abundância total de Nitrogênio-Oxigênio pode ser aproximada por:

$$\frac{N}{O} \sim \frac{N^+}{O^+} = \left(\frac{N^+}{H^+} \right) \left(\frac{O^+}{H^+} \right)^{-1}. \quad (5.16)$$

As temperaturas eletrônicas usadas na determinação das duas abundâncias: O/H e N/O, são derivadas na seção 5.4.1.

5.4. Determinação das abundâncias

Antes da determinação das abundâncias químicas das LBAs, tanto pelo método direto (Izotov et al. 2006) como pelos métodos de linhas fortes: N2 e O3N2 (Pettini & Pagel 2004), os fluxos de todas as linhas, incluindo os novos fluxos de H α e H β corrigidos pela absorção estelar (vide seção 3.4), foram corrigidos pela extinção por poeira a partir do decremento Balmer (H α /H β) e seguindo as prescrições de Cardelli et al. (1989) para a correção do fluxo das linhas. Por outro lado, também foram determinadas a temperatura e densidade eletrônica, necessárias na determinação das abundâncias pelo método direto. Também foram obtidas abundâncias a partir dos índices: R2, R3, R23 e O32 (Kobulnicky & Kewley, 2004; Curti et al., 2017), nestes casos as linhas envolvidas na foram corrigidas por poeira.

5.4.1. Determinação da temperatura e densidade eletrônica (T_e , n_e)

A temperatura (T_e) e a densidade eletrônica (n_e) de regiões HII podem ser determinadas a partir das suas linhas de emissão. No caso da T_e , devemos saber que diferentes íons residem em diferentes partes da região HII, pelo que a T_e não será sempre a mesma, depende da região onde está sendo originada. Por tanto, este parâmetro físico importante na determinação das abundâncias químicas, pode ser determinado mediante diferentes linhas de emissão. Considerando a estrutura térmica interna proposta por Garnett (1992), e referenciada no trabalho de Pérez-Montero & Díaz (2003), são consideradas três zonas diferentes:

- Zona de alta excitação: sendo a zona mais interna, a temperatura eletrônica pode ser obtida de linhas de [OIII];
- Zona de baixa excitação: é a zona mais externa, e T_e pode ser obtida de linhas de [OII], [SII] e [NII];
- Zona de excitação intermediária: esta é a zona no meio entre as duas anteriores, e T_e pode ser obtida de linhas de [SIII].

Na determinação das abundâncias pelo método direto usamos duas estimativas de T_e , com os fluxos das linhas corrigidos pela extinção por poeira:

- $T_e(\text{OIII})$:

A temperatura eletrônica $T_e(\text{OIII})$ foi determinada a partir da razão das linhas [OIII]4959,5007 e [OIII]4363 (Izotov et al., 2006; Proxauf et al., 2014):

$$T_e(\text{OIII}) = 5294 (r - 0.848)^{-1} + 19047 - 7769 \times r + 944 (r^2), \quad (5.17)$$

$$r = \log \left(\frac{[\text{OIII}]4959 + [\text{OIII}]5007}{[\text{OIII}]4363} \right), \quad (5.18)$$

e foram considerados os dados atômicos referenciados em Stasińska (2005) para as forças de colisão (*collisional strengths*).

- **$T_e(\text{OII})$:**

Neste caso, a temperatura eletrônica foi determinada a partir de $T_e(\text{OIII})$, e só para metalicidade intermediária:

$$t = 10^{-4} T_e(\text{OIII}), \quad (5.19)$$

$$t(\text{OII}) = -0.744 + t(2.338 - 0.610 \times t), \quad (5.20)$$

$$T_e(\text{OII}) = t(\text{OII})/10^{-4}. \quad (5.21)$$

Enquanto à densidade eletrônica (n_e), este parâmetro pode ser estimado usando os fluxos de linhas de uma espécie ou componentes de um duplete, em que os dois níveis do duplete possuem diferente força colisional e diferentes probabilidades de transição radiativa (Sanders et al. 2016). O fluxo de cada componente do duplete é dependente das populações presentes em cada nível de energia que é sensível à densidade de elétrons disponíveis para a excitação e desexcitação colisional. Existem dois dupletos na região do óptico, para espectros no *rest-frame*: [OII]3726,3729 e [SII]6716,6731.

- **$n_e(\text{SII})$:**

Densidade eletrônica determinada a partir da razão [SII]6717/[SII]6731 (Proxauf et al. 2014):

$$\log(n_e) [cm^{-3}] = 0.0543 \tan(-3.0553 R + 2.8506) + 6.98 - 10.6905 R + 9.9186 R^2 - 3.5442 R^3, \quad (5.22)$$

onde, $R = I([\text{SII}]6717)/I([\text{SII}]6731)$.

- **$n_e(\text{OII})$:**

Densidade eletrônica determinada a partir da razão [OII]3729/[OII]3726 (Sanders et al. 2016):

$$n_e(R) = \left(\frac{cR - ab}{a - R} \right), \quad (5.23)$$

onde R é a razão das linhas de OII. E os coeficientes a , b e c encontram-se na Tabela 5.2.

Tabela 5.2.: Coeficientes para a determinação de $n_e(\text{OII})$ e $n_e(\text{SII})$

R	a	b	c
[OII]3729/[OII]3726	0.3771	2468	638.4
[SII]6716/[SII]6731	0.4315	2107	627.1

Esse mesmo método também pode ser utilizado para determinar $n_e(\text{SII})$, usando a respectiva razão R , assim como os seus respectivos coeficientes, registrados também na Tabela 5.2.

Seguindo os métodos propostos anteriormente e a partir das medidas dos fluxos das linhas envolvidas (vide seção 3.1), com os fluxos corrigidos pela extinção da Via Láctea (vide seção 2.6), e corrigidos pela extinção por poeira através do decremento Balmer ($H\alpha/H\beta$) e seguindo as prescrições de Cardelli et al. (1989)¹, vide seção 4.1, foram determinadas as densidades eletrônicas, tanto por meio da razão de [SII] (Proxauf et al., 2014; Sanders et al., 2016), como pela razão de [OII] (Sanders et al. 2016). Os valores de ambas razões: [SII]6717 / [SII]6731 e [OII]3729 / [OII]3726, e os valores de n_e , encontram-se na Tabela 5.3.

Tabela 5.3.: Densidade eletrônica e razões de linhas: SII e OII

ID	[SII]6717/[SII]6731	[OII]3729/[OII]3726	$n_e(\text{SII})_{\text{P14}}$	$n_e(\text{SII})_{\text{S16}}$	$n_e(\text{OII})_{\text{S16}}$
BPT03	1.22	1.15	156.11	180.32	252.74
BPT08	1.08	1.05	319.08	350.72	392.08
BPT09	1.19	1.19	184.94	210.27	210.60
BPT10	1.20	0.91	183.29	208.74	649.90
BPT11	1.26	1.23	125.02	147.95	170.91
BPT15	1.13	0.96	263.19	291.54	547.09
BPT20	1.07	0.84	336.48	371.06	837.72
BPT23	1.22	1.31	157.62	181.59	101.63
BPT26	0.95	1.03	546.03	607.84	412.20
HST03	1.06	0.88	360.39	395.57	735.98
S01_2	1.26	1.24	121.65	144.19	160.02
S04_2	1.20	1.35	181.67	204.74	72.67
S09_I	0.81	0.68	938.51	1072.99	1630.29
S09_II	1.18	1.61	199.47	224.41
SDSS001009	1.28	1.41	104.43	125.70	29.92
SDSS004054	1.32	1.25	71.16	88.38	149.66
SDSS005527	1.12	0.90	277.90	306.89	674.36
SDSS015028	1.24	1.18	141.06	164.93	220.52
SDSS020356	1.32	1.24	72.30	89.80	164.77
SDSS021348	0.91	0.72	619.70	694.14	1362.52
SDSS032845	1.29	1.24	91.99	112.50	164.97
SDSS035733	1.32	1.26	75.24	93.09	147.44
SDSS040208	1.45	1.41	2.41	29.52
SDSS143417	1.26	1.25	119.74	141.64	154.90
SDSS210358	1.03	0.12	398.87	438.67
SDSS214500	1.31	1.20	83.78	102.99	200.08
SDSS231812	1.31	1.27	82.99	101.85	138.62
SDSS232539	1.57	1.24	14.07	164.59
SDSS235347	1.39	1.38	27.05	37.81	47.94

Observações:

- As razões de linhas foram corrigidas por poeira (ver o texto para mais informação).
- P14: Proxauf et al. (2014).
- S16: Sanders et al. (2016).

Na Figura 5.1a podemos ver a relação entre os diagnósticos de densidade eletrônica determinada a partir de ambas razões de linhas, [OII] (curva vermelha) e [SII] (curva azul). Assim como no trabalho de Sanders et al. (2016), observamos que é atingido um valor máximo das razões de linhas no regime de

¹ Esta correção do fluxo das linhas pode ser executada através do pacote para Python disponível em: <https://extinction.readthedocs.io/en/latest/>

baixa densidade, e um valor mínimo no regime de alta densidade. Determinamos a média de R : $[SII]6717 / [SII]6731 = 1.22$ e $[OII]3729 / [OII]3726 = 1.23$, correspondendo a $n_e(SII) = 183 \text{ cm}^{-3}$ e $n_e(OII) = 171 \text{ cm}^{-3}$, respectivamente. Já a Figura 5.1b apresenta a comparação entre as duas densidades eletrônicas obtidas pelo método de Sanders et al. (2016): $n_e(SII)$ vs. $n_e(OII)$. A relação entre as duas densidades eletrônicas são consistentes, com a maioria das galáxias no regime de baixa densidade, e 5 das galáxias localizadas no regime de $n_e(OII) > 500 \text{ cm}^{-3}$.

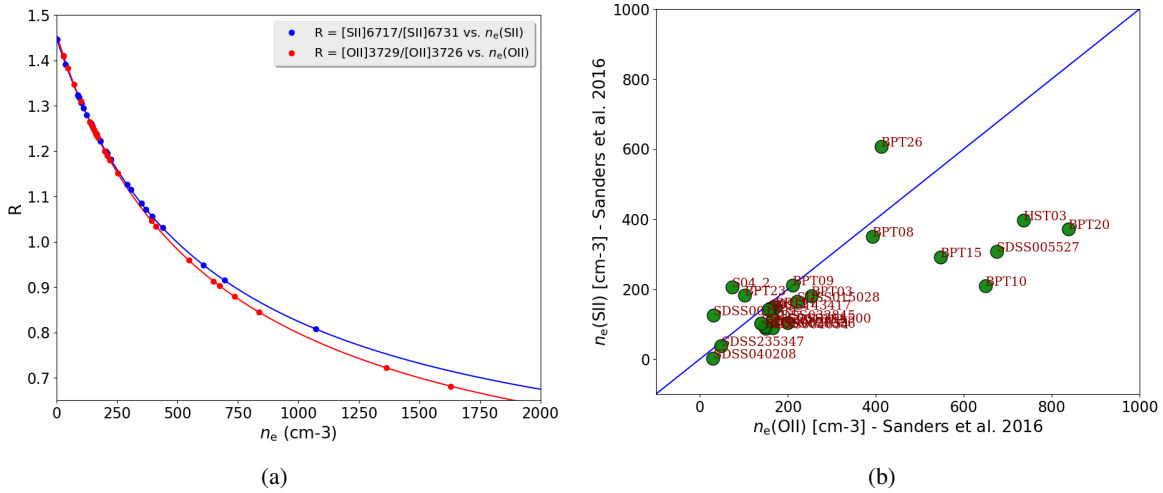


Figura 5.1.: (a) R vs. n_e , obtidos pelo método proposto por Sanders et al. (2016). Onde $R = [OII]3729/3726$ (curva vermelha) ou $R = [SII]6717/6731$ (curva azul). (b) Comparação entre $n_e(SII)$ e $n_e(OII)$.

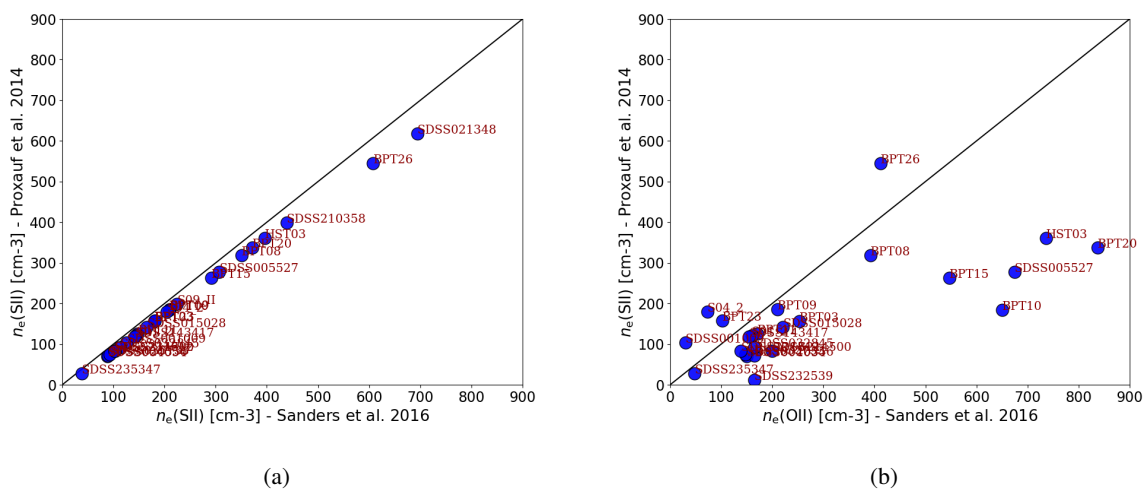


Figura 5.2.: (a) Comparação entre os valores de $n_e(SII)$, obtidos seguindo os métodos de Proxauf et al. (2014) e Sanders et al. (2016). (a) Comparação entre $n_e(SII)$ determinado seguindo o método de determinação de Proxauf et al. (2014), e $n_e(OII)$ determinado pelo método de Sanders et al. (2016).

Ao comparar $n_e(\text{SII})$ determinada por ambos métodos propostos por Proxauf et al. (2014) e Sanders et al. (2016), Figura 5.2a, encontramos uma boa correlação entre ambas medidas, mas os valores determinados usando o método de Sanders et al. (2016) são sistematicamente maiores, $\sim 29 \text{ cm}^{-3}$. A Figura 5.2b apresenta a comparação entre $n_e(\text{SII})$ (Proxauf et al. 2014) e $n_e(\text{OII})$ (Sanders et al. 2016). Estes diagnósticos têm uma boa correlação, apesar das 5 galáxias que se encontram no regime de alta densidade de $n_e(\text{OII})$; mostrando um comportamento similar ao da Figura 5.1b.

Para a obtenção das abundâncias químicas estudadas aqui, foi escolhida a determinação de n_e através das linhas de SII e o método de determinação de Proxauf et al. (2014). Os resultados de $n_e(\text{SII})$, T_e e as abundâncias de Oxigênio e Nitrogênio-Oxigênio, são apresentados na Tabela 5.4, onde podemos observar que T_e não foi determinada para todas as galáxias, isto devido a que nem todas elas possuíam [OIII]4363 mensurável, no total só 11 LBAs apresentaram uma medida confiável desta linha, e 4 LBAs (marcadas com * na tabela) podem apresentar uma derminação de T_e não confiável, devido à poluição de [FeII]4360 na linha [OIII]4363 (vide seção 3.1).

Tabela 5.4.: Parâmetros usados na determinação de abundâncias pelo método direto: densidade eletrônica, temperaturas eletrônicas, e abundâncias de O^+ , O^{++} e N^+/O^+

ID	$\log(\text{SII})$	$n_e(\text{SII})$ [cm^{-3}]	$T_e(\text{OIII})$ [K]	$T_e(\text{OII})$ [K]	$12 + \log(\text{O}^+/\text{H}^+)$	$12 + \log(\text{O}^{++}/\text{H}^+)$	$\log(\text{N}^+/\text{O}^+)$
BPT03	0.087	156.11	11409.03	11294.14	7.64	8.17	-1.29
BPT08	0.035	319.08	10885.91	10782.49	7.75	8.22	-1.03
BPT09	0.077	184.94	10836.49	10732.34	7.76	8.17	-1.12
BPT10	0.077	183.29	9288.57	9013.62	8.08	8.39	-1.28
BPT11	0.099	125.02	10189.07	10048.88	7.86	8.27	-1.13
BPT15*	0.052	263.19	13054.54	12678.21	7.57	7.56	-0.87
BPT20	0.030	336.48
BPT23	0.086	157.62
BPT26	-0.023	546.03
HST03*	0.023	360.39	14460.27	13612.20	7.56	7.49	-0.79
S01_2	0.100	121.65	17955.67	14873.54	6.50	7.44	-1.66
S04_2	0.079	181.67
S09_I	-0.093	938.51
S09_II	0.072	199.47	7.17
SDSS001009	0.107	104.43	-0.91
SDSS004054	0.122	71.16	11292.51	11178.73	7.63	8.17	-1.37
SDSS005527	0.047	277.90	10306.51	10176.77	7.78	8.10	-0.85
SDSS015028*	0.092	141.06	13240.83	12820.88	7.50	7.53	-0.65
SDSS020356	0.121	72.30	10433.79	10312.44	7.97	8.05	-1.36
SDSS021348	-0.039	619.70
SDSS032845	0.112	91.99	10713.38	10604.44	7.85	7.82	-1.02
SDSS035733	0.120	75.24	-0.93
SDSS040208	0.160	-1.28
SDSS143417	0.101	119.74
SDSS210358	0.013	398.87
SDSS214500	0.116	83.78	-0.80
SDSS231812*	0.116	82.99	12563.26	12299.51	7.75	7.66	-1.26
SDSS232539	0.196	14.07
SDSS235347	0.143	27.05	11814.54	11666.96	7.72	8.03	-1.47

Observações:

* Galáxias para as quais encontramos que o fluxo de [OIII]4363 pode estar superestimado devido à poluição da linha [FeII]4360. Por tanto, as determinações de T_e também são afetadas.

- SII= [SII]6717/[SII]6731.

- $n_e(\text{SII})$, determinada pelo método proposto por Proxauf et al. (2014).

- T_e não foi determinada para as galáxias que não possuem [OIII]4363 mensurável.

A Figura 5.3 corresponde ao histograma de $n_e(\text{SII})$, no qual foram incluídos só os valores daquelas galáxias com medidas de $[\text{OIII}]4363$, com valores entre 27 e 360 cm^{-3} ; e os histogramas das estimativas de $T_e(\text{OIII})$ e $T_e(\text{OII})$ são apresentados nas Figuras 5.4a e 5.4b, com intervalos de temperaturas de 9000 a 18000 K , e de 9000 a 15000 K , respectivamente. E na Figura 5.5 é apresentada a relação entre $n_e(\text{SII})$ obtida seguindo o método de Proxauf et al. (2014), e T_e obtida de ambas razões de $[\text{OIII}]$ e $[\text{OII}]$; esta figura nos permite observar os intervalos em que se encontram ambos parâmetros.

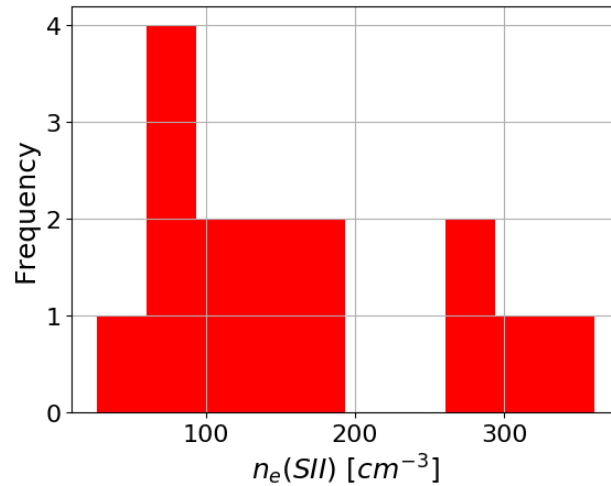


Figura 5.3.: Histograma da densidade eletrônica (n_e), determinada através da razão $[\text{SII}]6717/6731$ (Proxauf et al. 2014). Os valores de n_e incluídos aqui são só aqueles correspondentes às LBAs que apresentam $[\text{OIII}]4363$ mensurável, 15 galáxias no total.

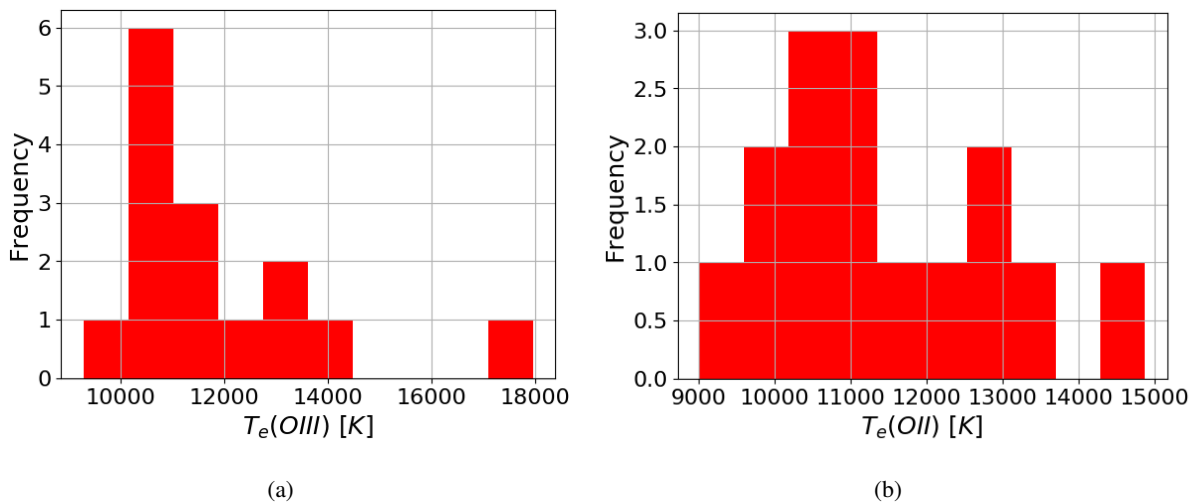


Figura 5.4.: (a) Histograma de $T_e(\text{OIII})$, determinada usando as linhas $[\text{OIII}]4363, 4959, 5007$ e $n_e(\text{SII})$ (Izotov et al. 2006). (b) Histograma de $T_e(\text{OII})$, obtida a partir de $T_e(\text{OIII})$.

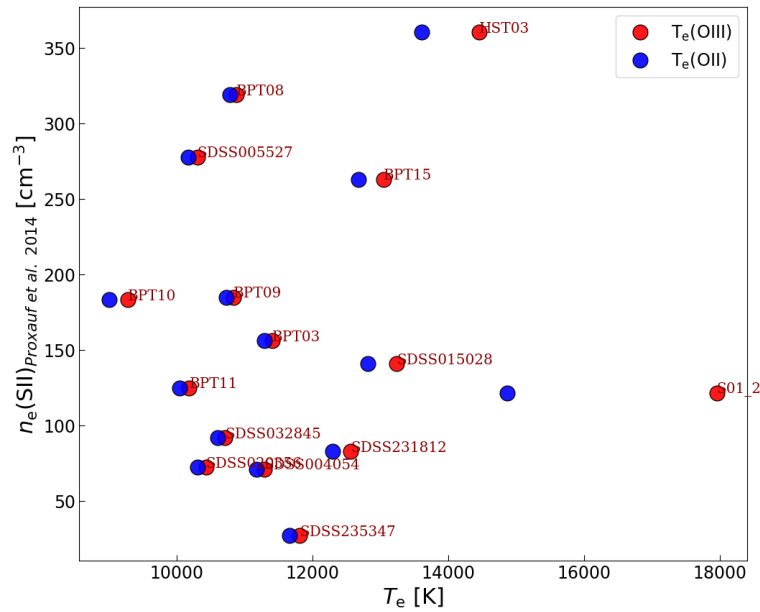


Figura 5.5.: Comparação entre $n_e(\text{SII})$ e as temperaturas eletrônicas: $T_e(\text{OIII})$, pontos vermelhos, e $T_e(\text{OII})$, pontos azuis.

5.4.2. Índices e abundâncias

Os índices necessários na determinação de abundâncias pelos métodos de linhas fortes estão registrados na Tabela 5.5. A partir destes índices e os parâmetros usados no método direto (vide Tabela 5.4), finalmente foram determinadas as abundâncias usando tanto o método direto, quando os métodos por linhas fortes, que usam os índices: N2, O3N2, R2, R3, R23 e O32. As abundâncias derivadas do método direto (Z_{direct}) e pelos métodos N2 e O3N2, são apresentadas na Tabela 5.6 (colunas 3, 4 e 5, respectivamente). Na mesma tabela encontram-se registrados os valores de N/O (coluna 8).

5.4.3. Diagnósticos de linhas fortes (N2 e O3N2) e método direto

A determinação de $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ a partir de razões de linhas fortes depende sistematicamente das linhas de emissão medidas. Segundo Steidel et al. (2014), algumas medidas em $z < 2.6$, por exemplo, dependem de calibrações de metalicidade baseadas no índice N2, isto porque são necessárias observações na mesma banda, e dessa maneira a razão é insensível à extinção nebular; mas em $z \gtrsim 3$, as estimativas de metalicidade são baseadas no índice R23 e outras combinações de linhas de [OII], [OIII] e $H\beta$, desde que as linhas de [NII] e $H\alpha$ não podem ser observadas em espectros obtidos com telescópios terrestres, além disso, fatores como: extinção nebular, precisão da calibração em fluxo, assim como o comportamento dos índices, devem ser levados em conta.

Na Figura 5.6, temos a comparação entre as abundâncias de Oxigênio baseadas nas calibrações pelos índices de linhas fortes, N2 e O3N2 (Pettini & Pagel 2004), para nossas amostras de LBAs, comparadas com o ajuste realizado para a amostra de galáxias em $z = 2.3$ de Steidel et al. (2014), linha tracejada verde. Onde podemos observar que os valores da abundância obtida com o método O3N2 são sistematicamente mais baixos quando comparados com os obtidos com o método N2, correspondendo a um *offset*

Tabela 5.5.: Índices usados na determinação de abundâncias pelos métodos de linhas fortes: R2, R3, R23, O32, N2 e O3N2

ID	log(R2)	log(R3)	log(R23)	log(O32) ^a	log(O32) ^b	log(N2)*	log(O3N2)*
BPT03	0.18	0.80	1.00	0.63	0.75	-1.38	2.19
BPT08	0.21	0.79	0.99	0.58	0.70	-1.06	1.85
BPT09	0.20	0.73	0.94	0.53	0.65	-1.17	1.90
BPT10	0.23	0.71	0.93	0.48	0.61	-1.12	1.83
BPT11	0.19	0.74	0.95	0.55	0.67	-1.12	1.86
BPT15	0.31	0.36	0.71	0.05	0.18	-0.63	0.99
BPT20	0.12	0.26	0.57	0.14	0.27	-0.37	0.63
BPT23	0.23	-0.21	0.41	-0.44	-0.30	-0.29	0.08
BPT26	-0.28	-0.43	0.00	-0.16	-0.04	-0.20	-0.23
HST03	0.34	0.41	0.75	0.08	0.20	-0.59	1.00
S01_2	-0.56	0.58	0.73	1.14	1.27	-2.64	3.22
S04_1
S04_2	0.13	-0.59	0.23	-0.73	-0.58	-0.23	-0.36
S09_I	-0.41	-0.65	0.15	-0.24	-0.09	-0.06	-0.60
S09_II	0.40	-0.37	0.77
SDSS001009	0.34	0.25	0.66	-0.10	0.04	-0.78	1.02
SDSS004054	0.17	0.78	0.98	0.61	0.73	-1.43	2.21
SDSS005527	0.20	0.58	0.82	0.39	0.51	-0.88	1.46
SDSS015028	0.23	0.35	0.67	0.12	0.25	-0.69	1.04
SDSS020356	0.37	0.55	0.85	0.19	0.31	-1.16	1.72
SDSS021348	-0.13	-0.17	0.22	-0.04	0.10	-0.11	-0.06
SDSS032845	0.30	0.36	0.70	0.06	0.18	-0.87	1.24
SDSS035733	0.40	0.19	0.66	-0.22	-0.09	-0.75	0.94
SDSS040208	0.45	0.34	0.76	-0.10	0.02	-0.94	1.29
SDSS143417	0.11	-0.21	0.32	-0.32	-0.20	-0.45	0.24
SDSS210358	0.03	-0.05	0.36	-0.08	0.06	-0.12	0.08
SDSS214500	0.31	0.08	0.56	-0.24	-0.12	-0.66	0.74
SDSS231812	0.44	0.42	0.79	-0.02	0.10	-0.88	1.30
SDSS232539	0.29	0.61	0.86	0.31	0.43	-1.12	1.73
SDSS235347	0.33	0.71	0.95	0.38	0.51	-1.40	2.12

Observações:

a. Índice O32 determinado a partir da razão: $[OIII]5007/([OII]3726+[OII]3229)$, usado na determinação de abundâncias de Curti et al. (2017).

b. Índice O32 determinado a partir da razão: $([OIII]4959+[OIII]5007)/([OII]3726+[OII]3229)$. Este índice foi usado por Kobulnicky & Kewley (2004).

* As linhas usadas na determinação destes índices foram corrigidas pela extinção por poeira, sendo que $H\alpha$ e $H\beta$ também foram corrigidas pela absorção do contínuo estelar.

de 0.08 dex. Esta comparação foi feita com valores de abundância obtidos após a correção pela absorção em fluxo sofrida pelas linhas $H\alpha$ e $H\beta$. Em geral, os dois índices correlacionam bem, mas existe uma dispersão de 0.1 dex. Essa diferença entre os resultados das abundâncias de ambos métodos, leva a pensar que existe um problema na determinação de abundâncias usando diferentes índices, e principalmente quando usamos calibrações baseadas em galáxias locais para determinações deste parâmetro em galáxias em alto *redshift*. Nesta figura podemos ver que as LBAs têm valores das abundâncias similares aos das galáxias em alto *redshift*. Porém, apesar do fato de que as abundâncias com N2 e O3N2 correlacionam bem, isto não significa que as abundâncias determinadas por ambos métodos resultem nos valores reais.

Podemos verificar isto com o método direto a seguir.

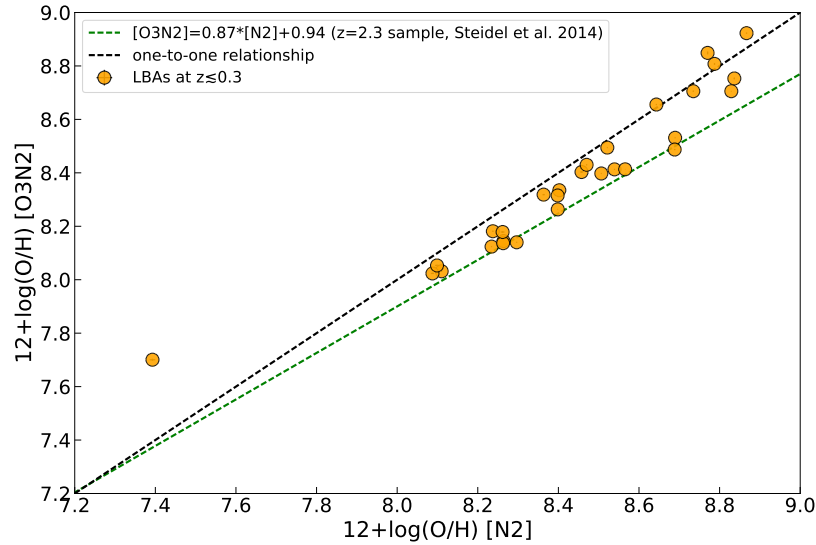


Figura 5.6.: Comparação da abundância de Oxigênio inferida com base nas calibrações com os índices N2 e O3N2. A linha tracejada preta indica a relação esperada se os dois métodos determinaram os mesmos valores de abundância. A linha tracejada verde corresponde ao melhor ajuste de Steidel et al. (2014) para galáxias *star-forming* em $z = 2.3$: $[O3N2] = 0.87 * [N2] + 0.94$.

As comparações entre as abundâncias determinadas a partir do método direto e os métodos de linhas fortes usando os índices: N2 e O3N2 (Pettini & Pagel 2004), são apresentadas na Figura 5.7. Essas comparações foram realizadas com base aos resultados de 15 LBAs, para as quais contamos com medidas do fluxo da linha [OIII]4363, indispensável na determinação da abundância pelo método direto (vide Tabela 5.6); lembrando que 4 destas LBAs (hexágonos vermelhos) podem ter as suas abundâncias do método direto subestimadas, devido à possível poluição da linha [OIII]4363 pela linha [FeII]4360 (vide seção 3.1).

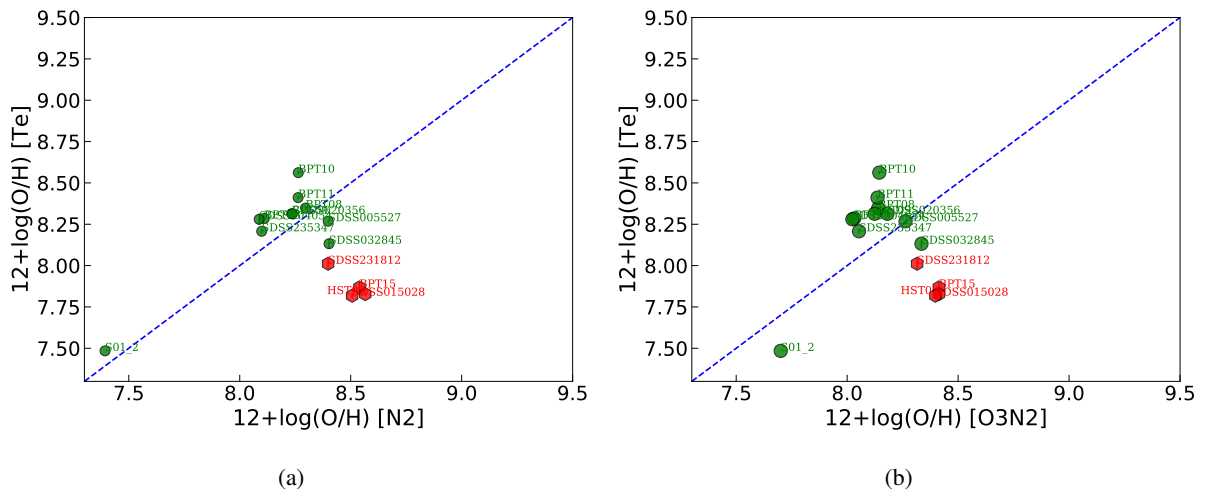


Figura 5.7.: Comparação entre a determinação da abundância pelo método direto e as determinações usando os índices: (a) N2 e (b) O3N2. Os círculos verdes correspondem às 11 LBAs com medidas confiáveis do fluxo da linha [OIII]4363, e os hexágonos vermelhos representam às 4 LBAs que provavelmente tenham subestimadas as suas abundâncias determinadas pelo método direto, isto devido ao fluxo superestimado da linha [OIII]4363 (ver o texto para mais detalhes).

Tabela 5.6.: Parâmetro de ionização, abundâncias obtidas pelo método direto e pelos métodos de linhas fortes, e razão N/O

ID	$\log(q)$ (cm s^{-1})	Z_{direct}	$Z(N2)$	$Z(O3N2)$	Z_{KK04}	Z_{C17}	$\log(N/O)$
BPT03	8.13	8.28	8.11	8.03	8.40	8.13	-1.29
BPT08	8.09	8.35	8.30	8.14	8.42	8.24	-1.03
BPT09	8.11	8.31	8.23	8.12	8.52	8.24	-1.12
BPT10	8.08	8.56	8.26	8.14	8.53	8.26	-1.28
BPT11	8.12	8.41	8.26	8.14	8.51	8.25	-1.13
BPT15	7.94	7.87	8.54	8.41	8.85	8.50	-0.87
BPT20	8.19	8.69	8.53	8.97	8.56
BPT23	7.68	8.73	8.71	9.05	8.73
BPT26	8.10	8.79	8.81	9.12	8.84
HST03	7.91	7.83	8.57	8.41	8.80	8.49	-0.79
S01_2	8.32	7.48	7.39	7.70	7.80	7.61	-1.66
S04_1	0.00
S04_2	7.47	8.77	8.85	9.11	8.84
S09_I	8.12	8.87	8.92	9.16	8.22
S09_II	8.69	8.49	0.00
SDSS001009	7.84	8.46	8.40	8.89	8.52	-0.91
SDSS004054	8.13	8.28	8.09	8.02	8.44	8.13	-1.37
SDSS005527	8.14	8.27	8.40	8.26	8.72	8.37	-0.85
SDSS015028	8.05	7.82	8.51	8.40	8.89	8.49	-0.65
SDSS020356	7.89	8.31	8.24	8.18	8.66	8.33	-1.36
SDSS021348	8.20	8.84	8.75	9.08	8.84
SDSS032845	7.94	8.13	8.40	8.33	8.86	8.46	-1.02
SDSS035733	7.71	8.47	8.43	8.89	8.54	-0.93
SDSS040208	7.72	8.36	8.32	8.78	8.46	-1.28
SDSS143417	7.82	8.64	8.66	9.07	8.71
SDSS210358	8.09	8.83	8.71	9.05	8.74
SDSS214500	7.77	8.52	8.49	8.97	8.59	-0.80
SDSS231812	7.76	8.01	8.40	8.32	8.74	8.44	-1.26
SDSS232539	8.00	8.26	8.18	8.65	8.31
SDSS235347	7.89	8.21	8.10	8.05	8.37	8.19	-1.47

Observações:

- O índice de ionização (q) foi obtido pela equação 5.6 (Kobulnicky & Kewley 2004).
- KK04: Kobulnicky & Kewley (2004).
- C17: Curti et al. (2017).

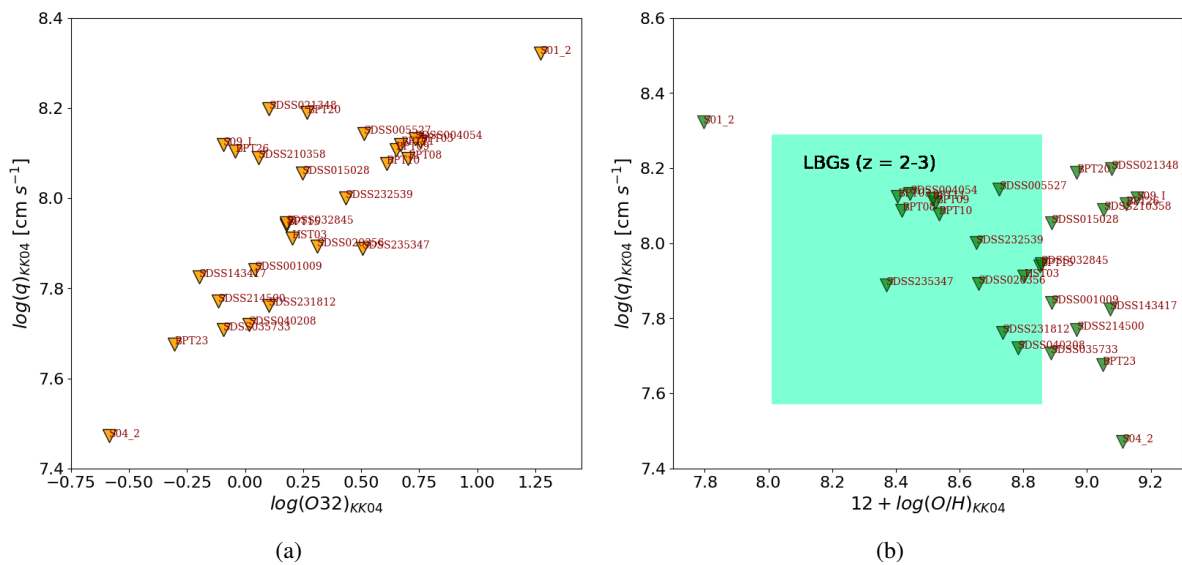
Os resultados da Figura 5.7 sugerem que, pelo menos para as amostras de LBAs, o método O3N2 fornece uma melhor aproximação às abundâncias determinadas pelo método direto, com um *offset* relativo de $\log(O/H)_{O3N2} - \log(O/H)_{direct} = 0.04$ dex, enquanto que $\log(O/H)_{N2} - \log(O/H)_{direct} = 0.11$ dex. Mas é necessário levar em conta que devido à redução da amostra ao determinar as abundâncias pelo método direto, a estatística apresentada aqui pode ter limitações. Ainda assim, também podemos deduzir que apesar da dispersão entre os dados, as determinações pelos métodos de linhas fortes correlacionam razoavelmente bem com as determinações feitas com o método direto.

O fato de ter achado melhores resultados com o índice O3N2 ao comparar com o método direto, é consistente com os resultados de Liu et al. (2008) para galáxias do SDSS em $z \simeq 0.0$, e de Steidel et al. (2014) para galáxias do KBSS-MOSFIRE em $z \sim 2.3$; em ambos trabalhos os autores afirmam que o uso

do índice N2 superestima os valores de $12 + \log(O/H)$ ao ser comparados com o método direto.

5.4.4. Diagnósticos nebulares usando: R23, O32 e q

Seguindo o método proposto por Kobulnicky & Kewley (2004), foram determinados os parâmetros de ionização, q (equação 5.6), e as abundâncias (equações 5.8 e 5.9), iterativamente até a metalicidade convergir, por meio de simulações Monte Carlo. Os valores estimados destes parâmetros estão na Tabela 5.6, colunas 2 e 6, respectivamente. As linhas envolvidas nestas determinações não foram corrigidas por poeira, mas os fluxos das linhas H α e H β usados aqui são aqueles corrigidos pela absorção do contínuo estelar.



5.4.5. Diagnósticos nebulares usando os índices: R2, R3, R23, O32, N2 e O3N2

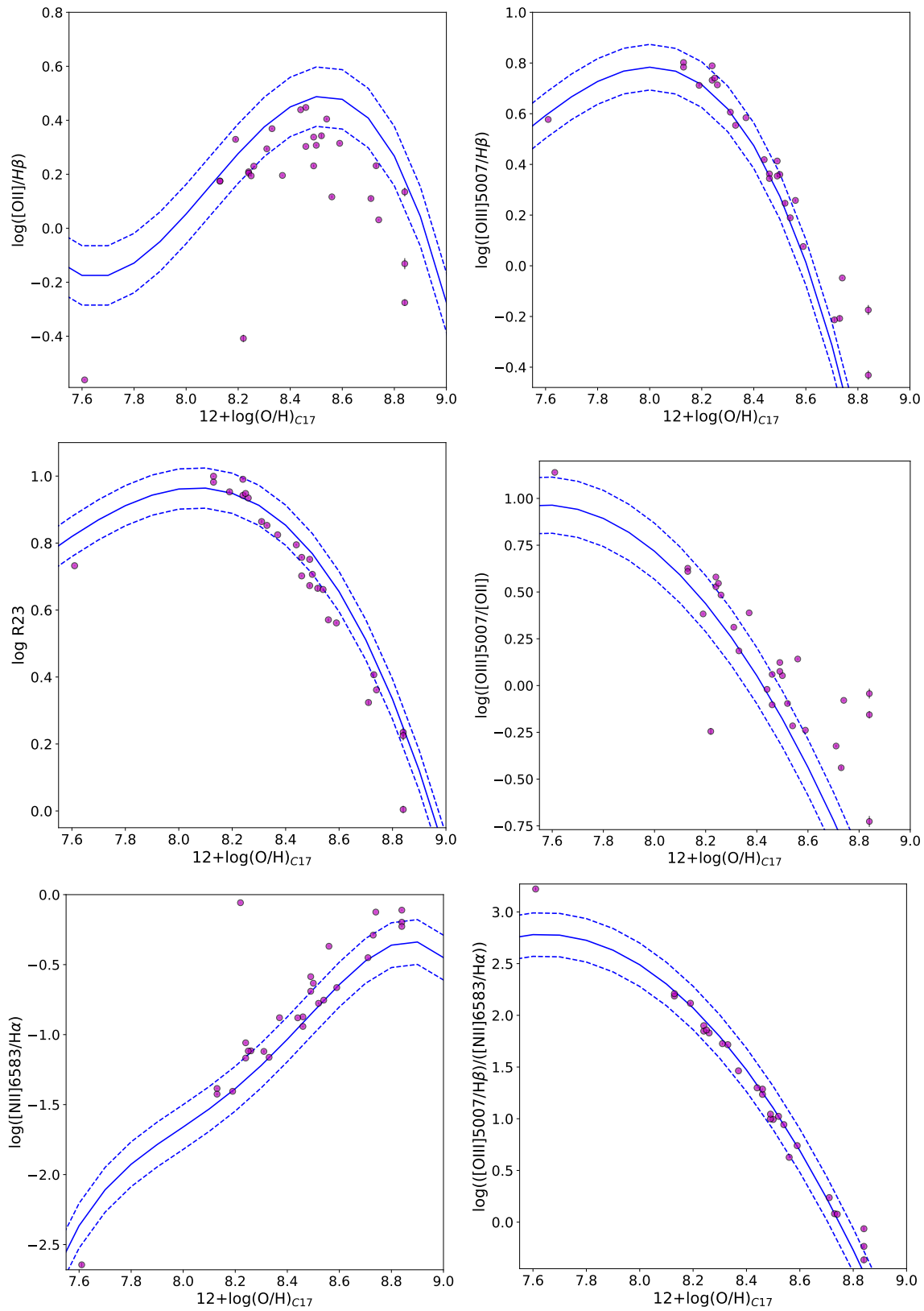


Figura 5.9.: Relação entre os índices: R2, R3, R23, O32, N2 e O3N2, e a metalicidade calibrada com o método de Curti et al. (2017). A curva sólida em cada panel representa a relação derivada do método, e as curvas tracejadas representam a *root-mean-square* dos ajustes.

Já a Figura 5.11a mostra a relação entre os índices O32 e R23, e a Figura 5.11b mostra a relação entre o índice O32 e a massa estelar das nossas amostras. Os hexágonos cinzas em ambas figuras correspondem à distribuição de galáxias *star-forming* locais ($z < 0.3$) do levantamento do SDSS (Tremonti et al. 2004). Podemos ver que as razões de linhas das LBAs têm um comportamento similar às galáxias locais, mas possuem um *offset*, com uma tendência a ter valores maiores de [OIII]/[OII] em um valor fixo do índice R23 e de massa estelar; esse comportamento também é similar ao reportado na literatura para galáxias *star-forming* em $z > 3.0$, para as quais encontraram que os seus estados de ionização são maiores do que aqueles de galáxias *star-forming* em $z = 0.0$ (Suzuki et al., 2017; Onodera et al., 2016; Nakajima & Ouchi, 2014).

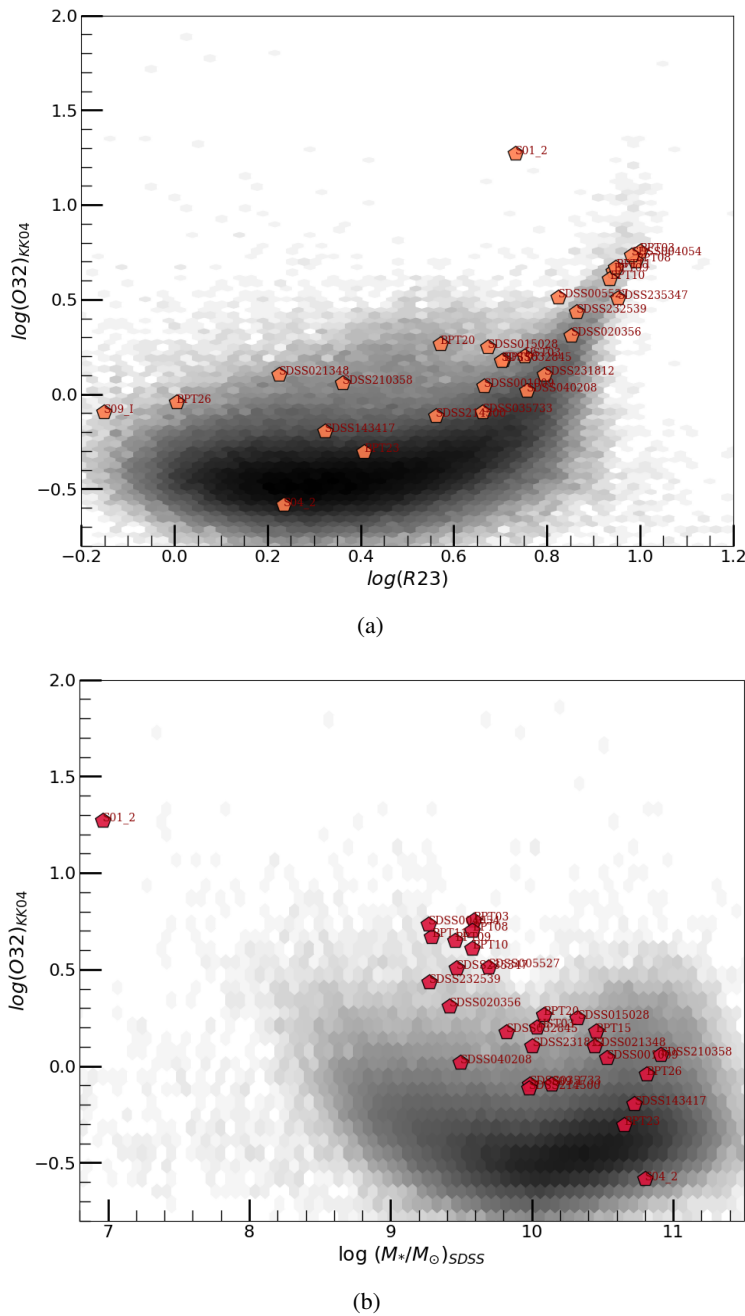


Figura 5.11.: (a) Relação entre o índice R23 e o índice O32, ambos calculados segundo as determinações de Kobulnicky & Kewley (2004). (b) Relação entre o índice O32 e a massa estelar, para nossas amostras de LBAs em $z < 0.3$. Os hexágonos cinzas em ambas figuras indicam a distribuição dos objetos em $z < 0.3$ do levantamento do SDSS (Tremonti et al. 2004).

5.5. Discussão e resultados

As correlações entre razões de linhas calibradas localmente e a metalicidade do gás não devem ser aplicadas a galáxias *star-forming* em alto *redshift*, já que as condições dos seus ISMs mudam com o *redshift*, desde $z = 0$ (Steidel et al., 2014; Nakajima & Ouchi, 2014; Strom et al., 2017), mas estudos previos sugerem que as condições físicas de regiões HII não evoluem com o *redshift* numa metalicidade fixa (Sanders et al. 2016). Por outro lado, segundo Suzuki et al. (2017), devido a que as estimativas de metalicidade com diferentes razões de linhas mostram *offsets* sistemáticos um do outro, no seu trabalho usaram relações empíricas calibradas localmente, o que nós também seguimos.

5.5.1. Relação massa-metalicidade (MZR)

A MZR permite avaliar a abundância de metais presente no gás das galáxias, $12 + \log(\text{O}/\text{H})$, em função da sua massa bariônica, M_* . A partir da massa estelar obtida do levantamento do SDSS (vide seção 4.3.3) e a metalicidade determinada pelo método de linhas fortes baseado no índice N2 (vide seção 5.1), foi estabelecida a correlação entre massa e metalicidade das LBAs. Esta correlação é apresentada na Figura 5.12 e comparada com galáxias locais do SDSS (hóxagons cinza), com as galáxias do KBSS-MOSFIRE em $z \sim 2.3$ de Steidel et al. 2014 (círculos laranja), com seu correspondente ajuste (linha tracejada laranja) dado por:

$$12 + \log(\text{O}/\text{H}) = Z_{10} + \gamma [\log(M_*/M_\odot) - 10], \quad (5.24)$$

com $Z_{10} = 8.41$ e $\gamma = 0.20$; assim como com as galáxias em $z \sim 2.0$ de Erb et al. 2006a (quadrados verdes), onde cada quadrado representa a média de 14 ou 15 galáxias; o ajuste para esta amostra de galáxias foi determinado a partir do ajuste de Tremonti et al. (2004), deslocado para baixo por 0.56 *dex* (linha tracejada verde). Levando em conta que as metalicidades das diferentes amostras são melhor comparadas usando a mesma calibração, todas as metalicidades apresentadas na Figura 5.12 foram derivadas usando o método N2, baseado na razão das linhas: $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ (Pettini & Pagel 2004). A partir dos resultados podemos observar que para uma dada massa estelar as metalicidades das LBAs são baixas se comparadas com as galáxias locais. A correlação Massa-Metalicidade também foi determinada a partir do método de determinação da abundância baseado no índice O3N2, e apresentada na Figura 5.13. Onde ao igual que na Figura 5.12, os hóxagons cinza correspondem às galáxias locais do SDSS, cujo ajuste corresponde à curva ponto-linha vermelha, seguindo a equação (Tremonti et al. 2004):

$$12 + \log(\text{O}/\text{H}) = -1.492 + 1.847 \times \log(M_*) - 0.08026 \times \log(M_*)^2, \quad (5.25)$$

e os círculos laranja são as galáxias em $z = 2.3$ de Steidel et al. (2014), cujo ajuste foi feito a partir da equação 5.24, com $Z_{10} = 8.27$ e $\gamma = 0.19$.

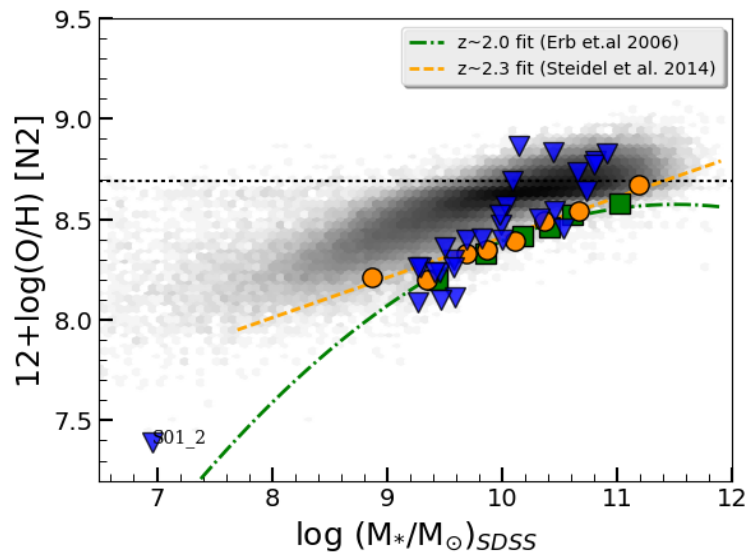


Figura 5.12.: Relação entre a massa estelar obtida do levantamento do SDSS e a abundância de nossas amostras de LBAs, obtida usando o método de linhas fortes baseado no índice N2. Hexágonos cinzas: indicam a distribuição dos objetos em $z < 0.3$ do levantamento do SDSS (Tremonti et al. 2004). Curva ponto-linha vermelha: ajuste para essas galáxias. Quadrados verdes: galáxias em $z = 2.0$ de Erb et al. (2006a), com cada um desses quadrados correspondendo ao valor médio de 14 ou 15 galáxias. Linha tracejada verde: indica o ajuste para as galáxias de Erb et al. (2006a), determinado a partir do ajuste de Tremonti et al. (2004), deslocado para abaixo por $0.56 dex$. Circulos laranja: dados obtidos de Steidel et al. (2014) para galáxias do KBSS-MOSFIRE em $z \sim 2.3$. Linha tracejada laranja: ajuste para os dados obtidos de Steidel et al. (2014). Linha pontilhada horizontal: corresponde ao valor da abundância solar, $12 + \log(O/H) = 8.69$ (Kobulnicky & Kewley 2004).

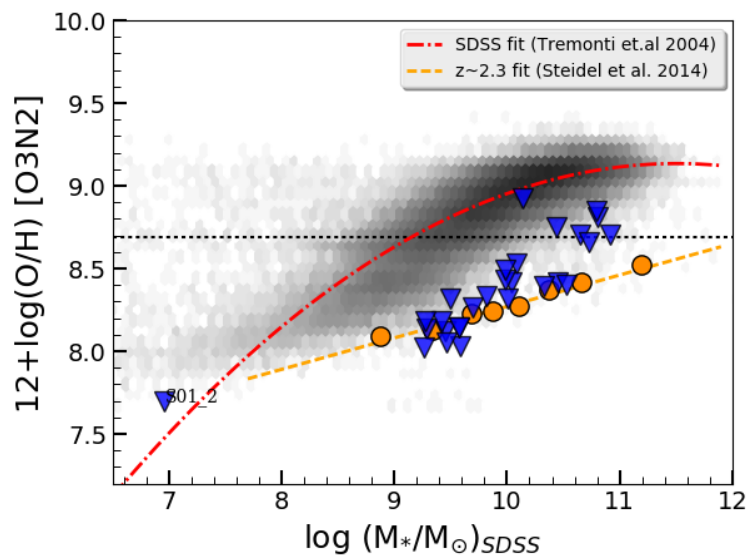


Figura 5.13.: Vide Figura 5.12, para abundâncias obtidas pelo método O3N2. Os hexágonos cinzas indicam a distribuição dos objetos em $z < 0.3$ do levantamento do SDSS (Tremonti et al. 2004). A curva ponto-linha vermelha indica o ajuste para essas galáxias. Os circulos laranja correspondem aos dados obtidos de Steidel et al. (2014) para galáxias do KBSS-MOSFIRE em $z \sim 2.3$, e a linha tracejada laranja corresponde a seu respectivo ajuste. A linha pontilhada horizontal indica o valor da abundância solar, $12 + \log(O/H) = 8.69$ (Kobulnicky & Kewley 2004).

Foram realizadas comparações entre as abundâncias determinadas pelo método direto e os resultados obtidos usando diagnósticos de linhas fortes: R23, O3, O2, O32, O3N2 e N2, obtidos por meio do método de Curti et al. (2017); a fim de estudar a precisão dos métodos de linhas fortes, e escolher assim aquele que proporciona uma melhor solução. Curti et al. (2017) fornecem calibrações para os diagnósticos com os seis índices, e o intervalo de metalicidade em que esses diagnósticos podem ser aplicados: $7.6 < 12 + \log(O/H) < 8.85$. Na seção 5.4.5, realizamos uma comparação entre as abundâncias determinadas por este método, mas seguindo a processo realizado por Suzuki et al. (2017), em base só a quatro dos índices: R23, R2, R3 e O32, a fim de realizar uma comparação com os resultados obtidos pelo método proposto por Kobulnicky & Kewley (2004). Mas, Patrício et al. (2018) realizaram testes usando varios diagnósticos de metalicidade com base em linhas fortes para uma amostra de 16 galáxias em $z \sim 2$; entre eles os diagnósticos baseados no método de Curti et al. (2017), e decidimos fazer as mesmas comparações com o método direto. Os autores sugerem não usar os índices R23, R2 e R3, devido a que são degenerados, pelo que o seu intervalo de aplicabilidade é restringido, com valores de 8.4 e 8.3 para os índices R23 e R3, respectivamente. Mesmo assim, nós testamos todos os diagnósticos para as LBAs, e seguimos o mesmo procedimento detalhado na seção 5.4.5, mas agora usando os seis índices.

Na Figura 5.15 apresentamos as comparações entre as abundâncias determinadas usando as calibrações de Curti et al. (2017), e pelo método direto. As linhas sólidas transversais correspondem à relação 1:1. Para todos os diagnósticos obtivemos soluções que variam entre 7 e 9, a partir de simulações Monte Carlo. E as melhores correlações são as obtidas com os índices: O32, N2 e O3N2.

A comparação entre as estimativas de abundâncias usando os dois métodos de linhas fortes: N2 e O3N2 (Pettini & Pagel, 2004), apresentada na Figura 5.6, no necessariamente garante a precisão desses métodos. Ao comparar as abundâncias obtidas por estes métodos com aquelas obtidas pelo método direto (Figuras 5.7a e 5.7b), para as quais obtivemos valores de $12 + \log(O/H)_{direct} \simeq 8.0 - 8.5$, encontramos que as abundâncias de Oxigênio não parecem correlacionar bem com os métodos N2 e O3N2, já que estes últimos superestimam as abundâncias; mas, parece que os objetos que causam a maior dispersão são aqueles que possuem um alto valor médio de N/O, o que faz que ocorra um incremento artificial de N2 e uma diminuição de O3N2, e por tanto, um aumento na medida de O/H. Para os demais objetos, as abundâncias pelo método direto correlacionam bem, no geral, com os métodos de linhas fortes dentro de uma dispersão de 0.1-0.2 dex, resultado similar ao encontrado em $z \sim 2.0$ por Patrício et al. (2018).

5.5.3. Diagramas BPT (Baldwin-Phillips-Terlevich)

A Figura 5.16 apresenta o diagrama BPT-NII para 29 galáxias de nossas amostras, os dois AGNs: SDSS001054 e SDSS005439, não foram incluídos, também não foi incluída a galáxia S04_1, porque não obtivemos uma medida confiável da linha H β . As LBAs (pontos laranja) ocupam uma região no plano BPT-NII quase diferente da maioria das galáxias locais (pontos cinzas) obtidas do levantamento do SDSS. A linha sólida vermelha corresponde ao ajuste para galáxias *star-forming* locais (Steidel et al. 2014):

$$\log ([\text{OIII}]/\text{H}\beta) = \frac{0.61}{\log ([\text{NII}]/\text{H}\alpha) + 0.08} + 1.10, \quad (5.26)$$

Steidel et al. (2014) também propõem um ajuste para a sua amostra de galáxias do KBSS-MOSFIRE em $z \sim 2.3$, correspondendo à curva sólida verde na figura:

$$\log ([\text{OIII}]/\text{H}\beta) = \frac{0.67}{\log ([\text{NII}]/\text{H}\alpha) - 0.33} + 1.13. \quad (5.27)$$

Já a curva sólida roxa corresponde ao limite entre galáxias *star-forming/composite* e AGNs, cuja função é proposta por Kewley et al. (2001):

$$\log ([\text{OIII}]/\text{H}\beta) = \frac{0.61}{\log ([\text{NII}]/\text{H}\alpha) - 0.47} + 1.19. \quad (5.28)$$

A partir deste diagrama BPT-NII é observado que as LBAs possuem um *offset*, como aquele encontrado para algumas amostras de galáxias em alto *redshift* (Steidel et al., 2014; Strom et al., 2017). Como primeira hipótese, podemos dizer que a causa do *offset* se deve ao fato de que as LBAs possuem valores maiores de $\log([\text{OIII}]/\text{H}\beta)$ em um valor fixo de $\log([\text{NII}]/\text{H}\alpha)$, do que as galáxias do SDSS. Mas, também pode ser atribuído a mudanças na razão $[\text{NII}]/\text{H}\beta$, ou a ambas razões: $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ e $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$.

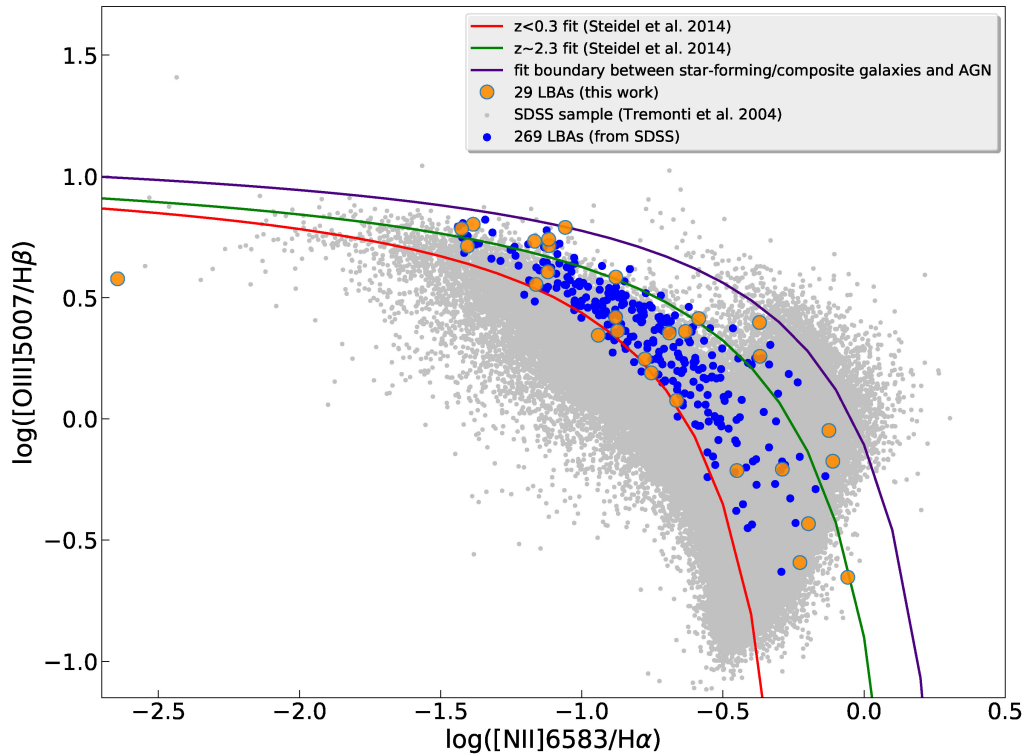


Figura 5.16.: Diagrama BPT-NII das LBAs estudadas, após a correção de $\text{H}\beta$ e $\text{H}\alpha$ pela absorção do contínuo estelar, e sem incluir os dois AGNs: SDSS001054 e SDSS005439. Pontos cinzas: galáxias locais ($z < 0.3$) do levantamento do SDSS. Pontos azuis: 269 LBAs em $z \lesssim 0.3$, identificadas a partir do levantamento do SDSS. Pontos laranja: 29 LBAs pertencentes às amostras estudadas neste trabalho. Curva sólida vermelha: ajuste para galáxias *star-forming* locais. Curva sólida verde: ajuste para LBGs em $z \sim 2.3$ (Steidel et al. 2014). Curva sólida roxa: limite entre galáxias *star-forming/composite* e AGNs.

Steidel et al. (2014) afirmam que é muito difícil distinguir se a mudança no locus é principalmente devida a mudanças em uma das razões ou em ambas. O ponto relevante aqui, é que de acordo com as calibrações locais, as mudanças em $[O/H]$ devem fazer com que os objetos se desloquem ao longo das curvas. Além disso, os autores concluem que existe um problema ao aplicar essas calibrações baseadas em galáxias locais a galáxias em alto *redshift*, já que as medidas de $12 + \log(O/H)$ a partir de razões de linhas fortes dependerão sistematicamente das linhas de emissão medidas. Sabemos que algumas linhas não podem ser detectadas e medidas em espectros de galáxias em alto *redshift*, pelo que o uso dos métodos de linhas fortes é realmente importante. De essa maneira, poder comprovar que as LBAs possuem um comportamento similar às LBGs ao usar as mesmas razões de linhas, faz com que seja possível confiar neste tipo de métodos de determinação da metalicidade.

Por outro lado, a Figura 5.17 apresenta o diagrama BPT-SII para as 29 LBAs de nossas amostras (pontos laranja). Os pontos cinza correspondem às galáxias do SDSS em $z < 0.3$, e os pontos azuis são as 269 LBAs em $z \lesssim 0.3$, identificadas a partir do levantamento do SDSS. A linha tracejada vermelha é o ajuste proposto por Strom et al. (2017) para galáxias *star-forming* em $z \sim 2.3$, baseado na equação:

$$\log([OIII]/H\beta) = \frac{0.72}{\log([SII]/H\alpha) - 0.53} + 1.15. \quad (5.29)$$

Neste diagrama também podemos observar um *offset*, mas neste caso entre as galáxias em $z \sim 2.3$ e as LBAs, as quais se localizam no mesmo plano das galáxias locais, é dizer, não observamos uma separação entre as LBAs e as galáxias locais no diagrama.

Mas, essa diferença no diagrama BPT-SII entre as galáxias em baixo e alto *redshift* ($z \sim 0$ e $z \sim 2.3$), apesar de ser menor do que a diferença encontrada no diagrama BPT-NII, tem sido objeto de estudo nos últimos anos e continua sendo uma questão aberta. Shapley et al. (2015) e Sanders et al. (2016), por exemplo, encontraram este mesmo resultado para galáxias *star-forming* do levantamento do MOSDEF em $z \sim 2.3$.

Origen dos *offsets* das LBAs no diagrama BPT

Sabe-se há algum tempo que galáxias com intensa formação estelar em alto *redshift*, como as LBGs por exemplo, frequentemente se encontram deslocadas para razões de linhas mais altas com relação à população de galáxias *star-forming* do SDSS em baixo *redshift* no diagrama BPT padrão. Esses *offsets* também foram encontrados em algumas populações de galáxias em baixo *redshift*, como as galáxias luminosas no infravermelho de Kewley et al. (2001), e galáxias Wolf-Rayet de Brinchmann et al. (2008). Esses *offsets* no diagrama BPT também foram observados para LBAs (Hoopes et al., 2007; Overzier et al., 2008, 2009), por exemplo, nas Figuras 2.2 e 5.18 deste trabalho, reforçando ainda mais a conclusão de que são boas análogas locais da população de *star-forming* em alto *redshift*.

Overzier et al. (2009) mostraram que o deslocamento é no sentido de ambas razões $[NII]6584/H\alpha$ e $[OIII]5007/H\beta$, e que o tamanho do *offset* perpendicular com relação às *star-forming* locais aumenta com a luminosidade e a densidade eletrônica, indicando que maiores densidades da taxa de formação estelar, densidades e pressões interestelares, e parâmetros de ionização, podem estar relacionados com os *offsets* (Liu et al., 2008; Shirazi et al., 2014).

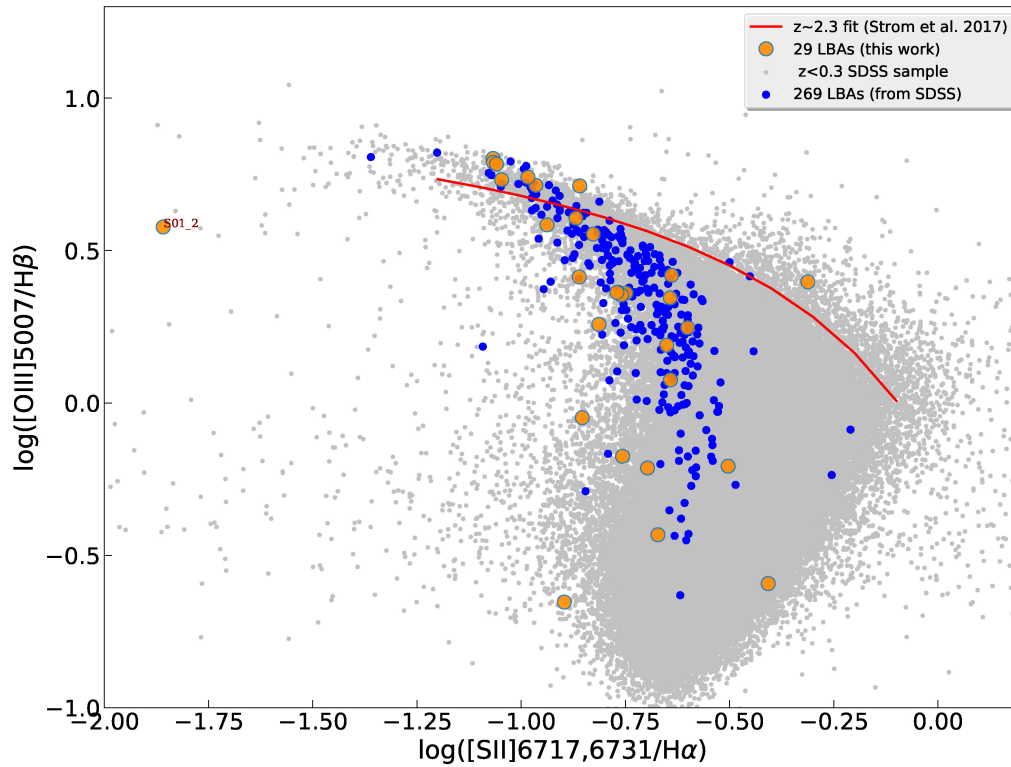


Figura 5.17.: Diagrama BPT-SII das LBAs estudadas, após a correção de $H\beta$ e $H\alpha$ pela absorção do contínuo estelar, e sem incluir os dois AGNs: SDSS001054 e SDSS005439. Pontos cinzas: galáxias locais ($z < 0.3$) do levantamento do SDSS. Pontos azuis: 269 LBAs em $z \lesssim 0.3$, identificadas a partir do levantamento do SDSS. Pontos laranja: 29 LBAs pertencentes às amostras estudadas neste trabalho. Curva sólida vermelha: ajuste para galáxias em $z \sim 2.3$ (Strom et al. 2017).

Entender como os objetos se movem através do diagrama BPT, incluindo a natureza dos *offsets*, é muito importante, porque a medida de abundâncias do gás depende criticamente da interpretação das razões de linhas de emissão fortes. Isto é particularmente importante em alto *redshift*, onde os métodos sensíveis à temperatura muitas vezes não estão disponíveis. Portanto, não há garantia de que as calibrações estabelecidas localmente sejam diretamente aplicáveis.

Vários autores descobriram que os objetos em alto *redshift* exibem *offsets* no diagrama BPT que geralmente são maiores que aqueles que podem ser explicados pelo aumento dos seus parâmetros de ionização e densidades, e mostraram que esses objetos em alto *redshift* frequentemente têm um aumento de N/O e/ou do parâmetro de ionização ao serem comparados com galáxias locais para a mesma abundância de Oxigênio (Masters et al., 2014; Shapley et al., 2015; Sanders et al., 2016; Kojima et al., 2017).

Steidel et al. (2016), Strom et al. (2017) e Strom et al. (2018), mostraram que galáxias em $z \sim 2$ na verdade têm um alto N/O, e que N/O varia com O/H de maneira semelhante à observada para as regiões HII locais. Além de um alto N/O, eles também mostram a necessidade de um espectro de ionização mais duro em alto *redshift* para explicar completamente os *offsets*. Estes espectros podem ser o resultado das diferenças nas histórias de formação estelar, e portanto enriquecimento químico, entre galáxias típicas locais e galáxias em alto *redshift*.

Na Figura 5.18 apresentamos novamente a posição das LBAs no diagrama BPT, mas com uma codifica-

ção em cores determinada pelos *offsets* medidos em N/O e q em relação à expectativa de relações locais dado um O/H determinado para cada objeto através do método direto. Espera-se que os objetos com maiores *offsets* em um dos parâmetros ou em ambos, tenham os maiores *offsets* no diagrama BPT, o que realmente é o caso.

Os objetos com maiores *offsets* estão em torno da relação média encontrada por Steidel et al. (2014) para galáxias em $z \sim 2$. No canto inferior direito dos diagramas, encontramos várias LBAs massivas e provavelmente mais ricas em metais, para as quais o fluxo de $[OIII]4363$ não pode ser determinado e, portanto, não foram incluídas na análise. A partir da análise apresentada aqui conclue-se que a origem física dos *offsets* no diagrama BPT para as LBAs, é provavelmente a mesma que aquela encontrada para galáxias em $z \sim 2$ e outras análogas locais das mesmas.

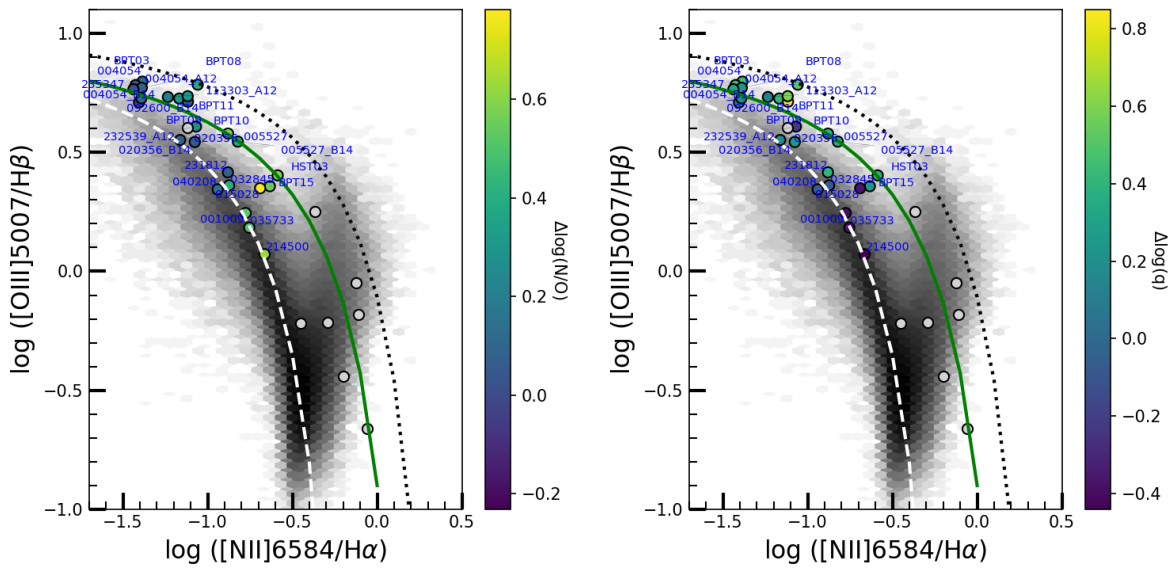


Figura 5.18.: Diagramas BPT para os objetos com determinações de q e N/O . A região cinza corresponde à amostra local de galáxias do SDSS. Os pontos grandes que indicam as LBAs são codificados por cores de acordo com a magnitude dos desvios em $\log(N/O)$ (painel esquerdo), e $\log(q)$ (painel direito). Objetos para os quais nenhum valor pode ser determinado são marcados em cinza. Em ambos painéis, a linha pontilhada branca mostra o locus da sequência de *star-forming* medida para galáxias locais por Steidel et al. (2014), a linha sólida verde mostra o locus das galáxias do KBSS-MOSFIRE em $z \sim 2$ de Steidel et al. (2014), e a linha pontilhada preta mostra a separação entre objetos *composite* e AGN de Kewley et al. (2001).

5.5.4. Razão: N/O

Encontramos que as diferenças entre os resultados das abundâncias obtidas pelo método direto e os métodos de linhas fortes: $N2$ e $O3N2$, mostram que esses métodos de linhas fortes superestimam as abundâncias pelo método direto, predominantemente com valores atípicos cuja discrepância é grande. E esses valores atípicos correspondem aos objetos com uma média de N/O alta. Isto levará a um aumento e diminuição artificiais dos parâmetros $N2$ e $O3N2$, respectivamente; e assim, aumentará O/H medido usando a calibração de Pettini & Pagel (2004) para essas razões de linhas.

Existem métodos de linhas fortes convenientes para medir N/O , como: $N2O2 = [NII]6584/[OII]3727$,

o qual pode ser facilmente medido em espectros no óptico (baixo *redshift*) e no infravermelho próximo (alto *redshift*) com moderado S/N. Além de N2O2, N/O correlaciona bem com outras razões de linhas fortes que envolvem Nitrogênio, como: $N2S2 = [NII]6584/[SII]6717,6731$ e $N2 = [NII]6584/H\alpha$ (Pérez-Montero & Contini, 2009; Kojima et al., 2017; Strom et al., 2017, 2018). Na Figura 5.19 apresentamos os indicadores de linhas fortes para N/O (N2O2, N2S2 e N2) versus a razão direta de N/O (vide Tabela 5.6). A maioria das LBAs estão localizadas na região entre $(N/O)_{direct} \gtrsim -1.5$ e o valor solar (linha pontilhada horizontal).

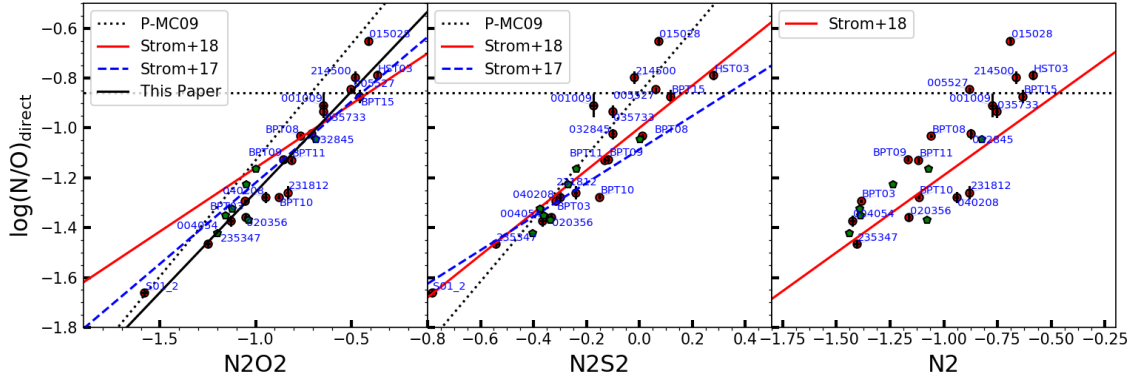


Figura 5.19.: Medida direta da abundância de N/O versus indicadores de linhas fortes: N2O2 (painel esquerdo), N2S2 (painel do meio) e N2 (painel direito). Vários ajustes obtidos da literatura foram feitos. Linha pontilhada preta: ajuste obtido para uma amostra de regiões HII galácticas e extragalácticas, e galáxias de Pérez-Montero & Contini (2009). Linha tracejada azul: ajuste para a amostra de regiões HII extragalácticas de Strom et al. (2017). Linha sólida vermelha: ajuste para as galáxias do KBSS em $z \sim 2$ de Strom et al. (2018). O valor solar de N/O é indicado pela linha pontilhada preta. A linha sólida preta no painel esquerdo é o melhor ajuste para a relação entre N2O2 e $\log(N/O)$, determinado para as LBAs estudadas aqui.

A menor dispersão foi encontrada para N2O2, o qual não é surpresa já que dos três indicadores essa é a medida mais direta de N^+/O^+ . As LBAs situam-se ao longo das relações encontradas para as galáxias KBSS e as regiões HII locais, mas a faixa dinâmica em N/O, N2O2 e N2S2 não é grande o suficiente para determinar a relação ótima.

A relação N2O2-N/O para regiões HII e galáxias de Pérez-Montero & Contini (2009) é conhecida por ser muito íngreme, superestimando a razão N/O para N2O2 elevado, tanto para regiões HII locais quanto para galáxias em alto *redshift* (Strom et al., 2018). A relação N/O e N2O2 para as LBAs é mais semelhante à calibração encontrada para regiões HII e galáxias em alto *redshift* (Strom et al., 2017, 2018), enquanto que em N2S2 elevado as LBAs são consistentes com as regiões HII e galáxias de Pérez-Montero & Contini (2009).

Usando apenas aqueles objetos em nossas amostras para os quais a medida direta da razão N/O está disponível, nós ajustamos a relação entre N/O e N2O2, encontrando:

$$\log(N/O)_{direct} = 0.80 \times N2O2 - 0.45. \quad (5.30)$$

Esta relação foi usada para estimar N/O em base a N2O2, para os objetos para os quais $(N/O)_{direct}$ não foi medido.

Por outro lado, na Figura 5.20 apresentamos a razão Nitrogênio-Oxigênio determinada pelo método direto: $\log(N/O)_{direct}$ versus a massa estelar (painel esquerdo), e a abundância de Oxigênio determinada pelo método direto: $12 + \log(O/H)_{direct}$ (painel direito). As LBAs apresentam dispersão ao redor do valor típico de N/O encontrado para galáxias do SDSS da mesma massa estelar, que foi também determinado através do método direto por Andrews & Martini (2013). Essa relação é indicada pela linha sólida preta no painel esquerdo. Kojima et al. (2017) encontraram que sua pequena amostra de galáxias em $z \sim 2$ tem valores de N/O comparáveis ou menores que a relação local, enquanto que Strom et al. (2017) encontraram um N/O um pouco menor em média por $\sim 0.1 - 0.2 dex$ para galáxias do KBSS em $z \sim 2$, em comparação com galáxias locais do SDSS com massas estelares no intervalo $10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$ (linha sólida vermelha no painel esquerdo). No entanto, em qualquer caso, esses valores semelhantes ou um pouco menores de N/O em uma massa estelar fixa, são menores do que os *offsets* típicos para baixo, observados para as LBAs na relação O/H - M_{*} (Figura 5.14). Isso implica que as LBAs e as amostras de Kojima et al. (2017) e Strom et al. (2017), provavelmente se situam ao longo de uma relação N/O-O/H diferente às típicas galáxias *star-forming* locais. Isso é mostrado no painel direito da Figura 5.20, onde indicamos novamente a sequência local baseada nos espectros do SDSS de Andrews & Martini (2013), conforme determinado por Kojima et al. (2017) (linha sólida preta).

Quase todas as LBAs estão deslocadas para um N/O mais alto em um valor fixo de O/H. O excesso de N/O é de ordem de grandeza semelhante ao encontrado para galáxias em $z \sim 2$ por Kojima et al. (2017). A linha tracejada vermelha no painel direito da Figura 5.20 é o limite superior da média de N/O ($\log(N/O)_{direct} = -1.26$) para a amostra em $z \sim 2$ de Kojima et al. (2017), enquanto que a linha tracejada azul é a média de N/O ($\log(N/O)_{direct} = -1.08$) que encontraram para uma amostra de galáxias locais selecionadas por terem massas estelares (baixas) e SFRs (altas) similares à sua amostra em $z \sim 2$. Kojima et al. (2017) também observaram que os espectros das galáxias em $z \sim 2$ de Steidel et al. (2016) caem perto da média da sua amostra (linha tracejada vermelha), enquanto que as *Green Peas* (que incluem várias das LBAs das nossas amostras) de Amorín et al. (2012) e Jaskot & Oey (2013), abrangem a faixa de não excesso de N/O, na média de N/O para objetos locais com baixa massa e alta SFR (linha tracejada azul).

Possível origen do excesso de N/O

Como mostrado na Figura 5.20, as LBAs abrangem uma ampla faixa de quase 1 *dex* nos valores de $\log(N/O)$ em uma determinada razão de O/H. Esta ampla dispersão é similar àquela observada para as regiões HII locais e a amostra de galáxias do KBSS em $z \sim 2$ de Strom et al. (2018). Além disso, esses valores de N/O estão em média, vários décimos de *dex* acima do valor típico de N/O esperado para galáxias locais. Isto é semelhante às tendências observadas para galáxias em $z \sim 2$ e outras análogas locais (Kojima et al., 2017; Strom et al., 2018).

As duas explicações mais diretas do excesso de N/O, são:

- N/O aumenta devido à presença de estrelas Wolf-Rayet, as quais incrementam o Nitrogênio em

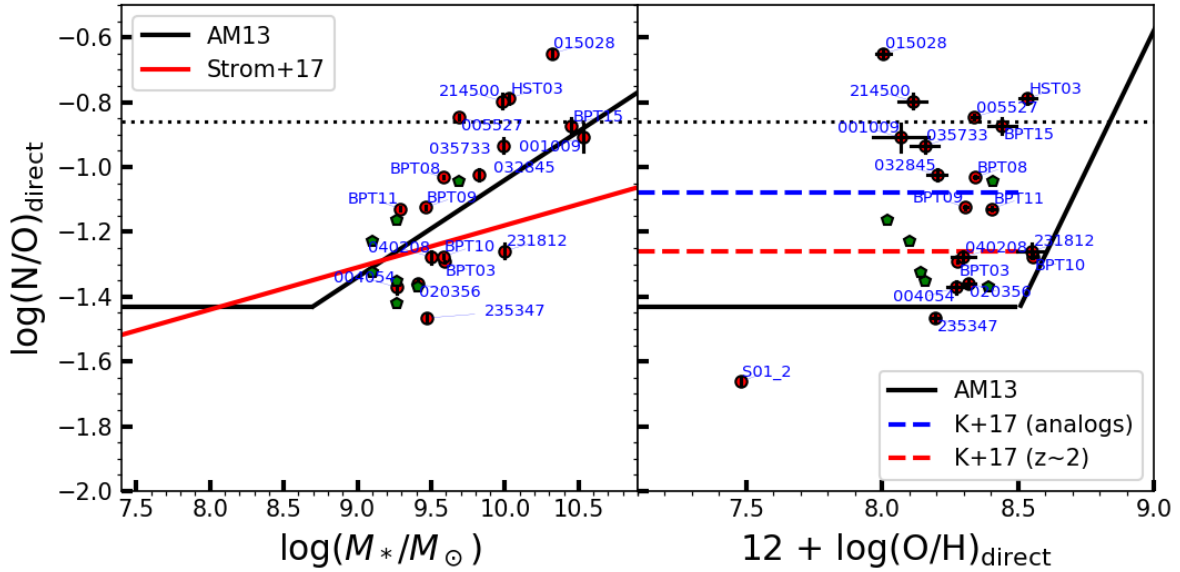


Figura 5.20.: $\log(N/O)_{direct}$ versus a massa estelar (painel esquerdo) e a abundância de Oxigênio determinada pelo método direto (painel direito). Em ambos painéis as linhas sólidas pretas indicam as relações locais baseadas nos espectros das galáxias do SDSS de [Andrews & Martini \(2013\)](#). No painel esquerdo a linha sólida vermelha indica o melhor ajuste da relação encontrada para as galáxias do KBSS em $z \sim 2$ de [Strom et al. \(2017\)](#). No painel direito a linha tracejada vermelha marca o valor médio para galáxias em $z \sim 2$ ($\log(N/O)_{direct} = -1.26$, incluindo os limites superiores) de [Kojima et al. \(2017\)](#). A linha tracejada azul indica o valor médio de $\log(N/O)_{direct} = -1.08$ determinado para galáxias locais de baixa massa, galáxias com alta SFR, que possuem M_* e SFR comparáveis aos de galáxias em $z \sim 2$, também de [Kojima et al. \(2017\)](#). O valor solar de N/O é indicado pelas linhas pontilhadas pretas.

uma escala de tempo que é mais curta que o enriquecimento por SNe (ver seção 6.1.3 para mais informações sobre este tipo de estrelas massivas).

As estrelas WR em menores metalicidades geralmente sofrem menos perda de massa durante sua vida do que aquelas em maiores metalicidades ([Meynet, 1999](#); [Dray & Tout, 2003](#)). Por esta razão, o processamento em seus interiores é geralmente mais avançado durante o tempo em que o envelope de Hidrogênio é removido, com grande parte do Carbono, que teria sido ejetado por uma estrela em metalicidade maior, convertida em Oxigênio; como consequência a razão de C/O no material dos ventos estelares de baixa metalicidade é menor e, descontando a contribuição da SN final, há um enriquecimento total muito menor.

Por outro lado, o enriquecimento de Nitrogênio é menor e muda pouco com a metalicidade. Mas, modelos NL (*Nitrogen Late*, [Dray & Tout 2003](#)) exibem um pico de alta massa e baixa metalicidade. Os modelos com uma alta produção de N mostram que parte do C produzido no processo de queima de He (*He burning*) no núcleo é misturado e levado para fora, até a camada onde o H é processado e convertido em N pelo ciclo CNO. En quanto ao enriquecimento de Oxigênio pelos ventos gerados por estas estrelas WR, é baixo em comparação com outras fontes de O, pelo que a razão N/O originada nestes ventos é alta, o que contribui para o aumento de N no ISM e no

enriquecimento total da galáxia.

- Devido a uma diminuição em O/H atribuído ao *infall* de gás de baixa metalicidade, o qual aumenta a quantidade de H, e como consequência N/O aparece falsamente alto para o O/H resultante (Masters et al., 2014).

Sabe-se que as galáxias com características WR geralmente têm excesso de N/O. Em nossas amostras de LBAs encontramos que várias delas possuem características WR, então, nós medimos ambos *bumps*: azul e vermelho, nos espectros de 8 galáxias: BPT10, HST03, S09_I, SDSS005527, SDSS015028, SDSS020356, SDSS040208 e SDSS210358, encontrando galáxias com fortes *bumps* (Figuras 6.11 - 6.18). Brown et al. (2014) também mostraram evidências de características WR em duas LBAs adicionais: 004054 e 092600.

Apesar de alguns dos objetos com os maiores excessos de N/O incluírem objetos com fortes características WR nos seus espectros, o excesso de N/O é muito maior do que o esperado para galáxias WR. Por essa razão, acreditamos que além do aumento do Nitrogênio pelas estrelas WR, o rápido *inflow* de gás relativamente pobre em metais é um cenário alternativo atraente (ou adicional), especialmente considerando que a maioria das LBAs parecem estar experimentando um *starburst* provocado por um evento de interação recente.

Dado que se espera que o efeito em N/O pela presença de estrelas WR seja relativamente limitado e que as características WR não parecem ser uma característica consistente das LBAs, embora estejam claramente presentes em alguns dos objetos, concluímos que o cenário de uma recente acreção de gás pode explicar, em parte ou completamente, o excesso de N/O observado. Uma possível confirmação dessa conclusão pode ser encontrada pelo fato de que os dois objetos que apresentam o maior excesso de N/O (SDSS015028 e SDSS214500 - Figura 5.20, painel direito), parecem ter um parâmetro de ionização menor do que o valor médio esperado para objetos do seu O/H, e um O/H que é muito baixo para sua massa estelar, mesmo considerando os desvios médios das LBAs em relação à MZR local (ver Figura 5.14). Isto está em contraste com a maioria das LBAs, que tendem a ter parâmetros de ionização superiores aos valores típicos encontrados para galáxias do mesmo O/H (Figura 5.18, painel direito).

6 Evidencia da ocorrência de *outflows* por SNe e populações Wolf-Rayet

A análise da ocorrência de *outflows* nas galáxias é fortemente dependente das suas populações estelares, principalmente das estrelas de alta massa. A perda de massa das estrelas é a responsável pelos ventos ou *outflows*. Neste sentido, o entendimento da evolução das estrelas nas galáxias é muito importante, pois permite obter informações valiosas dos mecanismos que geram estes fenômenos físicos, e consequentemente a identificação de ventos e *outflows* fornece informação adicional sobre episódios de formação estelar recente, possíveis fatores que afetam a composição do gás interestelar, a metalicidade total da galáxia e as propriedades do meio circungaláctico. Na análise da ocorrência destes eventos nas nossas amostras de galáxias LBAs, nós consideramos só as estrelas de alta massa, especificamente: estrelas O e Wolf-Rayet (WR). A continuação apresentamos a taxa de supernovas encontrada nas nossas LBAs, geração de *outflows* e medida das suas velocidades através da absorção do dubleto de [MgII]_{2796,2803}, coluna de densidade, assim como o numero de estrelas Wolf-Rayet presentes nas galáxias.

6.1. Estrelas de alta massa

No seu passo pela sequência principal do Diagrama HR (Hertzsprung-Russell), as estrelas de alta massa consomem o seu reservatório de combustível nuclear, ali acontece a queima do Hidrogênio e começa a queima do Hélio, passando às etapas posteriores, como as fases de gigantes, supergigantes e anãs brancas. A fase na qual vai ser localizada a estrela vai depender da sua massa.

No caso de uma estrela de baixa massa ou intermediária, como o Sol, a estrela no seus estágios finais se transforma em uma gigante vermelha, e no final da fase de gigante vermelha, a estrela ejeta as suas camadas externas, tornando-se em uma anã branca. Já as estrelas de alta massa, com até cerca de 20 ou 30 M_{\odot} , têm uma evolução mais rápida. Estas estrelas deixam a sequência principal em direção ao ramo das supergigantes, posteriormente explodindo como uma supernova. A massa das estrelas geralmente não ultrapassa o limite de 100 M_{\odot} . Mas, estrelas extremamente massivas, com massa acima deste limite, podem colapsar transformando-se em buracos negros.

As estrelas de alta massa possuem altas temperaturas e curtos tempos de vida. Seus núcleos são o suficientemente quentes e densos, capazes de fundir elementos pesados, até o Fe. O estudo deste tipo de estrelas precisa do entendimento de vários ingredientes importantes para estas populações estelares, tais como rotação, perda de massa, metalicidade e ocorrência de sistemas binários. Principalmente a rotação é um ingrediente chave, já que fornece as principais características destas populações (Maeder & Meynet, 1996, 2010; Meynet & Maeder, 1997; Ekström et al., 2011).

- **Perda de massa:**

É bem sabido que as estrelas massivas são as progênitoras de SNe, durante os últimos estágios das suas vidas o núcleo colapsa originando este evento energético, e por meio do qual as estrelas perdem massa e contribuem ao enriquecimento do ISM. A perda de massa das estrelas massivas permite entender a relação entre estrelas OB, estrelas variáveis, supergigantes e WR, assim como sua distribuição nas galáxias. Segundo Chiosi & Maeder (1986), muitos dos modelos de perda de massa de estrelas massivas, estabelecem que os principais efeitos associados à perda de massa são:

- O incremento da temperatura central da estrela é mais lento que na evolução com massa constante, isto devido à redução progressiva da massa estelar. Assim, o núcleo se contrai mais rapidamente, e como resultado de um núcleo menor, a luminosidade da estrela diminui;
- Devido a essa diminuição na luminosidade, o tempo de vida da estrela na sequência principal é prolongado;
- A perda das camadas mais externas da estrela produzem uma modificação na composição química, e o conteúdo de H na superfície da estrela torna-se baixo.

- **Rotação e campos magnéticos:**

As estrelas se formam a partir de nuvens de gás interestelar com uma certa quantidade de movimento angular, de modo que apresentam algum movimento de rotação após formadas. Para estrelas com alta massa, as velocidades de rotação são altas. No caso de estrelas massivas dos tipos espectrais O e B, a velocidade de rotação pode ser de $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ (Maciel 1999). E os principais efeitos da rotação são:

- Como consequência da rotação forças centrífugas agem sobre o gás, reduzindo a gravidade efetiva no equador e produzindo um achatamento dos pólos da estrela (Salaris, 2005; Rieutord & Espinosa Lara, 2013);
- A condição de equilíbrio hidrostático é afetada, produzindo a diminuição da pressão, e conseqüentemente uma baixa temperatura. Assim, um dos principais efeitos da rotação é o esfriamento do interior da estrela em cada uma das suas fases evolutivas;
- Alteração da taxa de perda de massa e da temperatura, e uma consequência observacional adicional, é o fato de que o tipo espectral da estrela depende de sua linha de visada;
- Uma alta rotação facilita a mistura de elementos químicos dentro da estrela, modificando a sua composição química e a estrutura de opacidades;
- A quantidade de momento angular perdido pela estrela depende da região em que a estrela

perde massa, se a perda de massa tem origem na região equatorial da estrela, a perda de momento angular é maior, mas se ocorre pelos pólos, não há uma grande perda de momento angular.

A presença de campos magnéticos na superfície da estrela são evidenciados pela polarização da luz emitida por estrelas de muitos tipos espectrais. A importância dos campos magnéticos para a estrutura e evolução das estrelas, reside no fato que estes campos poderiam atingir uma fração substancial da pressão do gás, e em combinação com a rotação, podem afetar o transporte de momento angular na estrela.

- **Metalicidade:**

Estrelas com baixa metalicidade tendem a ser menores e mais quentes durante todas as suas fases evolutivas, e têm tempos de vida maiores. Já as estrelas com metalicidades maiores têm passado por várias fases de nucleossíntese, nas quais algumas delas conseguem produzir elementos pesados. Nestes casos, estas estrelas são massivas e com tempos de vida menores.

- **Sistemas Binários:**

Em sistemas binários, a evolução de cada uma das estrelas do sistema afeta a sua companheira, principalmente nos sistemas com transferência de massa de uma das estrelas. Os sistemas binários podem originar buracos negros, ser fontes intensas de raios-X, emitir flares em rádio, como no caso de sistemas com um período orbital tipicamente de uma semana, no que uma das componentes do sistema é mais quente, como uma estrela classe V da sequência principal e uma subgigante. Nestes sistemas binários também podemos encontrar variáveis cataclísmicas, onde se dá uma transferência de massa para a estrela primária, formando um disco de acreção, estas estrelas sofrem episódios de ejeção de massa violentos e repentinos. A explosão de novas também faz parte destes sistemas, no que uma gigante vermelha perde massa para uma anã branca. Os sistemas binários podem originar nebulosas planetárias, quando a transferência de matéria acontece de uma estrela evoluída para sua companheira, neste caso se forma um envelope comum, e o remanescente compacto ejecta e fotoioniza este envelope.

6.1.1. Estrelas massivas na sequência principal: O e B

As estrelas de alta massa durante sua vida na sequência principal apresentam tipos espectrais O e B, com taxas de perda de massa entre 10^{-7} e $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. As estrelas O são as mais quentes deste grupo, com temperaturas de ~ 30000 K, os seus espectros apresentam linhas em absorção de HeI e HeII, e linhas de H relativamente fracas, assim como metais várias vezes ionizados, como NIII, CIII, OIII, SiIII e SiIV. Em geral, se observam poucas linhas espectrais, sendo as mais nítidas as de Balmer do Hidrogênio. Estas estrelas apresentam um contínuo UV intenso.

Já as estrelas do tipo espectral B se caracterizam pelo aumento em intensidade das linhas de H nos seus espectros. Apresentam linhas fortes de HeI não são observadas linhas de HeII. E comparadas com as estrelas O, apresentam outros elementos menos ionizados, como CII, NII, OII e SiIII. Nesta classificação estelar o número de linhas em geral é pequeno. As suas temperaturas superficiais variam entre 13000 e 20000 K.

Algumas estrelas destes tipos apresentam linhas espectrais em emissão, sendo classificadas em dois subgrupos: Of e Be, localizadas no fim da sequência principal das estrelas de alta massa (Ekström et al. 2012).

6.1.2. Estrelas pós-sequência principal: Gigantes, Supergigantes e Hipergigantes

As estrelas gigantes têm raios ($10 - 100 R_{\odot}$) e luminosidades ($10 - 1000 L_{\odot}$) maiores do que estrelas da mesma temperatura superficial na sequência principal. E estrelas com luminosidades ainda maiores do que as gigantes são consideradas como supergigantes e hipergigantes.

As estrelas gigantes são divididas dentro de subgrupos dependendo da sua temperatura. Após a estrela consumir o H no núcleo e sair da sequência principal, a geração de energia passa a acontecer em uma camada externa ao núcleo, onde a temperatura e a densidade são suficientes para manter as reações nucleares, e com o fato de que nessa fase não tem geração de energia no núcleo, a estrela se contrai rapidamente e a sua luminosidade aumenta um pouco, conseqüentemente as camadas externas se reajustam ao aumento da luminosidade expandindo-se, e a temperatura superficial da estrela diminui. Nesta fase a convecção torna-se importante no envelope da estrela, causando um maior transporte de energia e aumentando a luminosidade estelar, e a estrela se torna mais vermelha, sendo esta a fase de **gigante vermelha**. Depois de atingido este estágio de evolução, a temperatura no núcleo continua aumentando até atingir um valor aproximado de 10^8 K, nessa fase se inicia o processo triplo- α de queima de He, causando uma nova contração, e quando o He é esgotado, a seguinte contração da estrela leva à queima de C, com uma camada vizinha de queima de He, e a estrela torna-se em uma **supergigante vermelha**. Já as fases posteriores de evolução dependem da sua massa inicial ($M < 10 M_{\odot}$).

Já as estrelas de grande massa, entre 20 e $30 M_{\odot}$, têm uma evolução mais rápida e dramática, deixam a sequência principal em direção do ramo das supergigantes, explodindo posteriormente em um evento de SN. A perda de massa nestes tipos de estrelas afeta drasticamente a sua evolução e futuro. As supergigantes apresentam classes luminosas: I, Ia, Ib e Iab. E são subdivididas de acordo com seus tipos espectrais, em: supergigantes azuis (BSG), supergigantes amarelas (YSG) e supergigantes vermelhas (RSG). Por outro lado, as hipergigantes são estrelas ainda mais luminosas que as anteriores, com luminosidades Ia^+ , e são subdivididas em hipergigantes azuis (BHG) e hipergigantes amarelas (YHG).

Nas estrelas gigantes e supergigantes de tipos espectrais avançados, a través de emissões moleculares de CO, H₂O, SiO e OH nos seus envelopes circunstelares, pode-se observar a ocorrência de ventos intensos e uma alta taxa de perda de massa.

A Figure 6.1 apresenta os resultados de modelos de evolução, obtidos de Georgy et al. (2013), para 24 massas entre 0.8 e $120 M_{\odot}$, considerando uma composição inicial solar e incluindo rotação, começando com um valor de $V_{ini}/V_{crit} = 0.4$. Já Ekström et al. (2013), apresentaram um esquema evolutivo para estrelas massivas, baseado em modelos com metalicidade solar e sem rotação. Neste esquema todas as estrelas massivas com massas $M \lesssim 30 M_{\odot}$ terminam as suas vidas como supergigantes vermelhas (RSG), enquanto que as estrelas com $M \gtrsim 40 M_{\odot}$ evoluem a estrelas Wolf-Rayet, e entre 30 e $40 M_{\odot}$, durante a fase de RSG, as estrelas podem perder massa o suficiente como para expandir as suas camadas externas e torna-se estrelas WR.

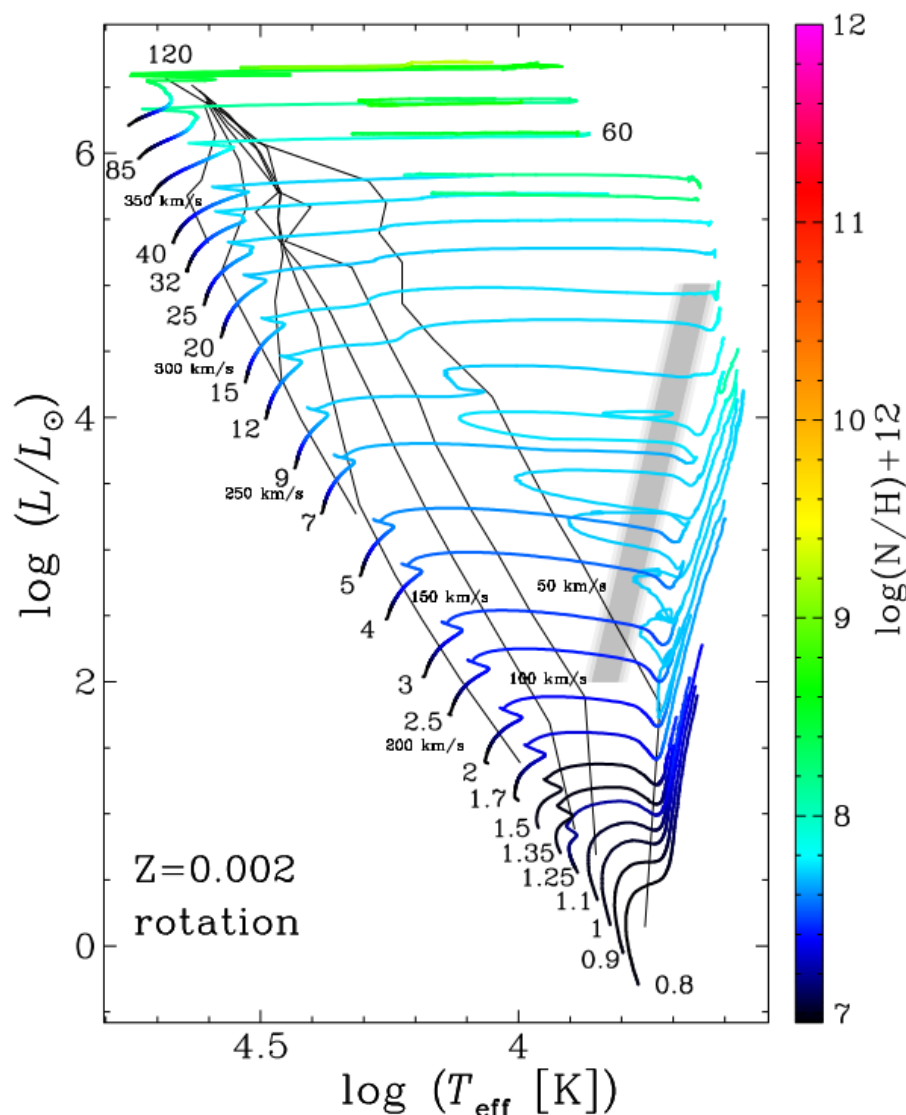


Figura 6.1.: Trajetórias evolutivas de estrelas com diferentes massas, obtidas através de modelos que incluem rotação e uma metalicidade inicial solar (Georgy et al. 2013). A escala colorida indica a abundância de Nitrogênio na superfície em relação ao Hidrogênio. A área cinza representa a região de instabilidade das Cefeidas para a SMC. As linhas sólidas pretas indicam as diferentes velocidades.

6.1.3. Estrelas Wolf-Rayet

Diferente das estrelas típicas da sequência principal que apresentam linhas fracas de absorção, as estrelas Wolf-Rayet são caracterizadas pela presença de linhas de emissão intensas nos seus espectros. Estes espectros inusuais foram observados pela primeira vez no ano 1867 pelos astrônomos Charles Wolf e Georges Rayet, do Observatório de Paris, mas o entendimento do mecanismo que produz esses espectros foi aperfeiçoado em meados do século XX. Como vimos até agora, as estrelas mais massivas têm curtos períodos de vida, e as estrelas Wolf-Rayet sendo muito massivas ($> 20 M_{\odot}$) possuem tempos de vida muito curtos, e temperaturas superficiais acima de 25000 K. As Wolf-Rayet produzem fortes ventos estelares, ejetando material das suas atmosferas e formando bolhas de gás quente a seu redor. A energia radiada pelas Wolf-Rayet são várias ordens de magnitude maiores que a energia radiada pelo Sol, com

seu pico no ultravioleta. Essa radiação ultravioleta ioniza o gás das bolhas produzindo as linhas de emissão observadas nos seus espectros.

As estrelas WR são geralmente classificadas em três grupos espectrais: WN, WC e WO (Chiosi & Maeder 1986):

- **Wolf-Rayet Nitrogenadas (WN):**

Apresentam linhas de emissão de He e íons de N. As estrelas WN apresentam pouca ou nenhuma evidência de Hidrogênio e Carbono. São as estrelas mais luminosas das três classificações. Comumente são divididas em dois subgrupos:

- **WN recentes (WNE, *early*):** possuem subclassificações: WNE = WN2-6. Apresentam pouca ou nenhuma evidência de H;
- **WN tardias (WNL, *late*):** possuem subclassificações: WNL = WN6-9. Com alguma quantidade significativa de Hidrogênio na sua superfície.

- **Wolf-Rayet Carbonadas (WC):**

São menos luminosas que as WN. Apresentam pouca evidência de Nitrogênio e não apresentam mais Hidrogênio. E a razão C/N é alta.

- **Wolf-Rayet Oxigenadas (WO):**

As estrelas classificadas neste grupo são similares as WC, mas possuem alta abundância de Oxigênio. São as WR menos luminosas.

A Figura 6.2a, corresponde a trajetórias evolutivas no diagrama HR de estrelas da Pequena Nuvem de Magalhães (SMC, *Small Magellanic Cloud*), com cerca de 300 estrelas OB, mostrando que a evolução destas estrelas com massas menores do que $30 M_{\odot}$, é consistente com a evolução normal para a região das supergigantes vermelhas. Mas, as estrelas mais massivas, do tipo Of, têm uma evolução quase homogênea até a fase das estrelas WN (Hamann et al. 2017). A Figura 6.2b, apresenta trajetórias evolutivas de estrelas WR da nossa galáxia, analisadas também por Hamann et al. (2017). As WNL, sendo as mais luminosas ($\log(L/L_{\odot}) > 6$), são mais frias do que as estrelas de idade zero na sequência principal e contem Hidrogênio nas suas atmosferas. As menos luminosas, estrelas WNE, são mais quentes e sem Hidrogênio. Já as WC têm uma composição rica em produtos da queima de He e compartilham sua localização no diagrama HR com as WNE. A partir desta análise, baseado em Sanders et al 2012, a conclusão é que as estrelas WNL evoluem diretamente de estrelas O com massas iniciais altas ($> 40 M_{\odot}$). Estrelas O com massas entre 20 e $30 M_{\odot}$ evoluem à fase de RSG, depois a WNE, e finalmente a WC. E as estrelas com massa menores do que $20 M_{\odot}$ evoluem até a fase de RGB e terminam suas vidas numa explosão de SNII antes de perder o seu envelope de H. No diagrama foram incluídas duas WO, com massas de $\sim 20 M_{\odot}$, consideradas quimicamente homogêneas, mas as suas trajetórias evolutivas indicam que as suas estrelas progênitoras tinham uma massa inicial de $40 M_{\odot}$, e devido à perda de massa durante o processo de colapso do núcleo, acabaram com uma massa de só $12 M_{\odot}$.

As estrelas WR têm idades típicas entre ~ 2 Myr e 6 Myr (Schaerer & Vacca, 1998; Brinchmann et al., 2008). Mas, quando estas estrelas são originadas em sistemas binários, os seus tempos de vida são prolongados, devido a que suas progênitoras podem ter massas menores que o limite de massa para WR individuais.

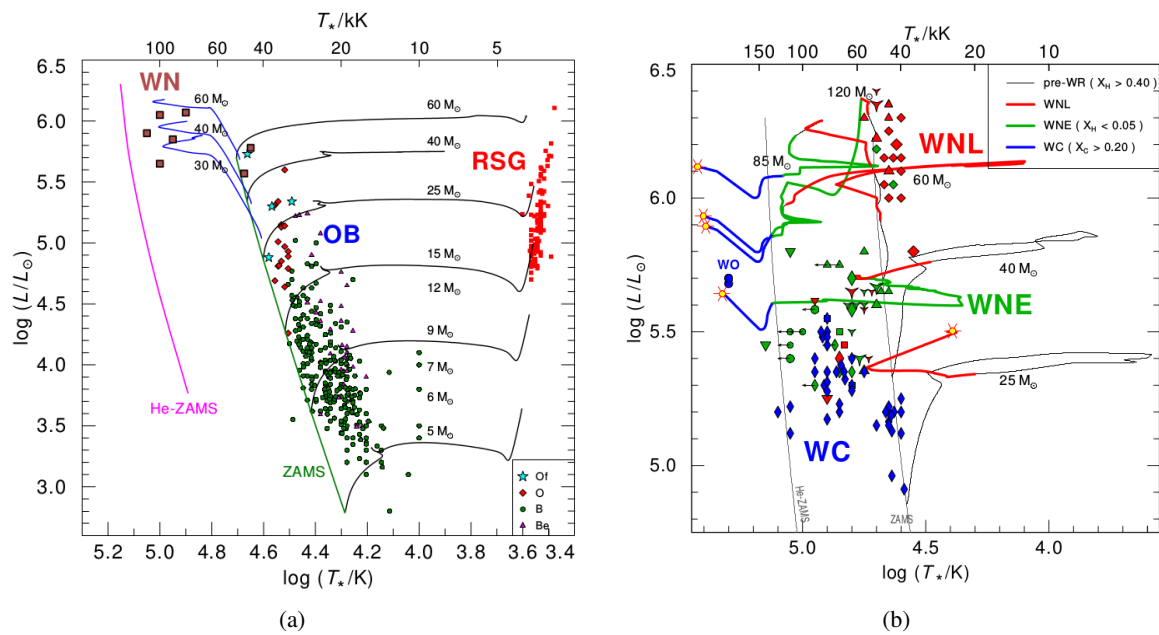


Figura 6.2.: **a)** Trajetórias evolutivas de estrelas massivas da SMC. Os símbolos vermelhos correspondem a supergigantes vermelhas de Massey 2003, e os demais símbolos correspondem à amostra de 300 estrelas dos tipos O e B de Hamann et al. (2017). **b)** Trajetórias evolutivas de estrelas WR na Via Láctea. Os símbolos correspondem a estrelas analisadas por Hamann 2006 e Sanders 2012, e as curvas das trajetórias são do grupo *Geneva* (Georgy 2012)

Schaerer & Vacca (1998) construíram modelos de síntese evolutiva para episódios *starburst* recentes, e a fim de fornecer previsões para várias populações estelares, incluíram as contribuições de estrelas WR de diferentes tipos, além disso, estudaram as consequências da formação destas estrelas pela transferência de massa em sistemas binários fechados. Na Figura 6.3, panel superior, podemos ver as previsões da evolução da fração de WR com o tempo, neste caso o modelo inclui uma fração de sistemas binários de 0.2 e uma metalicidade $Z = 0.008$, e o panel inferior corresponde a um modelo similar, mas usando uma metalicidade de $Z = 0.001$. Em ambos casos podemos ver que os modelos preveem a prolongação do tempo de vida das estrelas WR quando originadas em sistemas binários, nestes modelos as idades das WR chegam a estar entre $\sim 11 - 13$ Myr.

Cada geração de estrelas, principalmente as massivas, contribui ao enriquecimento do ISM, pelo processamento de novo material no interior estelar e a injeção no gás interestelar de uma fração da sua massa, a qual contém material que tem sido processado durante os diferentes estágios do processo de perda de massa, seja por meio de ventos estelares, explosões de SNe, etc. No caso das nossas amostras de LBAs, encontramos evidências da presença de populações de estrelas WR, que como mencionado nas seções previas, têm um papel fundamental no estudo dos eventos de supernova e *outflow* nestas galáxias, permitindo entender como são afetadas tanto a sua taxa de formação estelar como a sua metalicidade. A identificação das estrelas WR, a determinação do número de WR e sua análise, encontram-se na seção 6.5.

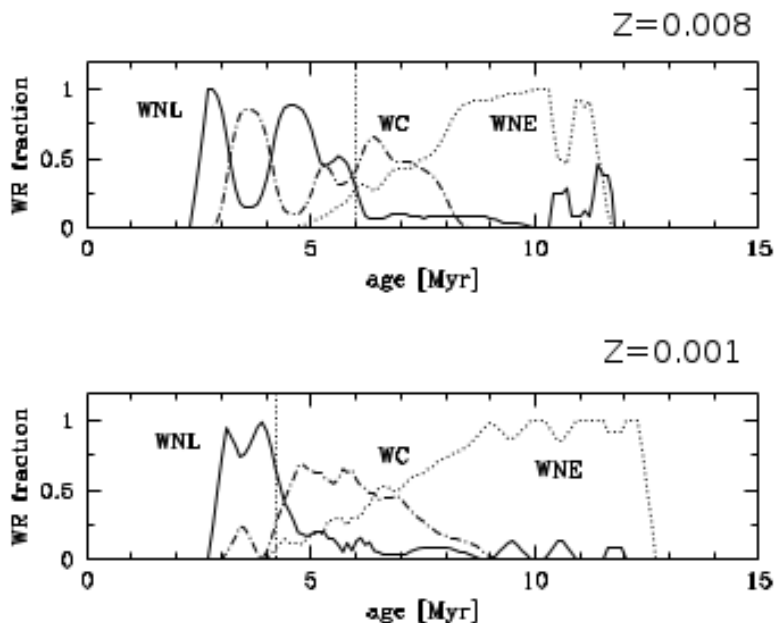


Figura 6.3.: Predições dos modelos de [Schaerer & Vacca \(1998\)](#), incluindo estrelas binárias massivas. O panel superior corresponde ao modelo com $Z = 0.008$, e o panel inferior ao modelo com $Z = 0.001$.

6.2. Taxa de Supernovas a partir de linhas de [FeII]

Como mencionado na seção anterior, as supernovas (SNe) têm um importante papel nos processos de perda de massa de uma galáxia e de *feedback* de material processado dentro do ISM e o IGM, o que faz com que estes eventos sejam em grande parte responsáveis pelo enriquecimento químico do Universo. A taxa de supernovas (SNR), pode ser determinada a partir de características de linhas de FeII, já que estas linhas aparecem fortes nos espectros observados por espectroscopia, especialmente em galáxias *starburst*. Estas características têm sido atribuídas principalmente à existência de uma região pós-choque estendida, onde o Fe pode ser eficientemente ionizado por colisões de elétrons ([Morel et al. 2002](#)). As linhas de emissão de FeII que emitem mais fortemente são: [FeII]1.257 μm e [FeII]1.644 μm , comumente usadas como indicadores dos fortes choques associados a remanescentes de supernovas, ventos nucleares ou jatos ([Rosenberg et al. 2012](#)).

6.2.1. SNR a partir da linha [FeII]1.26 μm

[Rosenberg et al. \(2012\)](#), propõem uma alternativa para a obtenção da SNR, através de uma correlação linear entre a luminosidade do [FeII]_{1.26 μm} e a SNR:

$$\log \left(\frac{\nu_{\text{SNR}}}{\text{yr}^{-1}} \right) = 1.01 \pm 0.2 \times \log \left(\frac{[\text{FeII}]_{1.26\mu\text{m}}}{\text{erg s}^{-1}} \right) - 41.17 \pm 0.9 \quad (6.1)$$

Nós usamos esta proposta para determinar a SNR, para o qual identificamos primeiro as galáxias que possuem uma boa detecção desta linha. No caso de galáxias que não exibem esta linha, mas que têm a linha

[FeII]1.64 μm presente nos seus espectros, foi possível determinar o fluxo intrínseco de [FeII]1.26 μm , por meio da seguinte relação (Morel et al. 2002):

$$\frac{[\text{FeII}]1.2567\mu\text{m}}{[\text{FeII}]1.6436\mu\text{m}} = 1.36 \quad (6.2)$$

Assim, a partir dos espectros das galáxias que possuem uma ou ambas linhas de FeII, foram determinados os fluxos através de um ajuste Gaussiano (Figuras A.37, A.38, A.39 e A.40) e registrados nas colunas 2 e 3 da Tabela 6.1. As linhas foram corrigidas pelo avermelhamento ou extinção por poeira, seguindo o método de Cardelli et al. (1989); os valores dos fluxos corrigidos estão registrados nas colunas 4 e 5. A correção foi feita em base ao decremento Balmer ($H\alpha/H\beta$), devido a que a razão $\text{Pa}\beta/\text{Br}\gamma$, sugerida por Rosenberg et al. (2012), foi inviável para esta correção, já que a linha $\text{Br}\gamma$ só pode ser medida em duas das nossas galáxias. Mas, assumindo que a região onde são geradas estas linhas possui parâmetros físicos similares, os resultados devem ser idênticos. Para aquelas galáxias que só possuem uma das linhas, o fluxo da outra linha foi determinado a partir da relação na equação 6.2, e esses valores, chamados de "intrínsecos", encontram-se nas colunas 6 e 7.

Na determinação da taxa de supernovas (SNR), foram usados tanto os valores de fluxo da linha [FeII]1.26 μm quando disponível nos espectros, como os valores intrínsecos da linha para aquelas galáxias com ausência dela. Os valores da luminosidade de [FeII]1.26 μm , e os resultados da SNR, encontram-se registrados na Tabela 6.2, colunas 2 e 3, respectivamente. Ambas linhas, [FeII]1.26 μm e [FeII]1.64 μm , foram medidas nas galáxias: BPT03, BPT15, BPT23 e SDSS214500; pelo que a SNR foi determinada diretamente de [FeII]1.26 μm , como por meio do seu fluxo intrínseco obtido da linha [FeII]1.64 μm , e ao comparar os resultados vemos que os valores são similares (colunas 3 e 4).

Tabela 6.1.: Fluxos das linhas [FeII]1.2567 μm e [FeII]1.6436 μm

ID	Fluxo sem correção por poeira		Fluxo corrigido por poeira			
	[FeII]1.2567 μm ($10^{-17}\text{erg/s/cm}^2/\text{\AA}$)	[FeII]1.6436 μm ($10^{-17}\text{erg/s/cm}^2/\text{\AA}$)	[FeII]1.2567 μm ($10^{-17}\text{erg/s/cm}^2/\text{\AA}$)	[FeII]1.6436 μm ($10^{-17}\text{erg/s/cm}^2/\text{\AA}$)	[FeII]1.2567 μm (intrínseco)	[FeII]1.6436 μm (intrínseco)
BPT03	8.70	6.65	9.32	6.95
BPT09	6.41	6.99	5.14
BPT11	5.26	5.59	4.11
BPT15	8.40	7.27	8.75	7.46
BPT20	9.66	10.40	7.67
BPT23	15.10	14.60	16.40	15.40
BPT26	17.40	19.60	14.40
S01_2	3.93	4.10	5.58
S04_2	14.50	15.40	20.90
S09_1	26.30	28.10	38.20
S09_2	9.73	10.60	14.50
SDSS005527	23.30	25.20	18.50
SDSS015028	14.70	15.90	11.70
SDSS020356	2.50	2.58	1.89
SDSS021348	9.37	10.70	7.86
SDSS035733	6.45	7.02	5.16
SDSS143417	40.50	43.40	31.90
SDSS214500	10.60	10.30	11.30	10.70
SDSS231812	7.80	8.14	5.98
SDSS235347	3.00	3.12	2.29

1. ID.

2. [FeII]1.2567 μm a partir dos espectros dos objetos para os quais esta linha foi mensurável.

3. [FeII]1.6436 μm a partir dos espectros dos objetos para os quais esta linha foi mensurável.

4. [FeII]1.2567 μm corrigido pelo efeito da poeira.

5. [FeII]1.6436 μm corrigido pelo efeito da poeira.

6, 7. Fluxo intrínseco das linhas [FeII]1.2567 μm e [FeII]1.6436 μm , obtidos a partir da relação [FeII]1.2567 μm / [FeII]1.6436 μm = 1.36 (Morel et al., 2002; Rosenberg et al., 2012).

Tabela 6.2.: Taxa de Supernovas (SNR)

ID	$L_{[FeII]1.2567\mu m}$ ($10^{40} \text{ erg s}^{-1}$)	$SNR_{[FeII]1.2567\mu m}$ (yr^{-1})	$SNR_{[FeII]1.2567\mu m}^a$ (yr^{-1})
BPT03	1.49	0.254	0.257
BPT09	0.64	0.108
BPT11	0.80	0.136
BPT15	1.01	0.172	0.200
BPT20	1.99	0.341
BPT23	1.91	0.327	0.420
BPT26	2.79	0.479
S01_2	0.001*	0.000
S04_2	0.33*	0.056
S09_I	0.78*	0.131
S09_II	0.29*	0.049
SDSS005527	1.79	0.306
SDSS015028	0.84	0.143
SDSS020356	0.24	0.040
SDSS021348	1.39	0.237
SDSS035733	0.81	0.138
SDSS143417	3.95	0.680
SDSS214500	1.30	0.222	0.287
SDSS231812	1.55	0.264
SDSS235347	0.45	0.075

a. SNR determinada usando o fluxo da linha [FeII]1.2567 μm , obtido a partir da relação: [FeII]1.2567 μm /[FeII]1.6436 μm = 1.36 (Morel et al., 2002; Rosenberg et al., 2012).

* Luminosidades determinadas a partir do fluxo intrínseco da linha [FeII]1.2567 μm .

6.3. Outflows (MgII)

No modelo padrão de matéria escura fria (CDM, do inglês *Cold Dark Matter*) as estruturas crescem de maneira hierárquica, estruturas de pequena densidade foram formadas em primeiro lugar em alto *redshift*, e depois se fundiram para formar sistemas cada vez maiores, pelo que esses modelos prevêem que o resfriamento do gás é muito eficiente. Por outro lado, esses primeiros modelos de formação de galáxias prevêem que uma quantidade maior de matéria bariônica deve ser esfriada e formar estrelas, mas isso não concorda com as observações. Existem hipóteses sobre esta discrepância, pois alguns processos físicos evitam que o gás se torne frio ou que possa se reaquecer depois que este se esfria (H. Mo & White, 2010). A medida que as galáxias se formam acretam gás por processos de *infall* na interação com outros objetos (fusões de galáxias), e também material proveniente do IGM. Mas, este processo de acreção de gás não é completamente eficiente, o que pode ser explicado pelo fato que as observações de algumas galáxias mostram que estão experimentando processos de perda de matéria, devido à ocorrência de ventos ou *outflows* nestas galáxias. Os modelos anteriormente mencionados sugerem que estes processos de *feedback* responsáveis pelo crescimento das galáxias é originado mediante dois mecanismos: eventos de SNe e AGNs.

A identificação e medida de *outflows* em galáxias distantes, assim como as razões da sua energia e da massa perdida, são importantes no estudo dos processos *quenching* (Rubin et al. 2011), responsáveis

pela diminuição ou parada da formação estelar nas denominadas galáxias *quiescent*¹ (vermelhas). Em galáxias próximas, os fortes ventos gerados por SNe são principalmente observados em galáxias anãs experimentado intensos episódios de formação estelar, em galáxias *starbursts*, em LIRGs (*luminous infrared galaxies*) e em ULIRGs (*ultraluminous infrared galaxies*), sendo que as duas últimas frequentemente são sistemas em fusão ou possuem um AGN (Weiner et al. 2009). A natureza destes tipos de galáxias permite inferir que os ventos observados em galáxias locais são uma consequência geral de uma alta taxa de formação estelar.

Por tanto, os *outflows* têm um importante papel na regulação da matéria bariônica e o conteúdo de metais nas galáxias, assim como no enriquecimento do IGM. A frequência dos *outflows*, assim como a sua dependência com algumas das propriedades físicas das galáxias, como: massa e sSFR, são ingredientes fundamentais para os modelos de evolução do IGM, e dos mecanismos de processamento do gás e a evolução química das galáxias. Neste trabalho só foram levados em conta os efeitos dos *outflows* por SNe, devido a que nossas galáxias são sistemas *starburst*, as quais possuem alta taxa de formação estelar, e isso consequentemente permite a formação de estrelas de alta massa, responsáveis pelos eventos de SNeII², e só poucas galáxias das nossas amostras apresentam uma contribuição fraca de AGNs.

Os ventos e *outflows* nas galáxias podem ser detetados a través do estudo de algumas linhas de emissão e absorção, mas espectros *rest-frame* no UV são particularmente interessantes, desde que estes são ideais no estudo do ISM. Esta parte do espectro é rico em linhas de absorção interestelar, como [MgII]2796,2803 e [FeII]2344,2374,2382,2586,2600, as quais podem ser usadas na identificação de gás interestelar frio. Em galáxias *starburst* frequentemente são detetados *outflows* com velocidades de ~ 600 km s⁻¹.

6.4. Outflows por supernovas

O processo de *feedback* devido a supernovas produz grandes quantidades de energia, e a radiação originada neste evento pode aquecer o gás dos arredores. A energia cinética gerada no evento de supernova pode ser efetivamente injetada dentro do ISM e o IGM, e as propriedades do gás e a formação estelar são afetadas.

6.4.1. Perfil P-Cygni

Uma maneira de estudar os *outflows* é através da sua emissão, que pode ser devida a linhas de ressonância³ se espalhando pelo fluxo ou à radiação fluorescente gerada pela luminosidade dos aglomerados

¹ O nome “quiescent” é dado às galáxias que têm pouca ou nenhuma formação estelar.

² Supõe-se que as supernovas do tipo II são originadas por uma estrela com uma massa inicial de $\sim 8 M_{\odot}$. O evento acontece quando essa estrela massiva atinge um caroço de Ferro (Fe) durante o seu último estágio evolutivo, o qual colapsa ao superar a massa de Chandrasekhar, gerando uma grande explosão. O espectro deste tipo de supernova revela a existência de linhas de hidrogênio.

³ Uma linha de ressonância é uma linha espectral gerada pelo salto de um elétron entre o estado fundamental e o primeiro nível de energia em um átomo ou íon. Este tipo de linha possui o comprimento de onda mais longo produzido por um salto para ou desde o estado fundamental. Como a maioria dos elétrons livres encontram-se no estado fundamental em muitos meios astrofísicos, e devido a que a energia necessária para atingir o primeiro nível é menor que para qualquer transição, as linhas de ressonância são as linhas mais fortes no espectro de um átomo ou íon.

estelares e pelos traços de gás nas fases observadas em linhas de absorção (Rubin et al. 2011). No caso das linhas de ressonância, a emissão e a correspondente absorção apresentam um perfil de linha *P-Cygni* (Figura 6.4).

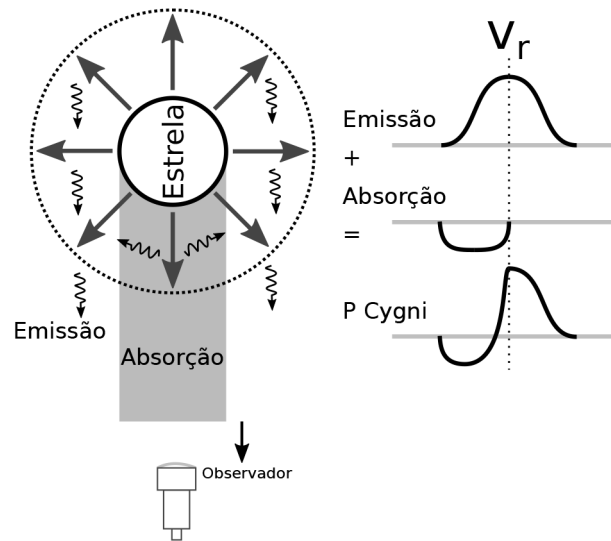


Figura 6.4.: Representação da formação de um perfil *P-Cygni* devido a um vento. A parte do perfil de linha em emissão é centrado na velocidade radial da estrela, e é atribuído ao espalhamento do gás perto da estrela, principalmente nas camadas que não estão localizadas entre a estrela e o observador. A parte do perfil de linha observado em absorção se deve à redução do fluxo de fótons no gás que se encontra na frente do disco estelar, nas camadas entre a estrela e o observador, com velocidades que variam entre zero (no centro da linha) e a velocidade máxima do vento (velocidade extrema). A sobreposição dos dois perfis gera o perfil *P-Cygni*. Figura cedida por Julio Campagnolo.

O perfil *P-Cygni* é um tipo de característica espectroscópica, onde a presença de tanto uma absorção como uma emissão no perfil da mesma linha espectral indica a existência de um envelope gasoso se expandindo longe da estrela. A linha de emissão é produzida num vento estelar denso perto da estrela, enquanto que a absorção deslocada para o azul (*blueshifted*) é gerada quando a radiação atravessa o material circunstelar que está se expandindo rapidamente na direção do observador.

6.4.2. Velocidades dos *outflows*

É possível determinar a velocidade dos *outflows* a partir de linhas de absorção, como: NaID e MgII. Nossas amostras de galáxias apresentam fortes absorções nas linhas de [MgII]2796,2803, pelo que esse duplete foi usado na determinação das velocidades dos *outflows*. Nós realizamos um ajuste das linhas usando quatro perfis de linhas: dois Gaussianos (para as absorções) e dois Lorentzianos (para as emissões). A partir destes ajustes foram escolhidas 18 galáxias, aquelas para as que obtivemos bons ajustes de linha, a fim de determinar as velocidades dos *outflows*. Observando os espectros destas galáxias (Figuras: 6.5, 6.6, 6.7), podemos ver que o duplete de [MgII] efetivamente possui um perfil *P-Cygni*.

No processo de determinação das velocidades, foi estabelecida a velocidade sistêmica para ser zero na posição da linha de [MgII]2796. A partir desta velocidade e usando o ajuste de linha, identificamos o pico da absorção *blueshifted* e a correspondente velocidade neste comprimento de onda, o que fornece a

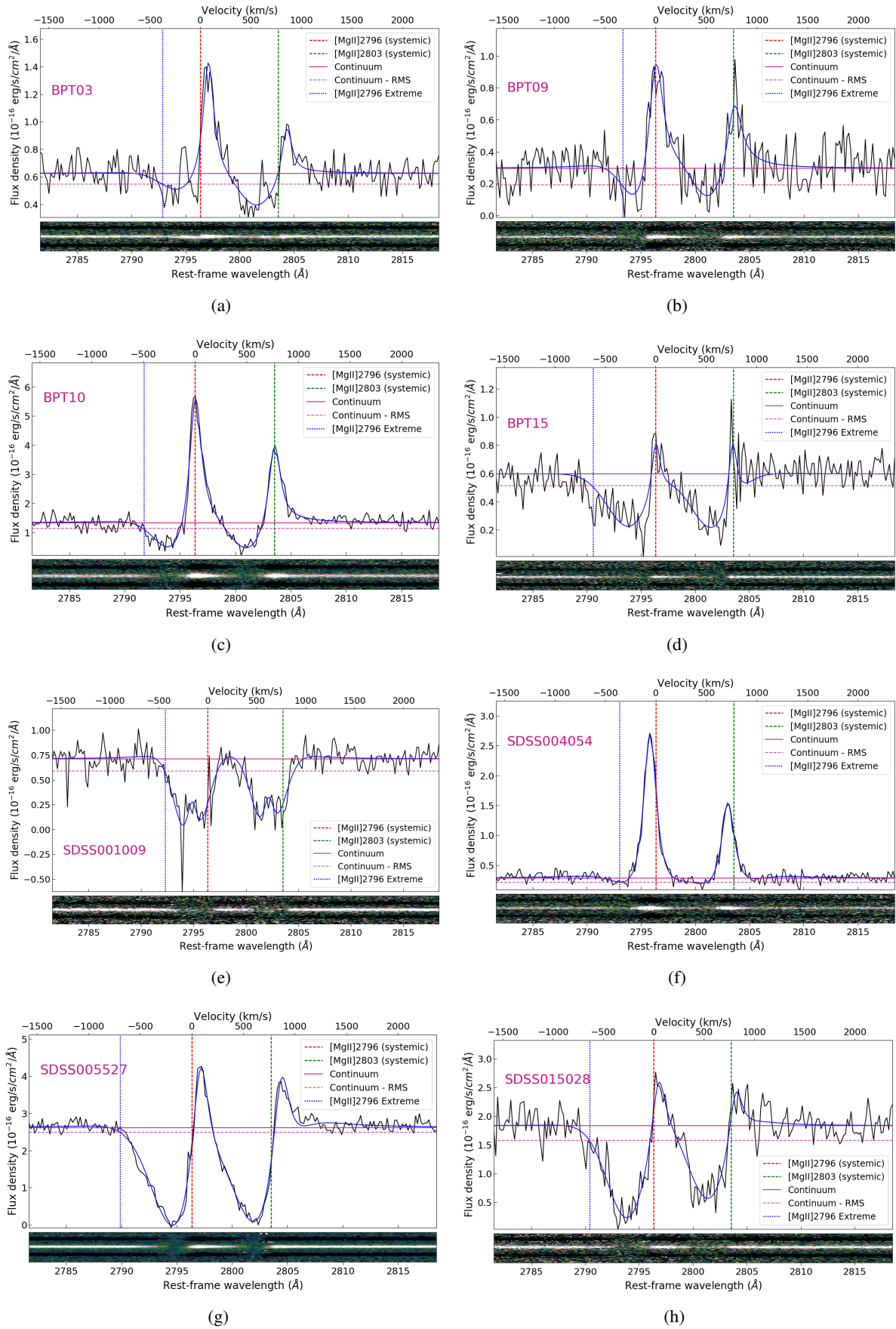


Figura 6.5.: Perfis do dupletto [MgII]2796,2803. As absorções são observadas tanto no espectro 1D (painéis superiores), como nos espectros 2D (painéis inferiores). A curva sólida preta corresponde ao espectro na região em que se encontram as linhas de MgII. A curva sólida azul corresponde ao ajuste de linha. As linhas traçadas vermelha e verde correspondem à posição sistemática do [MgII]2796 e o [MgII]2803, respectivamente. A velocidade sistemática foi estabelecida como zero no comprimento de onda de [MgII]2796. A linha sólida magenta indica a posição do contínuo e a linha magenta traçada corresponde ao contínuo menos o valor da RMS. A linha traçada azul corresponde ao comprimento de onda onde foi medida a velocidade extrema do *outflow*.

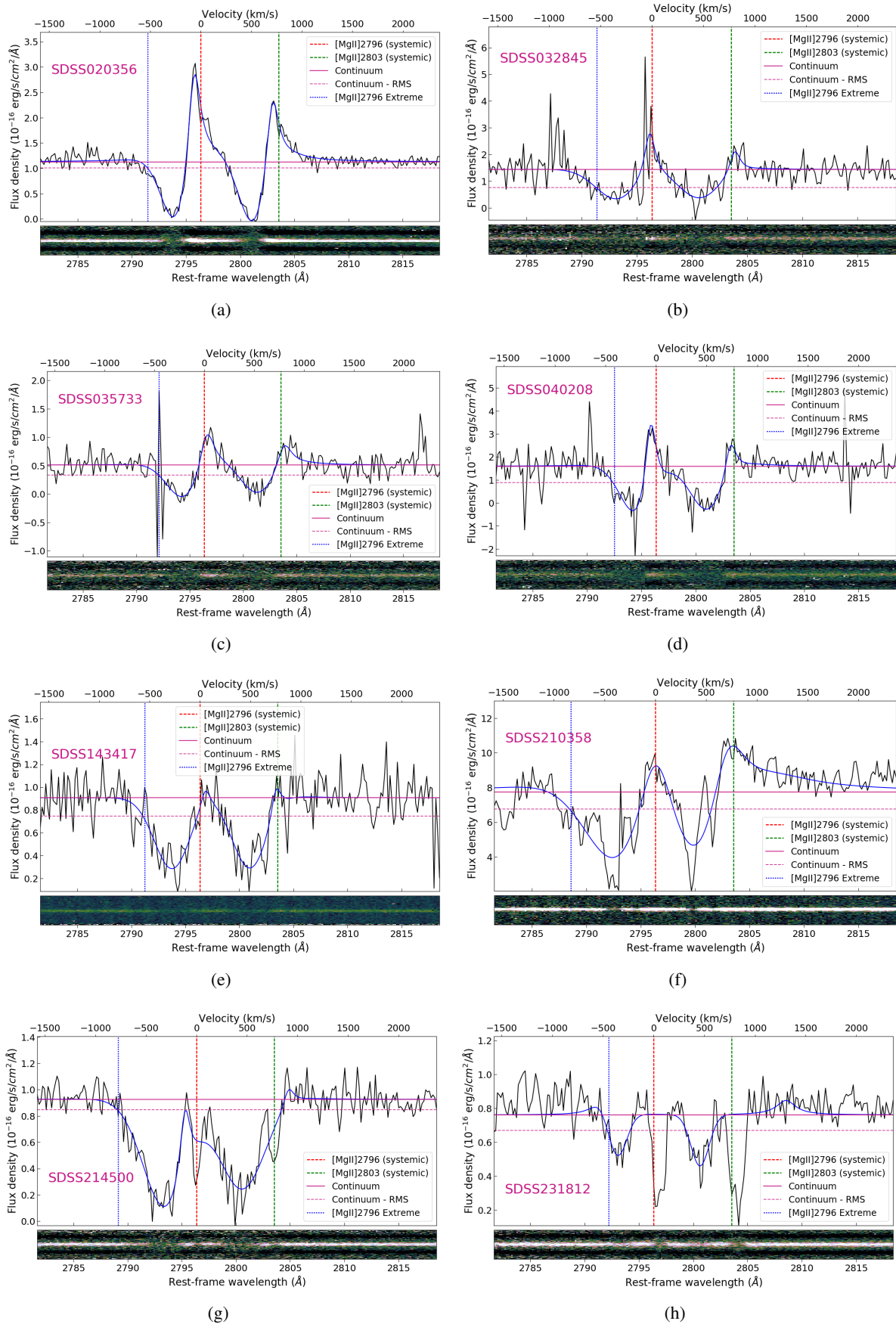


Figura 6.6.: Perfis do dupletto [MgII]2796,2803 - Continuação.

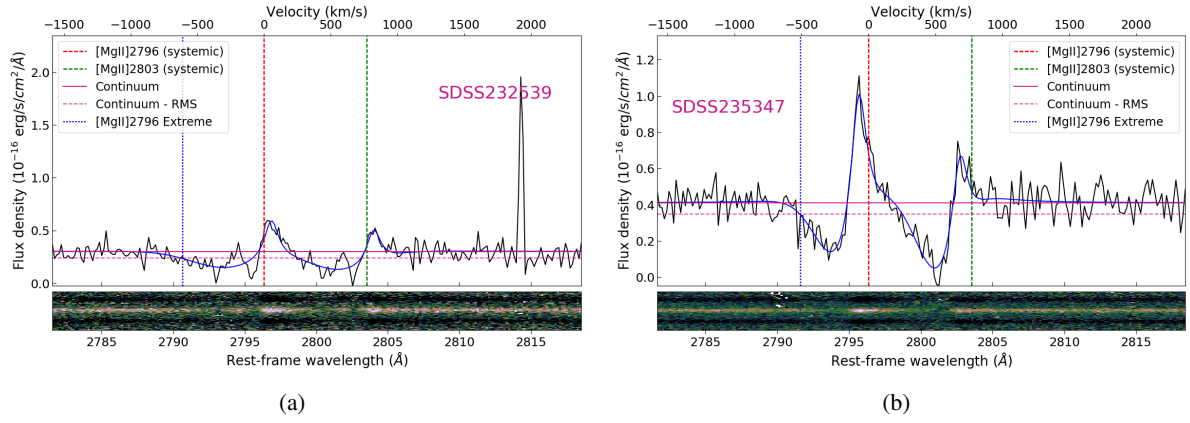


Figura 6.7.: Perfis do dubleto [MgII]2796,2803 - Continuação.

velocidade do *outflow*, o mesmo processo foi feito para a linha [MgII]2803. A velocidade final do *outflow* foi adotada como sendo a média das velocidades obtidas de ambas linhas. Também foi determinada a velocidade extrema do *outflow*, para isso usamos os valores do contínuo (linha sólida magenta nas figuras) e os valores do contínuo menos a média quadrática (RMS⁴, linhas tracejadas magenta), a fim de encontrar na curva do ajuste (linhas sólidas azuis) o primeiro ponto com valor menor do que o valor do contínuo menos a RMS, e no comprimento de onda correspondente a esse ponto determinamos a velocidade extrema (Tabela 6.3).

Nos casos das galáxias SDSS001009, SDSS210358, SDSS214500 e SDSS231812, podemos observar que possuem absorções mais complexas, por exemplo, quatro picos de absorção. Isto pode indicar que essas galáxias têm duas componentes de *outflows* movendo-se com diferentes velocidades, pelo que requerem de um estudo mais detalhado. Neste trabalho, para essas 4 galáxias, determinamos as velocidades dos *outflows* considerando apenas uma componente.

6.4.3. Curva de crescimento

A curva de crescimento descreve como a força de uma linha aumenta quando a profundidade óptica aumenta. Uma medida apropriada da força da linha é a largura equivalente (W), definida como a área de um retângulo que possui a mesma área do perfil da linha e uma altura igual ao contínuo (Figura 6.8). A largura equivalente é dada pela equação:

$$W_{\lambda} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_{\lambda,0} - I_{\lambda}}{I_{\lambda,0}} d\lambda = \int_{-\infty}^{\infty} (1 - e^{-\tau_{\lambda}}) d\lambda, \quad (6.3)$$

onde I_{λ} é a intensidade de um feixe de luz que emerge da superfície estelar, $I_{\lambda,0}$ é a intensidade em seu ponto de partida dentro do interior da estrela, e τ_{λ} é a profundidade óptica.

A relação entre a largura equivalente W_{λ} de uma linha de absorção e a densidade de coluna N dos átomos responsáveis pela absorção, é conhecida como “**curva de crescimento**”, devido a que descreve o crescimento de W_{λ} com o aumento de N . A Figura 6.9 corresponde a um exemplo de curva de crescimento,

⁴ A média quadrática ou RMS (*Root Mean Square*) é definida como a raiz quadrada da média aritmética dos elementos ao quadrado.

Tabela 6.3.: Velocidades dos *outflows*, determinadas para 18 LBAs

ID	Velocidade média ($km\ s^{-1}$)	Velocidade extrema ($km\ s^{-1}$)
BPT03	-198.14	-372.71
BPT09	-182.45	-322.21
BPT10	-226.97	-491.58
BPT15	-230.58	-619.84
SDSS001009	-157.41	-431.44
SDSS004054	-90.79	-359.75
SDSS005527	-126.05	-695.33
SDSS015028	-234.61	-634.95
SDSS020356	-233.80	-523.45
SDSS032845	-321.90	-534.96
SDSS035733	-211.33	-452.87
SDSS040208	-210.01	-413.45
SDSS143417	-273.60	-548.92
SDSS210358	-323.11	-833.65
SDSS214500	-308.13	-774.86
SDSS231812	-332.92	-445.12
SDSS232539	-228.70	-611.93
SDSS235347	-232.32	-507.56

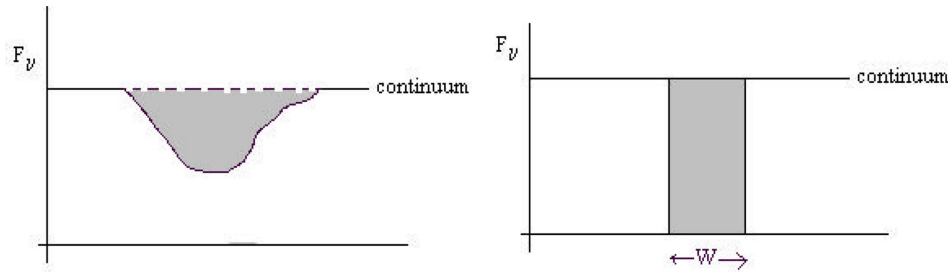


Figura 6.8.: Representação da largura equivalente (W) de uma linha de absorção. O panel esquerdo corresponde à linha e o direito a sua largura equivalente.

para a qual existem três regimes:

- **Parte linear:**

Nesta parte da curva de crescimento a profundidade óptica no núcleo da linha: $\tau_0 < 1$, e $W_\lambda \propto N$. A linha de absorção é opticamente fina e W_λ é sensível a N , independentemente do valor do parâmetro de Doppler, b .

- **Parte plana ou logarítmica:**

Onde $10 \lesssim \tau_0 \lesssim 10^3$ e $W_\lambda \propto b \sqrt{\ln(N/b)}$. A linha de absorção é opticamente grossa e W_λ não é uma boa medida de N , mas é sensível ao parâmetro de Doppler b .

- **Parte amortecida (*damping*) ou raiz quadrada:**

Neste regime $\tau_0 \gtrsim 10^4$ e $W_\lambda \propto \sqrt{N}$. Neste regime a profundidade óptica nos extremos (*damping wings*) fornece uma boa estimativa de N .

A dependencia exata de W_λ e N é sensível a τ_0 . Quando τ_0 aumenta, para $\tau_0 \ll 1$, a intensidade residual I_λ no núcleo da linha diminui, até que todos os fótons no núcleo da linha são removidos do feixe de

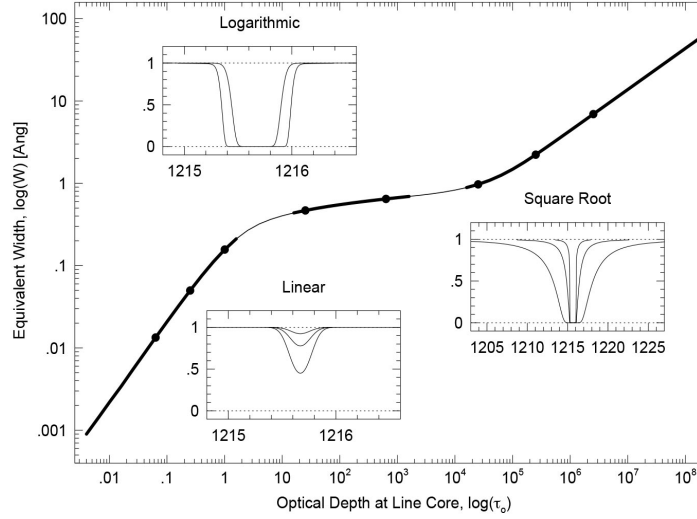


Figura 6.9.: Exemplo de curva de crescimento. Podemos observar os três regimes: linear, plano (*flat part*) e amortecido (*damping part*), assim como os perfis de linha de absorção correspondentes a cada regime, as suas localizações são representadas pelos pontos pretos cheios (Churchill & Vogt 2001)

luz. Nesse ponto, a linha de absorção é considerada “saturada”. A medida que τ_0 aumenta ainda mais, pouca luz adicional é removida do feixe até atingir um regime em que a profundidade óptica se torna significativa em comprimentos de onda longe do centro da linha, onde a absorção ocorre a partir do alargamento natural da linha. A largura equivalente pode então crescer de novo, à medida que a linha desenvolve as características de “asas amortecedoras”.

6.4.4. Coluna de densidade

A quantidade de gás contida nos *outflows* é revelante para medir a sua importância na evolução do ISM e o IGM. A coluna de densidade mede o número de átomos responsáveis pela absorção, num cilindro de seção transversal unitária. E como mencionado anteriormente, N está fortemente relacionada com a largura equivalente das linhas (W_λ). A sua relação pode ser estudada a partir das seguintes equações (Savage & Sembach 1996):

$$W_\lambda = \int (1 - e^{-\tau(\lambda)}) d\lambda, \quad (6.4)$$

$$\tau(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f \lambda^2 N(\lambda), \quad (6.5)$$

sendo que λ é o comprimento de onda no vácuo da linha e f é a força do oscilador (Tabela 6.4).

Adotando a relação anterior entre W_λ e $N(\lambda)$, podemos definir a coluna de densidade como:

$$N(\lambda) = \frac{m_e c^2}{\pi e^2} \frac{W_\lambda}{\lambda^2 f} = 1.13 \times 10^{17} \frac{W_\lambda}{\lambda^2 f} \quad (\text{cm}^{-2}), \quad \tau(\lambda) \ll 1 \quad (6.6)$$

onde W_λ é a largura equivalente da linha no *rest-frame*.

Linha	λ_{vacuo} (Å)	f
[MgII]2796	2796.35	0.6123
[MgII]2803	2803.53	0.3054

Tabela 6.4.: Parâmetros usados na determinação da coluna de densidade. 1) linha, 2) comprimento de onda no vácuo, 3) força do oscilador. Valores obtidos de Churchill & Vogt (2001).

Levando em conta que a coluna de densidade é importante no entendimento dos processos físicos do ISM e o IGM, o próximo passo é medir a columna de densidade das linhas de MgII nas nossas amostras de galáxias. Mas, como essas linhas são opticamente grossas (localizadas na parte plana da curva de crescimento), não é possível medir a coluna de densidade diretamente das suas larguras equivalentes. Neste caso, uma alternativa é usar o método clássico da razão do dubleto, similar as determinações feitas por Weiner et al. (2009) e Rubin et al. (2010) nos seus trabalhos, a fim de aproximar a profundidade óptica e a columna de densidade.

A razão das larguras equivalentes de ambas linhas de MgII (W_{2697}/W_{2803}) variam entre 1 e 2, para τ entre 0 e infinito. No caso de absorvedores ópticamente finos, a razão $W_{2697}/W_{2803} = 2$. Quando essa razão atinge o valor de 1, τ tende a infinito. E nos casos em que a razão das larguras equivalentes encontra-se entre 1 e 2, a razão é considera aproximadamente igual ao parâmetro: $F(2\tau_0)/F(\tau_0)$, com F sendo a integral da transmitância sobre a linha:

$$F(\tau) = \int_0^\infty (1 - \exp(-\tau_0 e^{-x^2})) dx \quad (6.7)$$

A fim de encontrar os valores da profundidade óptica para cada galáxia, usamos a função $F(\tau)$ (Figura 6.10) e os valores da razão das larguras equivalentes, os quais permitem encontrar um valor para $F(2\tau_0)/F(\tau_0)$. Algumas galáxias apresentaram valores de $W_{2697}/W_{2803} < 1$, a essas galáxias foi atribuído o valor mínimo: $F(2\tau_0)/F(\tau_0) = 1.12$.

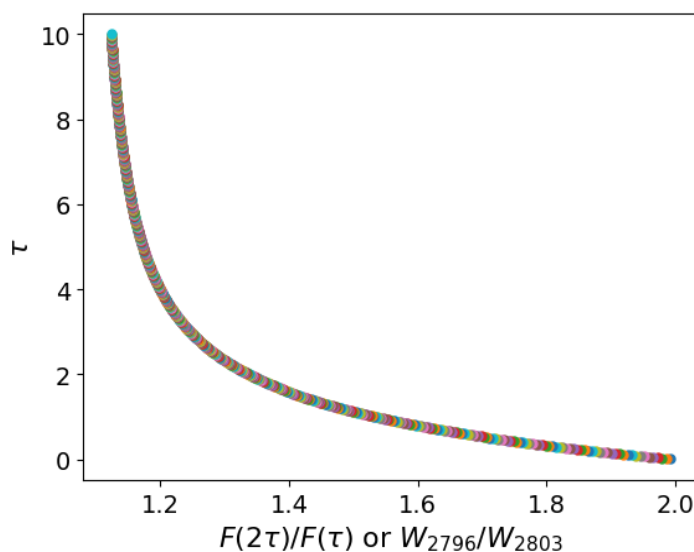


Figura 6.10.: Curva de τ vs. $F(2\tau_0)/F(\tau_0)$.

Uma vez que τ_0 é conhecido, a coluna de densidade pode ser determinada pela equação de [Spitzer \(1968\)](#):

$$\log(N) = \log\left(\frac{W_\lambda}{\lambda}\right) - \log\left(\frac{2F(\tau_0)}{\tau_0\pi^{1/2}}\right) - \log(\lambda f) + 20.053 \quad (\text{cm}^{-2}), \quad (6.8)$$

neste caso W_λ corresponde à largura equivalente das linhas: [MgII]2796 ou [MgII]2803, λ é o comprimento de onda da linha, F é o valor obtido da integral da transmitância sobre a linha (Equação 6.7), τ_0 é a profundidade óptica da linha central (obtida da relação entre $W_{2697}/W_{2803} \simeq F(2\tau_0)/F(\tau_0)$ e τ), e f é a força do oscilador (Tabela 6.4).

Os parâmetros envolvidos na determinação das colunas de densidade, assim como os valores obtidos para as colunas de densidade de cada linha do duplete de MgII de cada galáxia, encontram-se registrados na Tabela 6.5.

Tabela 6.5.: Larguras equivalentes e colunas de densidade do duplete: [MgII]2796,2803

ID	EW ₂₇₉₆ (Å)	EW ₂₈₀₃ (Å)	(EW ₂₇₉₆ /EW ₂₈₀₃)	F(2 τ_0)/F(τ_0)	τ	F(τ)	log(N) ₂₇₉₆ (cm ⁻²)	log(N) ₂₈₀₃ (cm ⁻²)
BPT03	-1.10	-1.87	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.14	14.67
BPT09	-4.60	-3.44	1.34	1.34	1.99	0.98	14.29	14.46
BPT10	-3.82	-3.63	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.68	14.96
BPT15	-3.25	-3.45	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.61	14.94
SDSS001009	-6.05	-5.31	1.14	1.14	7.56	1.56	14.79	15.03
SDSS004054	-11.12	-7.99	1.39	1.39	1.63	0.88	14.63	14.79
SDSS005527	-7.04	-6.81	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.95	15.23
SDSS015028	-4.41	-3.65	1.21	1.21	3.77	1.29	14.43	14.65
SDSS020356	-4.56	-4.63	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.76	15.07
SDSS032845	-3.92	-3.76	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.69	14.98
SDSS035733	-5.25	-4.44	1.18	1.18	4.56	1.38	14.56	14.79
SDSS040208	-7.01	-5.36	1.31	1.31	2.25	1.05	14.50	14.68
SDSS143417	-2.87	-2.89	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.56	14.86
SDSS210358	-5.74	-7.14	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.86	15.25
SDSS214500	-4.92	-3.91	1.26	1.26	2.81	1.16	14.40	14.60
SDSS231812	-0.71	-0.84	*1.12	1.12	10.00	1.66	13.95	14.32
SDSS232539	-3.29	-3.88	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.62	14.99
SDSS235347	-3.61	-4.30	*1.12	1.12	10.00	1.66	14.66	15.03

*Galáxias que apresentaram valores menores que 1 para a razão das larguras equivalentes das linhas de MgII, e para as quais foi atribuído o valor mínimo de $F(2\tau_0)/F(\tau_0) = 1.12$.

6.4.5. Razão de massa dos outflows

As estimativas de coluna de densidade do MgII podem ser transformadas em coluna de densidade do Hidrogênio. Usando uma razão de abundância solar: $\log(\text{Mg}/\text{H}) = -4.4$ ([Weiner et al., 2009](#); [Bradshaw et al., 2013](#)), e uma depleção do Mg nos grãos de poeira de -1.2 dex , valor típico para o ISM local ([Savage & Sembach, 1996](#); [Weiner et al., 2009](#)), obtemos um valor da coluna de densidade do Hidrogênio de $N_H = 1.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Assim, foram determinadas as colunas de densidade do Hidrogênio para cada galáxia (Tabela 6.6), seguindo a relação:

$$N_H = 10^{N_{\text{MgII}}} \times 10^{5.62} \quad (6.9)$$

A coluna de densidade do Hidrogênio, a velocidade e o tamanho do *outflow*, permitem estimar a razão típica de massa do *outflow*. Mas a determinação dos tamanhos dos *outflows* não é fácil, pelo que uma alternativa é usar o *Petrosian radius* (R_P). Este radio é definido em relação ao radio r , o qual é medido desde o centro de um objeto, como sendo a razão do brilho superficial médio local e o brilho superficial médio contido dentro da região de radio r (Blanton et al. 2001). Assim, é possível definir o fluxo *Petrosian* em qualquer banda como o fluxo dentro de certo numero N_P de radio r_P :

$$F_P = \int_0^{N_P r_P} 2\pi r' dr' I(r), \quad (6.10)$$

com $I(r)$ sendo a intensidade. E dado um determinado fluxo *Petrosian*, podemos definir diferentes radios r , por exemplo, r_{50} contendo 50% do fluxo *Petrosian* e r_{90} contendo 90% do fluxo, entre outros. No nosso caso, usamos o radio *Petrosian*: r_{50} , na banda r . Os valores para cada galáxia de nossas amostras foram obtidos do levantamento do SDSS.

Assumindo que o *outflow* é uma casca fina esfericamente simétrica de raio R , a razão de massa do *outflow* pode ser determinada pela expressão:

$$\dot{M} \simeq 22 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \frac{N_H}{10^{20} \text{ cm}^{-2}} \frac{R}{5 \text{ kpc}} \frac{v}{300 \text{ km s}^{-1}}, \quad (6.11)$$

onde N_H é a coluna de densidade do Hidrogênio, v a velocidade do *outflow* e o parâmetro R neste caso corresponde a r_{50} .

Esta razão de massa do *outflow* é considerada como sendo similar à SFR das galáxias, pois os ventos alimentam a formação estelar, a qual contribui para a ocorrência de supernovas, que por sua vez geram os *outflows*. Na Tabela 6.6 apresentamos os valores de r_{50} , das colunas de densidade do MgII e do H, assim como da razão de massa dos *outflows* das 18 galáxias.

6.5. Características Wolf-Rayet

A partir dos aspectos analisados na seção 6.1.3, sabemos que as estrelas Wolf-Rayet são importantes no estudo da formação estelar em galáxias e dos episódios *starbursts*, já que as estrelas massivas dominam os processos de *feedback* no ISM. As Wolf-Rayet são fontes de energia cinética e enriquecimento de elementos químicos do ISM, sendo progênitoras de SNe e candidatas a progênitoras de surtos de raios gamma (Woosley & Bloom 2006), também fornecem uma indicativa de formação estelar de alta massa em galáxias (Schaerer & Vacca 1998).

A presença de características originadas por estrelas Wolf-Rayet nos espectros de galáxias proporcionam importante informação sobre actividade de formação estelar recente, já que essas estrelas começam a aparecer aproximadamente 2×10^6 yr após um surto de formação estelar e desaparecem aproximadamente 5×10^6 yr depois (Brinchmann et al. 2008).

Tabela 6.6.: Razões de massa dos *outflows*

ID	r_{50}^a (kpc)	$\log(N_{MgII})^b$ (cm^{-2})	$\log(N_H)$ (cm^{-2})	Taxa de massa do <i>outflow</i> ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)
BPT03	3.79	14.48	20.10	13.99
BPT09	3.84	14.38	20.00	10.38
BPT10	3.56	14.84	20.46	34.47
BPT15	3.54	14.81	20.43	31.97
SDSS001009	6.60	14.92	20.54	53.39
SDSS004054	6.27	14.72	20.34	18.21
SDSS005527	2.98	15.11	20.73	29.91
SDSS015028	3.96	14.55	20.17	20.24
SDSS020356	4.55	14.94	20.56	56.67
SDSS032845	3.79	14.86	20.48	53.80
SDSS035733	4.06	14.69	20.31	25.63
SDSS040208	3.29	14.60	20.22	16.82
SDSS143417	8.76	14.74	20.36	79.89
SDSS210358	4.07	15.10	20.72	101.30
SDSS214500	4.05	14.51	20.13	24.63
SDSS231812	7.29	14.18	19.80	22.26
SDSS232539	4.28	14.84	20.46	41.66
SDSS235347	4.57	14.89	20.51	49.95

a. r_{50} determinado no filtro r . Valores obtidos do levantamento do SDSS.

b. Logaritmo do valor médio da coluna de densidade do duplete de MgII.

6.5.1. Galáxias Wolf-Rayet

Galáxias que apresentam as características mencionadas anteriormente foram nomeadas “galáxias Wolf-Rayet”, termo introduzido por [Osterbrock & Cohen \(1982\)](#). As galáxias Wolf-Rayet são identificadas ao observar nos seus espectros integrados uma linha de emissão larga de HeII4686, a qual se considera que é originada nos ventos estelares das estrelas WR. Outras características adicionais são: NIII4640, CIII/IV4650, CIV5808, originadas em estrelas WN e WC.

[Brinchmann et al. \(2008\)](#) propõem um método para a identificação de características Wolf-Rayet nos espectros de galáxias. Este método consiste na identificação de dois “*bumps*” nos espectros ópticos de galáxias:

- **Blue bump (4600 - 4680 Å):**

O *blue bump* está principalmente composto por linhas de NIII, NIV, CIII/IV e a linha larga [HeII]4686. Nesta região as assinaturas têm uma forte variação em aparência, linhas de emissão nebular (estreitas) encontram-se superpostas às características WR (largas), pelo que a medida dos fluxos precisa de especial cuidado.

- **Red bump (5650 - 5800 Å):** Esta região é composta por linhas de NIII e HeI, principalmente.

O primeiro passo é a identificação dos dois *bumps* nos espectros das galáxias, calculando o excesso de fluxo neles. Para isto são usados espectros com extração do contínuo. No caso das nossas amostras de galáxias, estes espectros foram obtidos dos resultados dos ajustes dos modelos SSPs, descritos na seção 3.3. Os ajustes foram feitos dando prioridade as regiões onde se encontram localizados os *bumps*. A partir

destes espectros foram selecionadas regiões perto das características WR, e como essas características são tipicamente fracas e dependentes à estimativa do contínuo, antes de determinar os valores numéricos dos excessos, uma identificação visual foi feita (painéis superiores direiros nas Figuras 6.11, 6.12, 6.13, 6.13, 6.17 e 6.18), como sugerido no método.

Para determinar o contínuo, são selecionadas duas regiões próximas ao *bump*, e o valor do contínuo é a soma dos fluxos nessas regiões ($F_{HeII\ Continuo}$). Logo, é determinado o fluxo do *bump*, o qual corresponde a soma dos fluxos nesse intervalo (F_{HeII}). Finalmente, o excesso de fluxo do *bump* é calculado pela equação:

$$e_{blue\ bump} = F_{HeII} - F_{HeII\ Continuo} \quad (6.12)$$

O mesmo processo é aplicado ao *red bump*. Mas no geral o *red bump* é mais fraco que o *blue bump*, pelo que neste trabalho focamos a nossa análise só no *blue bump*.

Brinchmann et al. (2008), também propõem uma classificação para as galáxias que apresentam excesso de fluxo no *blue bump*:

- **Classe 3:** galáxias que possuem claras características WR, tanto visualmente, como no excesso de fluxo. A componente larga de HeII4686 e a linha NIII4640 são observadas nos seus espectros;
- **Classe 2:** galáxias nas que podem ser identificadas as características WR, mas só depois da subtração do contínuo, pois têm espectros ruidosos;
- **Classe 1:** galáxias com possíveis características WR, mas seus espectros são muito afetados pelo baixo S/N. São galáxias que apresentam a linha larga de HeII4686, mas não é possível identificar outras características;
- **Classe 0:** galáxias sem características WR identificáveis nos seus espectros.

Após a identificação das galáxias com presença dos *bumps*, o seguinte passo é realizar o ajuste das linhas, tanto nebulares como WR, através de ajustes Gaussianos, considerando as principais linhas de emissão nebulares e características WR:

- Linhas no *Blue bump*:
 - Nebulares: [FeIII]4659, [FeIII]4669, [HeII]4686⁵, [FeIII]4702, [ArIV]4711, [HeI]4714;
 - Wolf-Rayet: NV, NIII, CIII/IV, [HeII]4686. O duplete de NV é ajustado usando uma única Gaussiana centrada em 4610 Å. NIII é centrada em 4640 Å, enquanto que CIII/IV é centrada em 4650 Å.
- Linhas no *Red bump*:
 - Nebulares: [NII]5755 e [HeI]5876;

⁵ As linhas de emissão nebulares de HeII ([HeII]4686 ou [HeII]1640) indicam a existência de fontes de radiação ionizante forte, isto é, fótons com energias acima de 54 eV, correspondendo ao potencial de ionização do He⁺ (Schaerer et al., 2019). Só estrelas com temperaturas efetivas muito altas, $T_{eff} \gtrsim 80\text{-}100\text{ kK}$, emitem quantidades consideráveis de fótons ionizantes de He⁺.

- Wolf-Rayet: são consideradas três características centradas em 5696 Å e 5803,5815 Å (duplo).

Nas Figuras 6.11, 6.12, 6.13, 6.13, 6.17 e 6.18, podemos observar a presença de características Wolf-Rayet, identificadas em 8 galáxias das nossas amostras de LBAs. Os valores dos excessos de fluxo no *blue bump* e no *red bump*, assim como os fluxos envolvidos na sua determinação e a classe à qual pertence cada galáxia, encontram-se registrados na Tabela 6.7. E na Figura 6.19 apresentamos a relação entre o excesso de fluxo do *blue bump* (Figura 6.19a) e do *red bump* (Figura 6.19b), e o fluxo medido nas regiões de ambos *bumps*.

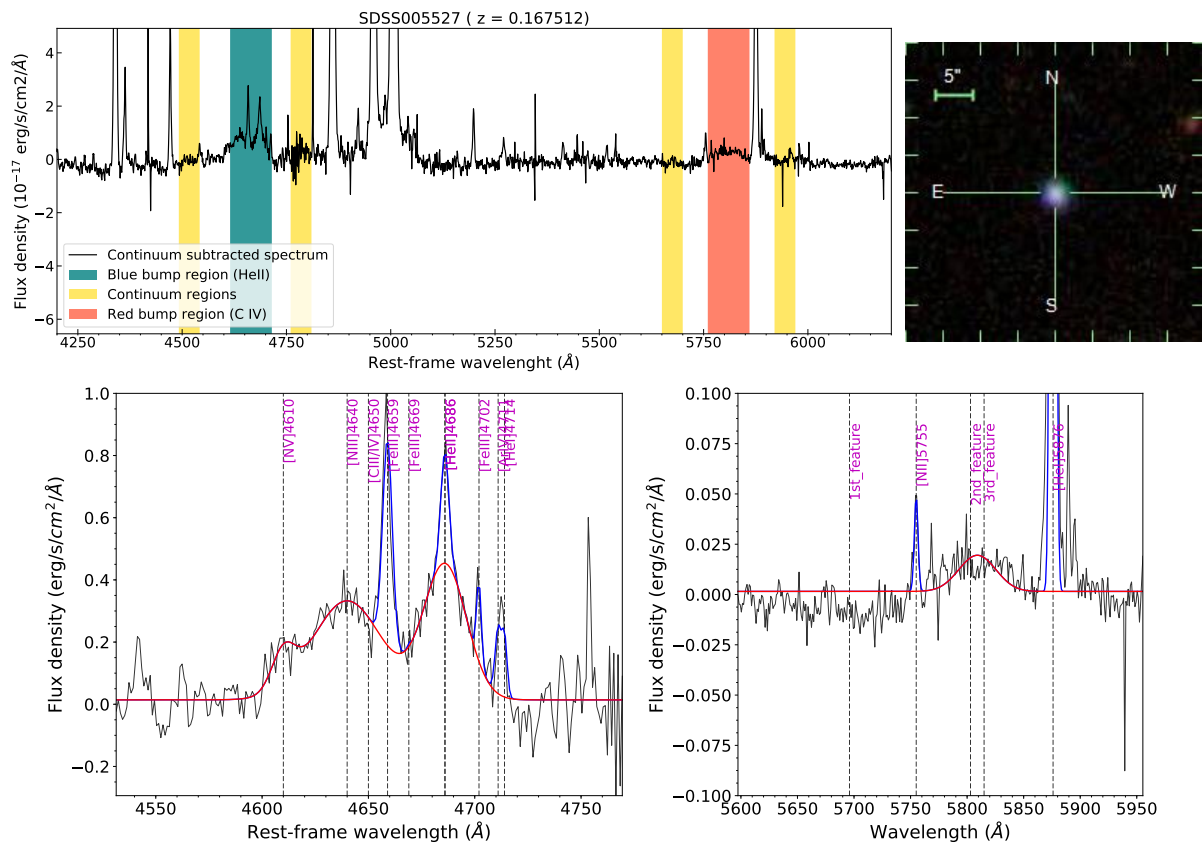


Figura 6.11.: Características Wolf-Rayet identificadas na galáxia SDSS005527. O panel superior esquerdo corresponde a identificação do “*blue bump*” (região azul) e do “*red bump*” (região vermelha) no espectro *rest-frame* da galáxia. Estas regiões foram usadas na determinação do fluxo de cada *bump*. As regiões amarelas mostram os intervalos onde foi calculado o contínuo para ser usado na dererminação do excesso dos *bumps*. O panel superior direito corresponde a imagem da galáxia, obtida do SDSS. Os painéis inferiores correspondem as regiões onde são observados os *bumps* no espectro da galáxia após a sustração do contínuo. O panel esquerdo mostra o ajuste do “*blue bump*” e o panel direito mostra o ajuste feito para o “*red bump*”. As linhas sólidas pretas correspondem ao espectro, as linhas sólidas vermelhas mostram os ajustes das características Wolf-Rayet em ambos *bumps*, e as linhas azuis mostram o ajuste para as linhas nebulares.

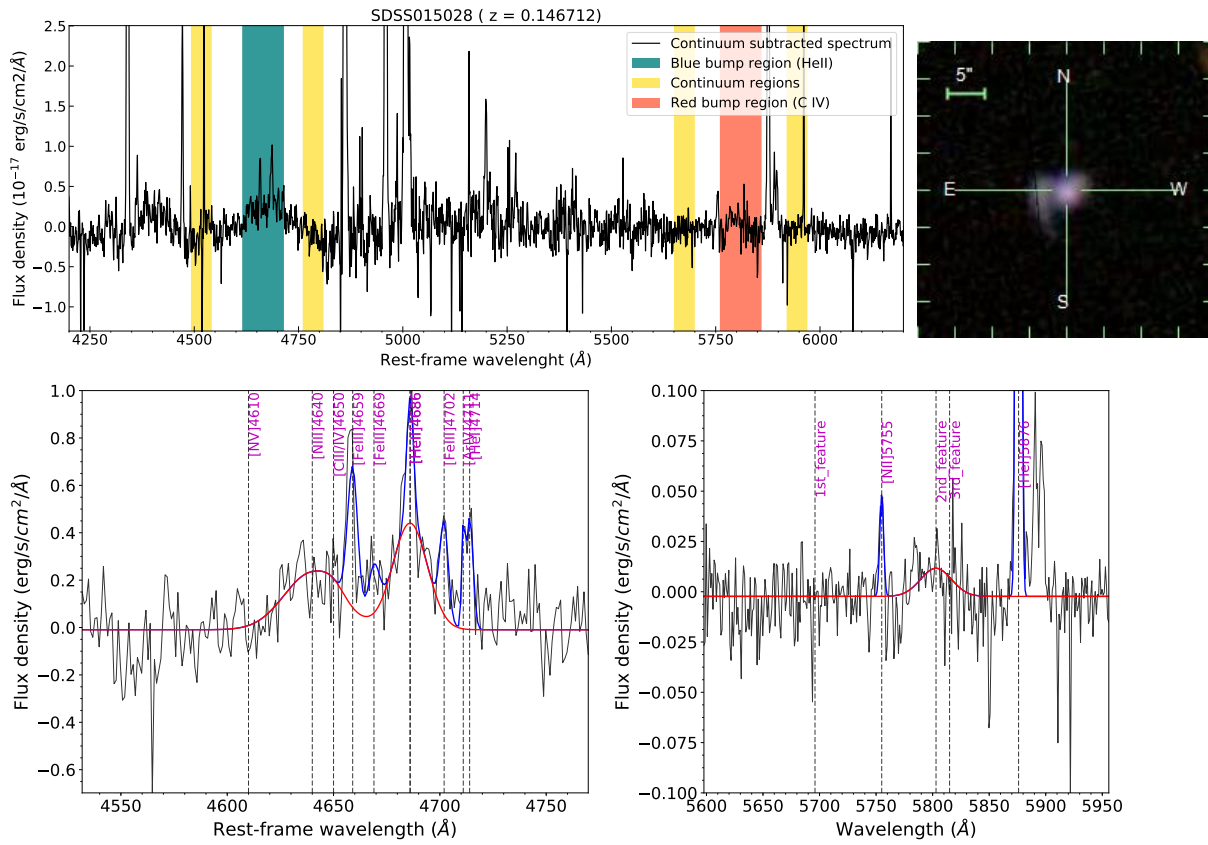


Figura 6.12.: Idem Figura 6.11, para a galáxia SDSS015028.

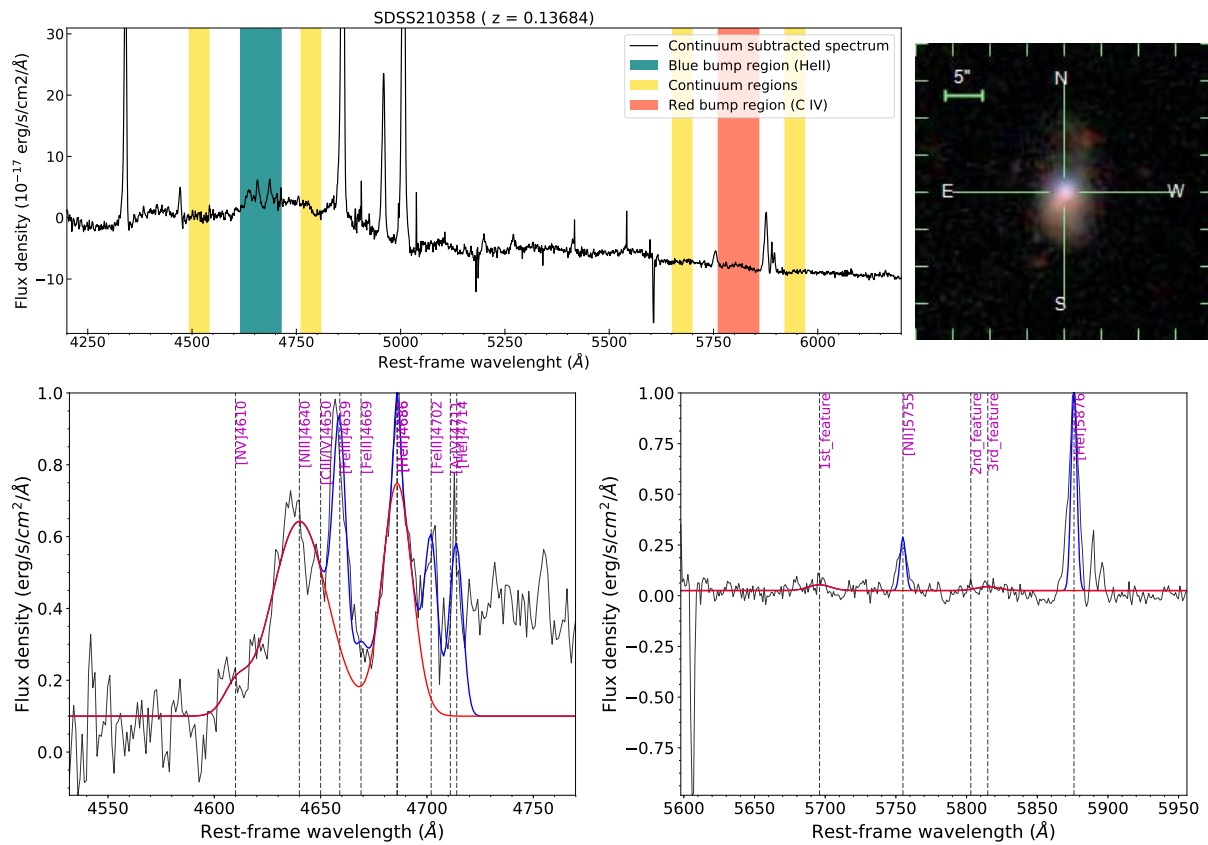


Figura 6.13.: Idem Figura 6.11, para a galáxia SDSS210358.

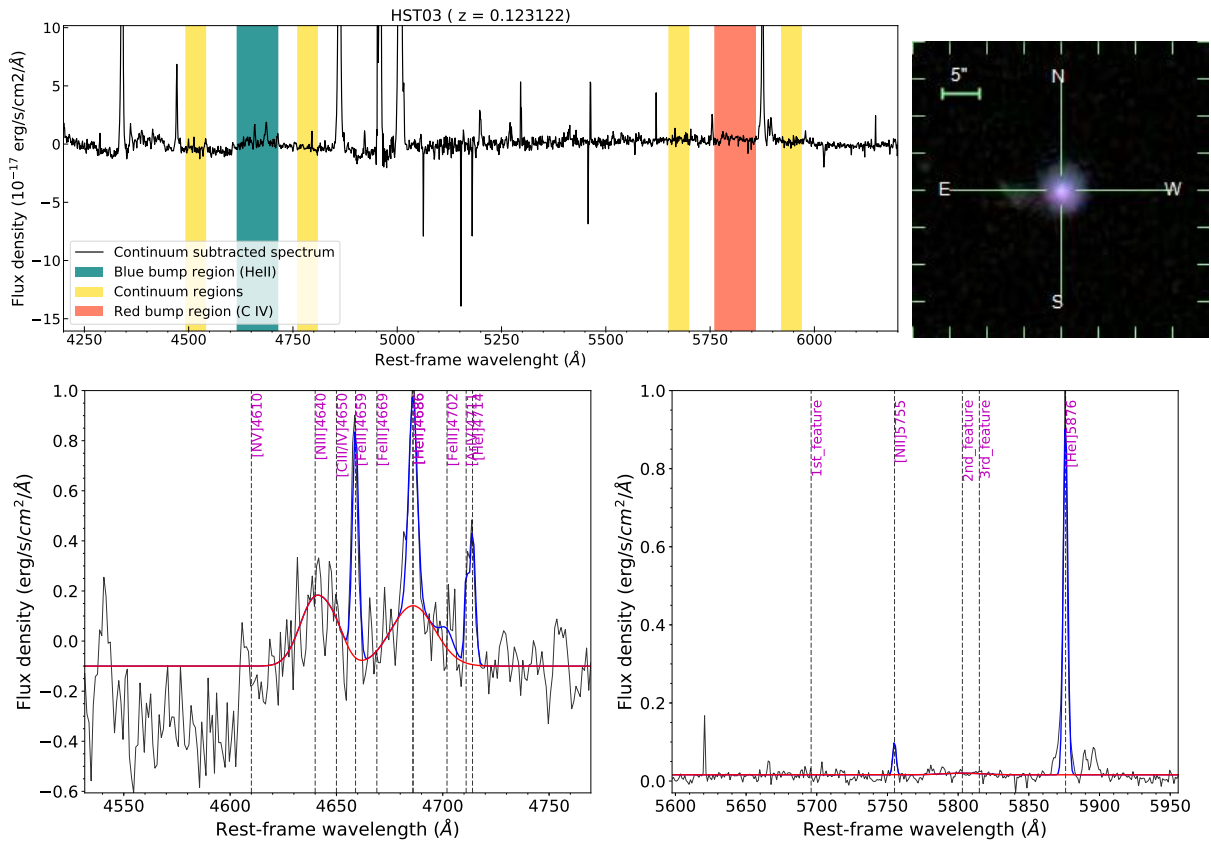


Figura 6.14.: Idem Figura 6.11, para a galáxia HST03.

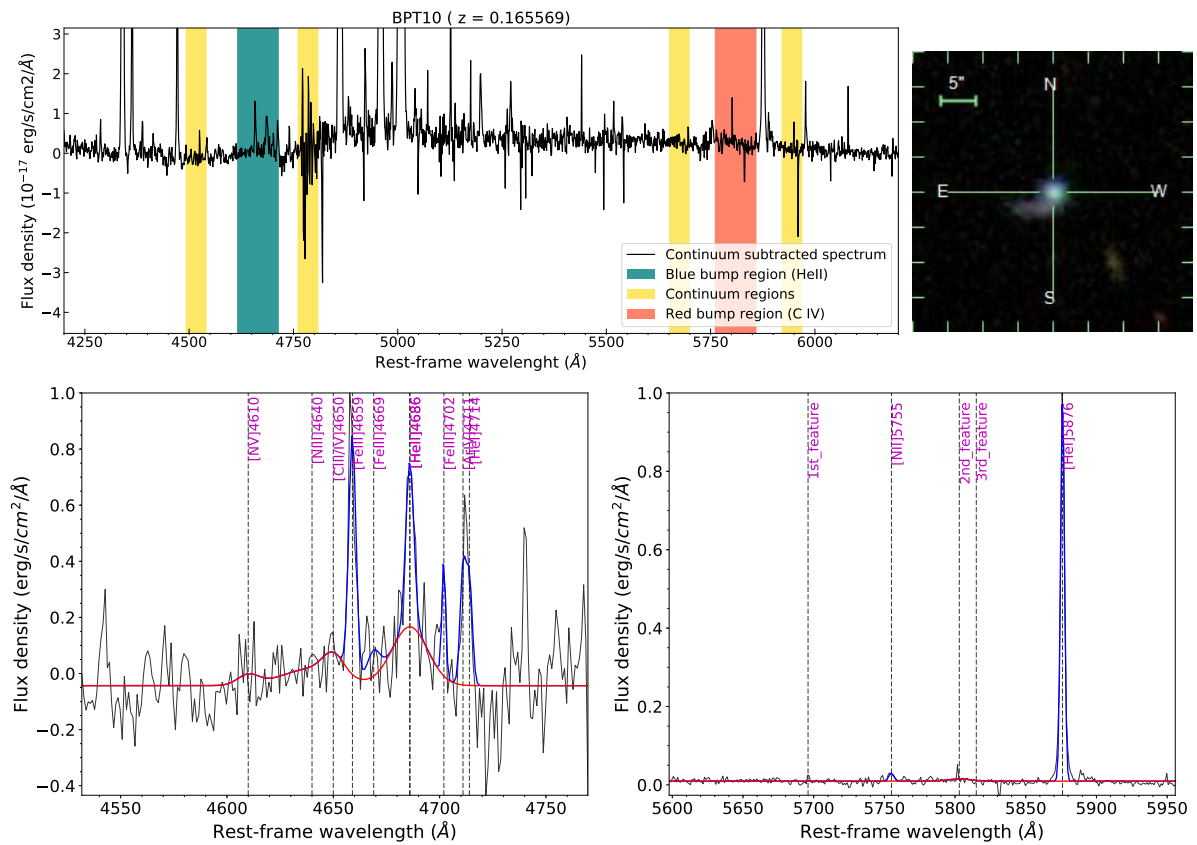


Figura 6.15.: Idem Figura 6.11, para a galáxia BPT10.

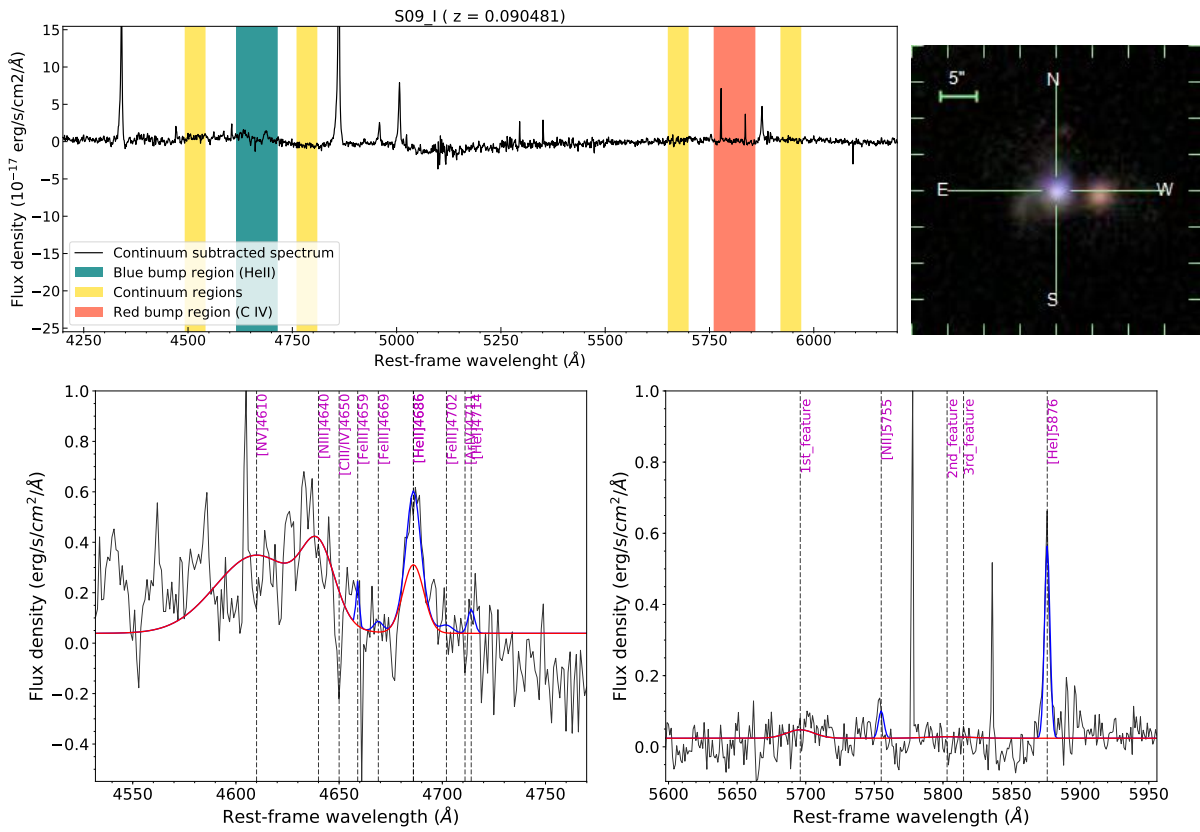


Figura 6.16.: Idem Figura 6.11, para a galáxia S09_I.

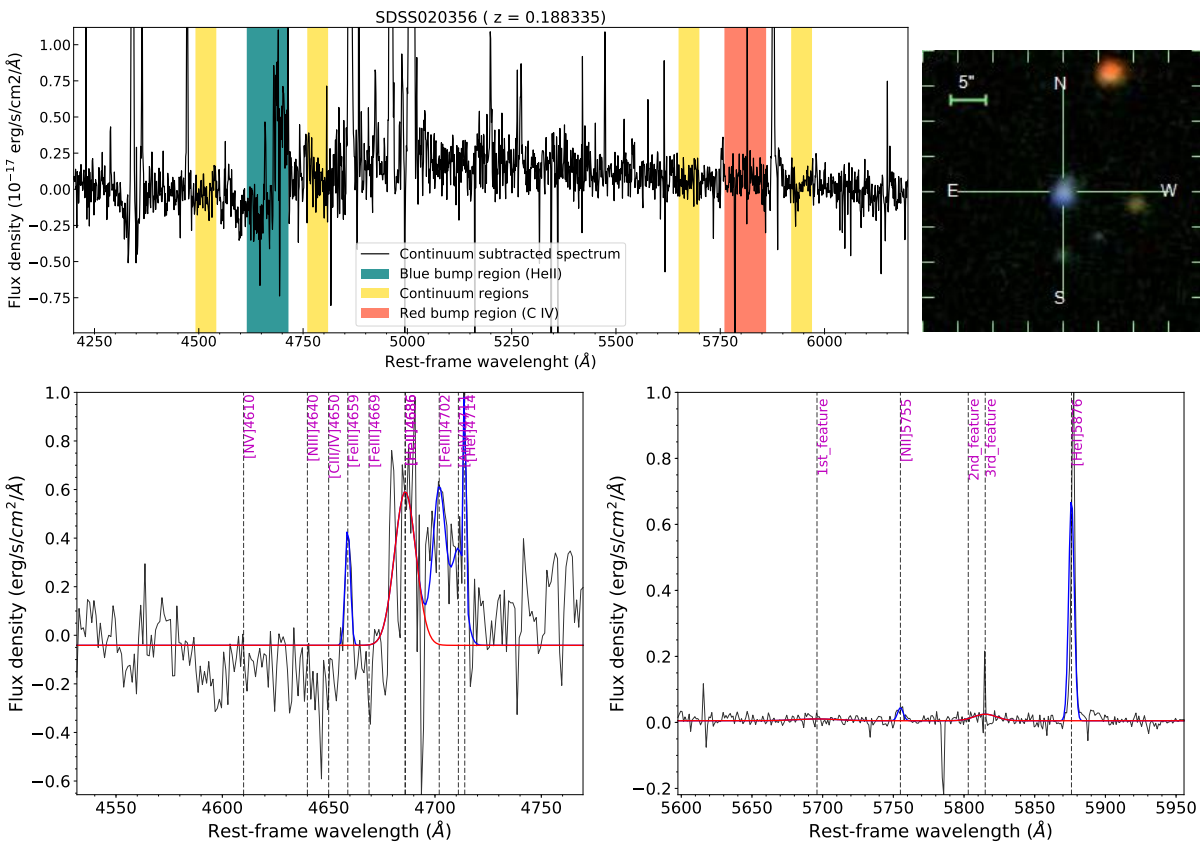


Figura 6.17.: Idem Figura 6.11, para a galáxia SDSS020356.

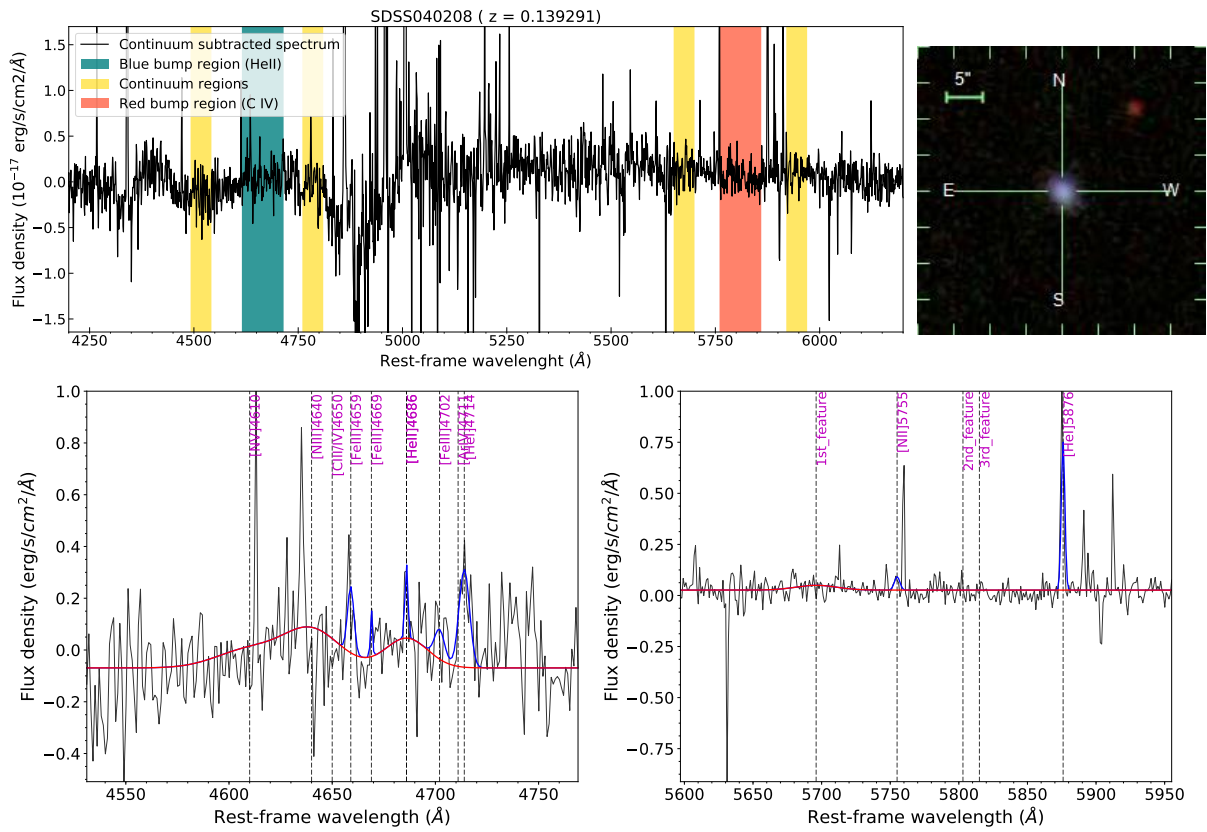


Figura 6.18.: Idem Figura 6.11, para a galáxia SDSS040208.

Tabela 6.7.: Medidas dos excessos de fluxo nos *bumps* das galáxias com características Wolf-Rayet

ID	F(HeII)	F(HeII) _{continuum}	Blue excess	F(CIV)	F(CIV) _{continuum}	Red excess	Classe
BPT10	1.76	-0.24	2.00	2.51	1.75	0.76	2
HST03	2.24	-3.39	5.63	4.05	3.18	0.86	3
S09_I	5.11	0.32	4.80	1.84	1.84	0.002	2
SDSS005527	9.00	0.68	8.32	2.21	-0.86	3.06	3
SDSS015028	2.84	-0.60	3.44	-0.08	0.14	-0.22	3
SDSS020356	0.91	0.33	0.58	0.43	0.45	-0.03	2
SDSS040208	0.61	-0.84	1.45	0.67	1.24	-0.57	2
SDSS210358	32.70	8.26	24.50	1.94	2.16	-0.23	3

Observação: Todos os fluxos têm unidades de 10^{-16} erg/s/cm²/Å.

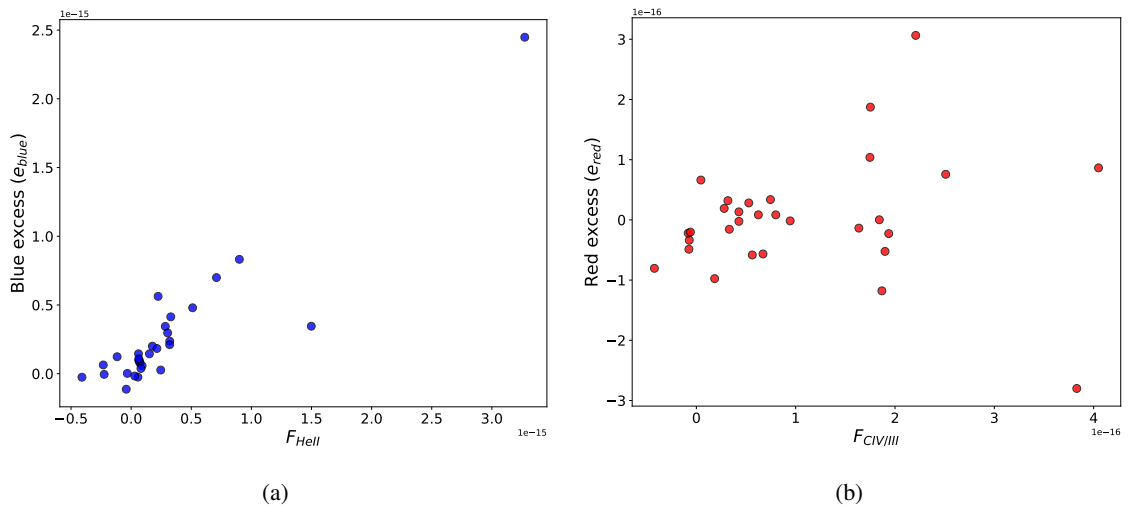


Figura 6.19.: Excesso de fluxo dos *bumps* versus os fluxos determinados nas regiões de cada um deles: **(a)** *blue bump*, **(b)** *red bump*.

6.5.2. Numero de estrelas Wolf-Rayet

Existem varios métodos que permitem a determinação do numero de estrelas massivas presentes numa região de uma galáxia Wolf-Rayet, um deles é método padrão desenvolvido por Conti (1991), mas também existem métodos que permitem determinar o numero de estrelas O e WR directamente do espectro no óptico (Vacca & Conti, 1992; Brinchmann et al., 2008).

Fernandes et al. (2004) apresentam um método para determinar o numero total de estrelas WR presentes numa galáxia: $N_{WR} = N_{WCE} + N_{WCL} + N_{WNL}$. O método consiste em determinar o numero absoluto de estrelas WR usando luminosidades tanto no *blue bump* (por exemplo, [HeII]4686), como no *red bump* (por exemplo, [CIV]5808). A nossa amostra de galáxias Wolf-Rayet possui boas medidas das características WR presentes no *blue bump*, mas as características presentes no *red bump* foram fracas, fazendo com que na maioria dos casos a determinação do excesso nesta região, assim como a medida de fluxos e luminosidades das linhas que a compõem, não sejam muito exatas, e porém pouco confiáveis para a determinação de outros parâmetros. Por tanto, aqui usamos só a linha larga de [HeII]4686 que tem uma contribuição forte ao *blue bump* e que permite a determinação do numero de estrelas WNL. A partir do fluxo inteiro do *blue bump* (vide seção 6.5.1, Tabela 6.7), nós separamos as linhas nebulares e as contribuições das características WR, e destas últimas subtraímos a contribuição da componente de [HeII]4686. Assim, o numero de WNL pode ser obtido seguindo a equação:

$$N(WNL) = \frac{L_{HeII4686}^{obs}}{L_{HeII4686}}, \quad (6.13)$$

onde $L_{HeII4686}^{obs}$ é a luminosidade total observada para a correspondente característica espectral e $L_{HeII4686}$ é a luminosidade média para uma única estrela WNL, sendo que o valor adotado para este parâmetro é $L_{HeII4686} = 1.6 \pm 0.8 \times 10^{36}$ erg s⁻¹.

Brinchmann et al. (2008) também apresentam um método para determinar o número de estrelas WR em relação às estrelas do tipo O. Neste método usamos o fluxo do *blue bump*, o qual é proporcional ao numero de estrelas WR, e o fluxo da linha H β , que é quase proporcional ao numero de estrelas O. Lembrando que as estrelas WR também têm uma contribuição ao fluxo de H β . Por tanto, o numero relativo de WR é dado por: $N(WR)/N(O + WR)$. Asumindo aqui que a atenuação por poeira de H β e do *blue bump* é a mesma, podemos assumir que a razão entre seus fluxos é aproximadamente independente da atenuação por poeira da galáxia.

Nós adotamos os dois métodos anteriormente descritos para determinar o numero de estrelas WR presentes nas 8 galáxias Wolf-Rayet das nossas amostras, os resultados são apresentados na Tabela 6.8.

6.6. Análise e discussão

Neste capítulo foi verificada a ocorrência de *outflows* em 18 LBAs das nossas amostras, eventos gerados por supernovas e identificados através da absorção do duplete de [MgII]2796,2803. Foram determinadas as colunas de densidade, que permitem medir o numero de átomos responsáveis pela absorção, e obti-

Tabela 6.8.: Numero de estrelas Wolf-Rayet presentes em cada galáxia

objectname	$N(WR)/N(WR + O)^a$	$N(WNL)^b$
BPT10	0.014	2560.37
HST03	0.053	2734.13
S09_I	0.371	1025.68
SDSS005527	0.107	13475.35
SDSS015028	0.068	3079.60
SDSS020356	0.047	5144.10
SDSS040208	0.137	926.76
SDSS210358	0.252	20131.21

a. Número de estrelas Wolf-Rayet em relação às estrelas O (Brinchmann et al. 2008).

b. Numero de estrelas do tipo WNL (Fernandes et al. 2004).

vemos os seguintes intervalos para cada uma das linhas do duplete: $\log(N)_{2796} = 13.95 - 14.95 \text{ cm}^{-2}$, $\log(N)_{2803} = 14.32 - 15.03 \text{ cm}^{-2}$.

O numero de SNe foi determinado a partir da linha de [FeII]1.26 μm , com taxas entre 0.4 e 0.68 supernovas por ano. Por sua vez, essas supernovas podem ter sido geradas por estrelas Wolf-Rayet, as quais sendo objetos massivos, com $M > 20 M_{\odot}$ e temperaturas superficiais acima de 25000 K, têm tempos de vida muito curtos, entre ~ 2 e 6 Myr (vide seção 6.1.3). A sua presença nas galáxias foi determinada por meio da identificação de dois *bumps*: o *blue bump* em 4600 - 4680 Å e o *red bump* em 5650 - 5800 Å (vide seção 6.5.1). Foram identificadas estrelas Wolf-Rayet do tipo WNL nas galáxias, chegando a obter valores de até $\sim 2 \times 10^4$ destas estrelas na galáxia SDSS210358. Pelo que podemos esperar que esses objetos experimentem fortes ventos e *outflows*. Os valores médios das velocidades dos *outflows* nas LBAs estão entre 91 e 333 km s^{-1} , e as velocidades extremas entre 322 e 834 km s^{-1} . Também foi determinada a perda de massa devida aos *outflows*, obtendo-se valores entre 10.38 e 101.30 $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

6.6.1. Propriedades físicas e conseqüências dos *outflows*

A perda de massa das galáxias está diretamente associada à ocorrência de *outflows*, e a quantidade de gás contida nos *outflows* é importante devido a sua contribuição na evolução do IGM. Nas Figuras 6.20a e 6.20b, temos a relação entre a taxa de perda de massa das LBAs nas que foi identificada a ocorrência de *outflows*, e a velocidade média e a velocidade extrema dos *outflows*, obtidas com o duplete [MgII]2796,2803.

Podemos observar que a maioria das galáxias que apresentam altas velocidades também têm altas taxas de perda de massa, o que confirma a ideia de que os *outflows* são gerados em regiões de alta formação estelar, onde as estrelas massivas dão origem às SNe. Mas, por sua vez a perda de massa afeta a futura taxa de formação estelar, assim, galáxias que experimentam frequentes surtos de formação estelar vêm afetadas as suas SFRs.

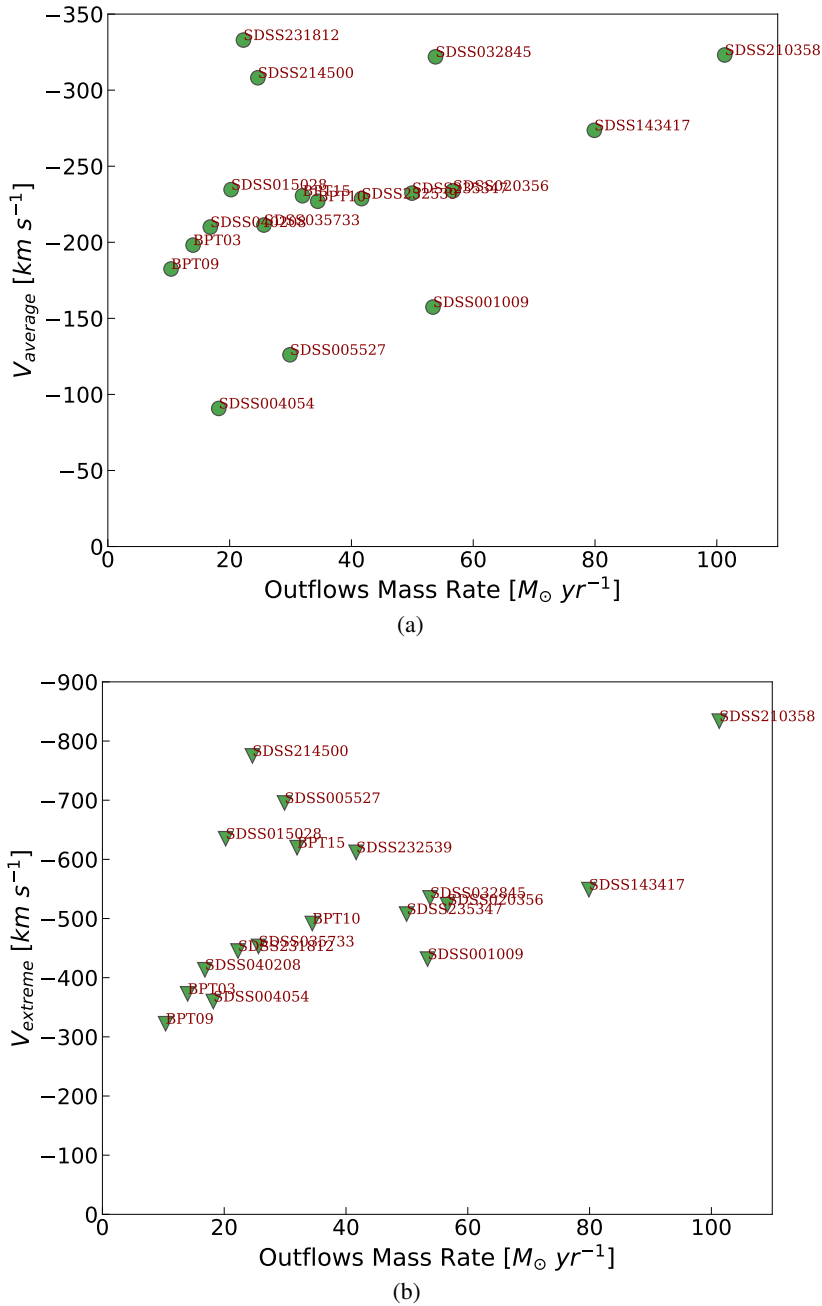


Figura 6.20.: (a) Velocidade média dos *outflows* vs. taxa de perda de massa. (b) Velocidade extrema dos *outflows* vs. taxa de perda de massa.

A Figura 6.21 apresenta a relação entre a velocidade média dos *outflows* e a SFR determinada a partir da linha $H\alpha$, corrigida pela absorção do contínuo estelar e por poeira (sem incluir a correção pelo fluxo fora do *slit*). Considerando novamente que os *outflows* são originados em regiões de alta formação estelar, esperamos que para altos valores da velocidade a SFR seja alta. Mas, é observado que em alguns casos apesar da velocidade ser alta, a SFR não é tão alta, como acontece com as galáxias: SDSS032845 ($V_{average} = 321.9 \text{ km s}^{-1}$, $\text{SFR}(H\alpha)_{uncorr} = 2.35 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), SDSS210358 ($V_{average} = 323.1 \text{ km s}^{-1}$, $\text{SFR}(H\alpha)_{uncorr} = 4.92 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), SDSS214500 ($V_{average} = 308.1 \text{ km s}^{-1}$, $\text{SFR}(H\alpha)_{uncorr} = 5.39 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), e SDSS231812 ($V_{average} = 332.9 \text{ km s}^{-1}$, $\text{SFR}(H\alpha)_{uncorr} = 7.20 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). Mas isto é explicado no cenário em que a ocorrência dos *outflows* traz consigo uma alta perda de massa, nos casos dos objetos antes mencionados:

53.8, 101.30, 24.63 e 22.26 $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, respectivamente; afetando assim a SFR total das galáxias.

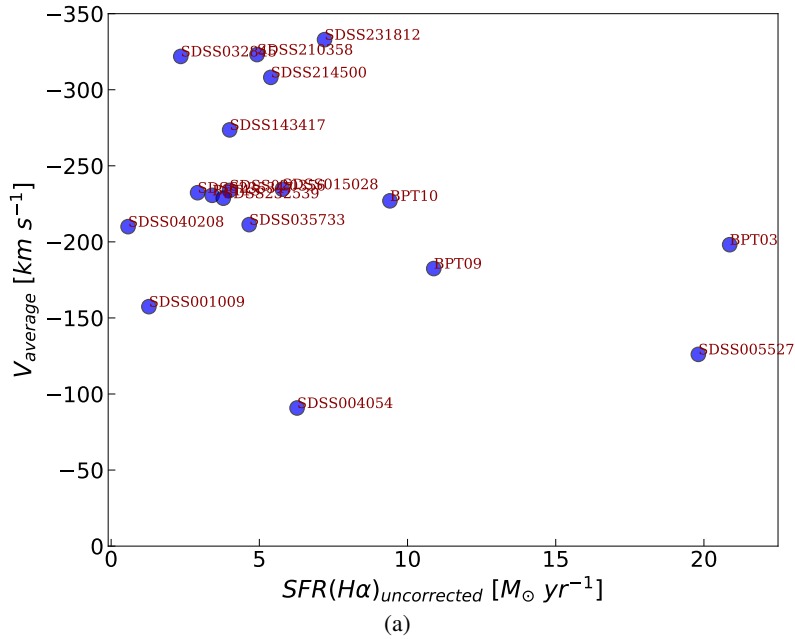


Figura 6.21.: Velocidade média dos *outflows* versus SFR($H\alpha$). $H\alpha$ não inclui correção pelo fluxo fora do *slit*.

A Figura 6.22 apresenta a relação da SFR por área, determinada na área do *slit* em que cada galáxia foi observada, considerando um retângulo de lado $a = 0.9''$ (largura do *slit* para os braços VIS e NIR) e lado $b = \textit{apertura}$ usada na extração do espectro (vide seção 2.3.6), com as velocidades média (6.22a) e extrema (6.22b) dos *outflows*. Como discutido nos parágrafos anteriores, é esperado que as galáxias que apresentam altas velocidades também tenham altas taxas de formação estelar, mas a perda de massa pode afetar significativamente a SFR. Levando isto em conta, assim como o comportamento observado nas figuras, podemos explicar o fato de que nem todas as LBAs que possuem altas velocidades também possuam altas SFR, pelo contrário, as nossas amostras não exibem uma tendência geral. Algumas dessas galáxias, como: BPT03 e BPT09, apresentam altas taxas de formação estelar, mas relativamente baixas velocidades, o que significa que os *outflows* não são o suficientemente fortes como para originar uma perda de massa tal, que afete altamente as suas SFRs. Por outro lado, a galáxia SDSS005527 possui tanto uma alta SFR por área ($\frac{SFR(H\alpha)_{uncorr}}{area_{slit}} = 2.61 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$) como um alto valor da velocidade extrema ($V_{extreme} = 695.3 \text{ km s}^{-1}$), apresenta uma perda de massa de $\sim 30 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ e uma SFR($H\alpha$) $\sim 20 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$; do que podemos esperar que a sua atividade de formação estelar em algum momento da evolução desta galáxia irá parar.

A Figura 6.23a apresenta a correlação entre a velocidade média dos *outflows* e a massa estelar obtida do levantamento do SDSS. A maioria das LBAs que possuem altos valores da massa estelar, também experimentam fortes *outflows*; mas por outro lado, também podemos observar que algumas das galáxias que têm valores de M_{*} menores possuem valores altos da velocidade dos *outflows*. O primeiro cenário pode ser explicado se pensarmos que a galáxia experimentou vários surtos de formação estelar até hoje, e assim já conta com um valor significativo de populações estelares, mas ainda conta também com um bom reservatório de gás que permite que continue formando estrelas e gerando *outflows*, originados pelas estrelas massivas formadas nos novos episódios de formação de estrelas. O segundo cenário

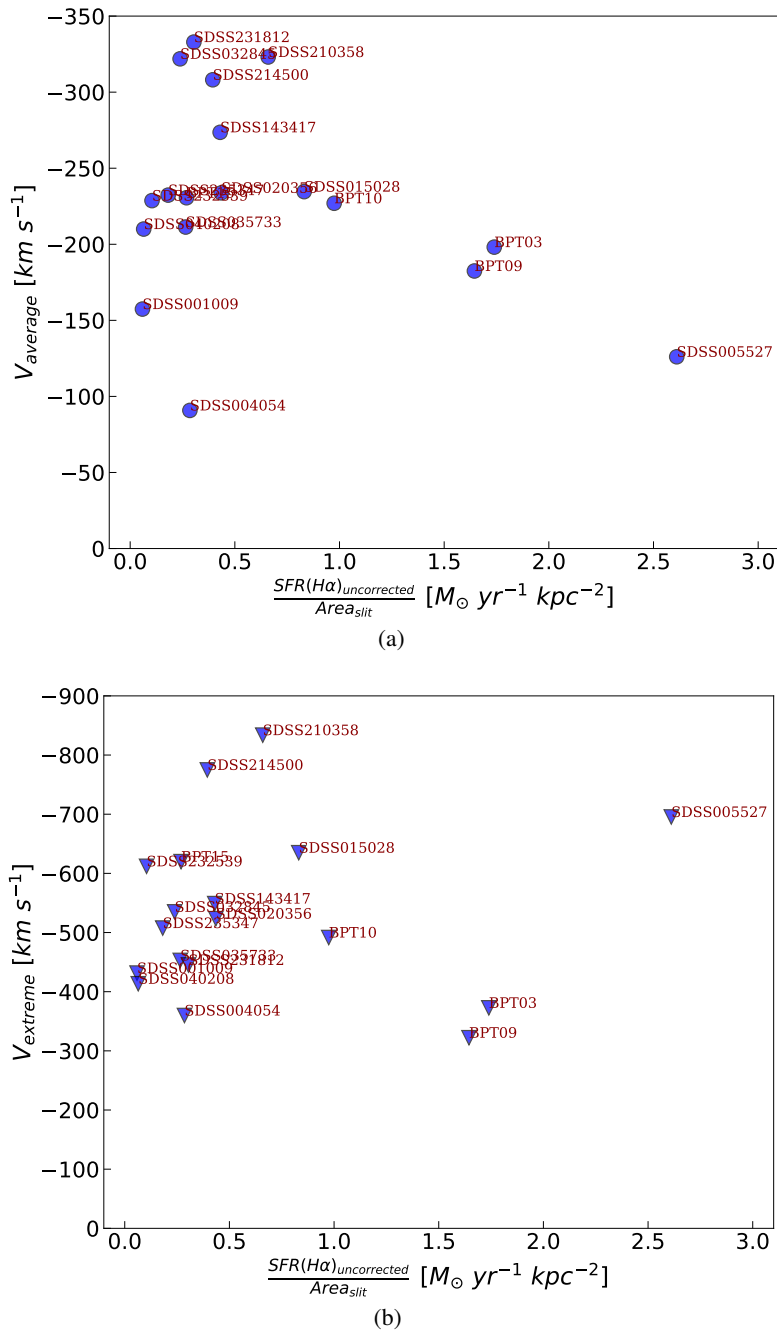


Figura 6.22.: **(a)** Velocidade média dos *outflows* versus SFR por área. **(b)** Velocidade extrema dos *outflows* versus SFR por área. A taxa de formação estelar foi determinada a partir da linha $H\alpha$, corrigida pela absorção do contínuo estelar por meio do ajuste dos modelos SSPs, e corrigida por poeira com o decremento Balmer, mas não incluí a correção pelo fluxo fora do *slit* do X-Shooter e da fibra do SDSS. A área usada aqui é aquela ocupada pelos objetos no braço VIS do *slit*, já que a linha $H\alpha$ encontra-se nesta região dos espectros.

pode corresponder a galáxias experimentando recentes episódios de formação estelar, pelo que ainda a sua massa estelar não é comparável com o caso anterior, e esses processos de formação estelar estão gerando estrelas massivas, responsáveis pelos *outflows* e os altos valores das suas velocidades, por exemplo, as galáxias: SDSS032845, SDSS214500 e SDSS231812. Também podemos ver que as galáxias: SDSS020356, SDSS040208, SDSS232539, SDSS235347, BPT03, BPT09 e BPT10, apesar de ter uma massa estelar menor que as três galáxias anteriores, possuem velocidades relativamente altas e são

burst vem a fase *post-starburst*, mas o processo de formação estelar pode persistir por um tempo durante esta fase, sendo que as estrelas mais massivas (progênitoras das SNe) já não são mais formadas, pois a galáxia entra no período de *quenching*, fazendo com que a SNR diminua significativamente.

Galáxias Wolf-Rayet:

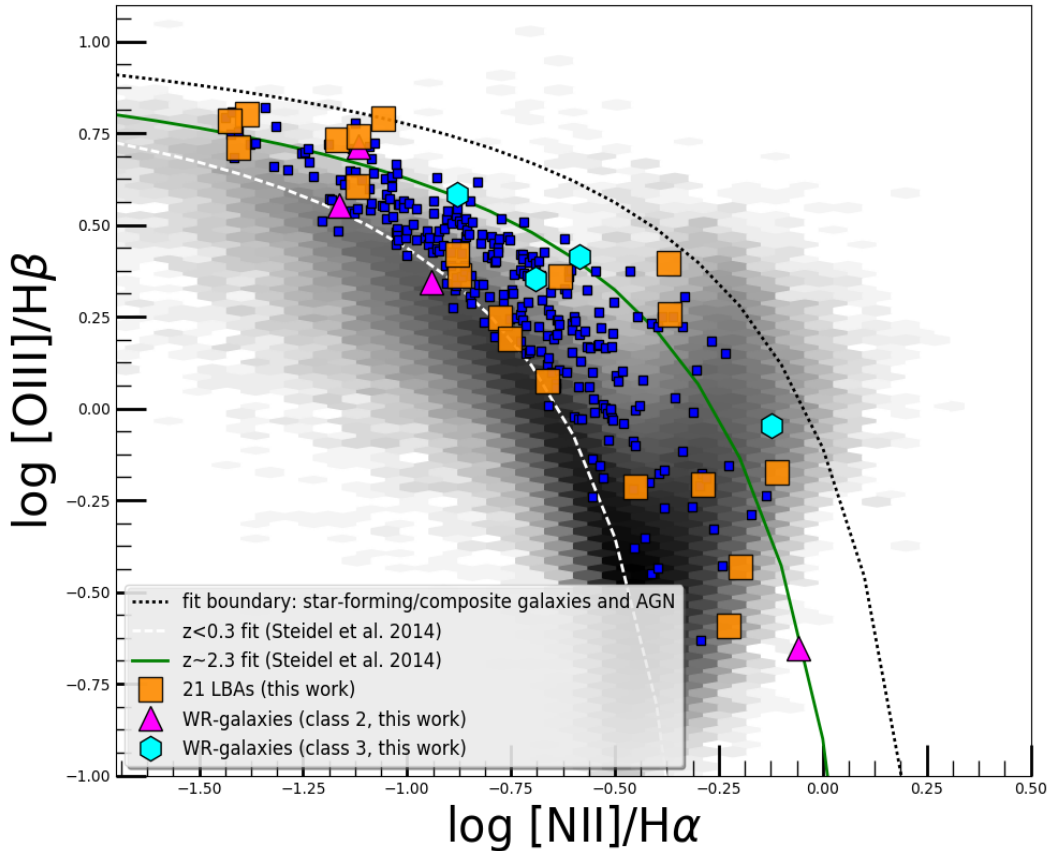


Figura 6.24.: Identificação de galáxias WR no diagrama BPT-NII, para 29 LBAs. A região formada pelos hexágonos cinza corresponde a ~ 53000 galáxias em $z \lesssim 0.3$ do levantamento do SDSS (Tremonti et al. 2004). Os quadrados azuis correspondem às 269 LBAs em $z \lesssim 0.3$ identificadas no levantamento do SDSS. Quadrados laranja: 29 LBAs estudadas neste trabalho, os dois AGNs e a galáxia S04_1 não foram incluídas (ver o texto para mais detalhes); a galáxia S01_2 não aparece no diagrama devido a que este objeto possui um baixo valor de $\log([\text{NII}]/\text{H}\alpha)$. Os hexágonos de cor azul claro correspondem as galáxias WR classe 3, e os triângulos de cor magenta correspondem as galáxias WR classe 2, identificadas nas nossas amostras de galáxias. Curva descontínua branca: ajuste para galáxias *star-forming* locais. Curva sólida verde: ajuste para LBGs em $z \sim 2.3$ (Steidel et al. 2014). Curva pontilhada preta: limite entre galáxias *star-forming/composite* e AGNs (Kewley et al. 2001).

A Figura 6.24 apresenta o diagrama BPT-NII para 29 galáxias de nossas amostras, os dois AGNs: SDSS001054 e SDSS005439, não foram incluídos, também não foi incluída a galáxia S04_1, porque não obtivemos uma medida confiável da linha $\text{H}\beta$. Sabemos que é esperado que as estrelas WR por sua natureza estejam presentes em ambientes com alta metalicidade, mas isso nem sempre acontece. Podemos observar nesse diagrama que a localização das galáxias WR de classe 3 (hexágonos azul claro), possuem uma metalicidade mais alta que aquelas de classe 2 (triângulos magenta). O que permite inferir que as galáxias com uma maior contribuição de estrelas WR possuem realmente uma metalicidade

maior, e que as estrelas WR têm uma contribuição fundamental no enriquecimento em metais total da galáxia.

6.6.2. Número de estrelas WR vs. Metalicidade

Brinchmann et al. (2008) baseado em trabalhos prévios, afirma que os modelos de formação de estrelas WR prevêem que o número destas estrelas incrementa quando a metalicidade incrementa, devido em parte à forte dependência da metalicidade com os ventos estelares (por exemplo, Meynet 1999); além disso, a partir dos seus resultados os autores afirmam que quando a metalicidade diminui, o número de estrelas WR diminui se comparado com o número de estrelas O: $N(WR)/N(O)$.

Meynet et al. (2008) a partir de modelos de evolução de estrelas de alta massa que apresentam perda de massa e rotação, realizaram uma análise da variação da taxa de SNe com a metalicidade (ver Figura 4 deste trabalho). Considerando todos os modelos para estrelas WNE ou WC/WO concluíram que a SNR aumenta com a metalicidade, devido a que em alta metalicidade a massa inicial mínima para estrelas na fase final de suas vidas, como as WNE ou WC/WO, é menor do que em baixas metalicidades, o que facilita a formação de um número maior deste tipo de estrelas em regiões de alta metalicidade.

Este comportamento do incremento das estrelas WR com o incremento da metalicidade, pode ser observado nas LBAs em que foram identificadas características Wolf-Rayet. Na Figura 6.25 apresentamos a comparação entre o número de estrelas WR em relação ao número de estrelas O, e a abundância obtida pelo método N2, isto porque para três destas galáxias não foi possível determinar a abundância pelo método direto. Os nossos resultados confirmam a hipótese anteriormente mencionada, já que podemos ver que a tendência é que quando a abundância aumenta o número de WR aumenta também.

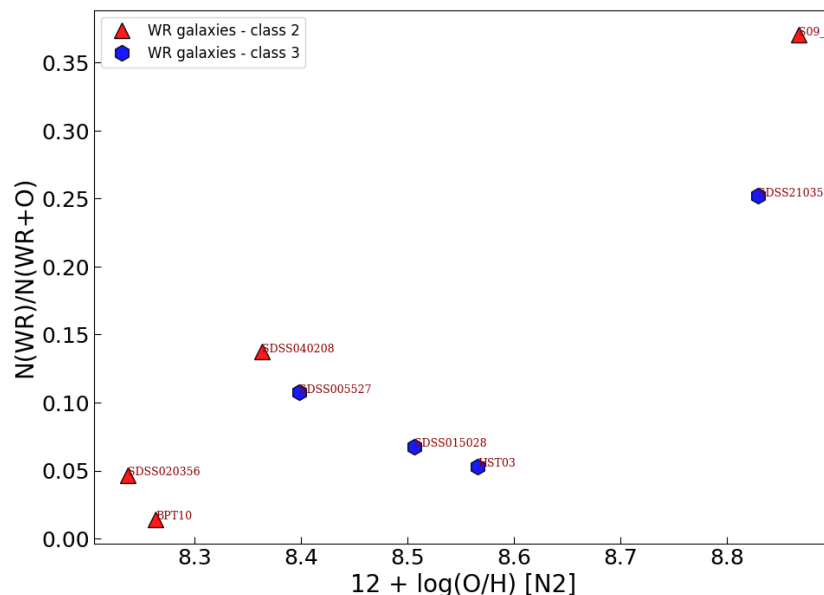


Figura 6.25.: Número de estrelas WR em relação às estrelas O: $N(WR) / N(WR + O)$, versus a metalicidade determinada pelo método N2, para as 8 LBAs nas que foram identificadas características Wolf-Rayet. Os triângulos vermelhos correspondem às estrelas WR da classe 2, e os hexágonos azuis correspondem às galáxias WR da classe 3.

7 Discussão geral

A partir dos espectros observados com o X-Shooter das 31 LBAs, e após o tratamento e processamento dos dados, passando pela extração dos espectros, a compensação da diferença de fluxo entre os três braços: UVB, VIS e NIR, a correção por absorção telúrica através do *software Molecfit*, a correção pela absorção do contínuo estelar baseada nos ajustes dos modelos SSPs, a correção pela extinção da Vía Láctea, assim como a correção pela extinção por poeira nos casos em que foi necessária; foram determinadas e analisadas propriedades físicas dos objetos, tais como:

- **Características de galáxias *starburst* e *post-starburst*:**

As galáxias estudadas são sistemas *starburst*, objetos que estão experimentando um forte período de formação estelar. Mas alguns dos espectros apresentam características de galáxias *post-starburst*. Este tipo de galáxias são dominadas por estrelas massivas ($M \geq 10M_{\odot}$), sendo estrelas do tipo O, B e A. A presença de estrelas massivas é de grande importância, já que devido a seus curtos tempos de vida, em seus últimos estágios de evolução possivelmente terminem como progenitoras de SNe, que por sua vez contribuem à geração de *outflows*. Além disso, a sua atividade estelar própria também gera ventos estelares, eventos que contribuem no enriquecimento do ISM e o IGM. Por outro lado, quando os *outflows* atingem grandes velocidades contribuem à perda de massa das galáxias, afetando assim as suas SFRs. Outro fator importante das galáxias *post-starburst* é que após o *starburst*, todos os processos consequentes, como a perda de massa da galáxia por conta das SNe e a queima do seu reservatório de gás, transformando-o em estrelas, vem uma fase de diminuição gradual da formação estelar até chegar ao *quenching*, tornando-as em galáxias *quiescent*, condição que as localiza no *green valley*. Desta maneira, seu estudo ajuda a entender a passagem das galáxias da sequência azul à sequência vermelha.

Foram identificadas 16 galáxias com características *post-starburst* (vide seção 2.7.2). Mas estas galáxias não chegaram ao estágio *quenching*, senão que a formação estelar delas começou de novo depois da fase *post-starburst*. Galáxias, como o objeto SDSS210358, por exemplo, são sistemas tanto *starburst* como *post-starburst*; galáxias que experimentaram dois surtos de formação estelar, o primeiro acontecendo há alguns Myr, identificado pela emissão da linha $H\alpha$, já que esta linha mede SFRs numa escala de tempo de $\sim 10 Myr$; e o segundo surto tendo lugar há algumas dezenas ou centenas de Myr, identificado pelo contínuo no UV e no IR, numa escala de tempo de

$\lesssim 100 \text{ Myr}$. Esta galáxia apresenta uma $\text{SFR}(\text{H}\alpha) \simeq 24 M_{\odot}/\text{yr}$ e $\text{SFR}(\text{H}\alpha + 22\mu\text{m}) \simeq 139 M_{\odot}/\text{yr}$.

- **Idades, metalicidades, tamanhos e massas:**

A partir dos ajustes de linhas por meio de perfis Gaussianos, foram determinados os fluxos das diferentes linhas identificadas nos espectros das LBAs. Algumas das linhas encontradas, principalmente $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$ e $\text{H}\gamma$, apresentaram fortes absorções atribuídas ao contínuo estelar, estas absorções sofridas pelas linhas foram corrigidas com base a ajustes de modelos SSPs, o que permitiu a determinação da absorção e a redeterminação dos fluxos; além de permitir a determinação das idades, massas estelares e metalicidades das galáxias.

Encontramos que as populações estelares têm idades desde 1 Myr até 10 Gyr. Mas, lembrando que a maioria dos parâmetros físicos determinados aqui correspondem à luz contida nas regiões de extração dos espectros observados com o X-Shooter, e que as idades e massas estelares determinadas através dos modelos SSPs correspondem aos resultados de ajustes realizados em uma região relativamente pequena dos espectros, entre 3500 Å e 6780 Å, foram consideradas as idades das populações estelares mencionadas anteriormente, mas para as massas estelares decidimos usar aquelas determinadas pelo levantamento do SDSS, com valores no intervalo $9.27 \leq \log(M_*) \leq 10.91 M_{\odot}$, com exceção da galáxia S01_2, que apresenta um valor muito baixo quando comparado com o resto da amostra, $\log(M_*) = 6.96 M_{\odot}$.

As LBAs são sistemas muito compactos, mas algumas delas são sistemas em fusão, com morfologias estendidas. Os seus tamanhos foram determinados através do *Petrosian Radius*, obtido pelo SDSS no filtro r ($R50_r$); obtendo-se um valor médio para as duas amostras de LBAs de $R50_r \sim 3.4$ kpc. Mas, cabe resaltar que para alguns dos sistemas em fusão a medida deste parâmetro para alguma das componentes pode ter sido superestimado, devido à contribuição da outra componente; como no caso do sistema S04, para o qual foi encontrado que o $R50$ da componente S04_2 não é confiável. Por outro lado, obtivemos massas dinâmicas determinadas a partir dos raios $R50$ nos cinco filtros do SDSS; mas considerando somente os resultados obtidos no filtro r , temos valores de $\log M_{\text{dyn}}(r)$ entre 9.25 e 11.00 M_{\odot} .

- **Extinção por poeira:**

A determinação de $E(B - V)_{\text{gás}}$ das LBAs foi baseado nas razões de linhas: $\text{Pa}\alpha/\text{H}\alpha$ e $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$; e foram considerados três cenários na análise dos valores obtidos, explicados na seção 4.4.1. No primeiro cenário as linhas de emissão sofrem absorções devido a uma camada de poeira homogênea posicionada na frente do gás ionizado; no segundo cenário a emissão atravessa poeira aglutinada que se encontra entre o gás e o observador, fazendo com que algumas linhas sofram fortes absorções, e aquelas originadas pela radiação que consegue passar por um caminho com um número menor de aglomerados de poeira sejam menos afetadas; já o terceiro cenário considera que o gás e a poeira se encontram misturados homogêneamente na região de emissão, o que faz que as camadas mais externas sejam menos afetadas pela extinção. Estes três cenários facilitam o entendimento do comportamento dos resultados do excesso de cor das LBAs, já que encontramos que as amostras não exibem uma tendência geral, mas apresentam um comportamento similar ao encontrado por Calzetti et al. 1996 para 13 regiões *starburst* centrais de galáxias em $z \leq 0.032$, que se encaixa aos cenários anteriormente mencionados. Na Figura 7.1 encontramos os resulta-

dos do parâmetro $E(B - V)_{gás}$ obtido a partir das razões $Pa\alpha/H\alpha$ e $H\alpha/H\beta$ para as LBAs (Figura 7.1a), e a partir das razões $Pa\beta/Bry$ e $H\alpha/H\beta$, para as regiões *starburst* estudadas por Calzetti et al. 1996 (Figura 7.1b). A comparação entre estes resultados pode ser feita se consideramos $E(B - V)_{Pa\alpha/H\alpha} \approx E(B - V)_{Pa\beta/Bry}$, já que a não foi possível usar a razão $Pa\beta/Bry$ devido a que a linha Bry só foi identificada em duas galáxias das nossas amostras.

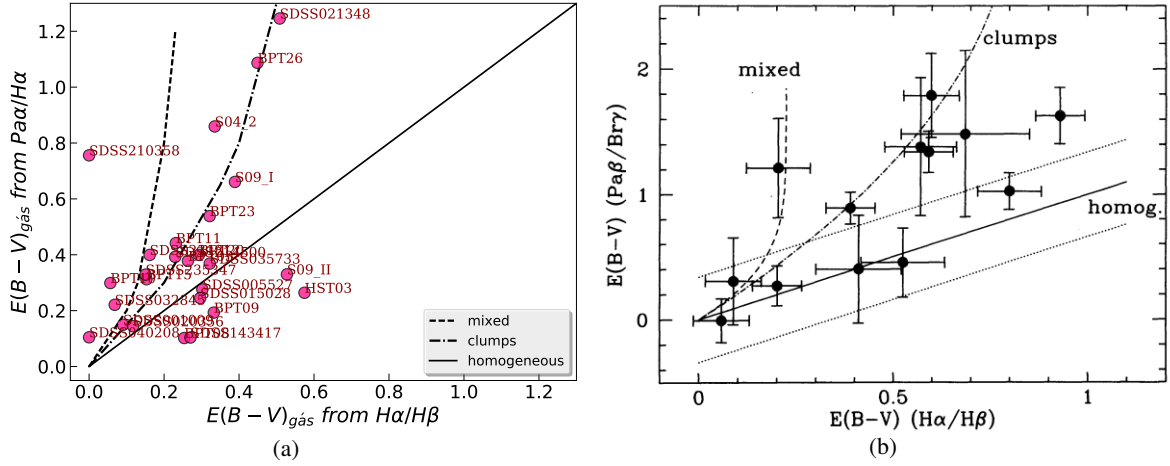


Figura 7.1.: Comparações entre: (a) valores de $E(B - V)_{gás}$ obtidos a partir das razões $Pa\alpha/H\alpha$ e $H\alpha/H\beta$, para as LBAs estudadas neste trabalho; e (b) $E(B - V)_{gás}$ obtidos a partir das razões $Pa\alpha/Bry$ e $H\alpha/H\beta$, determinados para regiões *starburst* centrais de 13 galáxias em $z \leq 0.032$, por Calzetti et al. 1996.

- **Taxa de formação estelar (SFR) e taxa de formação estelar específica (sSFR):**

A taxa de formação estelar foi determinada por meio de 4 estimativas: através das linhas de emissão $H\alpha$ e $Pa\alpha$, e do contínuo FUV e MIR ($H\alpha + 22\mu m$), vide seção 4.2. Na Tabela 7.1 encontramos os intervalos dos resultados obtidos para as diferentes SFRs, onde podemos observar que as galáxias das nossas amostras de LBAs possuem altas taxas de formação estelar, chegando a valores de até $\sim 139 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Também obtivemos a taxa de formação estelar por área, determinada em duas fases. Primeiro usando a determinação de $SFR(H\alpha)$ sem considerar a correção da linha pelo fluxo fora do *slit* do X-Shooter e da fibra do SDSS, e usando a área do *slit* ocupada por cada galáxia, calculada com base nas aberturas usadas na extração dos espectros e a largura do *slit* no VIS (9 arcsec). A segunda determinação foi feita usando o fluxo da linha corregida pelo fluxo fora do *slit*, e usando uma área total determinada com o raio $R50_r$. No caso 1 encontramos: $0.06 \leq SFR(H\alpha)_{uncorr}/area_{slit} \leq 2.61 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$, e no caso 2: $0.03 \leq SFR(H\alpha)_{corr}/area_{total} \leq 1.57 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$.

O fato de ter obtido valores maiores para a SFR por área sem correção pelo fluxo fora do *slit*, pode ser explicado se consideramos que o *slit* foi posicionado na região *starburst* das galáxias, e ao realizar a correção do fluxo é considerado que a formação estelar é homogênea na galáxia toda, o que não é verdade, pode acontecer que na região da galáxia que está fora do *slit* a taxa de formação estelar seja nula ($SFR = 0$), ou que esteja obscurecida ($SFR \gg 0$), pelo que a SFR corre o risco de ser superestimada.

Tabela 7.1.: Intervalos das taxas de formação estelar obtidas pelas diferentes estimativas

SFR(H α) _{inicial} (M $_{\odot}$ /yr)	SFR(H α) _{corregida} (M $_{\odot}$ /yr)	SFR(Pa α) _{inicial} (M $_{\odot}$ /yr)	SFR(Pa α) _{corregida} (M $_{\odot}$ /yr)	SFR(H α + 22 μ m) _{inicial} (M $_{\odot}$ /yr)	SFR(H α + 22 μ m) _{corregida} (M $_{\odot}$ /yr)	SFR(FUV) (M $_{\odot}$ /yr)
0.13 - 20.87	0.31 - 44.33	0.45 - 25.96	2.23 - 119.22	0.13 - 119.68	0.23 - 138.70	0.08 - 48.70

Observações:

As estimativas iniciais das SFRs não incluem a correção das linhas pelo fluxo fora do *slit* do X-Shooter e da fibra do SDSS (vide seção 4.2).

Enquanto à taxa de formação estelar específica: $sSFR = SFR/M_*$, foi determinada usando a massa estelar obtida do levantamento do SDSS e a $SFR(H\alpha)$, com $H\alpha$ corregida pela absorção do contínuo estelar e por poeira, assim como pelo fluxo fora do *slit*. E obtivemos os seguintes valores: $-7.47 \leq \log(sSFR) \leq -10.88 \text{ yr}^{-1}$.

Encontramos que as LBAs com altas massas estelares (M_*), têm baixas $sSFR$ (Figura 7.2a); resultados semelhantes aos encontrados por Kaasinen et al. (2018), para sua amostra de galáxias *star-forming* em baixo *redshift* ($z < 0.3$), que apresentam baixas $sSFR$ para altos valores de M_* ao serem comparados com galáxias em $z \geq 1.5$, indicando uma baixa fração de estrelas jovens a velhas, ou baixa densidade da taxa de formação estelar.

Kaasinen et al. (2018) também encontraram que o parâmetro de ionização tem uma forte variação com a $sSFR$, e uma dependencia fraca com a massa estelar (M_*); encontrando para valores altos do parâmetro de ionização baixos valores de M_* . Comportamentos que também são observados na nossa amostra de LBAs, Figura 7.2b e 7.2c, respectivamente.

- **Densidade Electrônica:**

A densidade electrónica pode ser estimada usando dois dupletos presentes no óptico (*rest-frame*): [OII]3726,3729 e [SII]6716,6731. Nós determinamos n_e usando dois métodos, o primeiro proposto por Proxauf et al. (2014) com o dupletto de SII, e o segundo proposto por Sanders et al. (2016), baseado em ambos dupletos (OII, SII). Para o uso deste último método, determinamos a média de R: [SII]6717/[SII]6731 = 1.22 e [OII]3729/[OII]3726 = 1.23, correspondendo a $n_e(\text{SII}) = 183 \text{ cm}^{-3}$ e $n_e(\text{OII}) = 171 \text{ cm}^{-3}$, respectivamente. Sanders et al. (2016), encontraram para galáxias em $z \sim 2.3$ uma média das razões: [SII]6717/[SII]6731 = 1.13 e [OII]3729/[OII]3726 = 1.18, correspondendo a $n_e(\text{SII}) = 290 \text{ cm}^{-3}$ e $n_e(\text{OII}) = 225 \text{ cm}^{-3}$, respectivamente. A densidade electrónica típica que derivamos para as LBAs é $n_e(\text{SII}) = 245 \text{ cm}^{-3}$, que é similar àquela densidade para galáxias em alto *redshift* inferida por Steidel et al. 2014, para galáxias em $z \sim 2.3$, com [OII]3729/[OII]3726 = 1.16 e $n_e(\text{OII}) = 243 \text{ cm}^{-3}$.

Mas, na determinação das abundâncias químicas escolhemos a estimativa de n_e através do dupletto de SII e o método de Proxauf et al. (2014), devido a que é muito mais fácil separar as linhas do dupletto de [SII] do que as linhas do dupletto de [OII]; e obtivemos um valor médio de $n_e = 215 \text{ cm}^{-3}$.

- **Abundâncias químicas:**

Existem vários métodos de determinação de abundâncias, mas o mais exato é o “método direto”, usado principalmente em baixo *redshift*, isto devido a que este método é dependente da determinação da densidade electrónica (n_e) e da temperatura electrónica (T_e), sendo que esta última que pode ser determinada a partir de [OIII], precisa da detecção da linha de emissão fraca [OIII]4363, que geralmente não é detetada em espectros de galáxias em alto *redshift*. Esta é a razão pela que

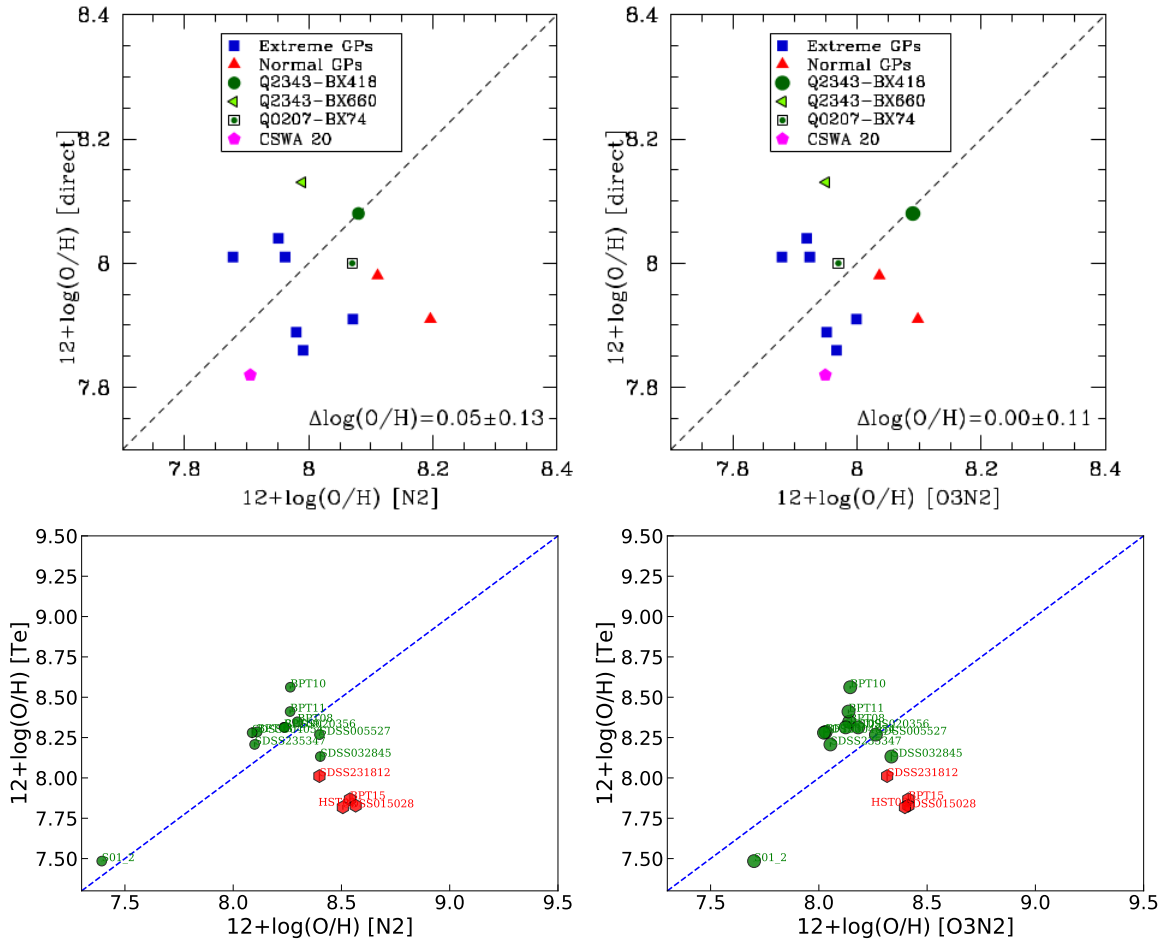


Figura 7.3.: Comparação entre as abundâncias determinadas pelo método direto e as abundâncias determinadas pelos métodos de linhas fortes: N2 e O3N2, para as galáxias em alto *redshift* ($z \sim 2$) de Steidel et al. (2014) (painéis superiores), e para as amostras de LBAs em $z \lesssim 0.3$ estudadas neste trabalho (painéis inferiores, idem Figura 5.7).

obtidas pelos métodos de linhas fortes: N2 e O3N2 (Figura 5.7), ambos com valores das abundâncias no intervalo $\sim 8.0 - 8.9$, e com valores para S01_2 de ~ 7.4 e 7.7 , respectivamente. Dessa comparação vemos que existe uma dispersão entre esses métodos de linhas fortes e o método direto, parece que os métodos N2 e O3N2 superestimam as abundâncias, o que pode ser atribuído àqueles objetos que possuem um alto valor médio de N/O, fazendo com que N2 aumente e O3N2 diminua artificialmente, gerando um aumento de O/H. Mas, para os demais objetos estes métodos de linhas fortes, em geral, correlacionam bem com o método direto.

É bem sabido que existe uma importante correlação entre o Nitrogênio e o Oxigênio. A dupla natureza da produção do Nitrogênio (ver a explicação na introdução do Capítulo 5), se reflete no comportamento da razão N/O em função de O/H para regiões HII locais, onde N/O permanece constante para baixos valores da abundância O/H ($\lesssim 8.5$), mas aumenta rapidamente com o aumento da abundância de Oxigênio em valores altos de O/H (Figura 5.20). Mas, a relação precisa entre estas duas razões ainda é tema de discussão, pois medidas confiáveis são derivadas da temperatura eletrônica. Nós apresentamos duas explicações para o excesso de N/O, a primeira é a presença de estrelas WR, as quais contribuem no enriquecimento do ISM e incrementam a abundância de N em uma escala de tempo curta, menor que a escala de tempo do enriquecimento por

SNe; a segunda explicação é baseada na acreção de gás de baixa metalicidade, o que faz com que N/O apareça falsamente alto para o O/H resultante.

Surgiu um possível problema na determinação das abundâncias pelo método direto na nossa amostra de LBAs, pois foi encontrada evidência de poluição da linha [OIII]4363 devido à linha [FeII]4360 nos espectros das galáxias: BPT15, HST03, SDSS015028 e SDSS231812 (hexágonos vermelhos nos painéis inferiores da Figura 7.3). E sendo que essa linha de OIII é crucial para a aplicação do método direto, é necessário tomar cuidado ao usar esta linha com este diagnóstico, principalmente para metalicidades altas ($12 + \log(\text{O}/\text{H}) \gtrsim 8.3$).

Também encontramos ao analisar a razão de [OIII]/[OII], que os valores são altos. Segundo Nakajima & Ouchi (2014), existem cinco parâmetros físicos nebulares que modificam esta razão: a forma espectral da fonte ionizante, a temperatura do gás, a metalicidade, o parâmetro de ionização, e a densidade do gás. Se a fonte ionizante tem a contribuição de um AGN, as linhas de alta ionização são muito mais fortes que as linhas de baixa ionização. Mas as nossas amostras de LBAs não possuem uma contribuição significativa da contaminação de um AGN, pelo que as diferenças na fonte ionizante não altera significativamente a razão [OIII]/[OII]. Por outro lado, a temperatura do gás muda a emissividade de [OIII] e [OII], e essa temperatura é determinada pela metalicidade. Assim, a metalicidade, o parâmetro de ionização e a densidade do gás, são considerados como parâmetros chave que mudam a razão [OIII]/[OII]. Como explicado na seção 5.4.4, as LBAs apresentam um incremento do índice O32 com o parâmetro de ionização, e uma diminuição com a metalicidade. E por sua vez, o parâmetro de ionização também diminui com o aumento da metalicidade. Comportamento similar ao observado por Nakajima & Ouchi (2014) para sua amostra de LBGs.

Outro importante ponto estudado neste trabalho é a ocorrência de *offsets* nos diagramas BPT-NII, comportamento observado tanto nas LBAs como nas LBGs (Figuras 2.2 e 5.18). Este tópico tem sido estudado há algum tempo por vários autores, Overzier et al. (2009), por exemplo, encontraram que o *offset* é gerado em ambas razões: [NII]6584/H α e [OIII]5007/H β . Nesta tese, nós encontramos as razões físicas que explicam esses *offsets*.

Entender a natureza destes *offsets* é importante no sentido de que as abundâncias do gás dependem da interpretação das razões de linhas de emissão envolvidas. Especialmente em alto *redshift*, vários autores descobriram que os *offsets* são maiores e não podem ser explicados só pelo aumento do parâmetro de ionização e densidades, e mostraram que frequentemente existe um aumento na razão N/O e/ou do parâmetro de ionização, isso quando comparadas com galáxias locais na mesma abundância de Oxigênio. Mas, esse mesmo comportamento é observado em algumas populações de galáxias em baixo *redshift* (Kewley et al., 2001; Brinchmann et al., 2008), como é o caso das LBAs (Hoopes et al., 2007; Overzier et al., 2008, 2009). Por outro lado, em alto *redshift*, para poder explicar completamente os *offsets*, surge a necessidade de um espectro de ionização mais duro. Todas estas hipóteses na explicação dos *offsets* no diagrama BPT para galáxias em alto *redshift*, também nos permite concluir que a sua origem para populações de galáxias em baixo *redshift*, como as LBAs, é a mesma: deslocamentos nas razões envolvidas ([NII]6584/H α e [OIII]5007/H β), aumento do parâmetro de ionização (q) e densidades, aumento na razão N/O.

- **Estrelas Wolf-Rayet (WR):**

A presença de estrelas WR nas galáxias é importante no sentido delas ser progênitoras de SNe, responsáveis pela geração de ventos e *outflows*, o que implica uma contribuição ao enriquecimento do ISM e o IGM, assim como à perda de massa das galáxias. Além disso, as WRs ao possuir tempos de vida curtos são consideradas fortes traçadores de atividade de formação estelar recente nas galáxias, estas estrelas começam a aparecer $\sim 2 \times 10^6 \text{yr}$ depois de um surto de formação estelar, e desaparecem entre os seguintes $5 \times 10^6 \text{yr}$.

Nós identificamos as galáxias que possuem estrelas WR através do ajuste das suas características, tanto no *blue bump* como no *red bump* (vide seção 6.5), determinando também o excesso de fluxo nestas regiões. Finalmente, identificamos 8 LBAs como sendo galáxias Wolf-Rayet, entre classe 2 e 3, para as quais foi possível determinar o número de estrelas WR, por meio de dois métodos. O primeiro método consiste em determinar o número de WR em relação às estrelas O: $N(\text{WR})/N(\text{WR}+\text{O})$ (Brinchmann et al. 2008), e obtivemos valores desta razão entre 0.14 e 0.371. O segundo método consiste na determinação do número total de estrelas WR, através da identificação dos diferentes tipos de estrelas WR presentes nas galáxias: $N_{\text{WR}} = N_{\text{WCE}} + N_{\text{WCL}} + N_{\text{WNL}}$ (Fernandes et al. 2004). Porém, nossa amostra de galáxias WR possui boas medidas das características WR no *blue bump*, mas aquelas localizadas no *red bump* não foram confiáveis, já que foram fracas; por tanto, só usamos a linha larga [HeII]4686 que aparece com uma contribuição forte ao *blue bump*, e que permite determinar o número de estrelas Wolf-Rayet do tipo tardio (WNL, *late*). Dessa maneira, para as LBAs foram identificadas WNL, as quais possuem uma quantidade significativa de Hidrogênio na suas superfícies, obtendo-se valores de até $\sim 2 \times 10^4$ WNL na galáxia SDSS210358. E encontramos que a abundância de estrelas WR é dependente da abundância de Oxigênio da galáxia, assim como da intensidade da formação estelar; reafirmando as previsões dos modelos de formação de estrelas WR (Brinchmann et al. 2008), que prevêem que o número destas estrelas incrementa com a metalicidade, galáxias com metalicidades altas tendem a ter maior número de estrelas WR; por outro lado, quando a metalicidade diminui, o número de estrelas WR também diminui em comparação com o número de estrelas O.

- **Outflows por SNe:**

Similar ao procedimento de Rubin et al. (2011) na análise dos *outflows* para uma galáxia *starburst* em $z = 0.69$, nós implementamos um processo de identificação das galáxias que estão experimentando a ocorrência de *outflows*, e de determinação das velocidades médias e extremas, por meio da absorção dos lados azuis (*blueshifted*) do duplete de [MgII]2796,2803. Esta absorção exibe um perfil P-Cygni, o qual possui tanto uma absorção como uma emissão, indicando que existe um envelope gasoso que está se expandindo longe da estrela, e que permite determinar também a coluna de densidade do duplete. Foram identificadas 18 galáxias da amostra de LBAs (Figuras 6.5, 6.6 e 6.7).

Segundo Weiner et al. (2009) no seu estudo sobre *outflows* em galáxias *star-forming* em $z = 1.4$, os ventos galácticos são os primeiros suspeitos do enriquecimento do IGM. A detecção de metais no IGM e gás intra-aglomerados revelam que parte deste gás provêm das galáxias. E os detalhes deste processo são difíceis de modelar, e é necessário considerar diferentes causas do escape de gás e metais em função da massa das galáxias. Alguns autores favorecem o escape do gás a partir

de poços de potencial de pequenas galáxias e halos escuros (Larson, 1974; Dekel & Silk, 1986), e outros sugerem que a dinâmica do ISM e a acreção de gás frio dentro do vento, são mais importantes que a profundidade do potencial (De Young & Heckman, 1994; Strickland & Stevens, 2000). Nós estudamos a ocorrência de *outflows* nas LBAs, a fim de comparar as velocidades médias e extremas experimentadas pelas galáxias, e tentar explicar assim a perda de massa das mesmas, e a contribuição no enriquecimento do ISM e o IGM, e como as suas SFR são afetadas com a perda de massa. Assim, como as responsáveis pela geração destes *outflows*, sendo as SNe as principais fontes destes eventos; também as estrelas massivas, como as WR, cujos ventos estelares jogam metais no ISM, além de ser progênitoras das SNe.

Os seguintes são os principais resultados:

- Velocidades médias: $91 \lesssim M_{med} \lesssim 333 \text{ km s}^{-1}$ (vide Tabela 6.3);
- Velocidades extremas: $322 \lesssim M_{ext} \lesssim 834 \text{ km s}^{-1}$ (vide Tabela 6.3);
- Valores médios para as colunas de densidade das duas linhas do dubleto: $\log(N)_{2796} = 14.6 \text{ cm}^{-2}$ e $\log(N)_{2803} = 14.9 \text{ cm}^{-2}$ (vide Tabela 6.5);
- Taxas de perda de massa pelos *outflows*: $10.38 \leq M_{perda} \leq 101.30 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (vide Tabela 6.6);
- A taxa de supernovas (SNR) foi determinada através da linha [FeII]1.2567 μm , e os valores obtidos foram de até 0.68 yr^{-1} .

Podemos observar que as LBAs que apresentam evidência da ocorrência de *outflow* chegam a atingir valores altos das velocidades, com altas taxas de perda de massa, consideradas responsáveis pela contribuição no enriquecimento em metais do ISM e do IGM. Além disso, a presença de estrelas WR (vide seção 6.5.1), confirma a hipótese de que as SNe são as principais responsáveis da geração destes *outflows*. Como caso mais representativo da nossa amostra de LBAs com evidência de *outflows*, temos a galáxia SDSS210358, a qual possui os valores mais altos da velocidade extrema (833.65 km s^{-1}) e da perda de massa ($101.30 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), assim como o maior número de estrelas WNL ($\sim 2 \times 10^4$). É interessante notar que a taxa de perda de massa é muito semelhante à da SFR, implicando que, para sustentar esta SFR, a galáxia deve estar constantemente recebendo gás novo. No entanto, é mais provável que o *starburst* nesta galáxia termine assim que tenha esgotado o suprimento atual de gás, que presumivelmente se originou de uma fusão. Espera-se que isto seja diferente se comparado a alto *redshift*, onde as galáxias podem sustentar altas SFRs e altas taxas de *outflows* por períodos muito longos, devido à contínua acreção de gás do IGM.

8 Conclusões

Nós apresentamos os resultados do estudo das propriedades físicas de uma amostra de LBAs, baseados na análise de espectros de 31 galáxias, obtidos com o espectrógrafo X-Shooter instalado no VLT. As amostras de galáxias foram selecionadas para ser boas análogas locais das LBGs em alto *redshift*. Este estudo é o primeiro estudo espectroscópico detalhado realizado sobre este tipo de galáxias. Em comparação com os espectros do SDSS que estavam disponíveis anteriormente, os espectros do X-Shooter oferecem: (1) maior S/N, que é importante para detectar as linhas mais fracas sensíveis à temperatura como [OIII]4363, [NII]5755 e [OII]7320,7330; (2) alta resolução espectral, que é importante para a medição de dupletos de linha e características de *outflows* no duplete de [MgII]2796,2803; e (3) cobertura espectral no NIR, que é importante para a detecção de linhas das séries Paschen e Bracket, e do indicador da taxa de supernovas [FeII]1.25,1.64. Este estudo abriu assim, um grande número de grandezas físicas que não podiam ser determinadas previamente para as LBAs. Os nossos principais resultados são resumidos a seguir:

- Das 31 LBAs observadas encontramos que duas são AGNs (SDSS001054 e SDSS005439) e foram removidas da amostra. Por outro lado, para a galáxia S09, sendo um sistema em fusão, no processo de extração do espectro foi possível realizar a extração para as duas componentes (S09_I e S09_II) separadamente. Assim, nas análises contamos com um total de 30 LBAs.
- A partir dos ajustes dos modelos SSPs aos espectros, foi possível corrigir pela absorção do contínuo estelar as linhas envolvidas na determinação de abundâncias, principalmente H β e H α , que por sua vez, ao ter seus fluxos corrigidos permitiram realizar a correção por poeira das demais linhas, através do decremento Balmer e seguindo as prescrições de [Cardelli et al. \(1989\)](#). Também foram determinadas as idades das populações estelares, com valores entre 1 Myr e 10 Gyr. Já as massas estelares foram adotadas do levantamento do SDSS, com valores no intervalo $9.27 \leq \log(M_*) \leq 10.91 M_\odot$, sendo que a galáxia S01_2 apresentou um valor muito baixo de $\log(M_*) = 6.96 M_\odot$.
- Os tamanhos das LBAs foram determinados com o $R50_r$, obtendo-se um valor médio de ~ 3.4 kpc. E foram determinadas as massas dinâmicas nos cinco filtros do SDSS (g, r, i, z), mas foram considerados só os valores obtidos no filtro r: $9.25 \leq M_{dyn}(r) \leq 11.00 M_\odot$.

- As SFRs foram determinadas através de 4 indicadores (com as linhas $H\alpha$ e $P\alpha$ corrigidas pelo fluxo fora do *slit* e da fibra), com os seguintes resultados: $0.31 \leq SFR(H\alpha) \leq 44.33$, $2.23 \leq SFR(P\alpha) \leq 119.22$, $0.23 \leq SFR(H\alpha + 22\mu m) \leq 138.70$, e $0.1 \lesssim SFR(FUV) \leq 48.70 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Mostrando que estes objetos possuem altas taxas de formação estelar, semelhantes às LBGs de [Steidel et al. \(2014\)](#). Assim, podemos concluir que a maioria destas galáxias, sendo *starbursts*, possuem altas SFR; mas, aquelas LBAs que apresentaram características *post-starburst* (vide seção 2.7.2) realmente têm SFR menores, devido a queda do processo de formação de estrelas.
- Ao igual que [Kaasinen et al. \(2018\)](#), encontramos que as LBAs que possuem altas M_{*} têm baixas sSFR, e o parâmetro de ionização tem uma forte variação com a sSFR, e uma dependência fraca com M_{*} .
- Ao comparar as LBAs com galáxias locais, nossas amostras apresentam diferentes condições dos seus ISMs, assim como uma alta razão de $[OIII]/[OII]$, e baixa metalicidade em uma massa estelar fixa; o que é consistente com muitos estudos prévios ([Steidel et al., 2014](#); [Onodera et al., 2016](#)).
- Foram estimadas as densidades eletrônicas e medimos o fluxo da linha de emissão $[OIII]4363$ sensível à temperatura, o que nos permitiu estimar a abundância de Oxigênio pelo método direto para cerca de dois terços da nossa amostra total de LBAs. As abundâncias de Oxigênio por este método encontram-se no intervalo $12 + \log(O/H) \approx 8.0 - 8.6$, confirmando pelos resultados prévios baseados em métodos de linhas fortes (Figuras 5.12 e 5.13), que as LBAs se encontram, em média, deslocadas em relação com a MZR local (Figura 5.14).
- Ao comparar as abundâncias estimadas pelo método direto com aquelas obtidas pelos métodos $N2$ e $O3N2$, encontramos concordância geral dentro de uma dispersão de 0.1 a 0.2 dex. Vários objetos têm abundâncias pelos métodos de linhas fortes que são até 0.5 dex mais altas do que as abundâncias pelo método direto, o que nós indicamos como um excesso de N/O que faz aumentar $N2$ e diminuir $O3N2$ (Figuras 5.7a, b), respectivamente, de uma forma que não é evidente a partir de uma comparação entre $O3N2$ e $N2$ (Figura 5.6).
- Determinamos o parâmetro de ionização baseado no índice $O32$ e na abundância de Oxigênio, descobrindo que as LBAs possuem parâmetros de ionização que são tipicamente altos, até 0.5 dex maiores do que aqueles das galáxias *star-forming* no mesmo O/H.
- Foram analisadas razões de linhas fortes sensíveis à abundância de Nitrogênio ($N2O2$, $N2S2$ e $N2$) e comparadas com a razão N/O determinada pelo método direto sensível à temperatura (Figura 5.19). As LBAs tendem a seguir as mesmas relações entre estes parâmetros tanto para as típicas galáxias *star-forming* em $z \sim 2$, como para as regiões HII locais ([Strom et al., 2018](#)).
- Em média, as LBAs estão sobre ou perto da relação entre N/O e a massa estelar encontrada para as típicas galáxias *star-forming* (Figura 5.20, painel esquerdo), e acima do valor típico de N/O esperado para galáxias em um O/H fixo (Figura 5.20, painel direito).
- Mostramos que os *offsets* observados para as LBAs no diagrama BPT estão relacionados aos excessos no parâmetro de ionização (q) e/ou na razão N/O (Figura 5.18).

- Os parâmetros de ionização relativamente altos, as abundâncias de Oxigênio relativamente baixas, o excesso em N/O e os *offsets* no diagrama BPT, são de uma ordem de magnitude semelhante àqueles observados por outros autores para galáxias *star-forming* em $z \sim 2 - 3$, bem como em análogas locais estudadas previamente (Brown et al., 2014; Sanders et al., 2016; Steidel et al., 2014, 2016; Strom et al., 2017, 2018; Kojima et al., 2017; Bian et al., 2018).
- Procuramos por uma explicação da origem do excesso de N/O, considerando os dois principais cenários propostos na literatura. Concluimos que as características WR observadas nos espectros de algumas LBAs só podem explicar parte do aumento no Nitrogênio (Figuras 6.11 - 6.18). O excesso restante de N/O pode ser relacionado ao recente *inflow* de gás relativamente pobre em metais, diminuindo a razão H/O, mas melhorando N/O. Essa explicação também permite explicar o por que as fontes com maiores excessos de N/O têm parâmetros de ionização relativamente baixos para seus O/H, e relativamente baixo O/H para suas massas estelares.
- Podemos concluir que a origem dos *offsets* no diagrama BPT em ambos casos, galáxias *star-forming* em baixo (LBAs) e alto (LBGs) *redshift*, são as mesmas: um aumento em ambas razões de abundâncias: [NII]6584/H α e [OIII]5007/H β , aumento no parâmetro de ionização e na abundância de N/O, este último, em parte pela contribuição de estrelas WR, e principalmente pelo *infall* de gás pobre em metais, assim como por espectros de ionização mais duros.
- A presença de estrelas Wolf-Rayet nas LBAs, permite deduzir que estes objetos, 8 no total, têm experimentado surtos de formação estelar recentes, e confirmar a dependência do número de estrelas WR com a metalicidade, onde o número destas estrelas incrementa ao incrementar a metalicidade.
- Foram usadas duas determinações do número de estrelas WR, o primeiro em relação às estrelas O (Brinchmann et al., 2008), com valores: $0.14 \leq N(\text{WR})/N(\text{WR}+\text{O}) \leq 0.371$; e o segundo método permitiu a determinação de WR do tipo tardio, atingindo valores de até $\approx 2 \times 10^4$ WNL na galáxia SDSS210358.
- A partir da absorção do duplete [MgII]2796,2803, identificamos a ocorrência de *outflows* em 18 LBAs. Encontramos velocidades médias de: $91 \lesssim M_{med} \lesssim 333 \text{ km s}^{-1}$, e velocidades extremas com valores no intervalo: $322 \lesssim M_{ext} \lesssim 834 \text{ km s}^{-1}$. Valores médios para as colunas de densidade das duas linhas do duplete: $\log(N)_{2796} = 14.6 \text{ cm}^{-2}$ e $\log(N)_{2803} = 14.9 \text{ cm}^{-2}$. E taxas de perda de massa pelos *outflows*: $10.38 \leq M_{perda} \leq 101.30 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, de ordem de magnitude semelhante à taxa de formação estelar.
- A presença de estrelas WR, a ocorrência de *outflows* e a perda de massa das galáxias, estão estreitamente relacionadas; já que as WR sendo estrelas muito massivas geram ventos estelares que contribuem no enriquecimento do ISM, também são progenitoras de SNe, gerando *outflows* que podem atingir altas velocidades e contribuir na perda de massa da galáxias, dessa maneira também contribuem no enriquecimento do IGM. Um excelente exemplo na nossa amostra de LBAs, é a galáxia SDSS210358, que possui a maior velocidade extrema (833.65 km s^{-1}) e perda de massa ($101.30 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), assim como o maior número de estrelas WNL ($\sim 2 \times 10^4$).

Embora os espectros fornecidos pelo X-Shooter permitiram estudar pela primeira vez em detalhe e com maior precisão as diferentes propriedades das amostras de LBAs, listadas acima, a análise realizada neste

trabalho também destaca algumas das dificuldades de se determinar parâmetros fundamentais como parâmetros de ionização, O/H e N/O, mesmo em galáxias relativamente próximas, observadas com um telescópio de 8 m. Isso ilustra alguns dos desafios que enfrentamos ao determinar esses parâmetros e, mais importante, os processos físicos que os causaram em *redshifts* muito maiores em galáxias similares. Portanto, este trabalho servirá como um guia valioso para interpretar observações futuras com o Telescópio Espacial James Webb (JWST, *James Webb Space Telescope*) e o Telescópio Gigante de Magalhães (GMT, *Giant Magellan Telescope*).

Mas, apesar das dificuldades mencionadas antes, encontramos que o estudo das análogas locais das LBGs realmente nos aproxima mais ao entendimento dos processos físicos que acontecem nestas galáxias distantes, fornecendo assim bons laboratórios locais. A partir dos resultados obtidos, foi possível comprovar que estas galáxias são objetos compactos, e em muitos casos são sistemas em fusão (*mergers*), possuem baixas metalicidades, altas taxas de formação estelar (SFR), apresentam a ocorrência de *outflows* gerados por SNe, o que afeta as suas massas, com taxas de perda de massa de até $\sim 101 M_* \text{ yr}^{-1}$ no caso mais extremo, o que por sua vez, contribui no enriquecimento do ISM e o IGM, sendo que os ventos gerados pelas estrelas WR também são responsáveis por parte deste enriquecimento. E o ponto mais importante, é a determinação das abundâncias pelos diferentes métodos: direto e de linhas fortes, mostrando mais uma vez que os métodos de linhas fortes continuam a ser uma ferramenta muito útil e importante para populações de galáxias em alto *redshift*, e ao comparar os resultados das LBGs com suas análogas LBAs, observamos comportamentos semelhantes nas suas abundâncias, principalmente nos *offsets* que ambas populações sofrem no diagrama BPT-NII. Com base neste trabalho, é razoável supor que a nossa solução para o problema dos *offsets* no diagrama BPT derivada para as LBAs também se aplique às LBGs.

No entanto, apesar de seu alto grau de similaridade, devemos ter um pouco de cautela ao comparar as amostras de LBAs em baixo *redshift* e as LBGs em alto *redshift*. A partir das propriedades estudadas das LBAs, especificamente as suas altas SFRs, juntamente com as grandes taxas de perda de massa observadas, podemos concluir que as LBAs possuem um bom reservatório de gás. Levando em consideração os dois modos principais de acreção de gás (ver seção 1.3.1), o “*cold mode*” e o “*hot mode*”, podemos inferir que a formação estelar nas LBAs é favorecida pelo modo de acreção “*cold*”. Este modo pode assumir formas muito diferentes dependendo do *redshift* e do ambiente do objeto. A acreção *cold* em alto *redshift* é dada principalmente por nuvens de gás em filamentos (ou pequenas galáxias gasosas que se movem ao longo destes filamentos), enquanto que grandes fusões entre galáxias ricas em gás também ocorrem com uma frequência menor. Acredita-se atualmente que as LBGs em alto *redshift* são alimentadas por essas correntes contínuas de gás por longos períodos de tempo.

Isso pode fornecer um contraste importante na situação típica de acreção de gás frio em baixo *redshift*. Os filamentos ricos em gás que são típicos em alto *redshift* provavelmente não permanecem em baixo *redshift*. Em vez disso, a única maneira de levar gás às galáxias é através de interações e fusões entre objetos relativamente ricos em gás. Nossas observações mostram que, de fato, esse pode ser o caso das LBAs também. Isso poderia, portanto, potencialmente limitar a extensão em que a “analogia” entre LBGs e LBAs se aplica. Por outro lado, o mecanismo exato de acreção pode não ser tão importante. Enquanto um grande suprimento de gás pobre em metais for estabelecido, a resultante formação rápida de estrelas, o enriquecimento em metais, a atividade de supernovas e os *outflows* podem ser semelhantes

tanto nas LBAs como nas LBGs, pelo menos enquanto durar o suprimento de gás. No entanto, isso ainda precisará ser testado, aprendendo mais sobre os ambientes e os mecanismos de acreção em ambas populações de galáxias, LBAs e LBGs, sobre o qual ainda pouco é conhecido.

A Ajustes de linhas de emissão

Figura A.1.: Ajustes para as linhas: [NII]6549, H α , [NII]6583

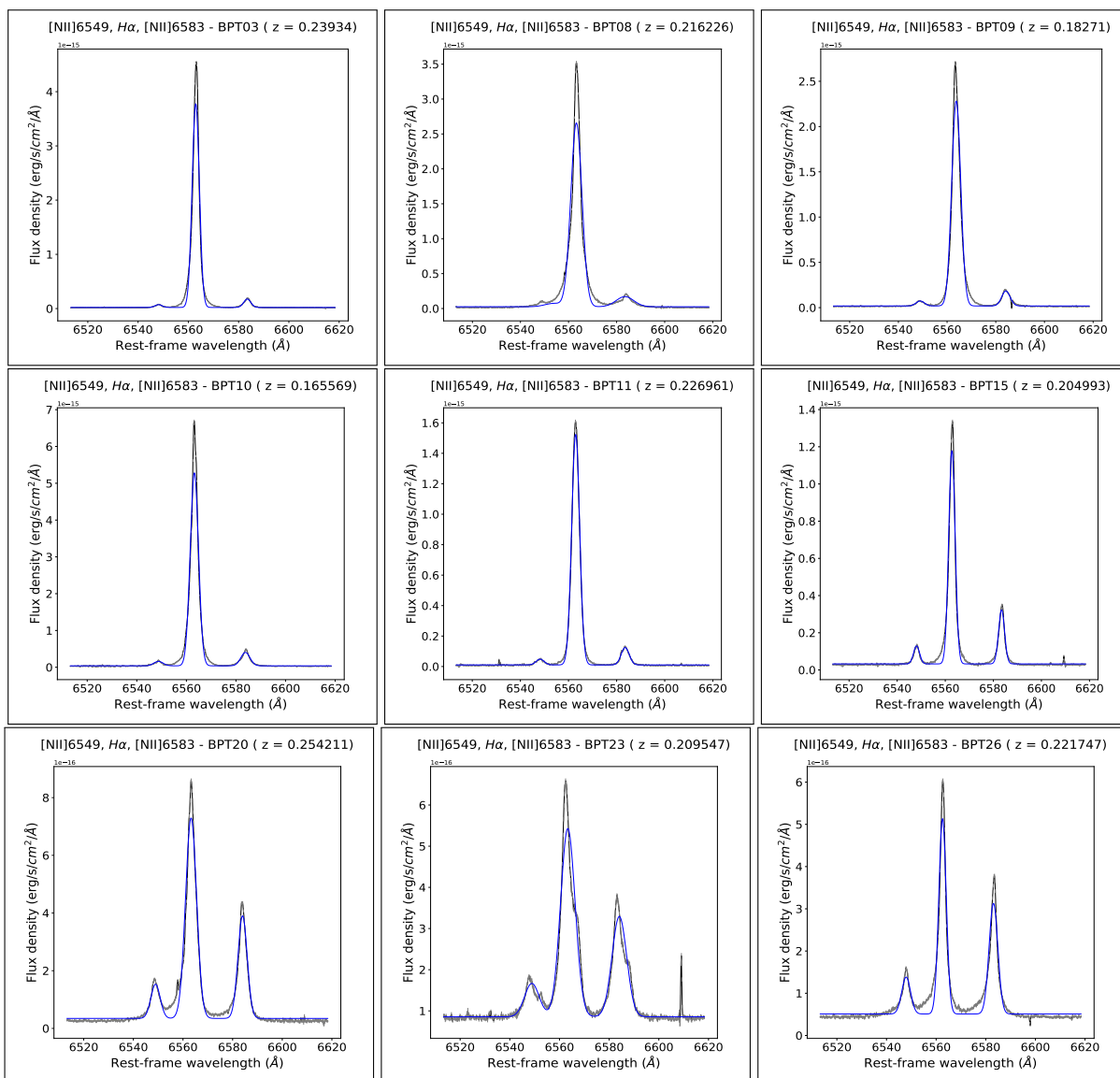


Figura A.2.: Ajustes para as linhas: [NII]6549, $H\alpha$, [NII]6583 - Continuação

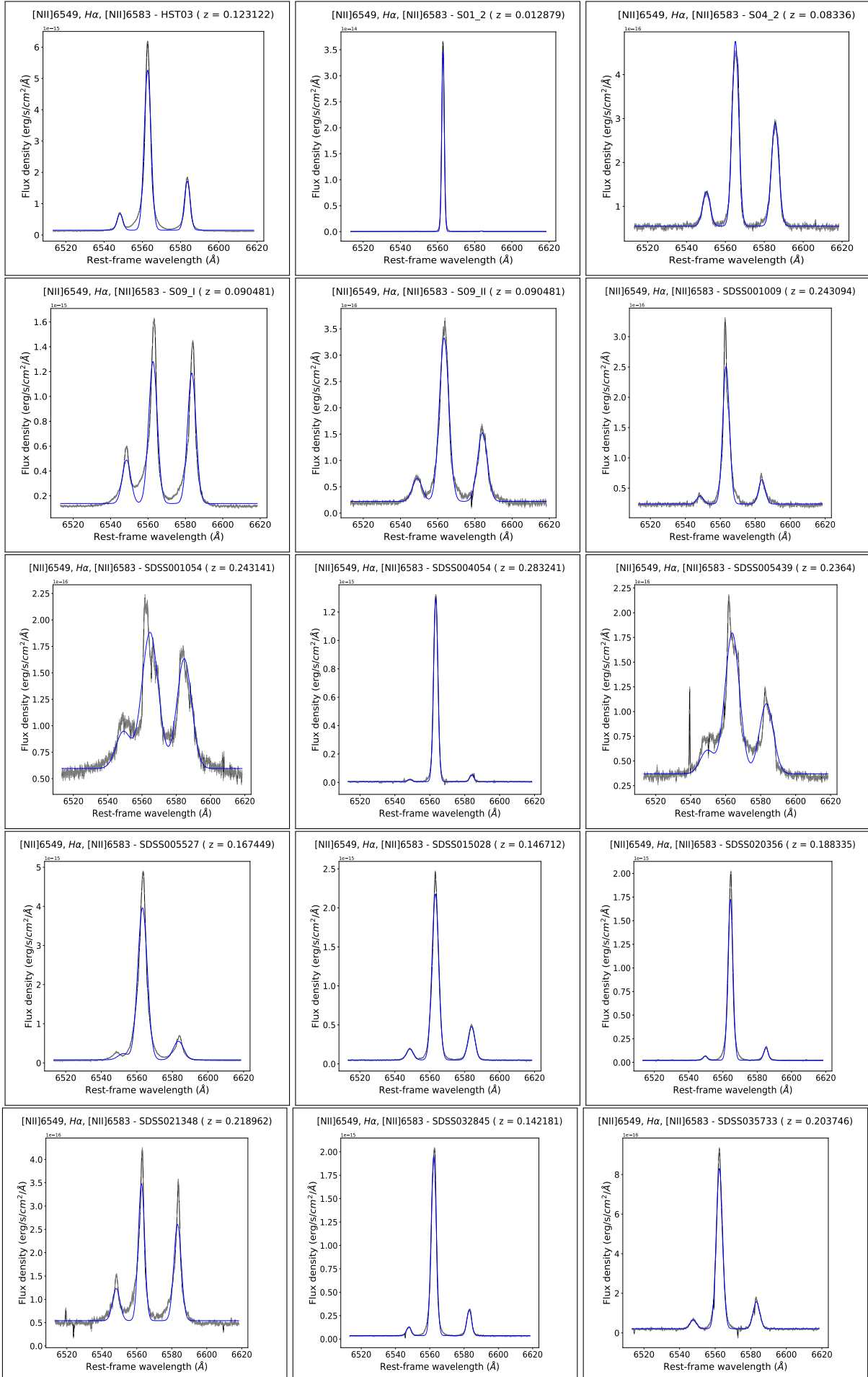


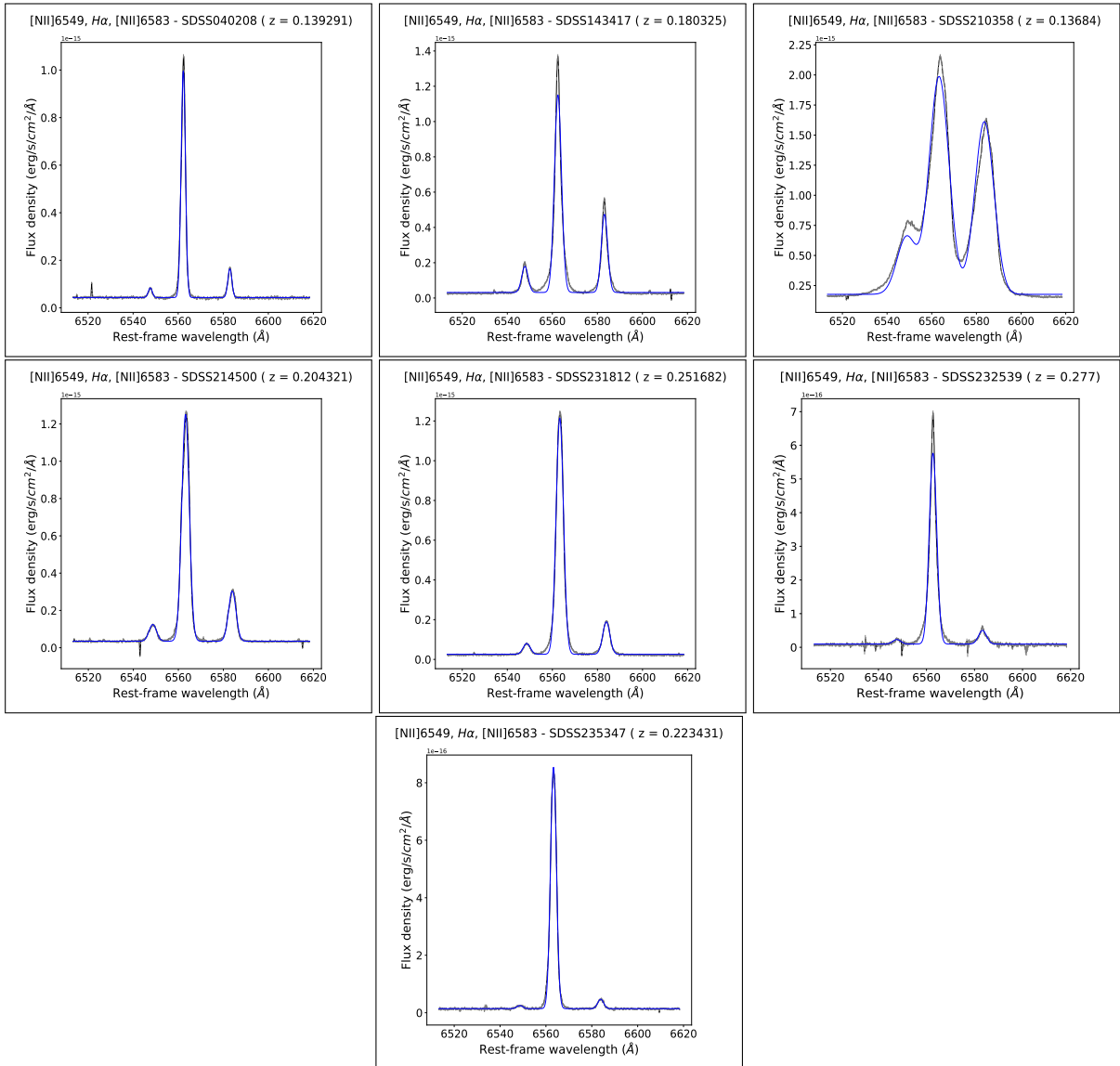
Figura A.3.: Ajustes para as linhas: [NII]6549, H α , [NII]6583 - Continuação

Figura A.4.: Ajustes para as linhas: [OII]3726,3729

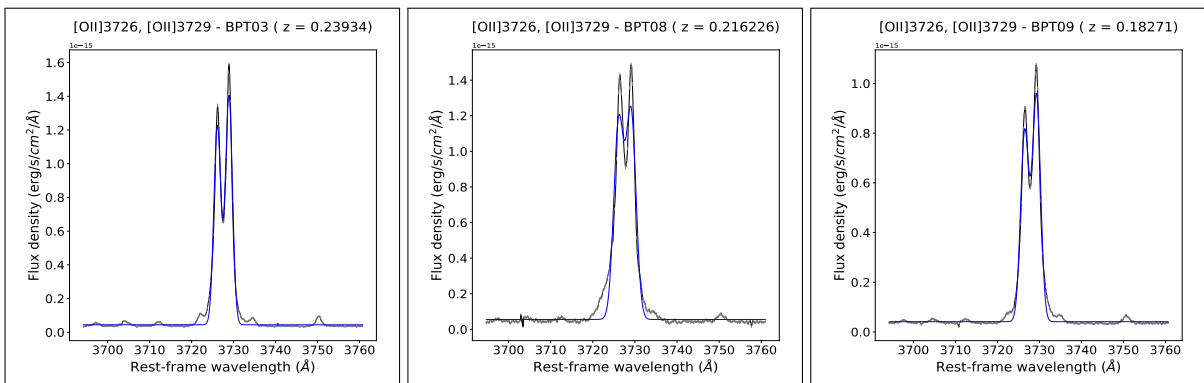


Figura A.5.: Ajustes para as linhas: [OII]3726,3729 - Continuação

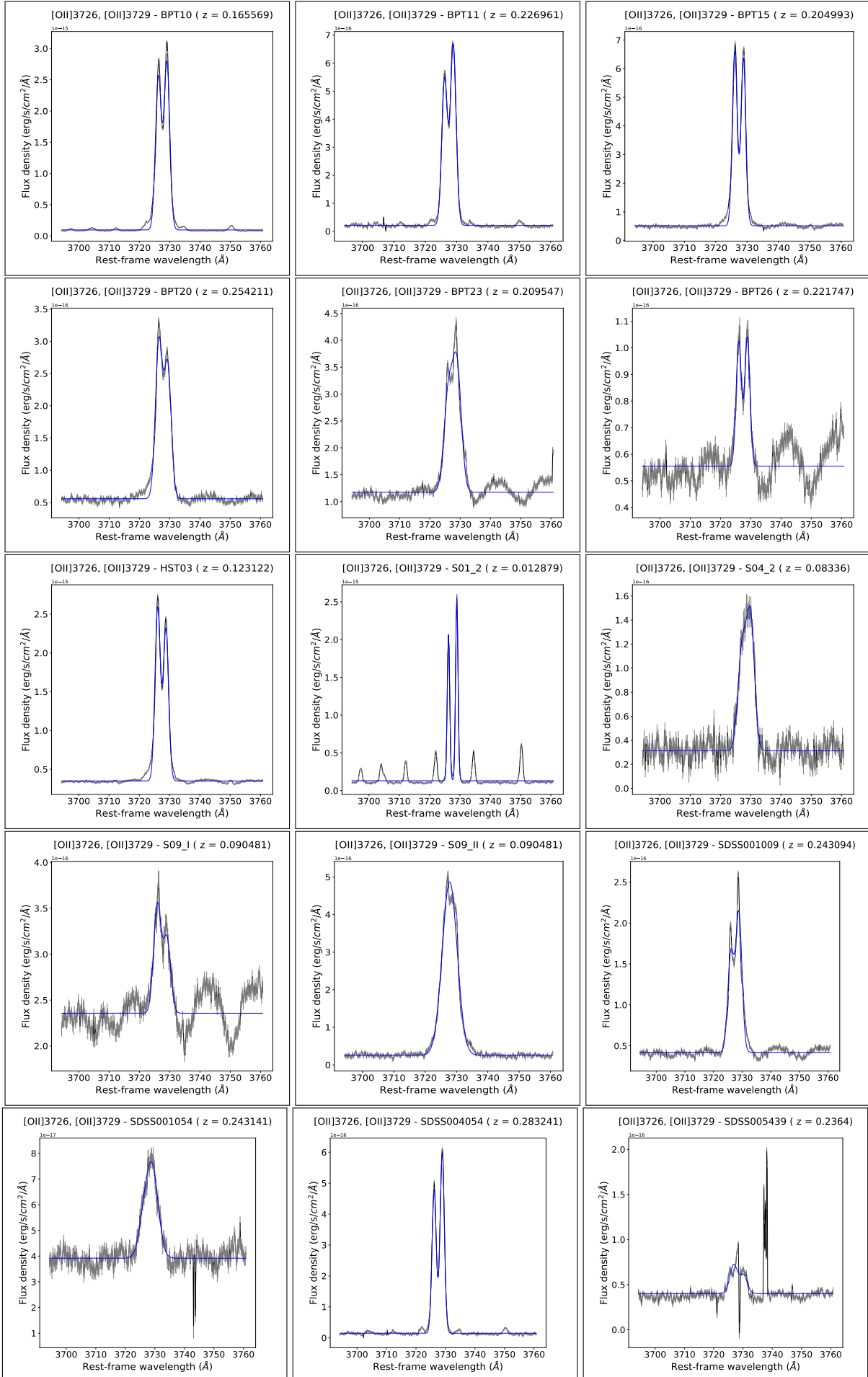


Figura A.6.: Ajustes para as linhas: [OII]3726,3729 - Continuação

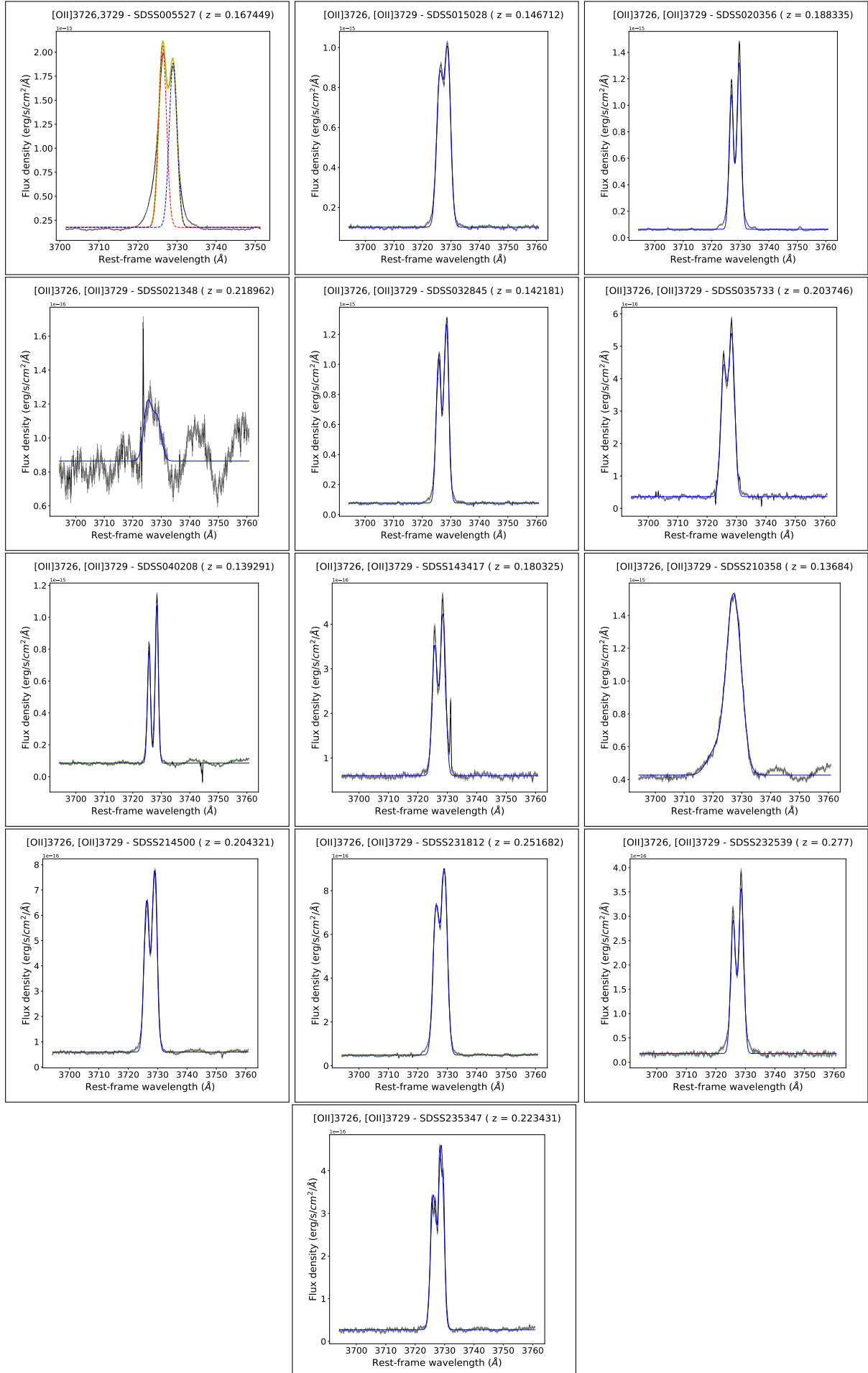


Figura A.7.: Ajustes para as linhas: [OIII]4959 e [OIII]5007

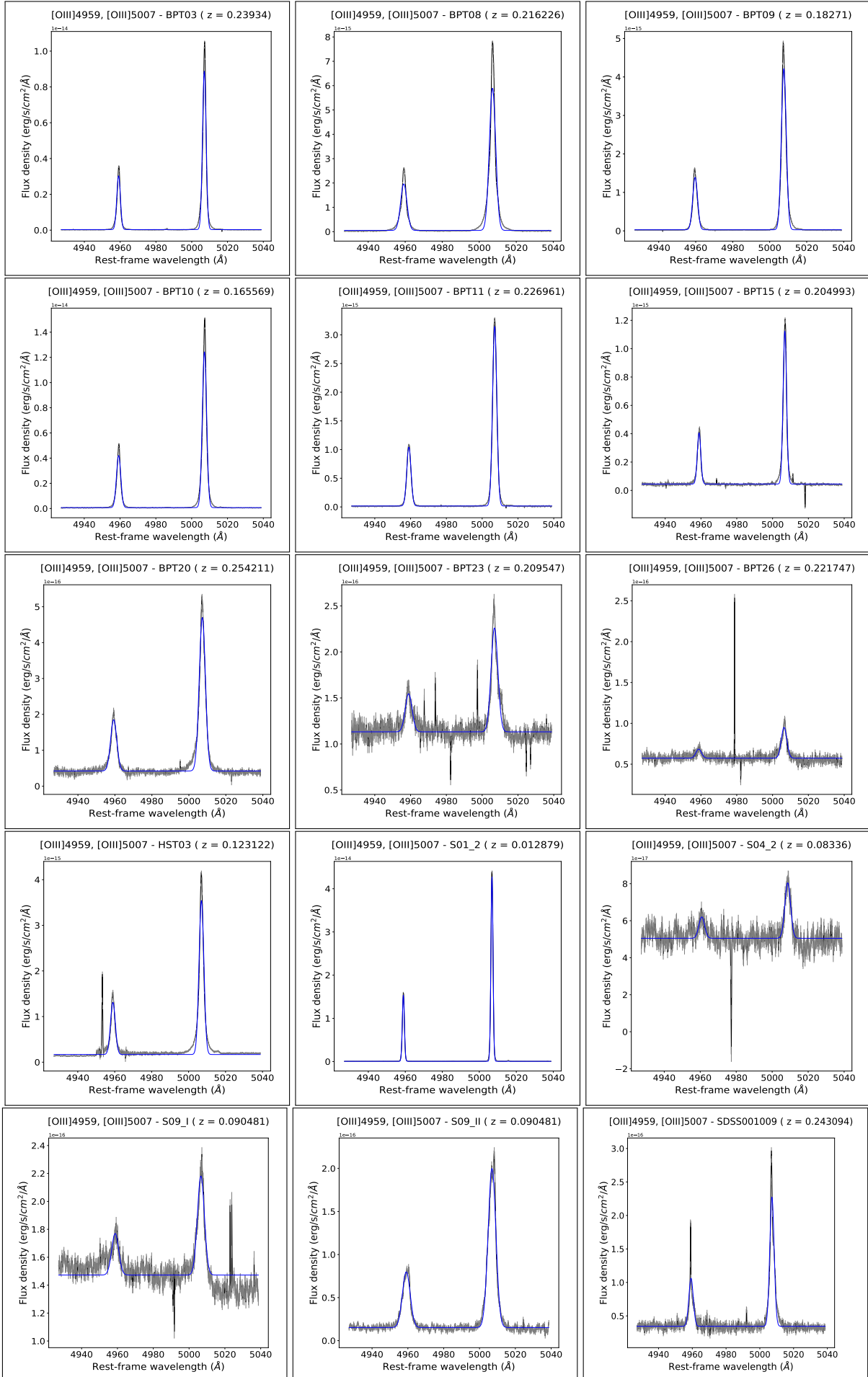


Figura A.8.: Ajustes para as linhas: [OIII]4959 e [OIII]5007 - Continuação

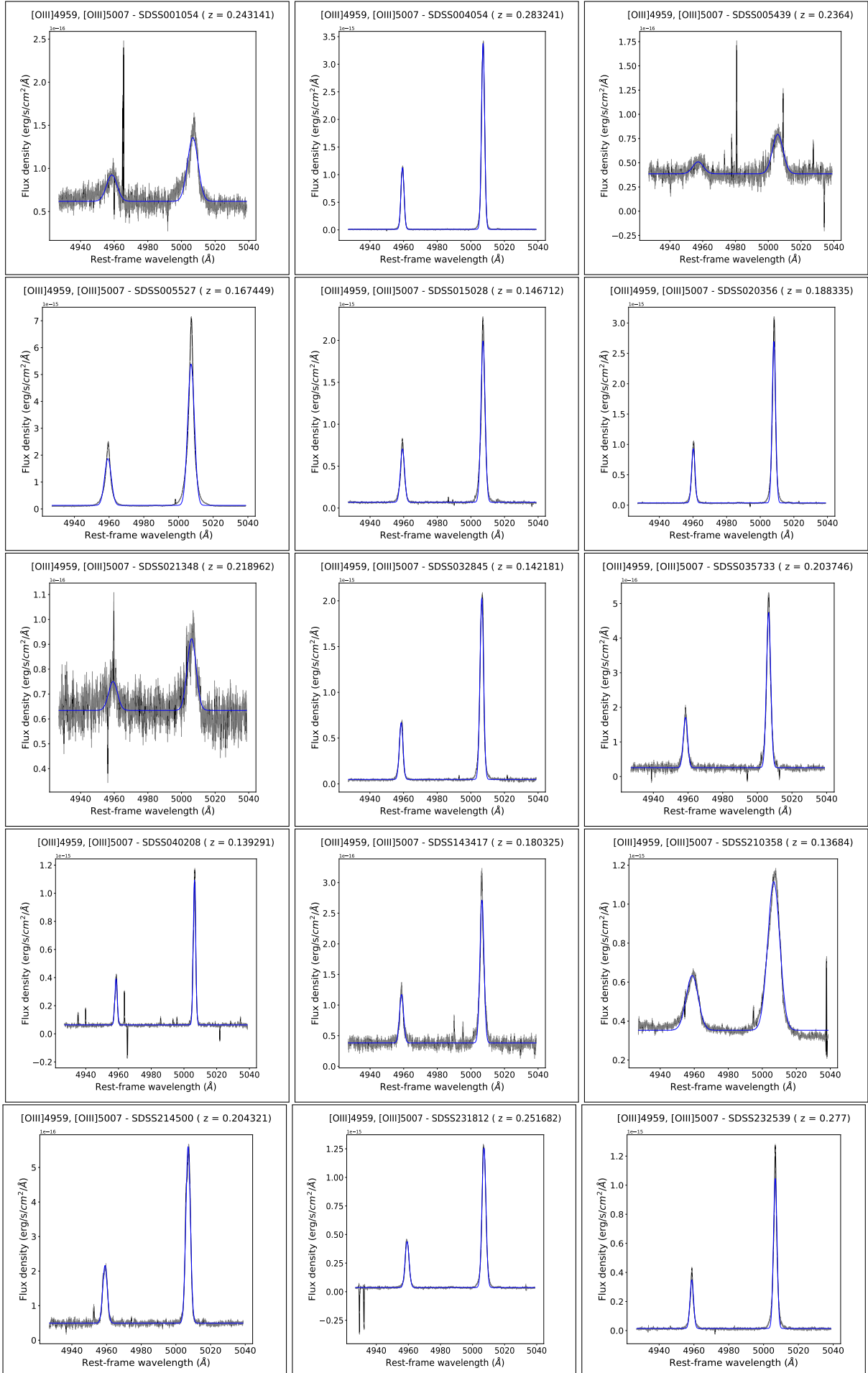


Figura A.9.: Ajustes para as linhas: [OIII]4959 e [OIII]5007 - Continuação

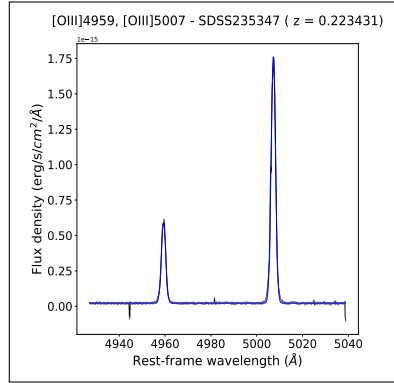


Figura A.10.: Ajustes para as linhas: [OI]6300 e [SIII]6312

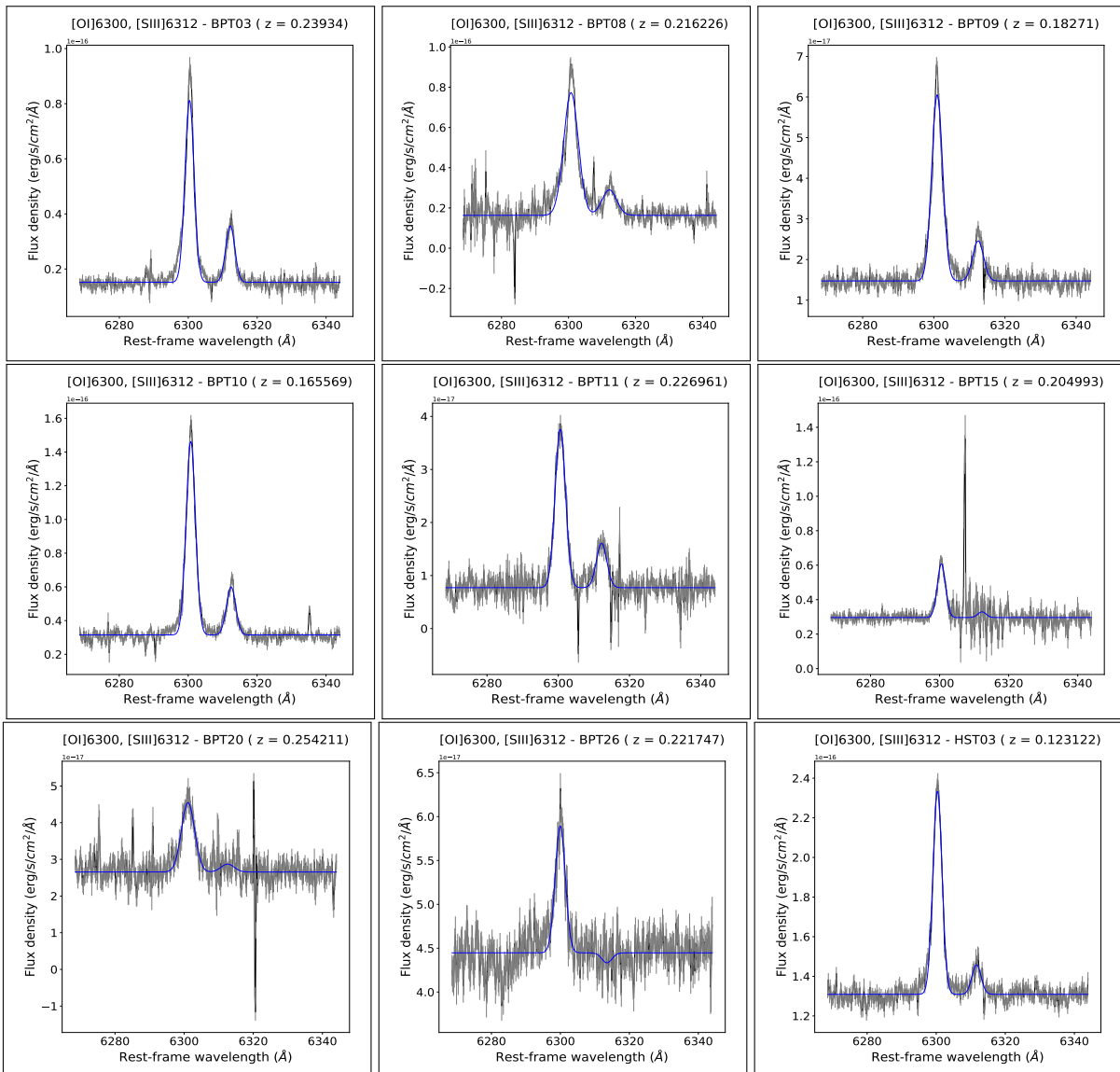


Figura A.11.: Ajustes para as linhas: [OII]6300 e [SIII]6312 - Continuação

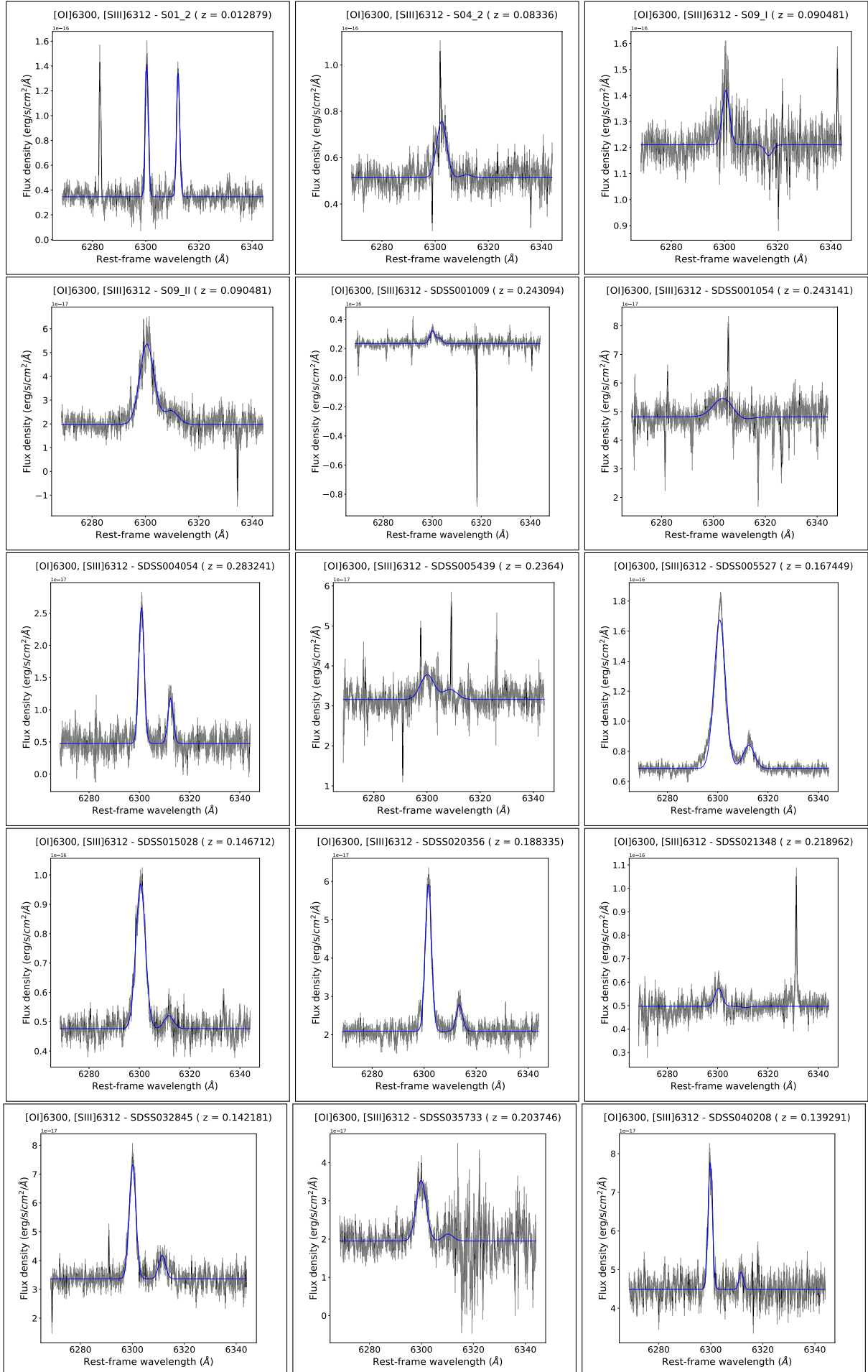


Figura A.12.: Ajustes para as linhas: [OI]6300 e [SIII]6312 - Continuação

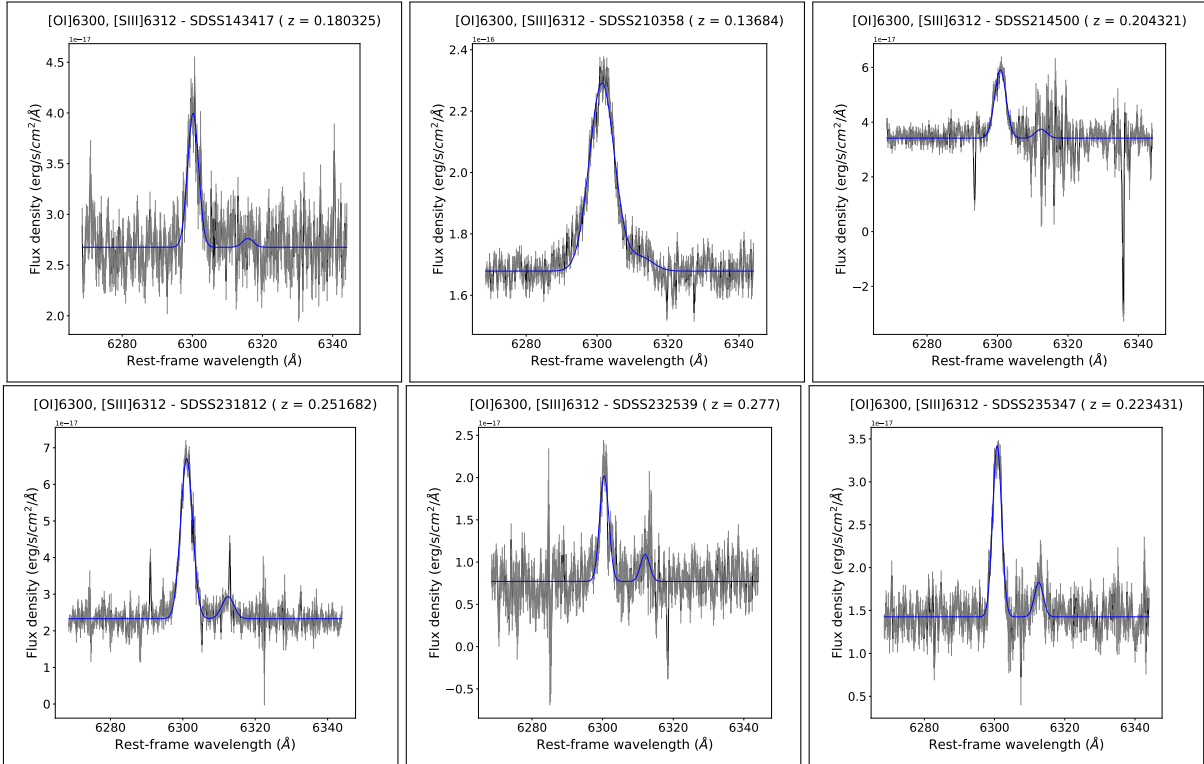


Figura A.13.: Ajustes para as linhas: [SII]6717 e [SII]6731

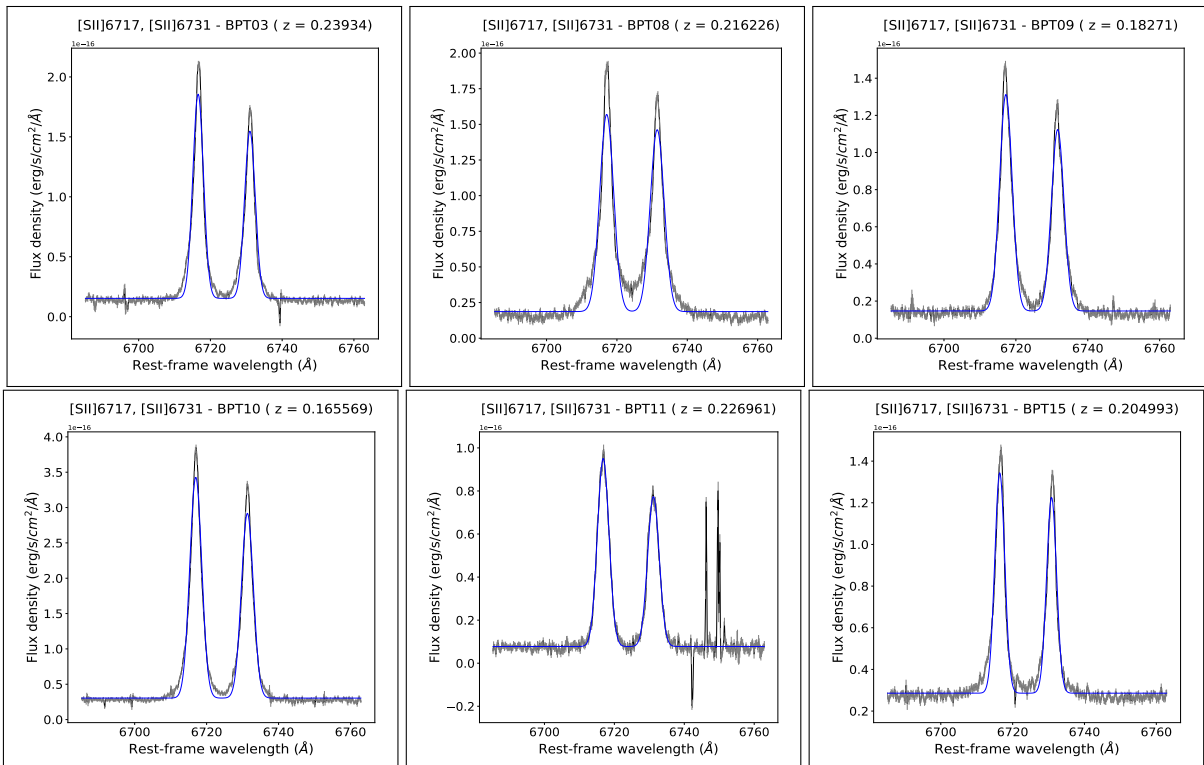


Figura A.14.: Ajustes para as linhas: [SII]6717 e [SII]6731 - Continuação

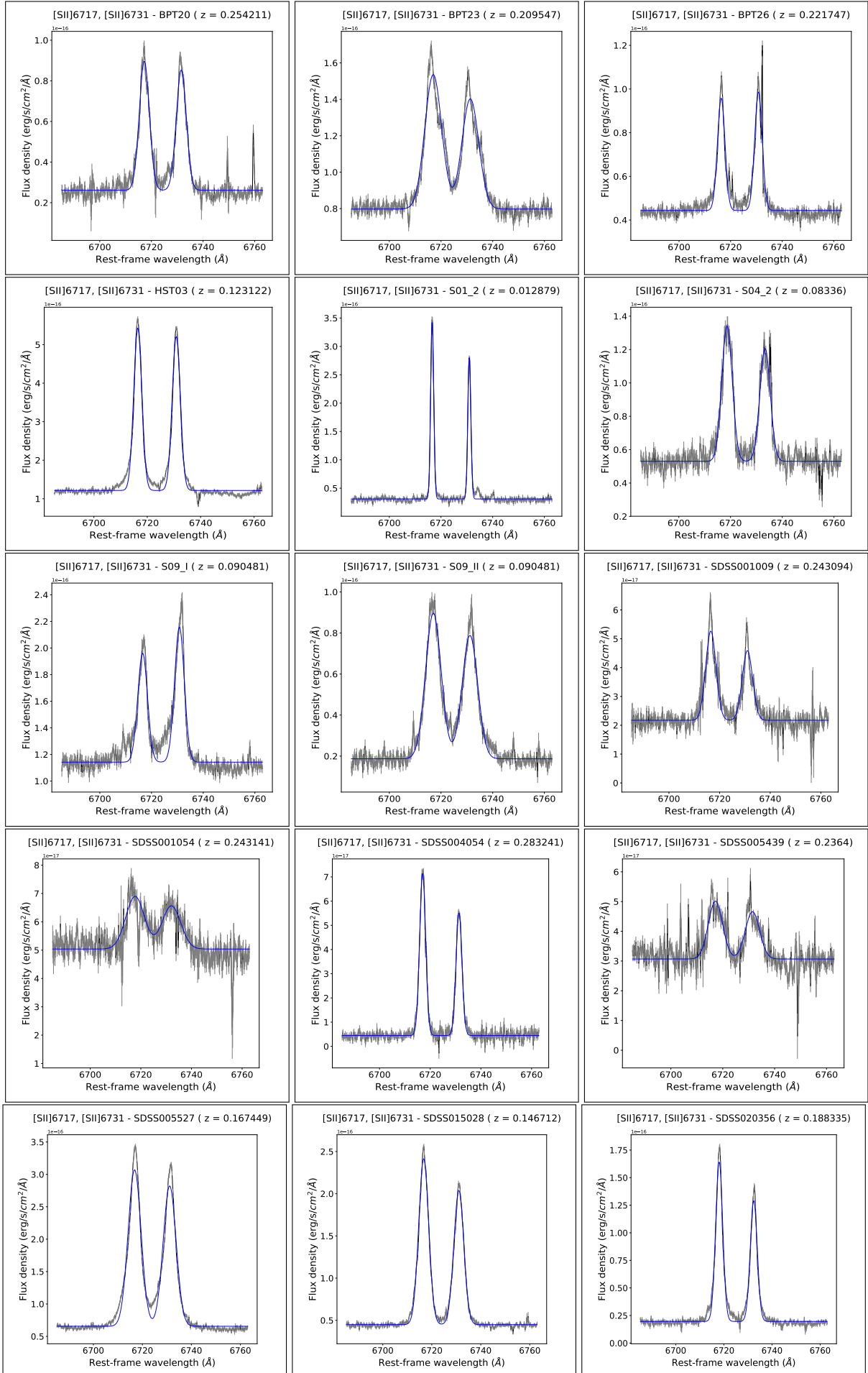


Figura A.15.: Ajustes para as linhas: [SII]6717 e [SII]6731 - Continuação

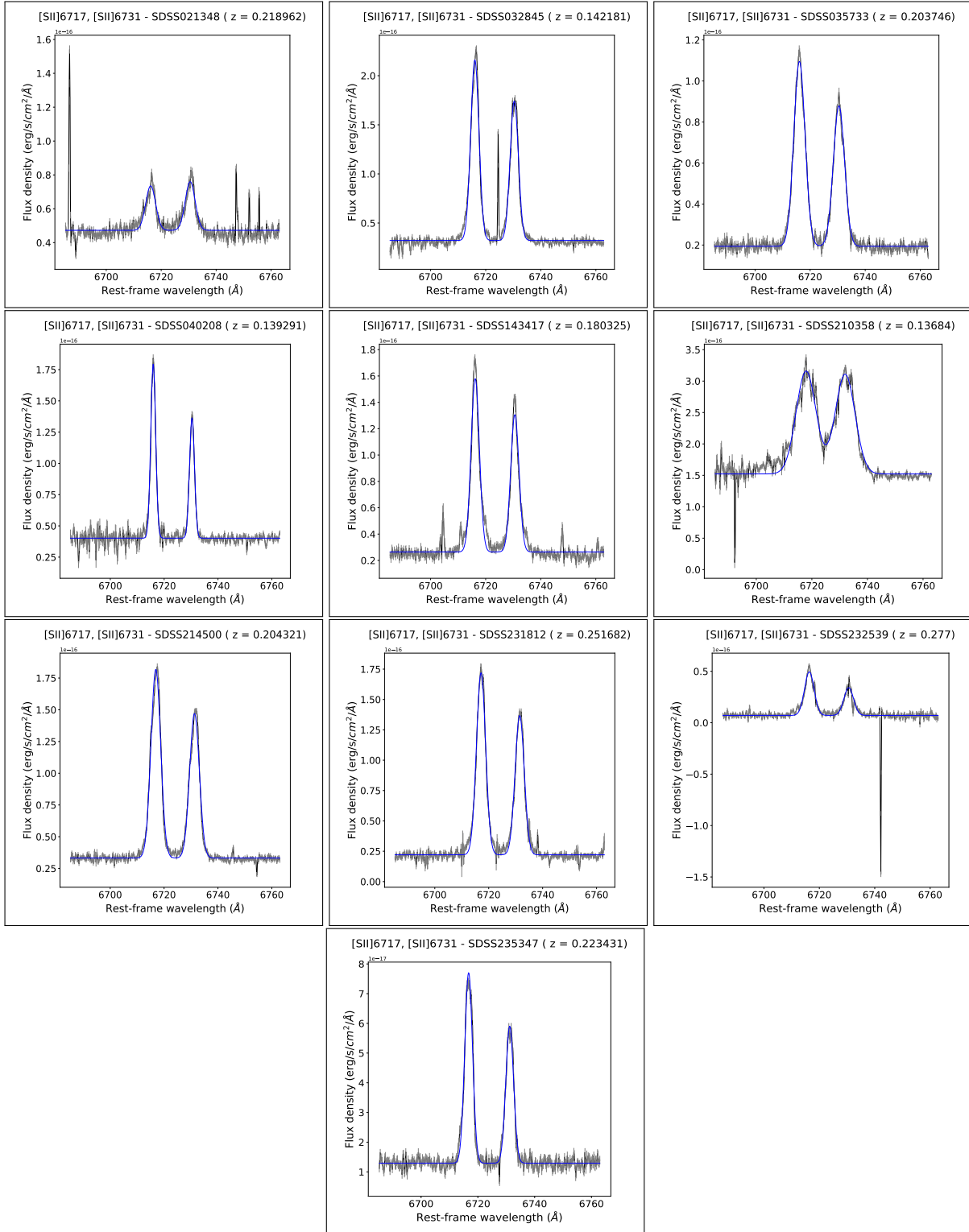


Figura A.16.: Ajustes para as linhas: [OII]7319 e [OII]7330

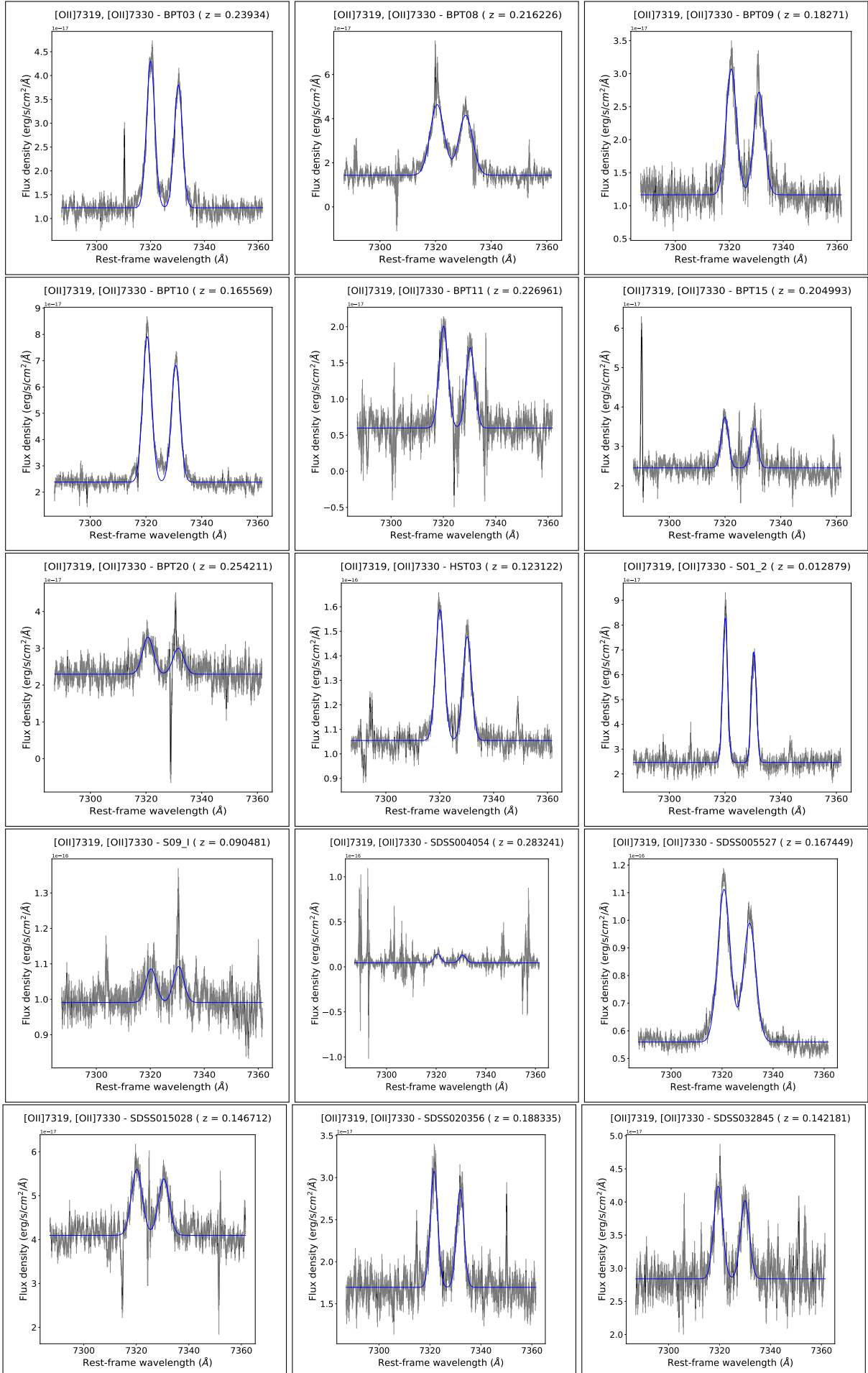


Figura A.17.: Ajustes para as linhas: [OII]7319 e [OII]7330 - Continuação

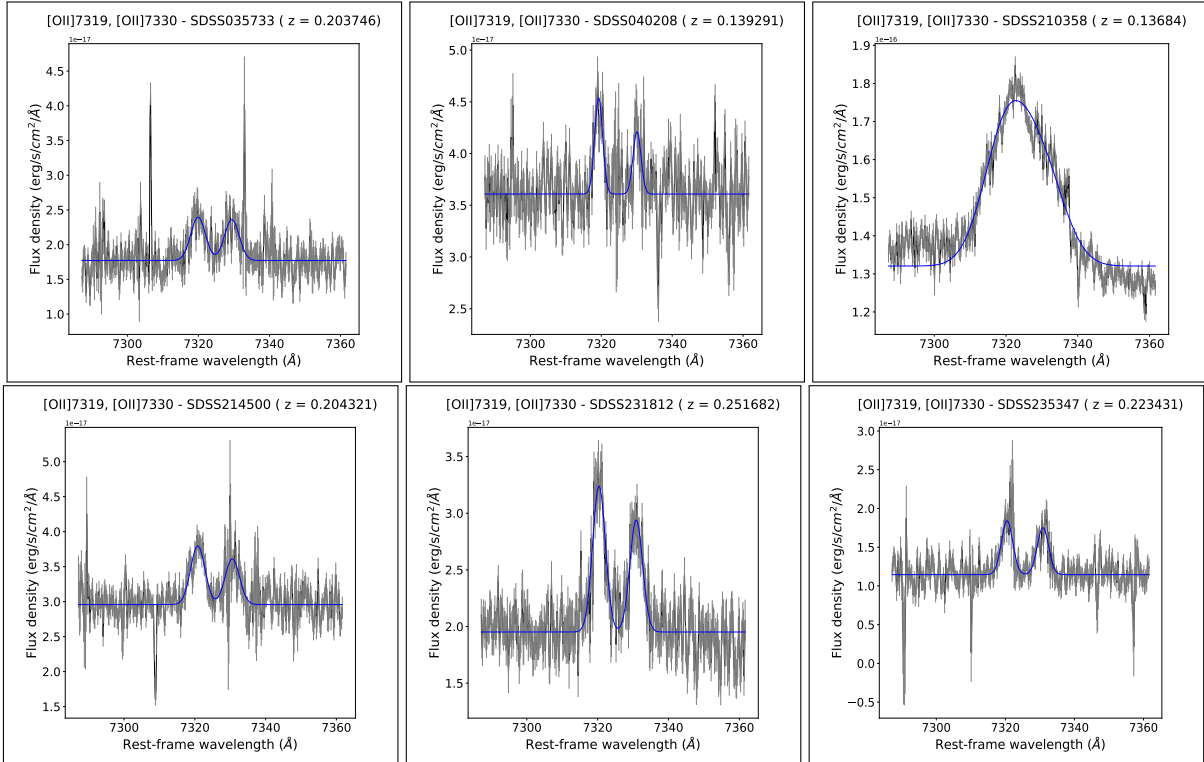


Figura A.18.: Ajustes para as linhas: [SIII]9531 e Paschen – 8

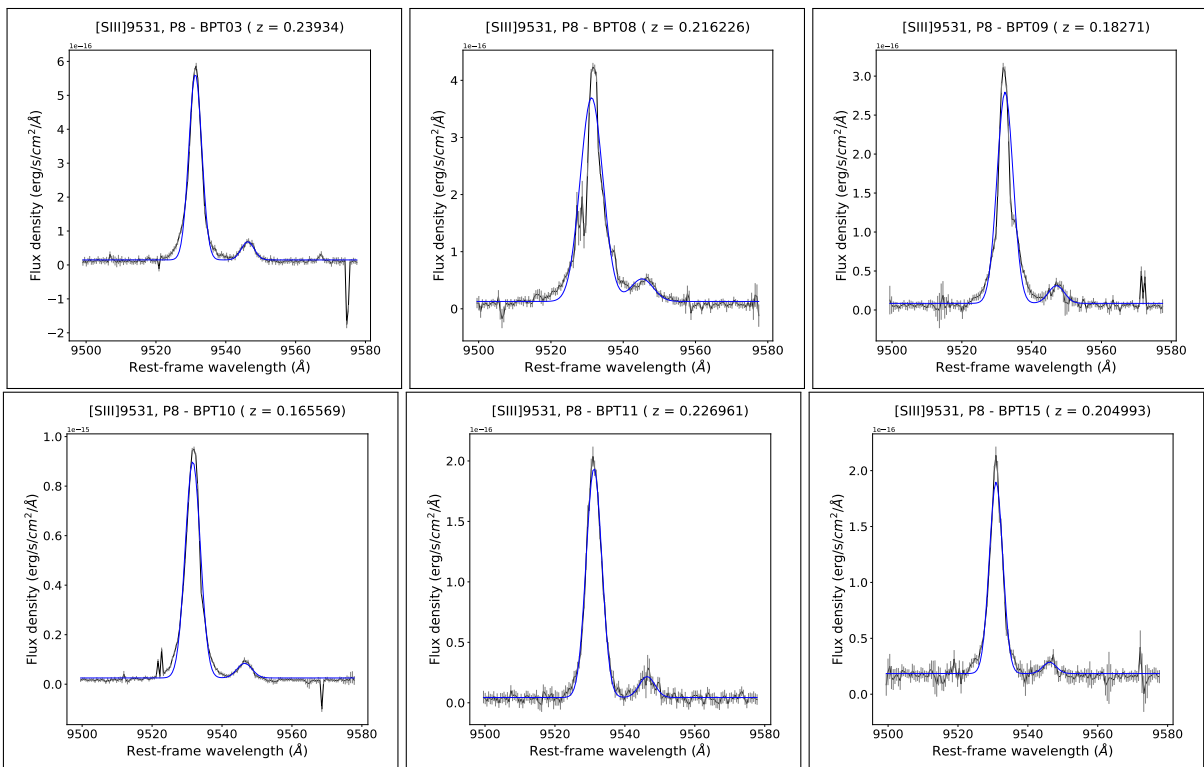


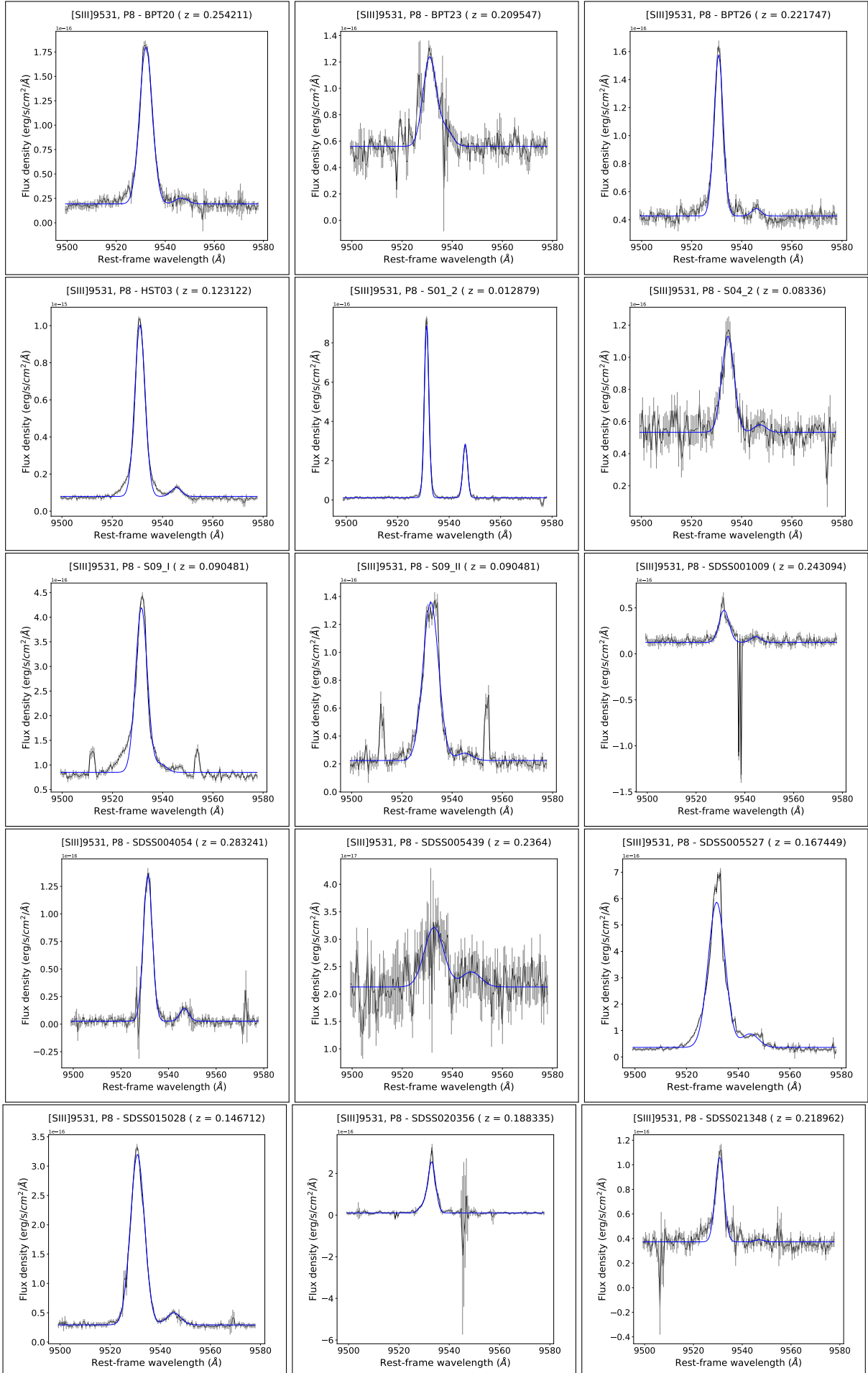
Figura A.19.: Ajustes para as linhas: [SIII]9531 e *Paschen* – 8 - Continuação

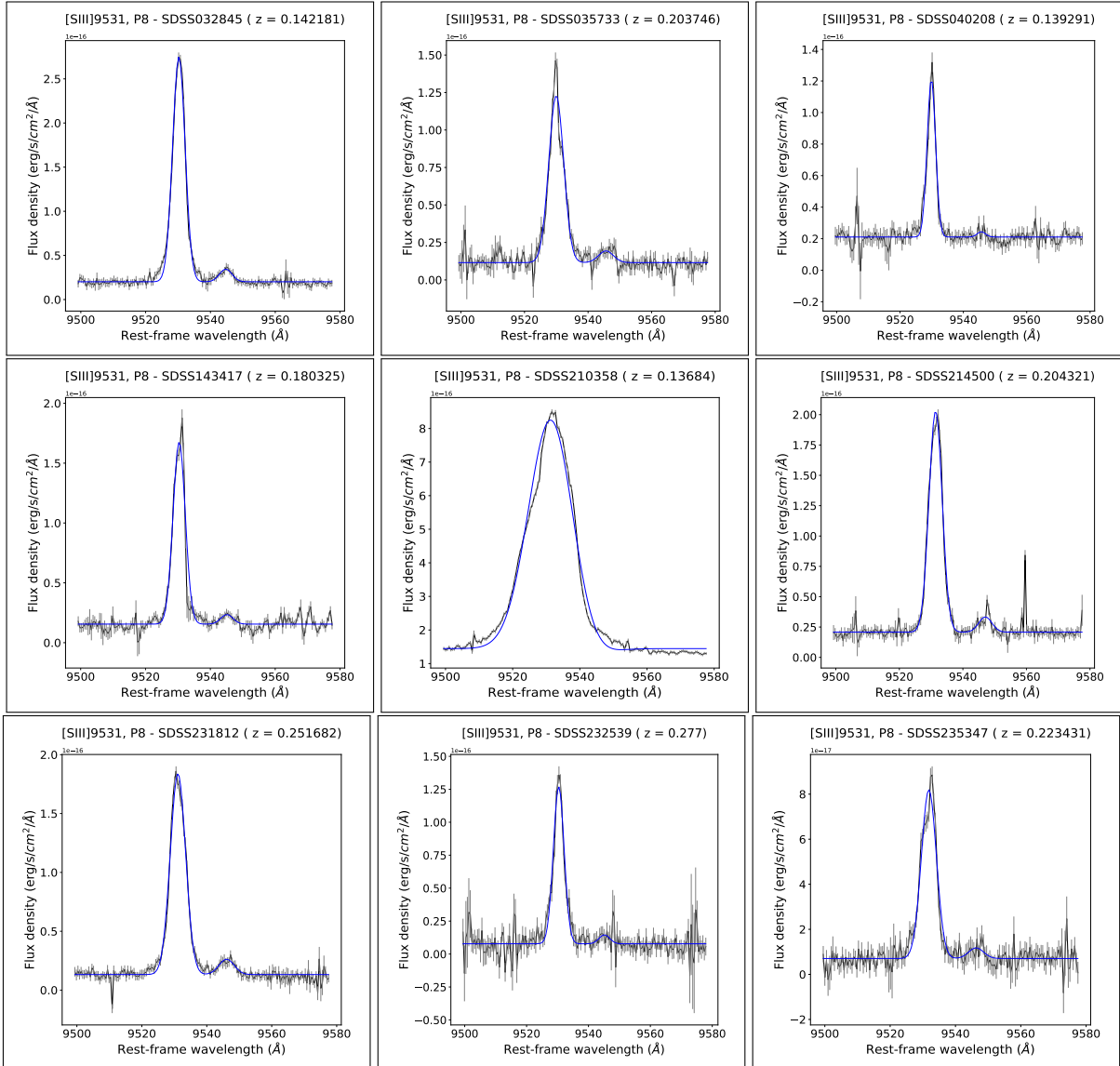
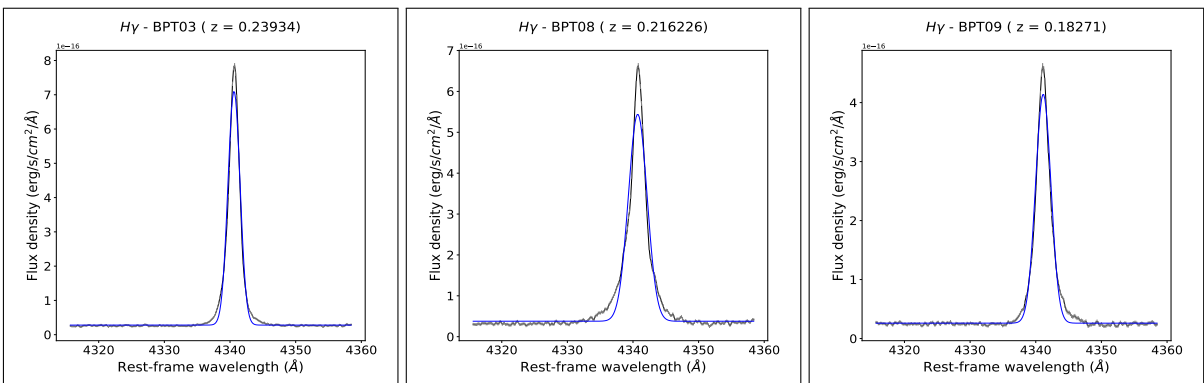
Figura A.20.: Ajustes para as linhas: [SIII]9531 e *Paschen* – 8 - ContinuaçãoFigura A.21.: Ajustes para a linha: H γ 

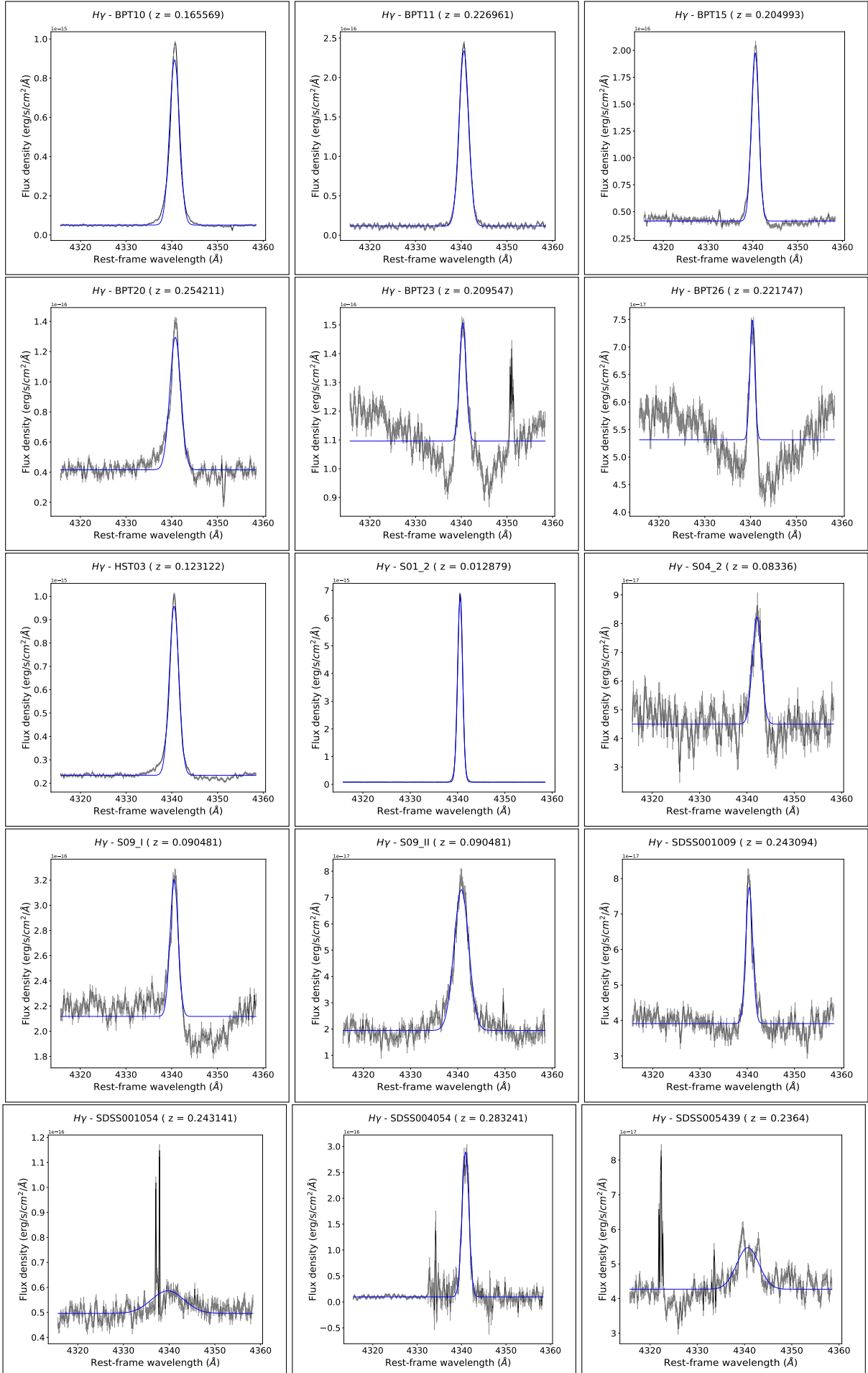
Figura A.22.: Ajustes para a linha: H γ - Continuação

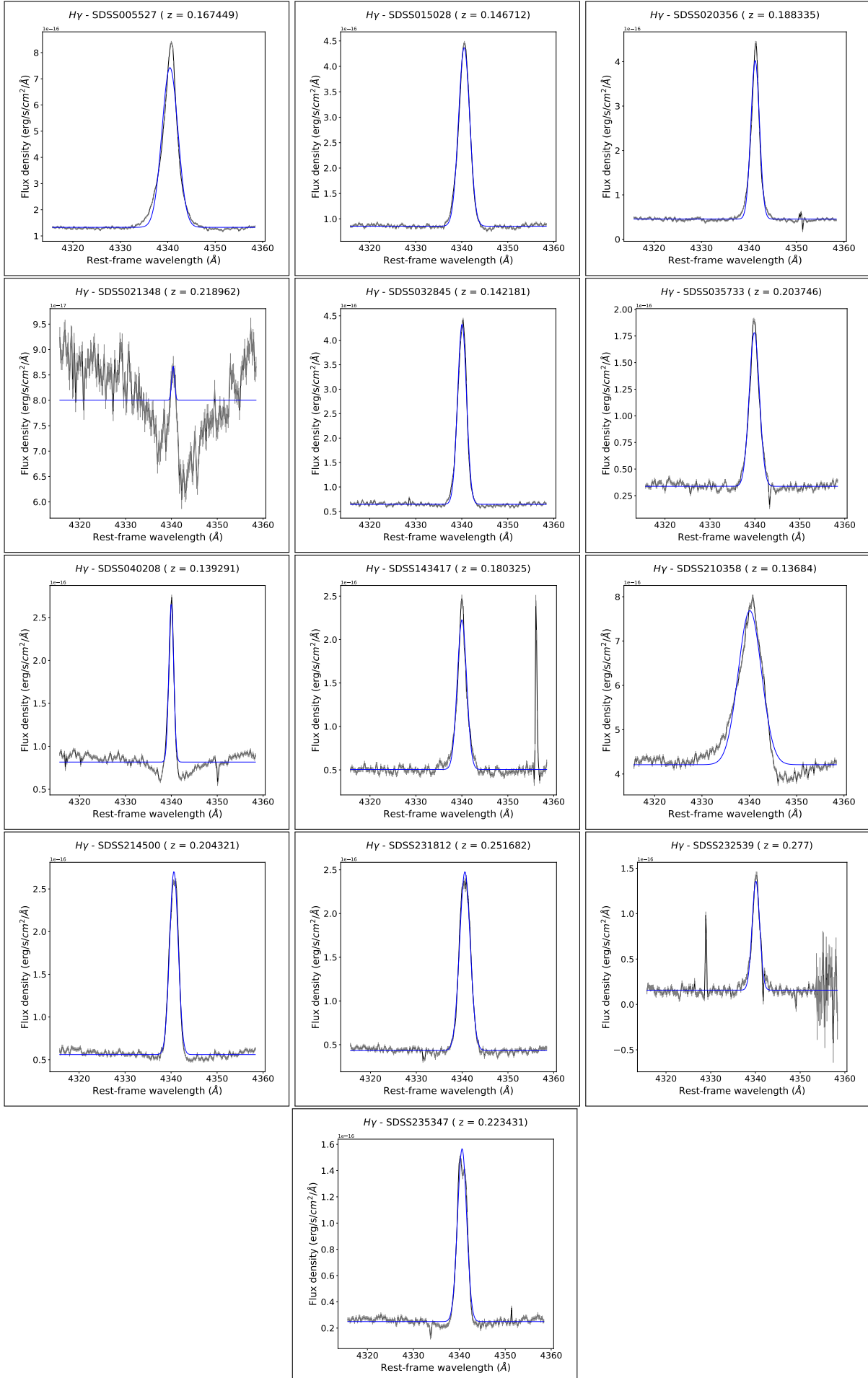
Figura A.23.: Ajustes para a linha: H γ - Continuação

Figura A.24.: Ajustes para a linha: [OIII]4363

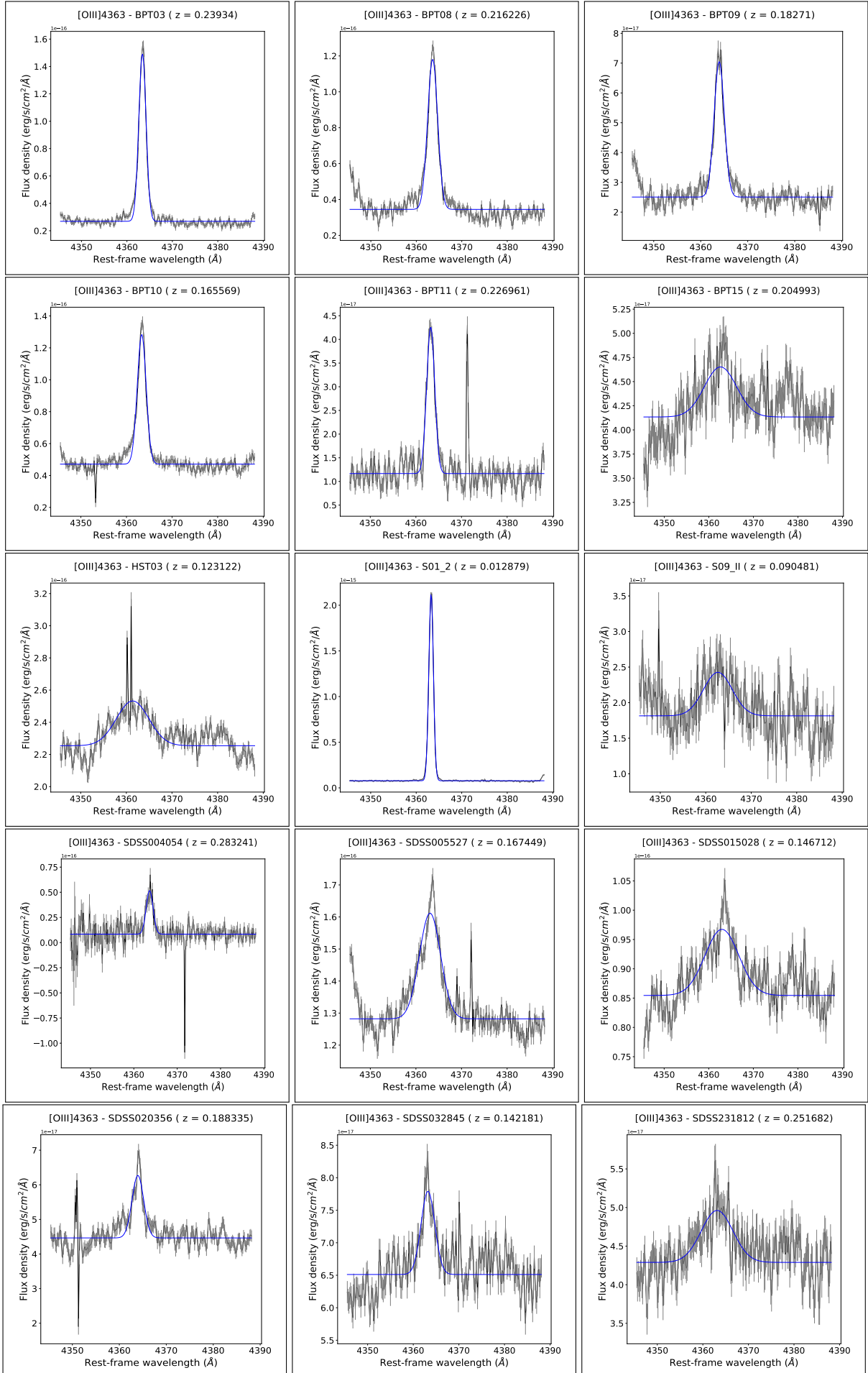


Figura A.25.: Ajustes para a linha: [OIII]4363 - Continuação

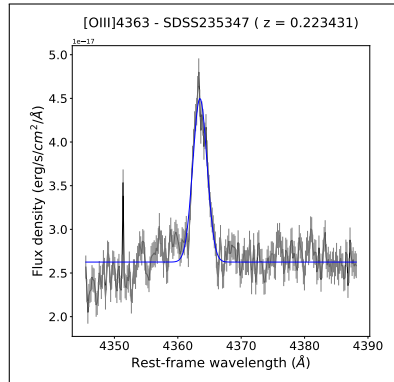
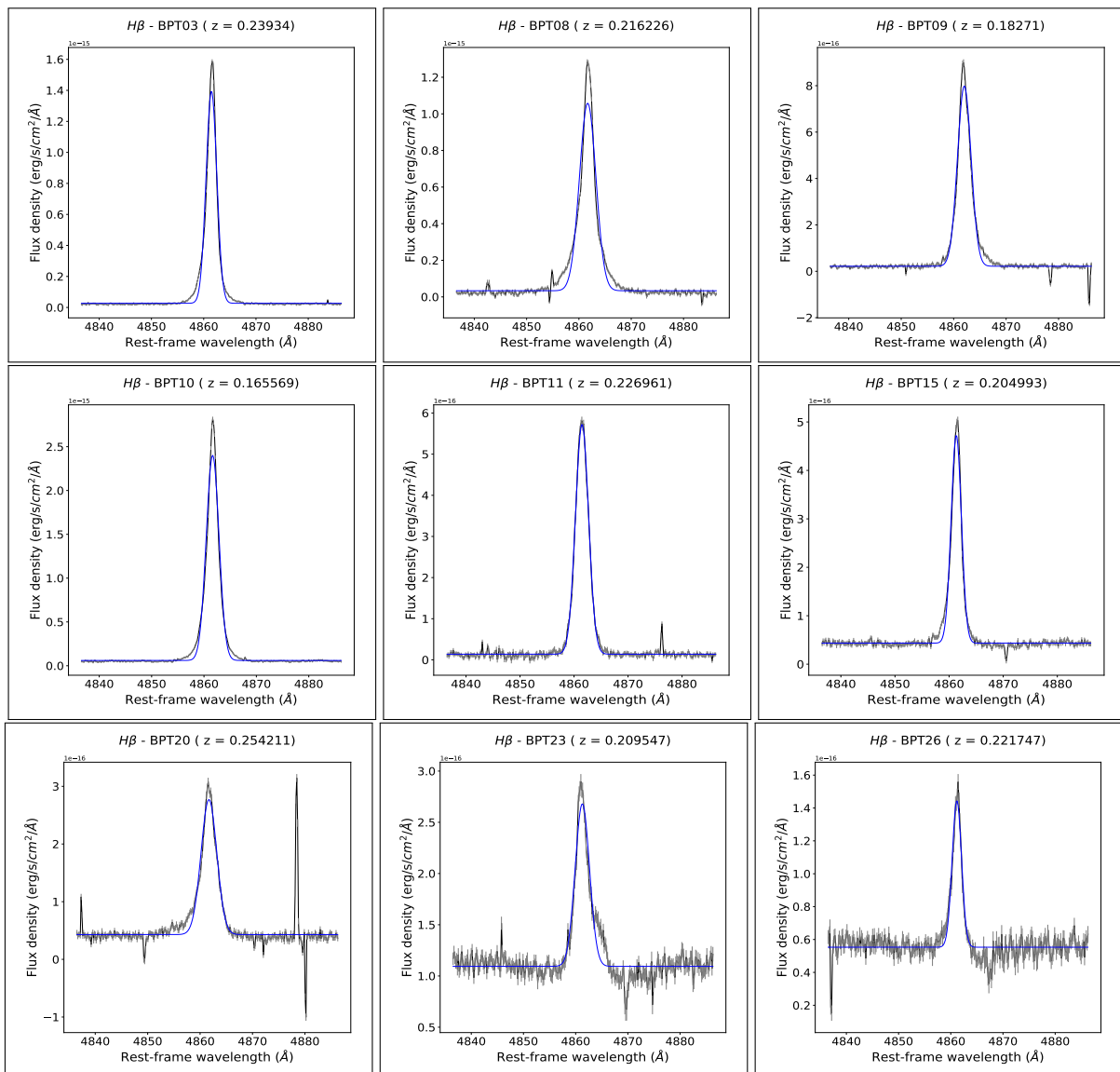
Figura A.26.: Ajustes para a linha: H β 

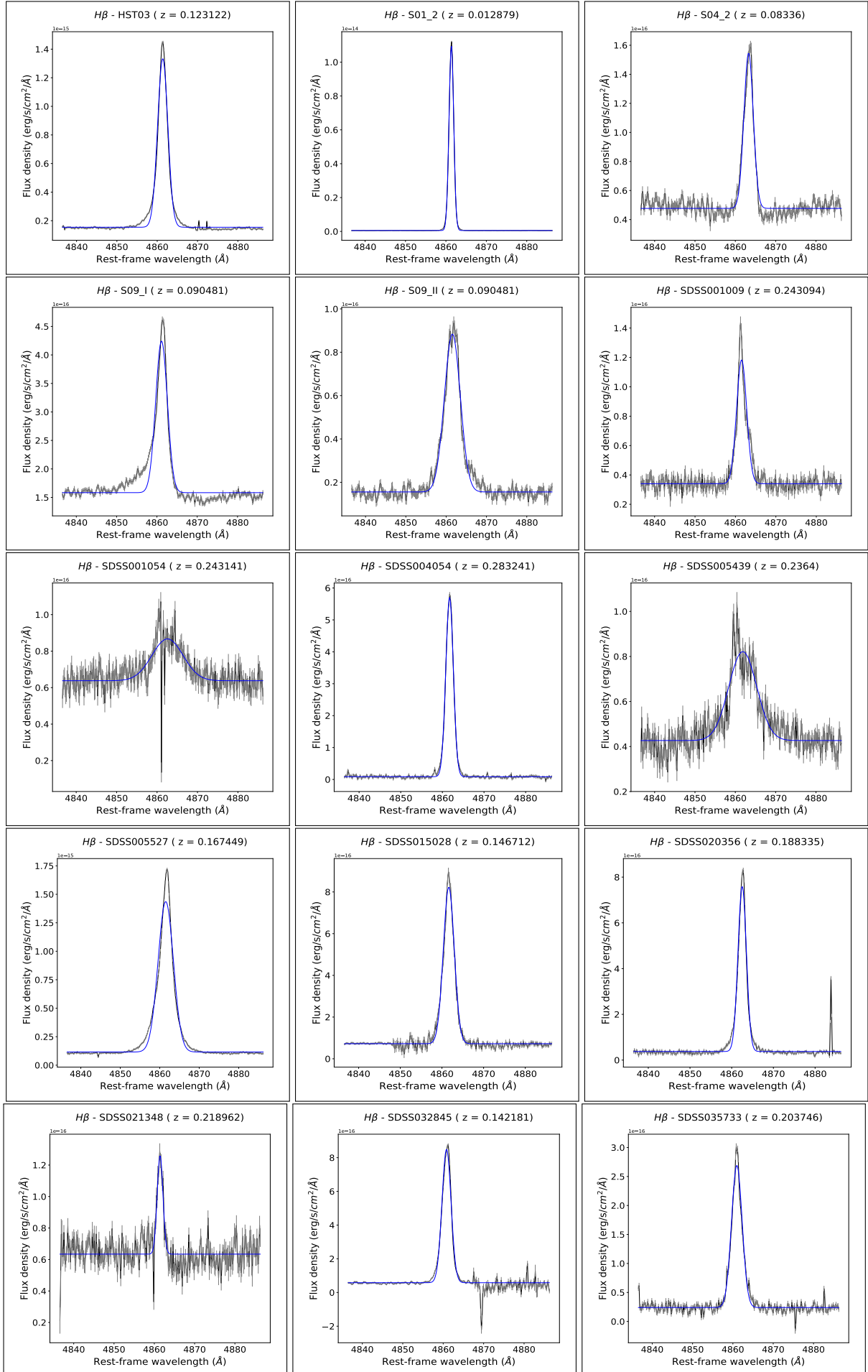
Figura A.27.: Ajustes para a linha: $H\beta$ - Continuação

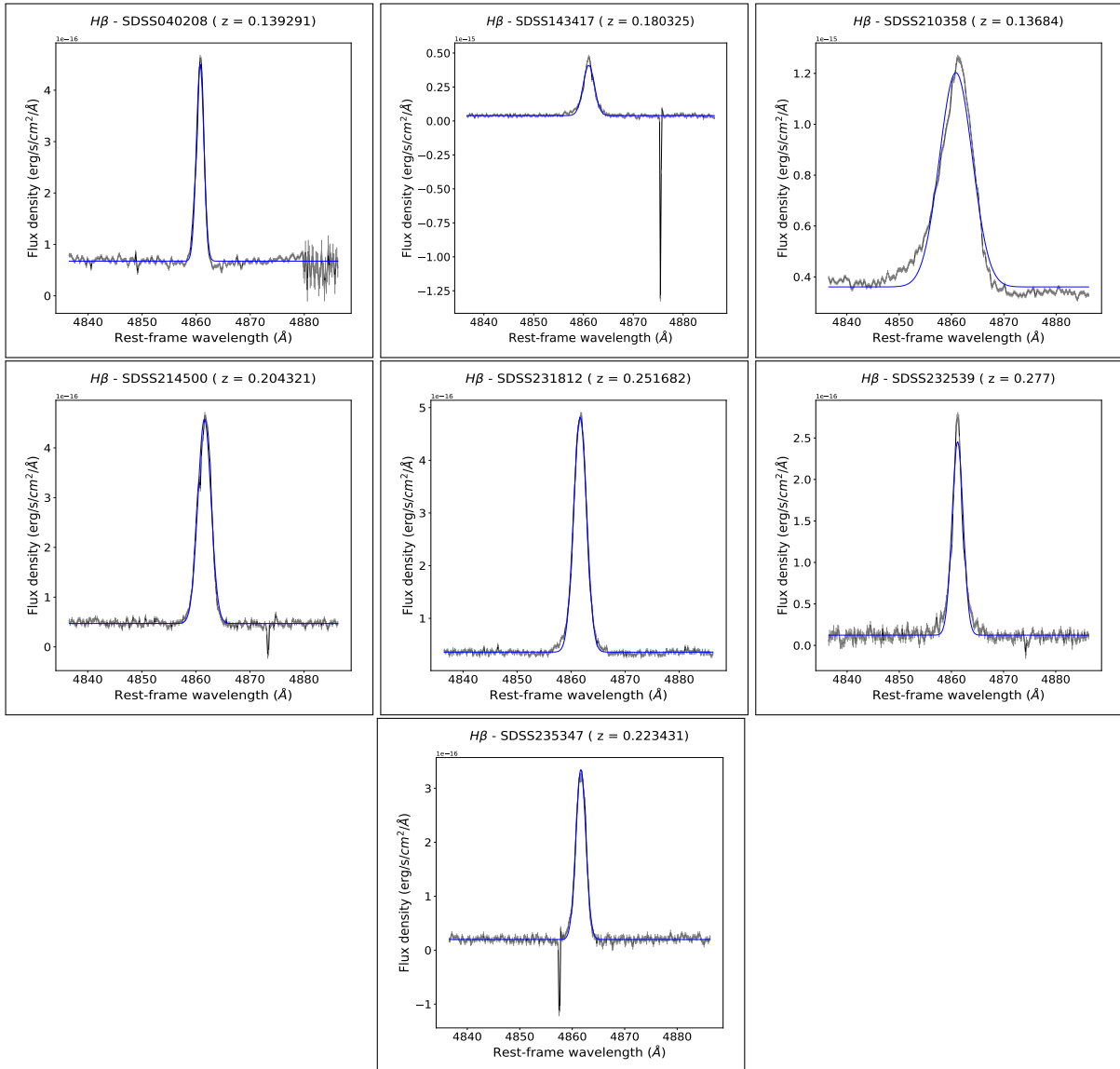
Figura A.28.: Ajustes para a linha: $H\beta$ - Continuação

Figura A.29.: Ajustes para a linha: [SIII]9068

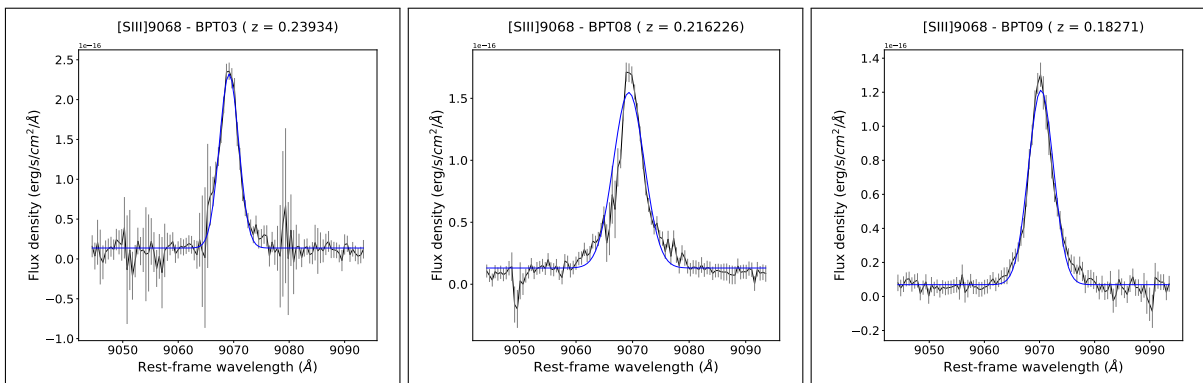


Figura A.30.: Ajustes para a linha: [SIII]9068 - Continuação

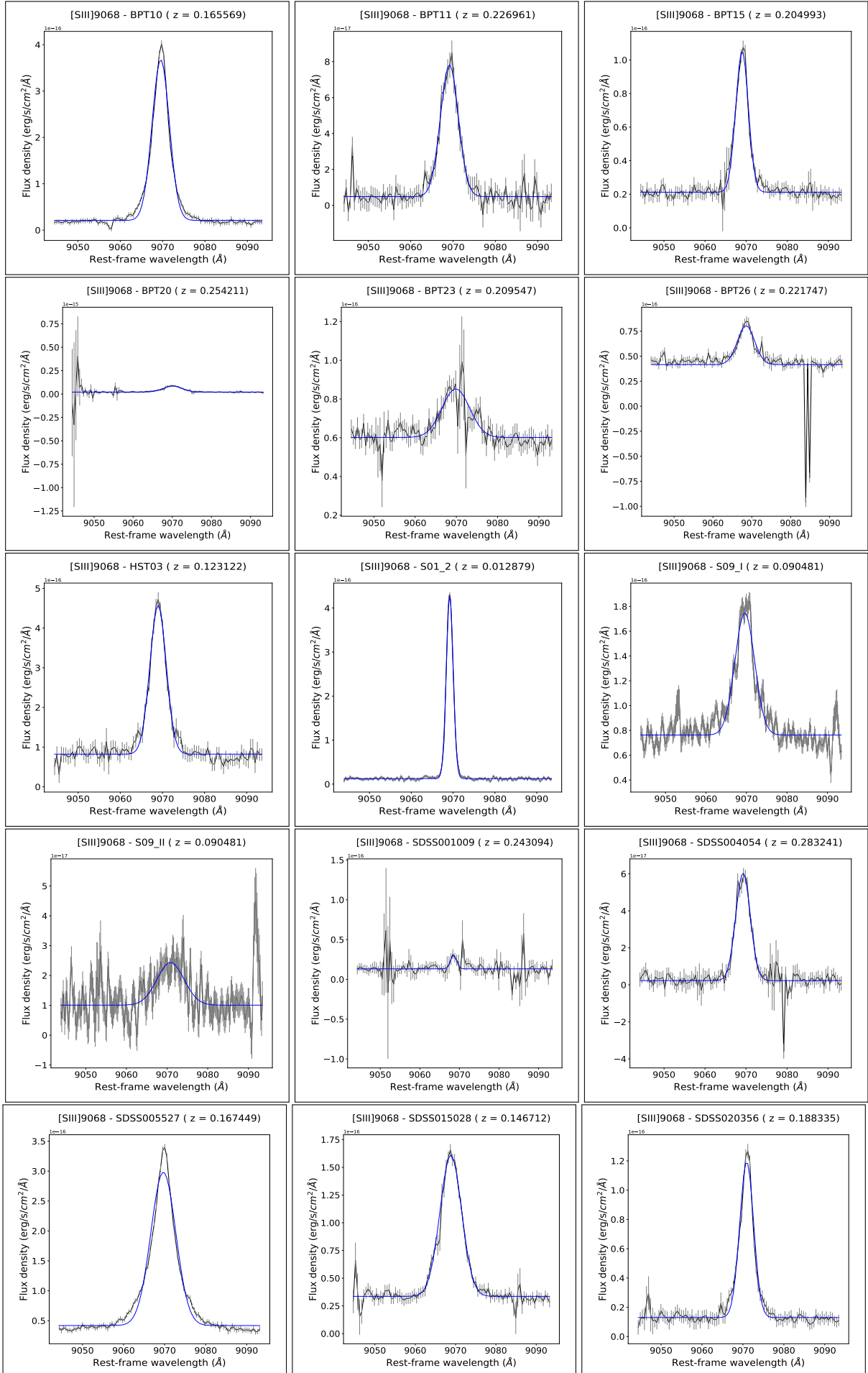


Figura A.31.: Ajustes para a linha: [SIII]9068 - Continuação

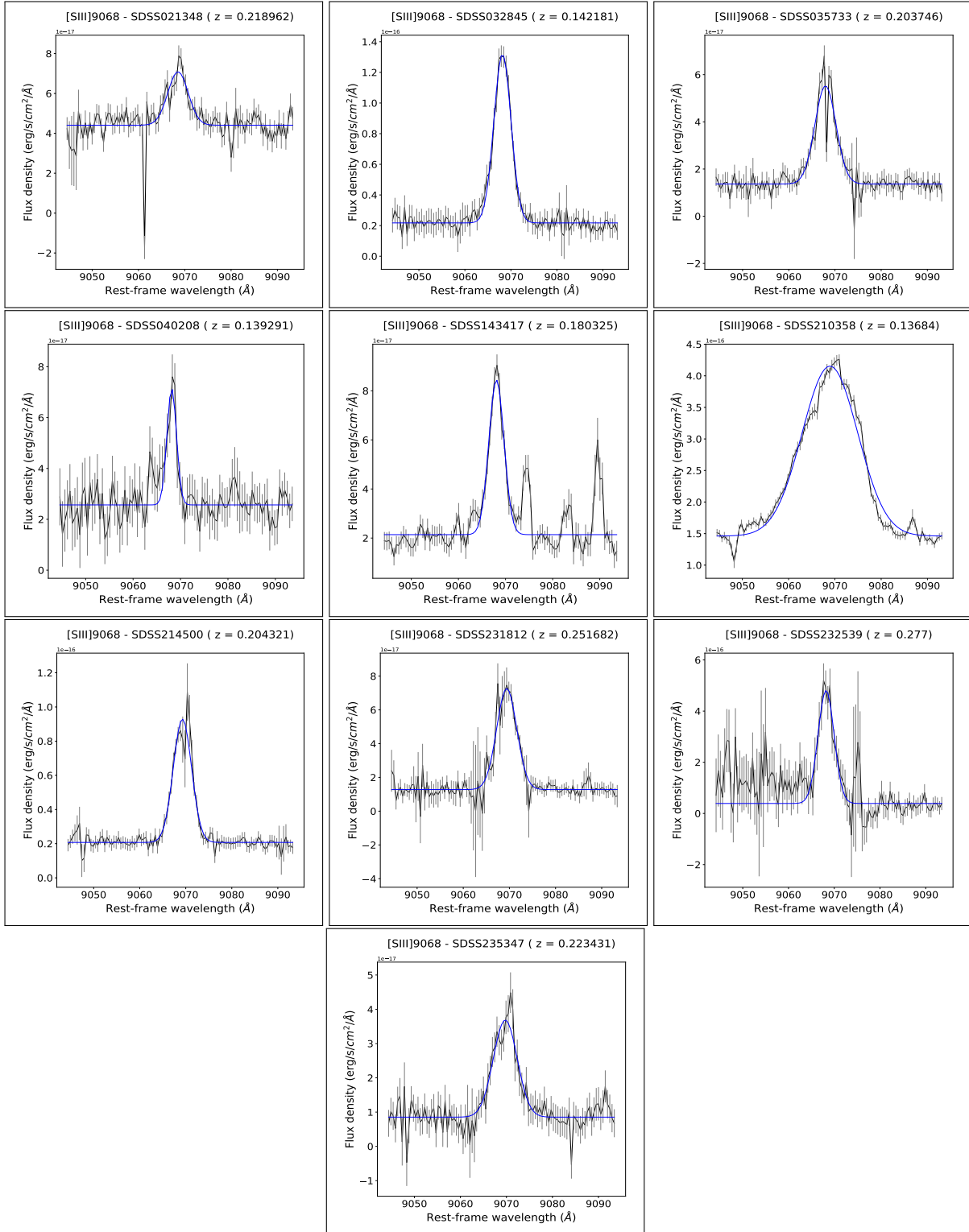


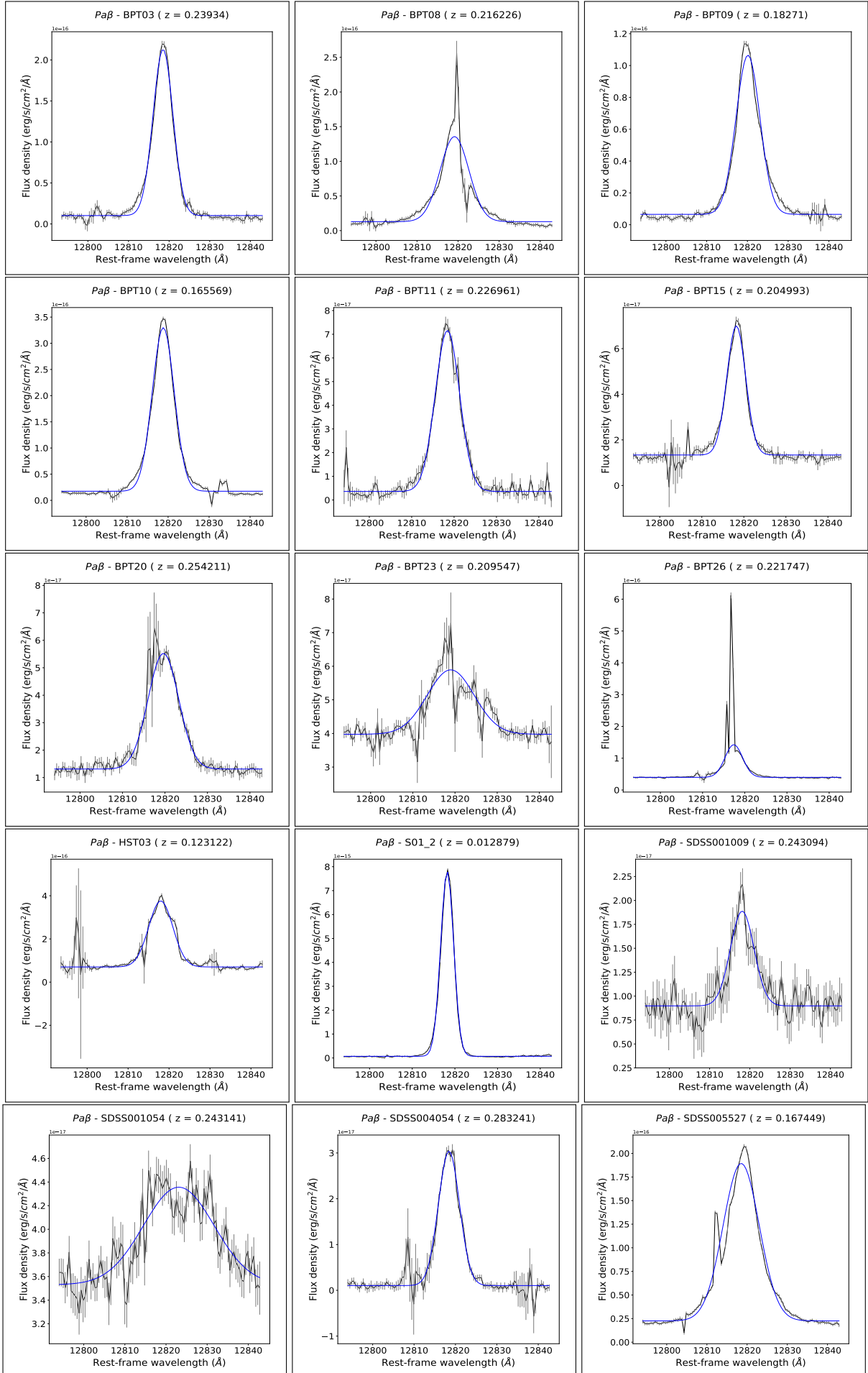
Figura A.32.: Ajustes para a linha: Pa β 

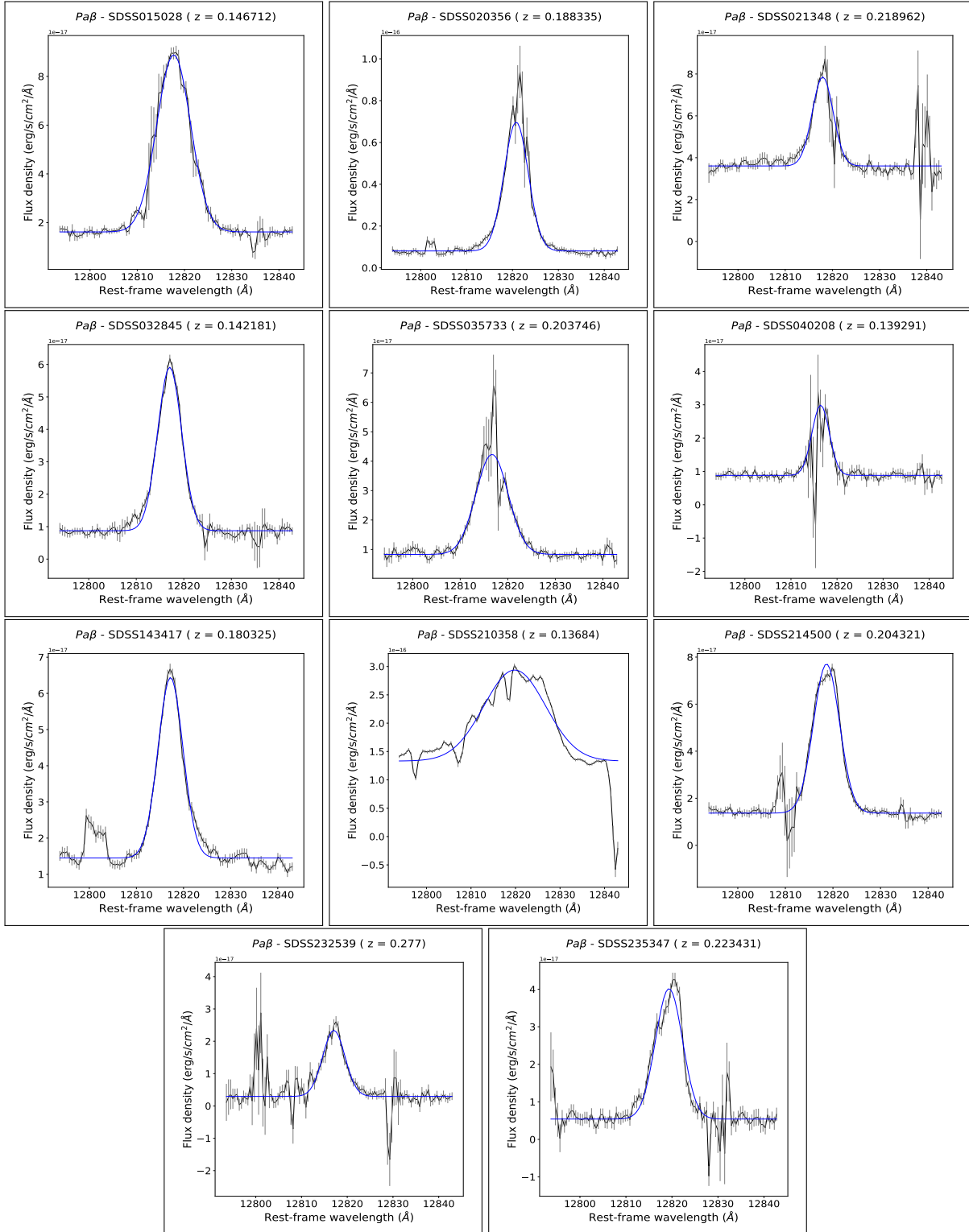
Figura A.33.: Ajustes para a linha: Pa β - Continuação

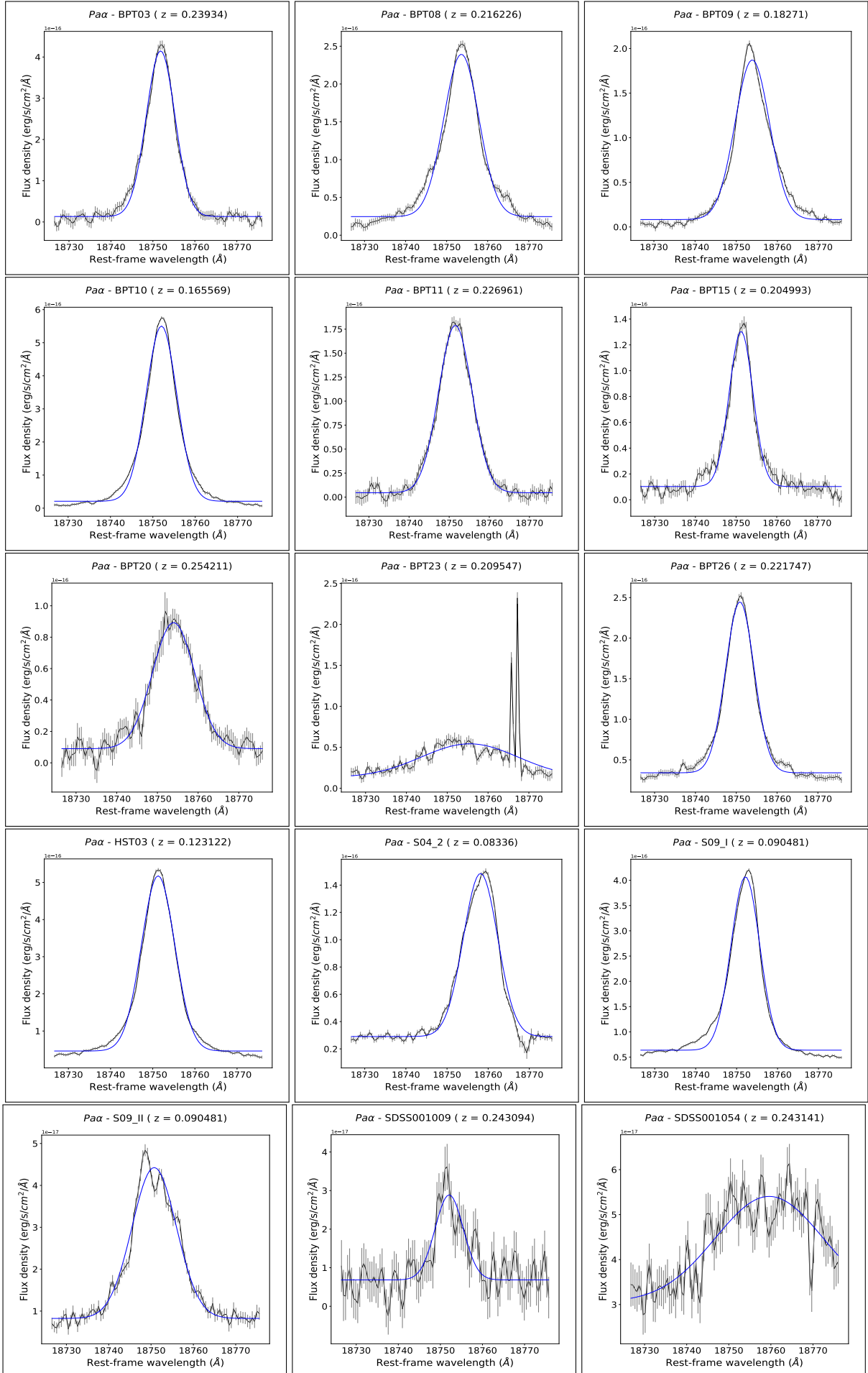
Figura A.34.: Ajustes para a linha: Pa α 

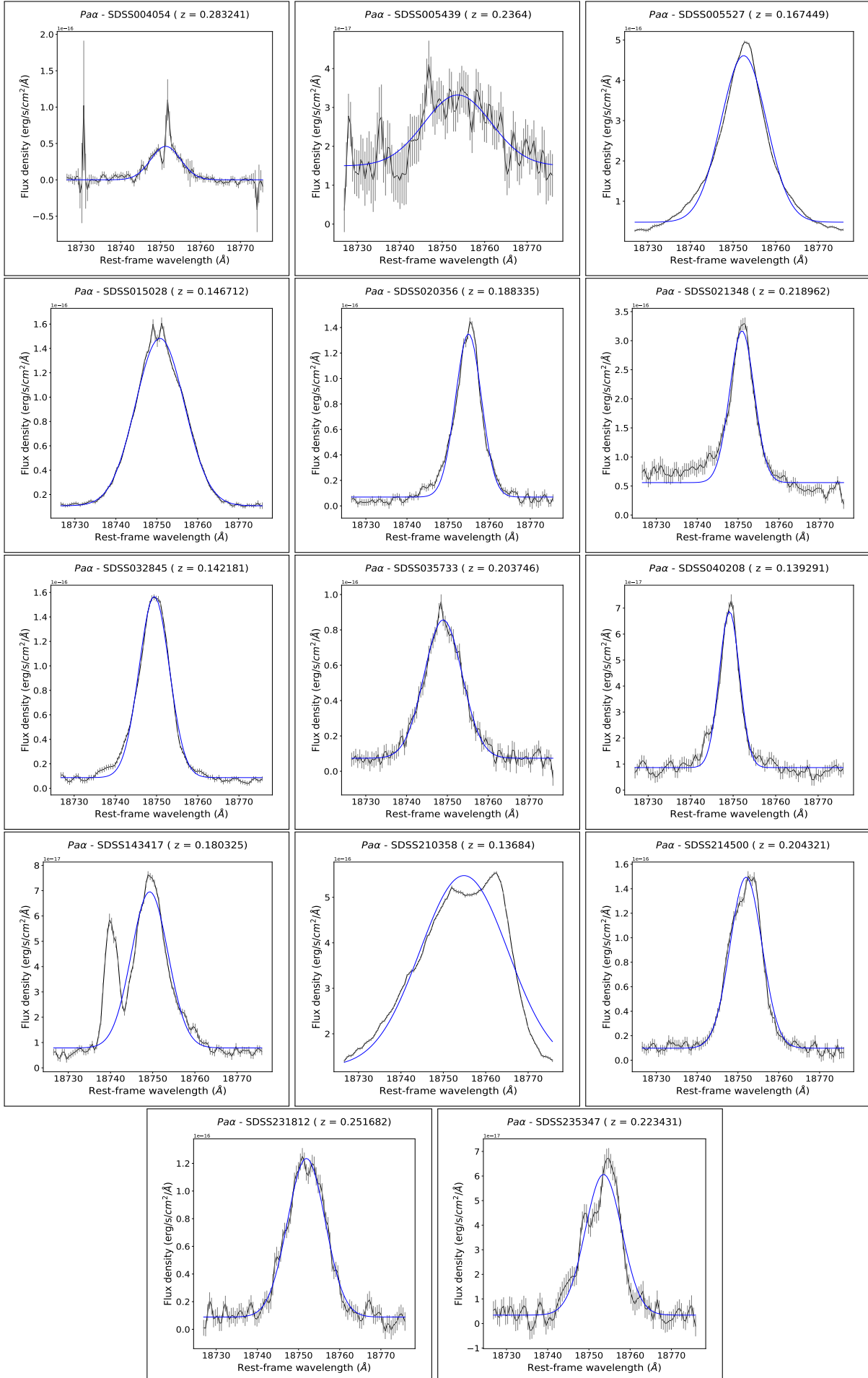
Figura A.35.: Ajustes para a linha: Pa α - Continuação

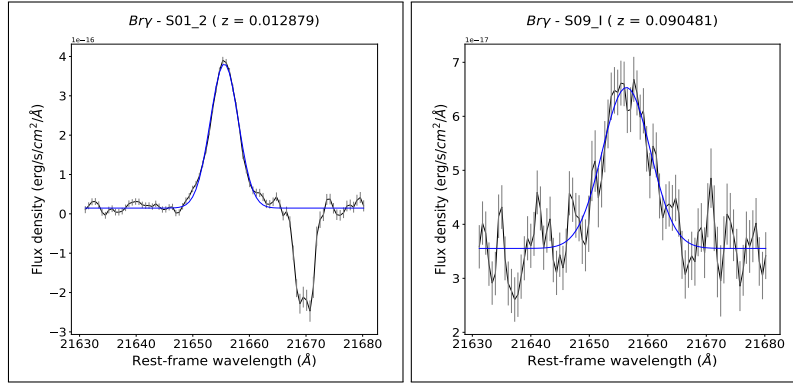
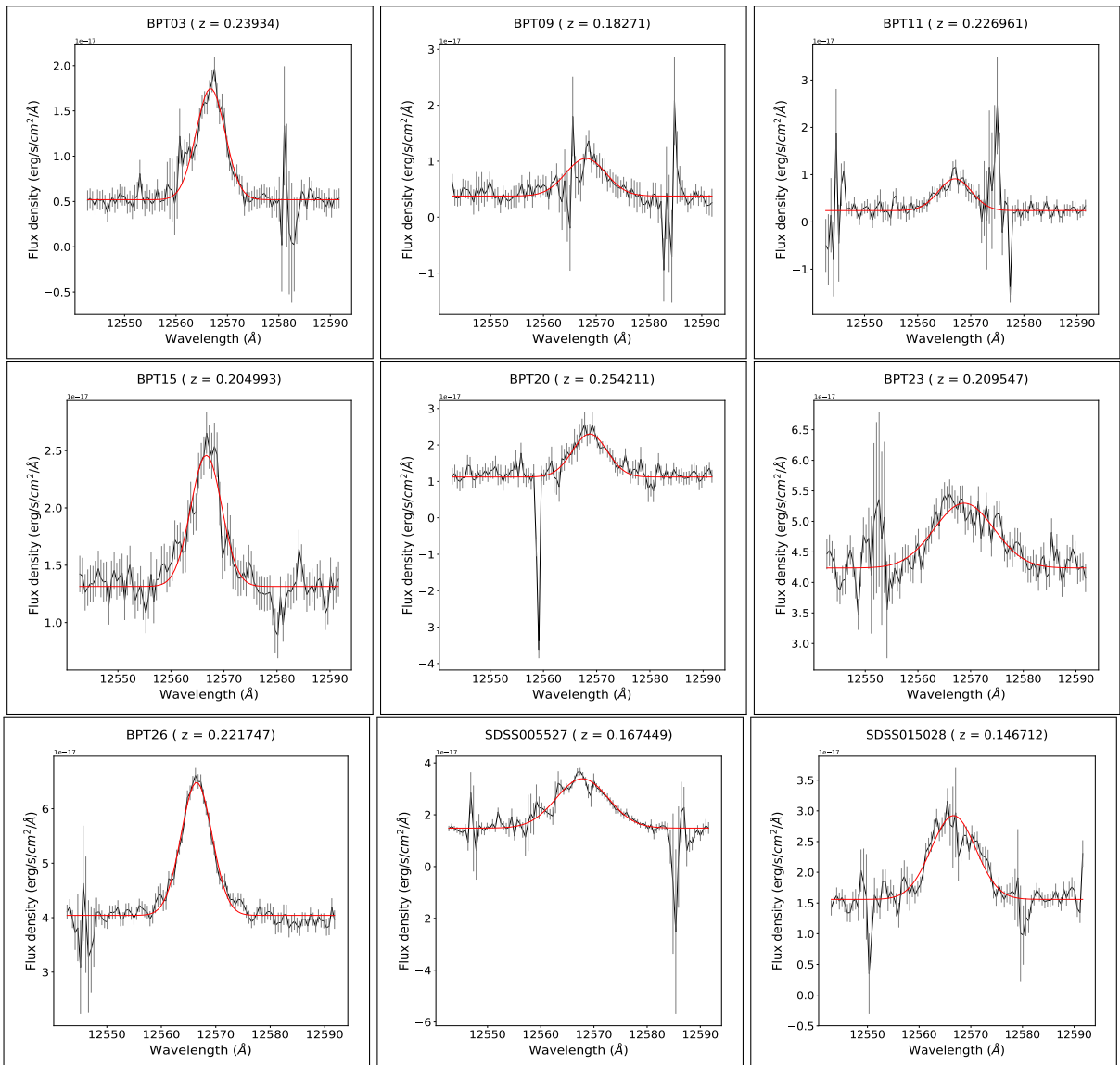
Figura A.36.: Ajustes para a linha: B_{γ} Figura A.37.: Ajustes para a linha: $[\text{FeII}]1.26\mu\text{m}$ 

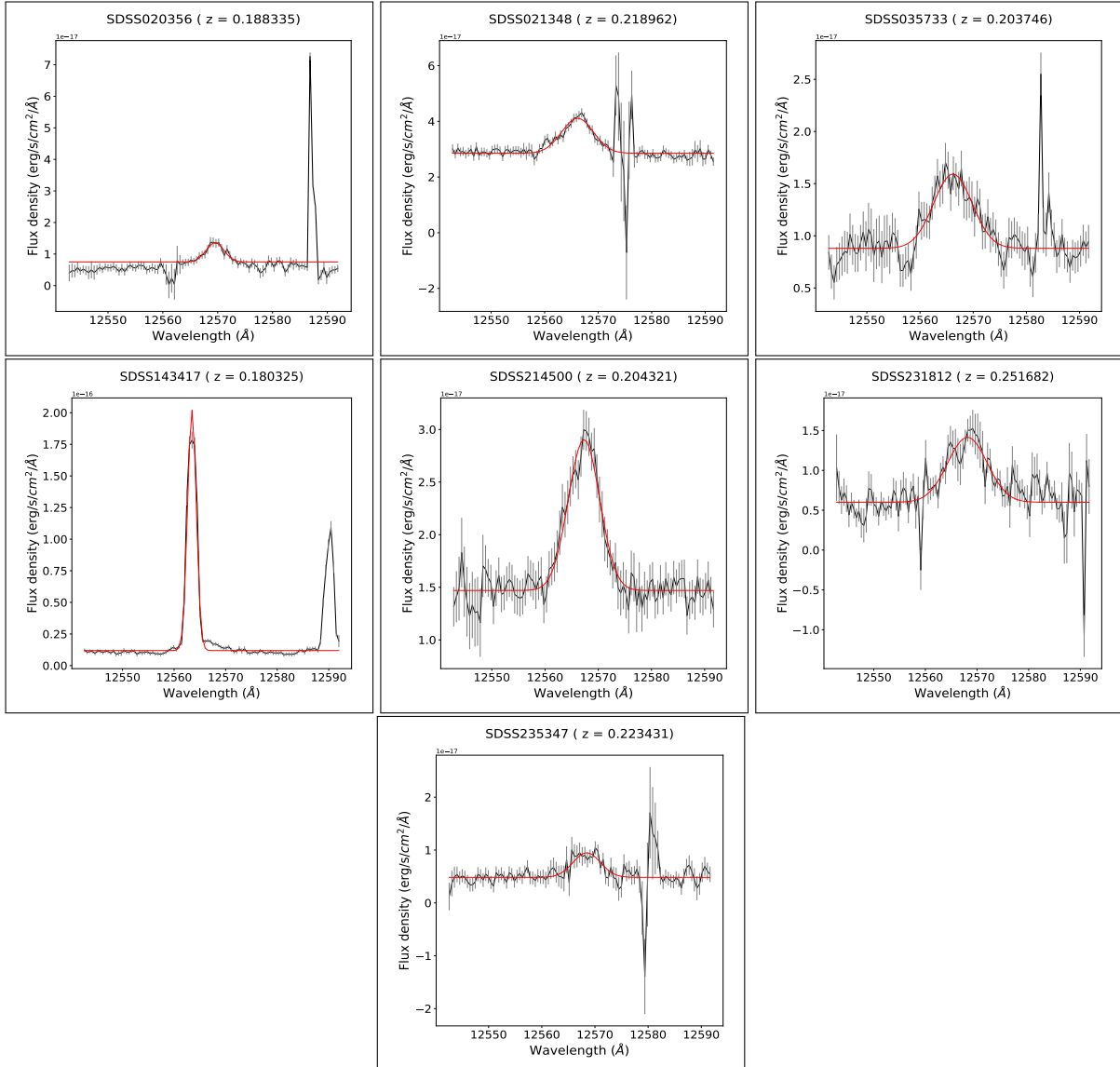
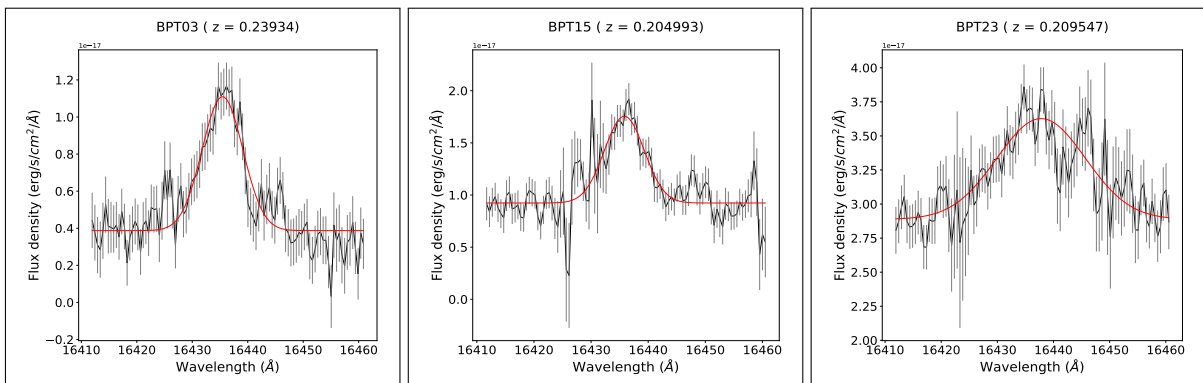
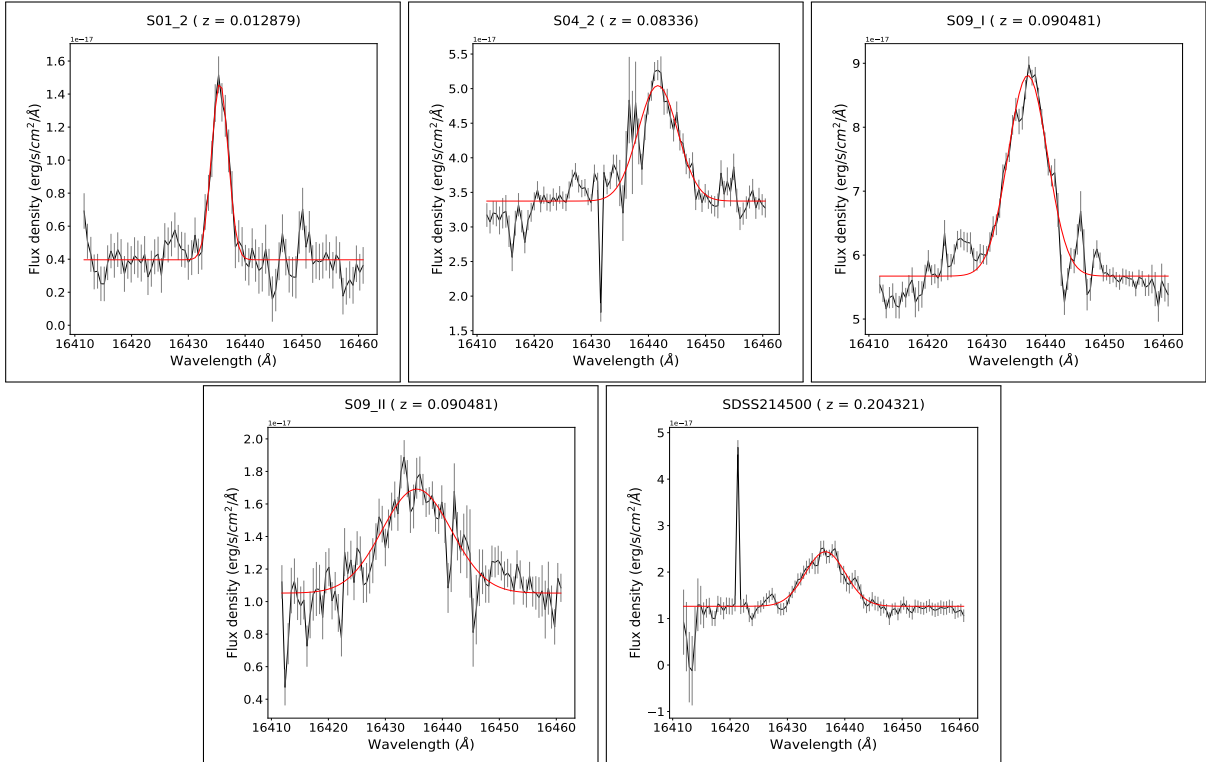
Figura A.38.: Ajustes para a linha: [FeII]1.26 μ m - ContinuaçãoFigura A.39.: Ajustes para a linha: [FeII]1.64 μ m

Figura A.40.: Ajustes para a linha: [FeII]1.64 μ m - Continuação

B Ajustes de modelos SSP no intervalo 3500 - 6780 Å

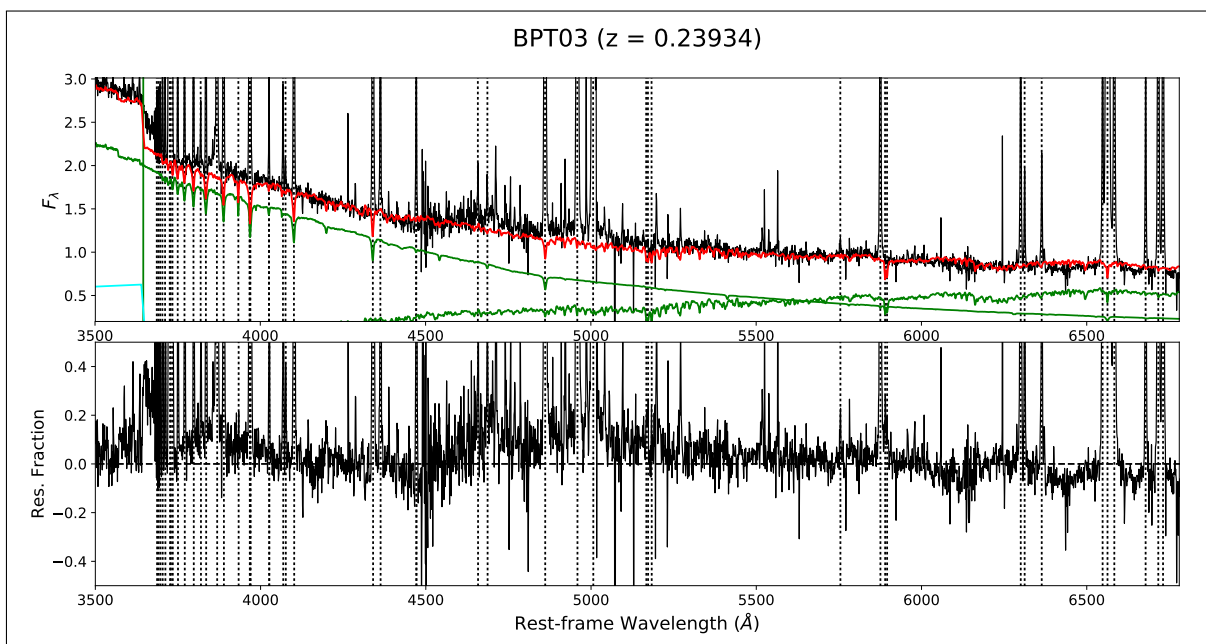


Figura B.1.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia BPT03.

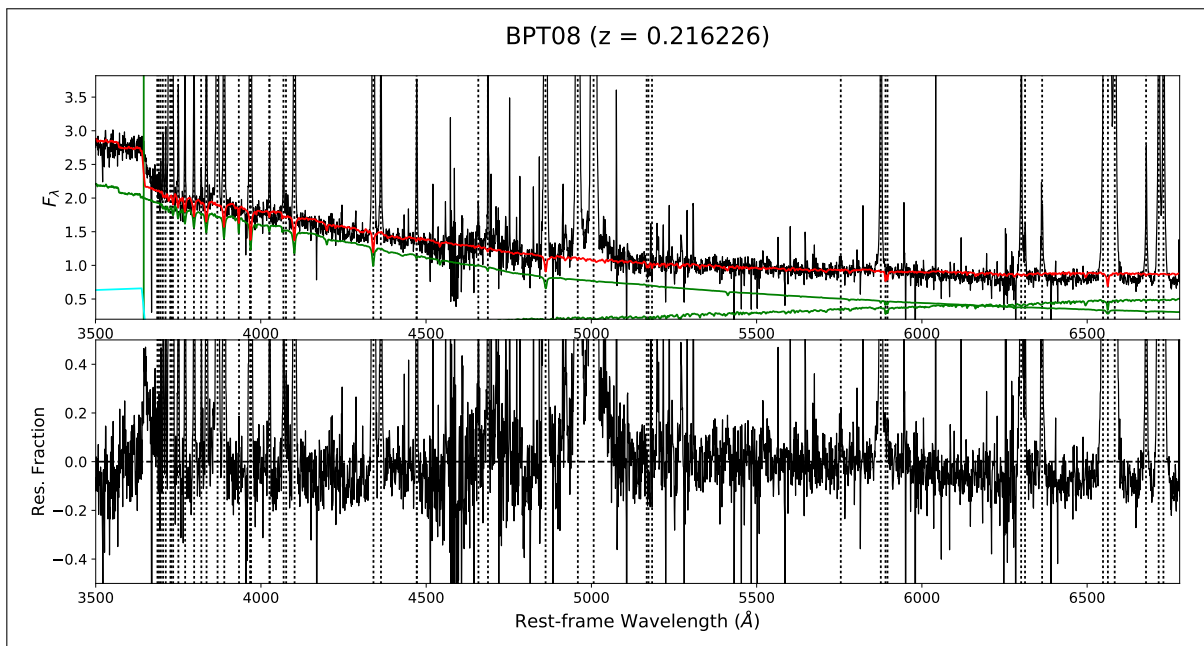


Figura B.2.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia BPT08.

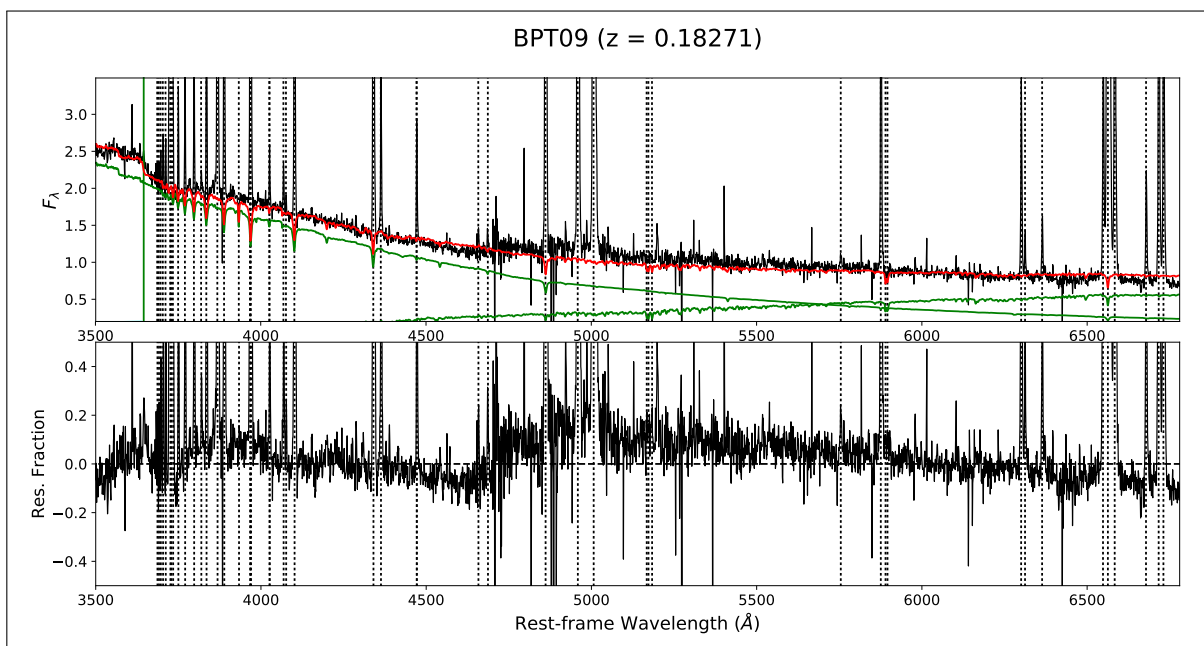


Figura B.3.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia BPT09.

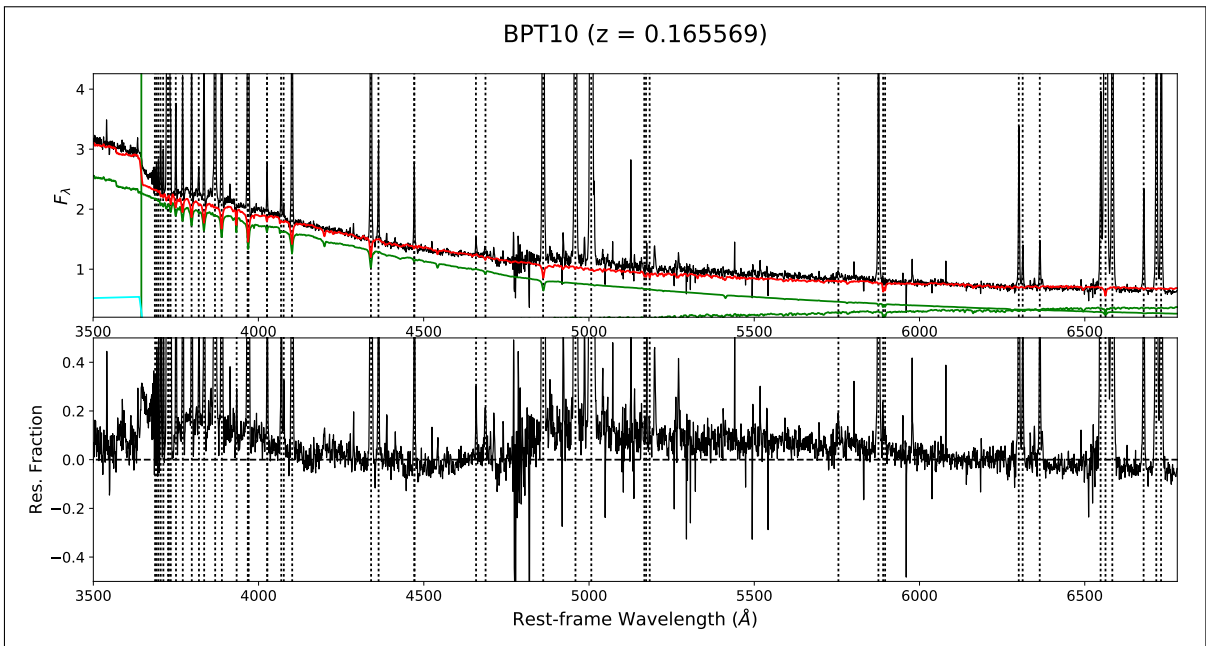


Figura B.4.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia BPT10.

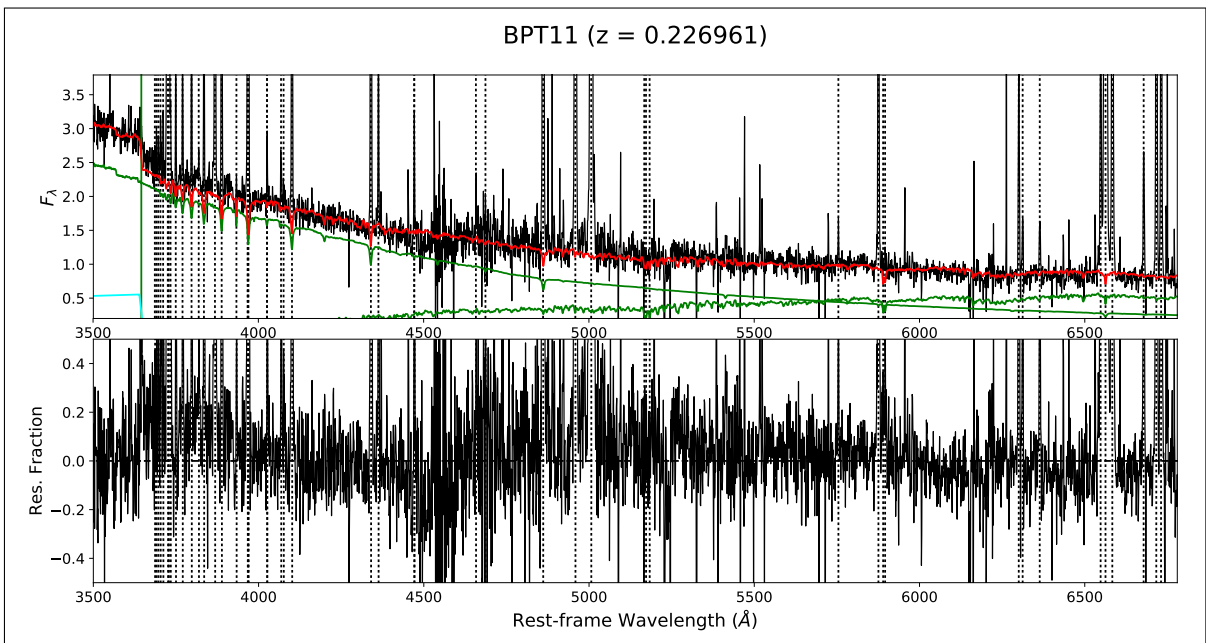


Figura B.5.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia BPT11.

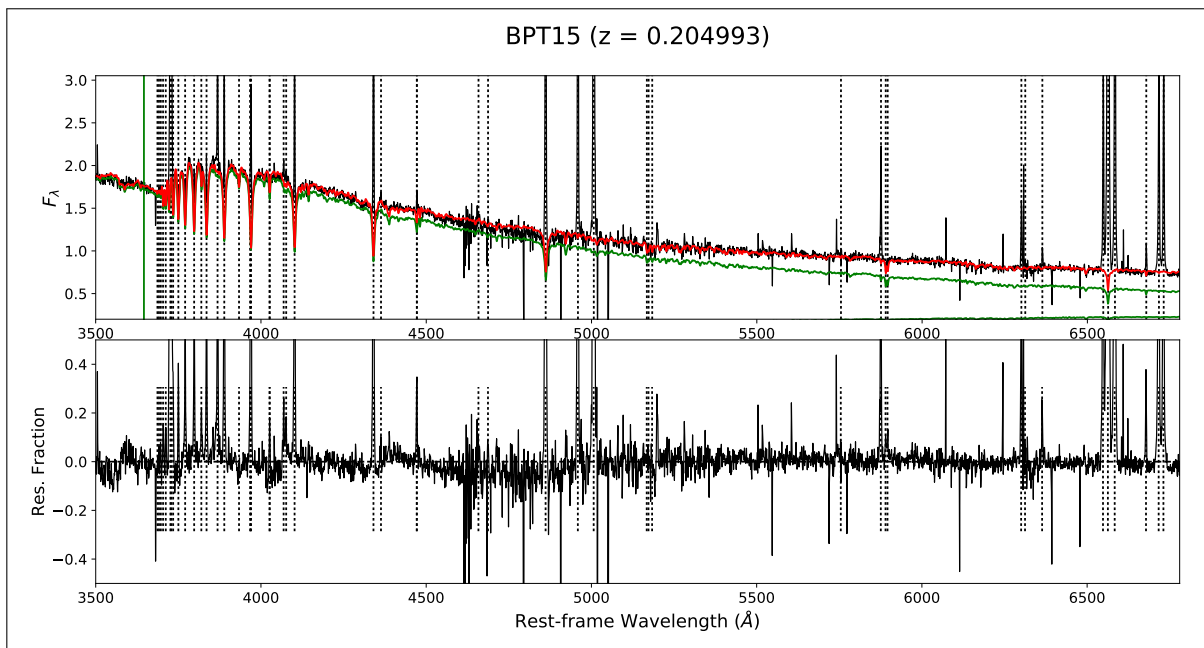


Figura B.6.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia BPT15.

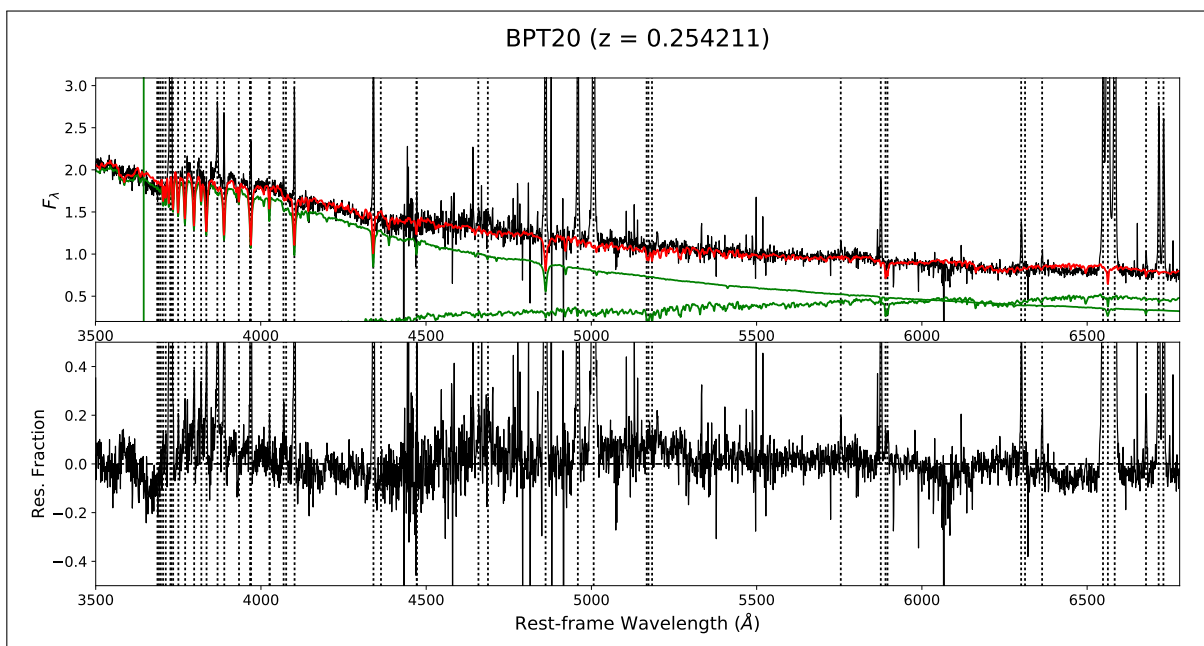


Figura B.7.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia BPT20.

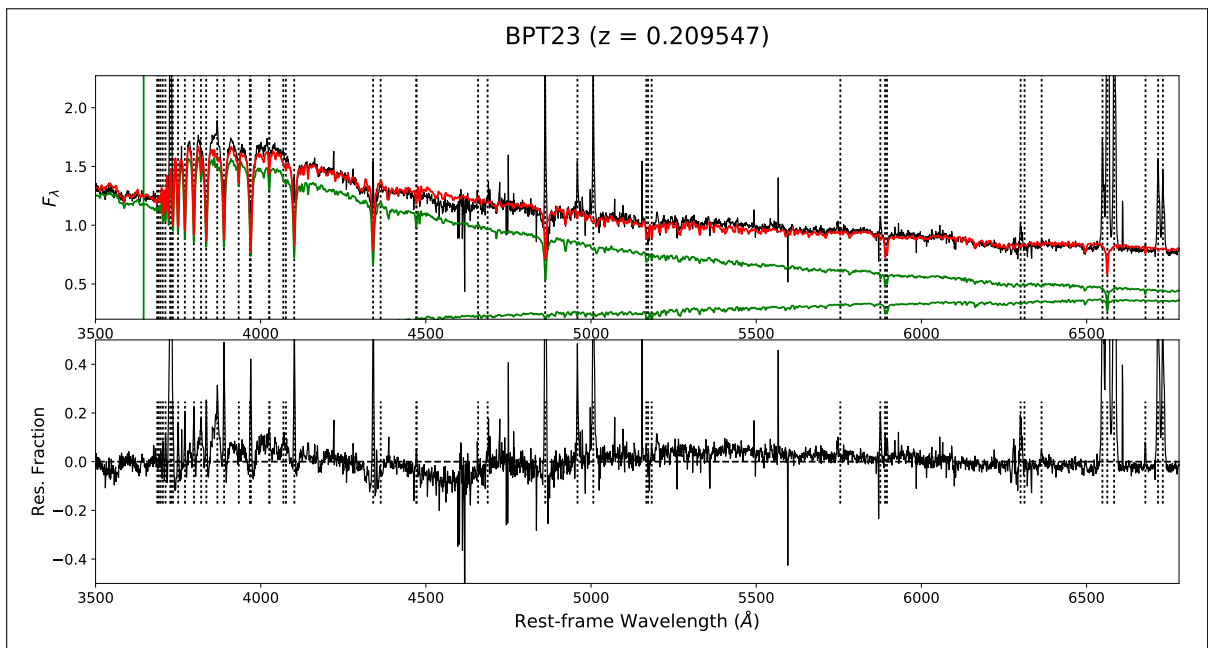


Figura B.8.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia BPT23.

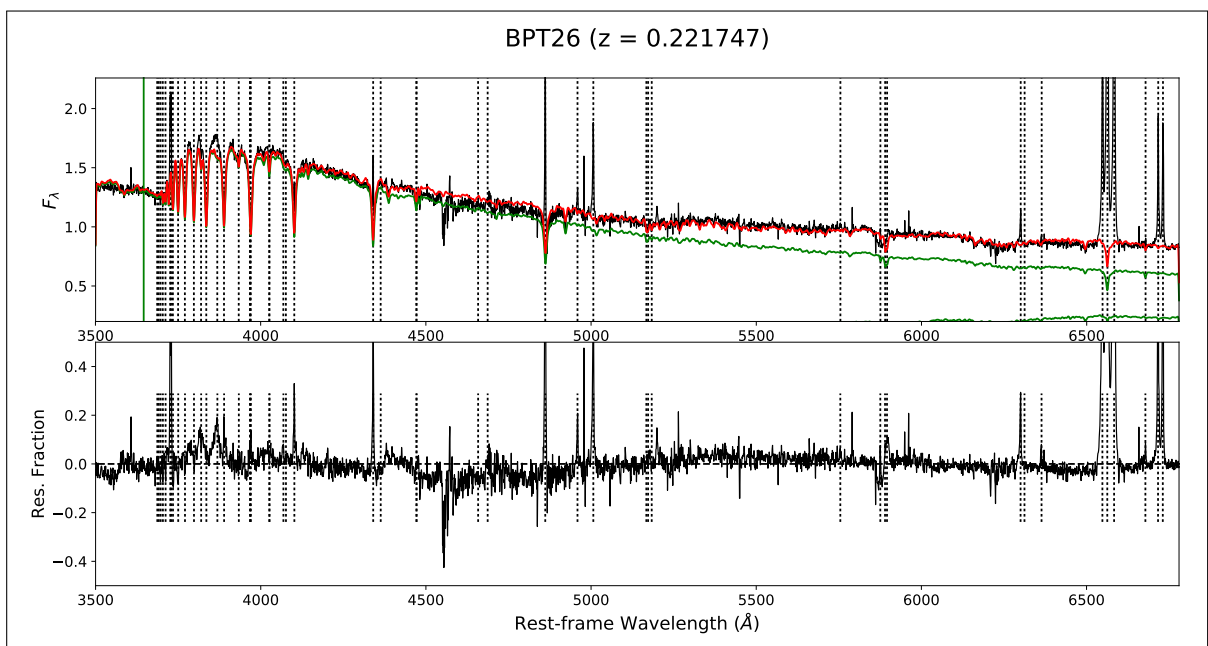


Figura B.9.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia BPT26.

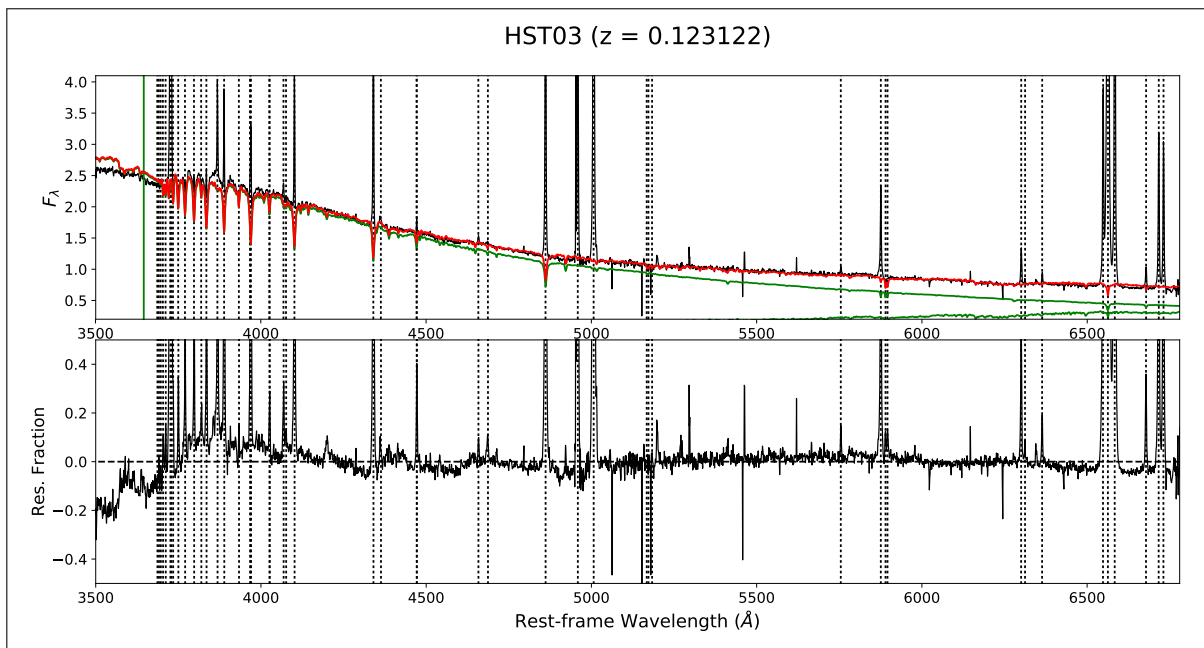


Figura B.10.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 \AA . Resultados para a galáxia HST03.

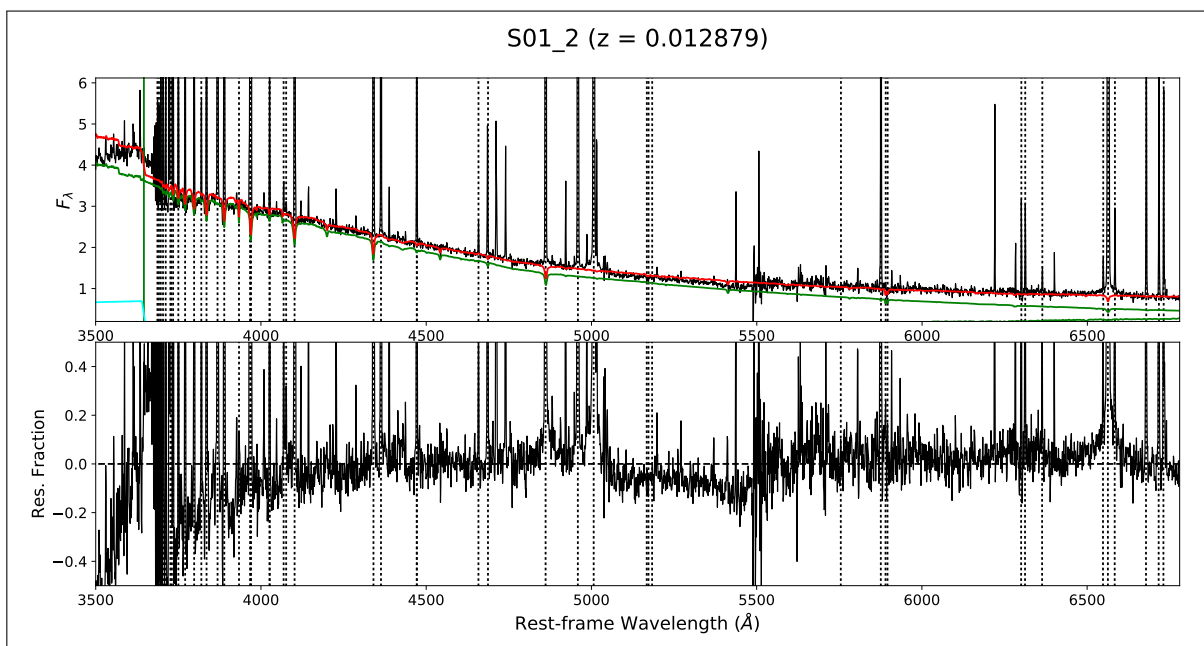


Figura B.11.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 \AA . Resultados para a galáxia S01_2.

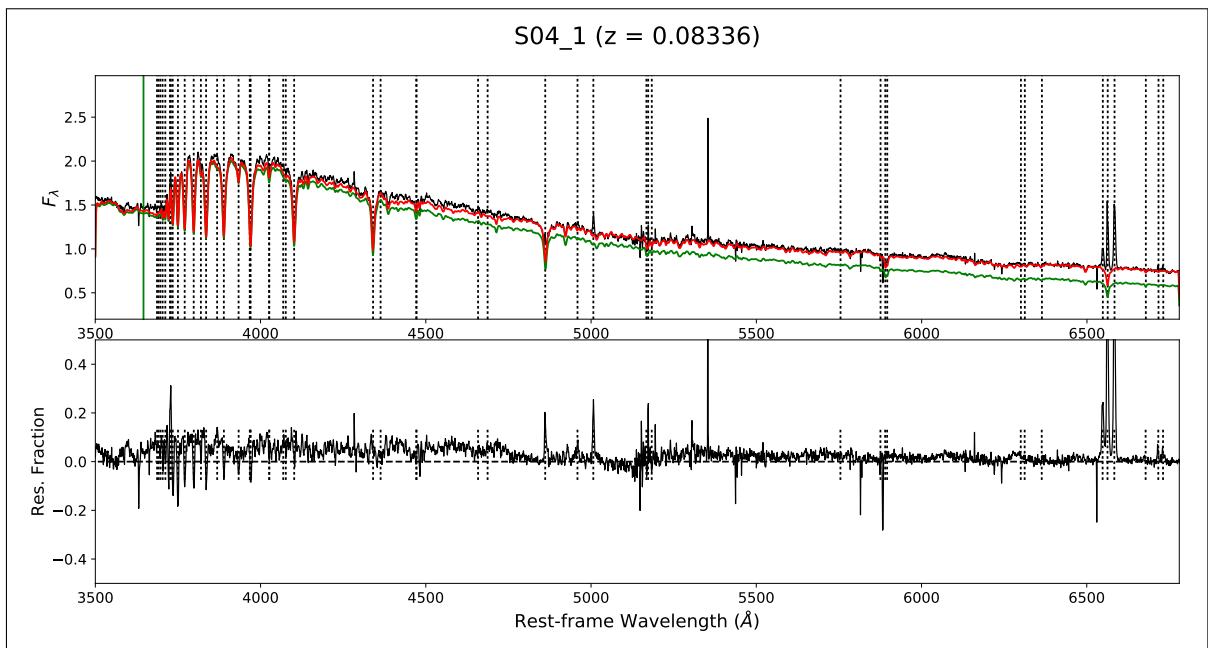


Figura B.12.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 \AA . Resultados para a galáxia S04_1.

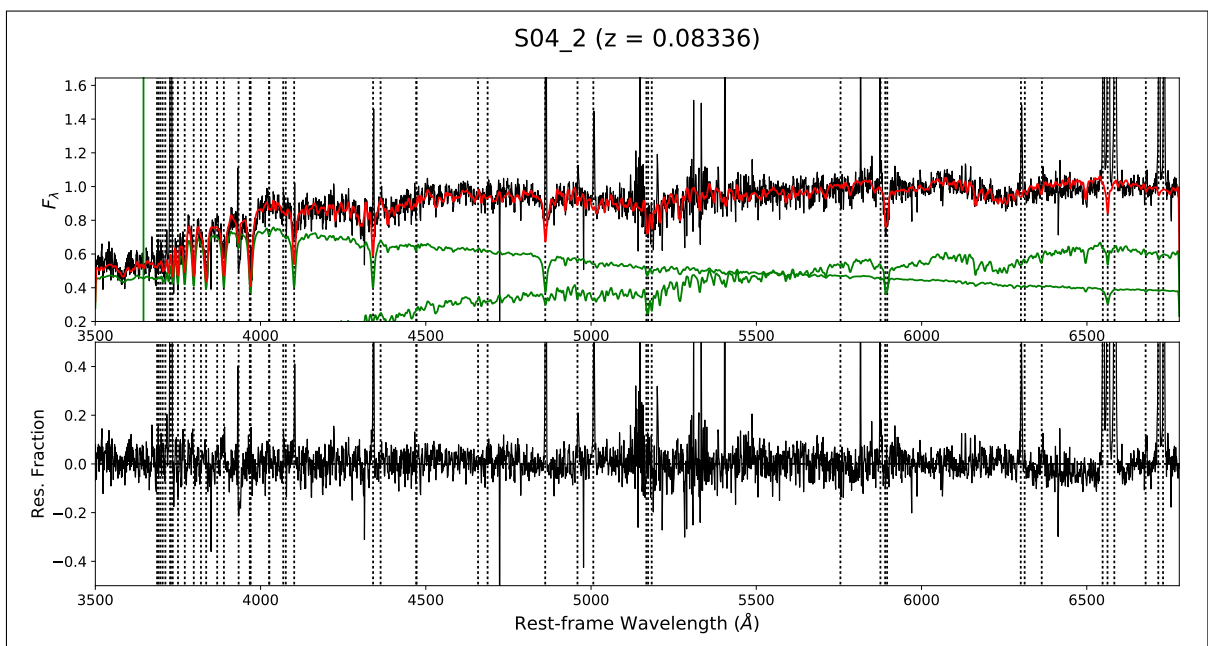


Figura B.13.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 \AA . Resultados para a galáxia S04_2.

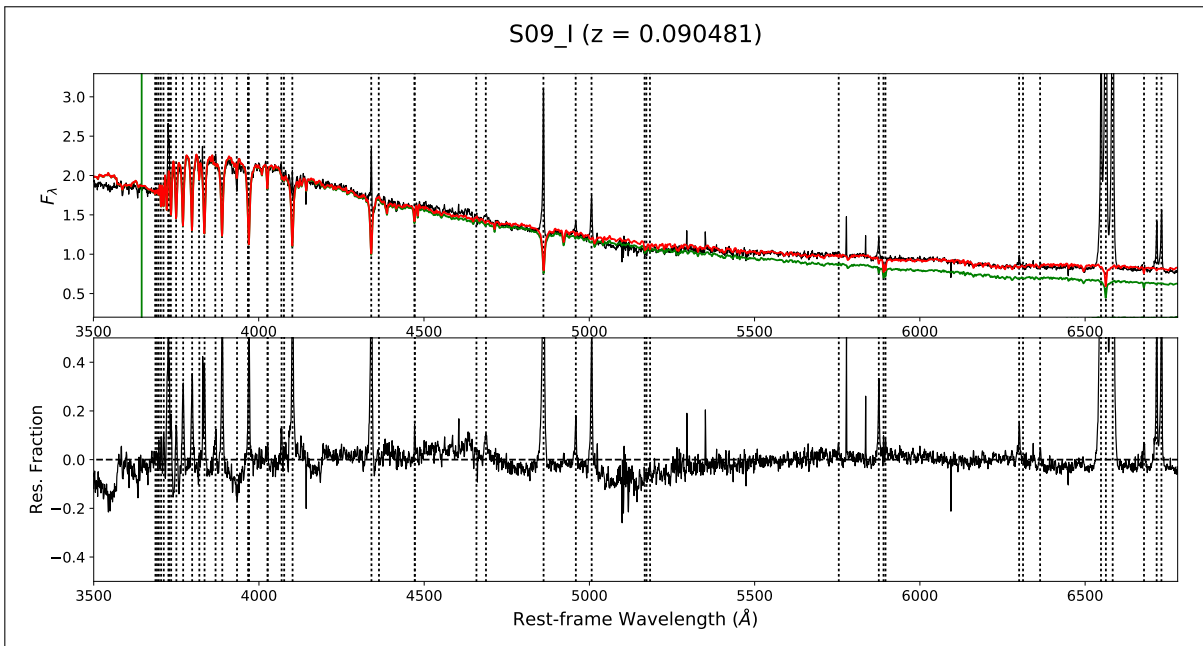


Figura B.14.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia S09_I.

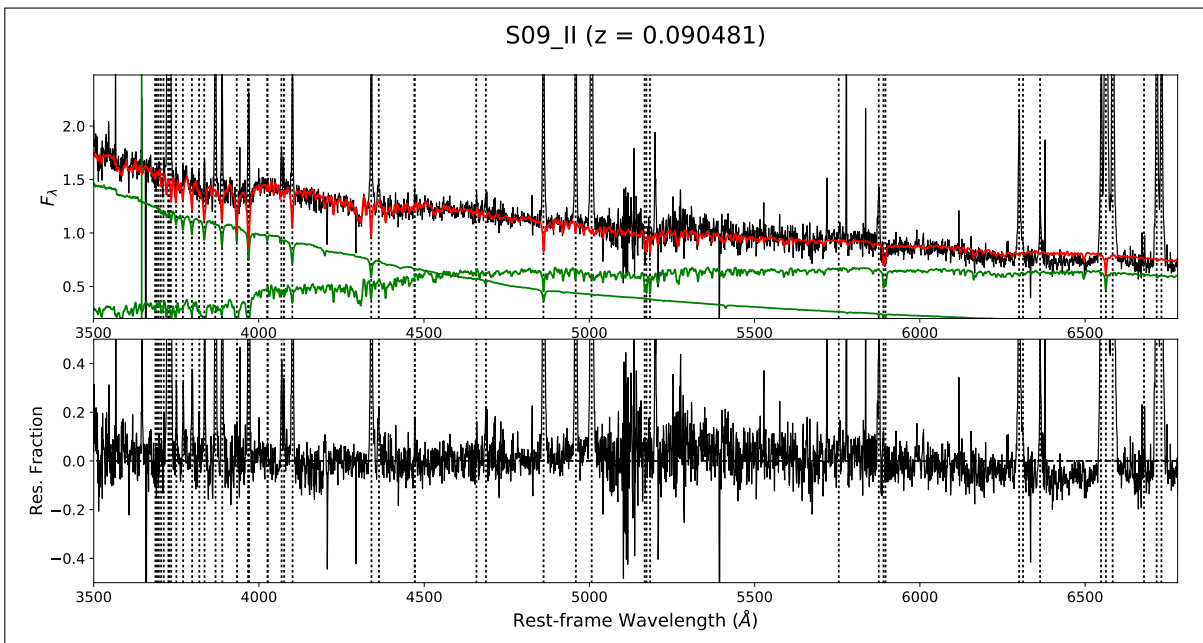


Figura B.15.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia S09_II.

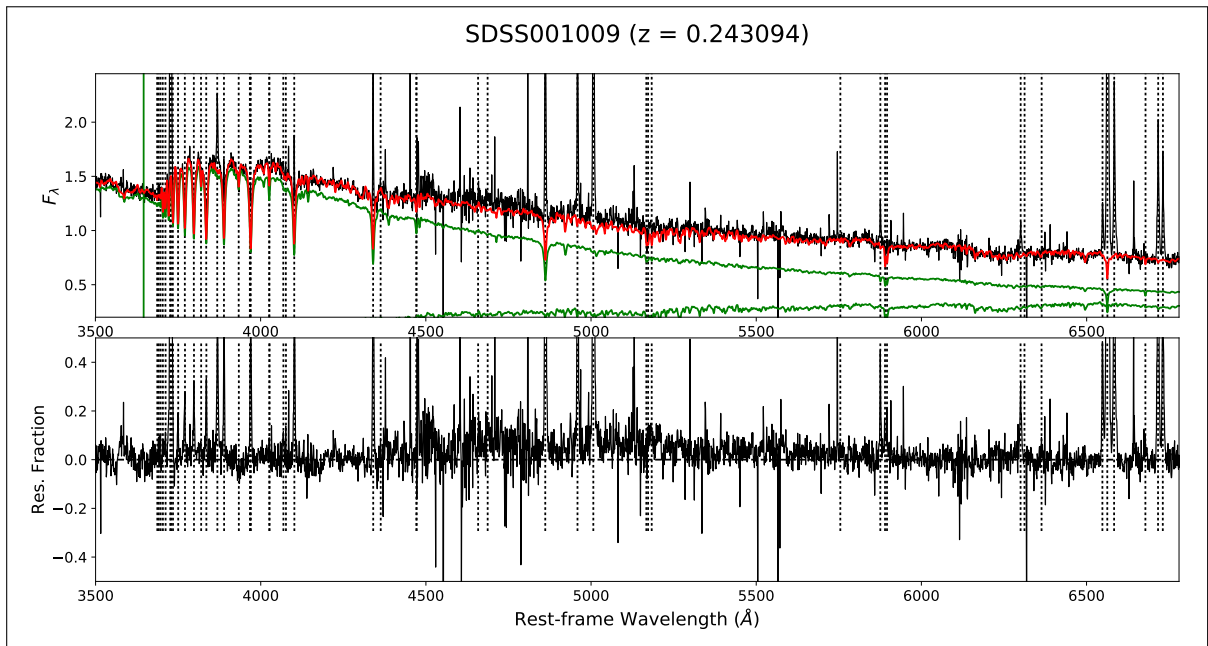


Figura B.16.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS001009.

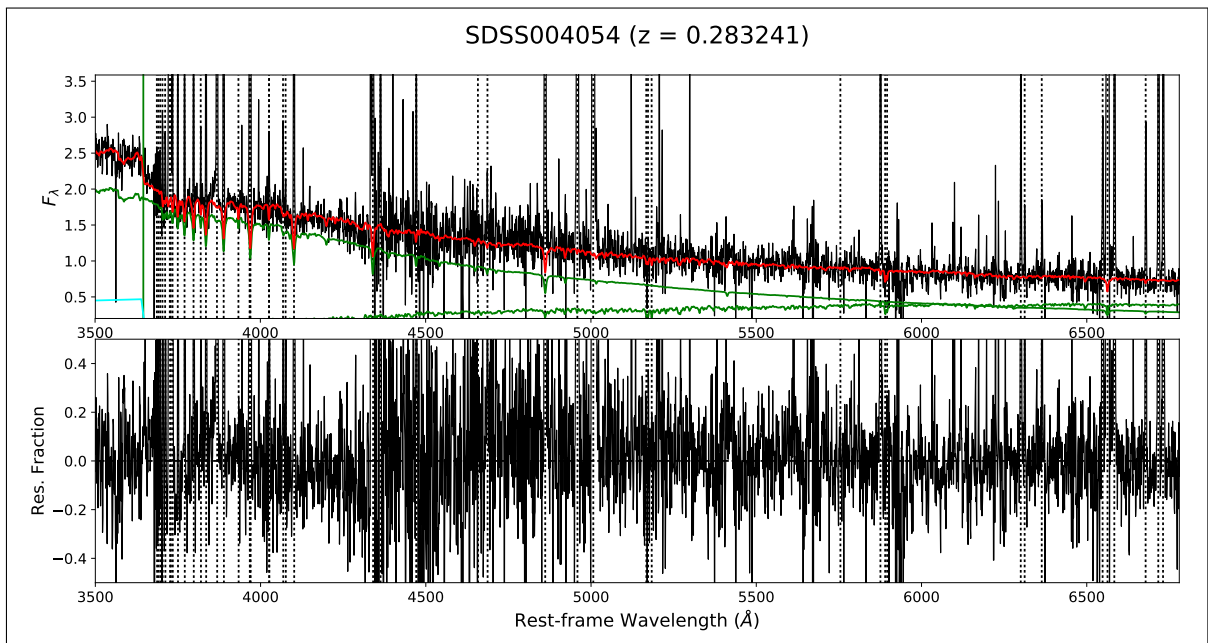


Figura B.17.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS004054.

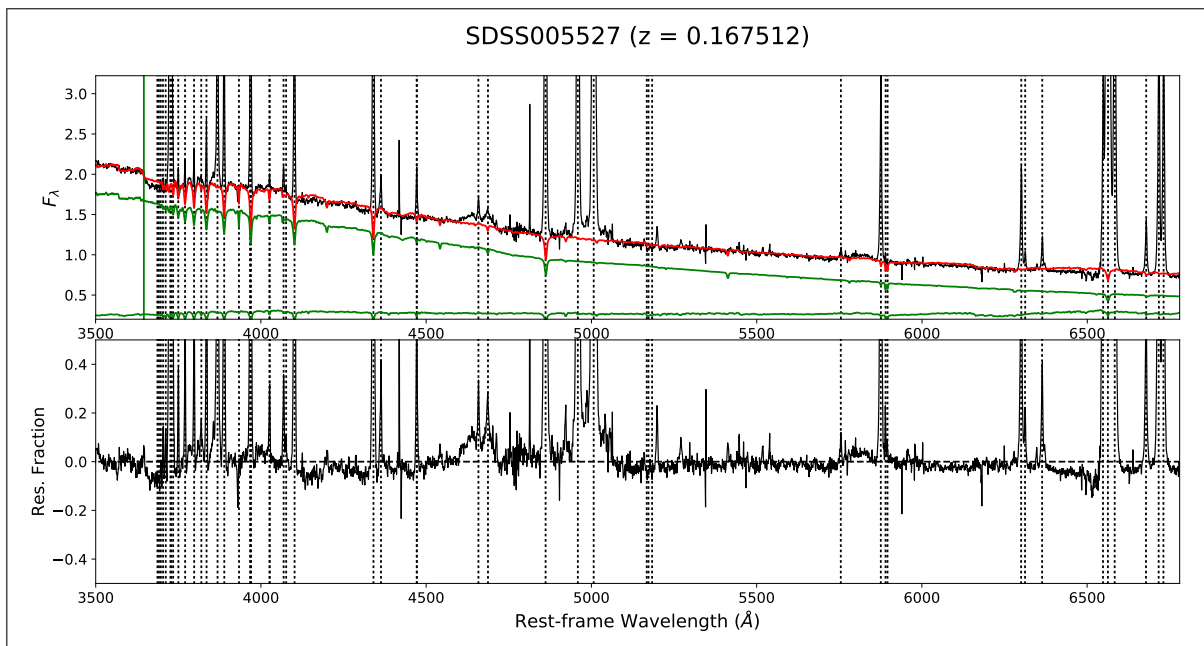


Figura B.18.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS005527.

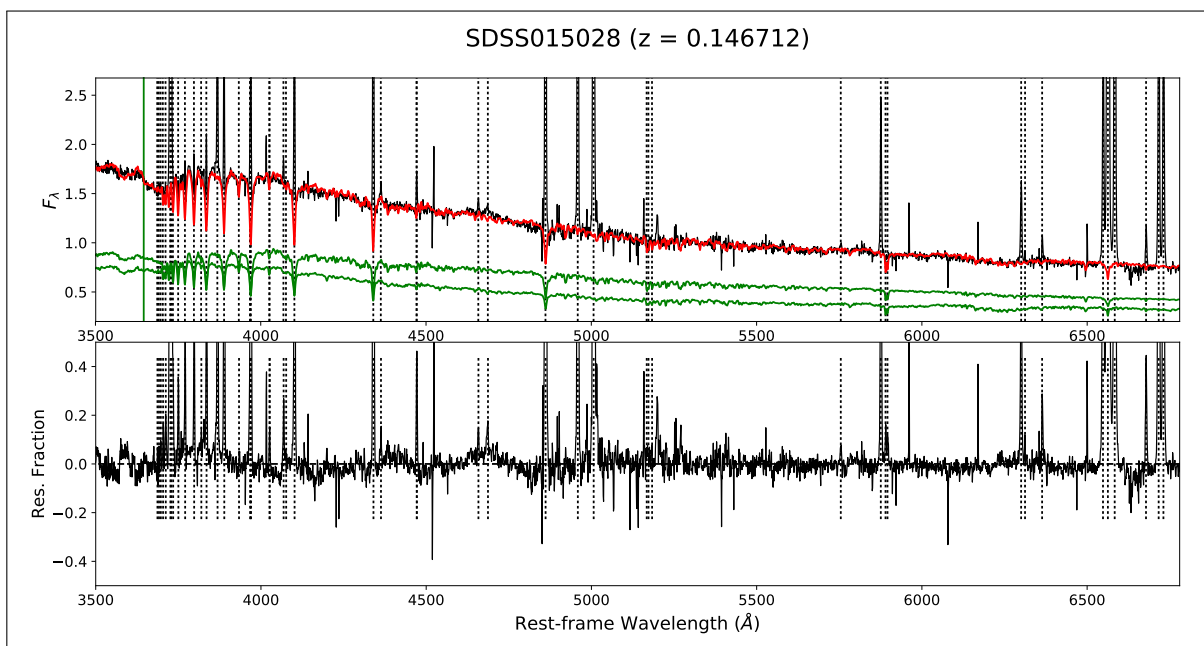


Figura B.19.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS015028.

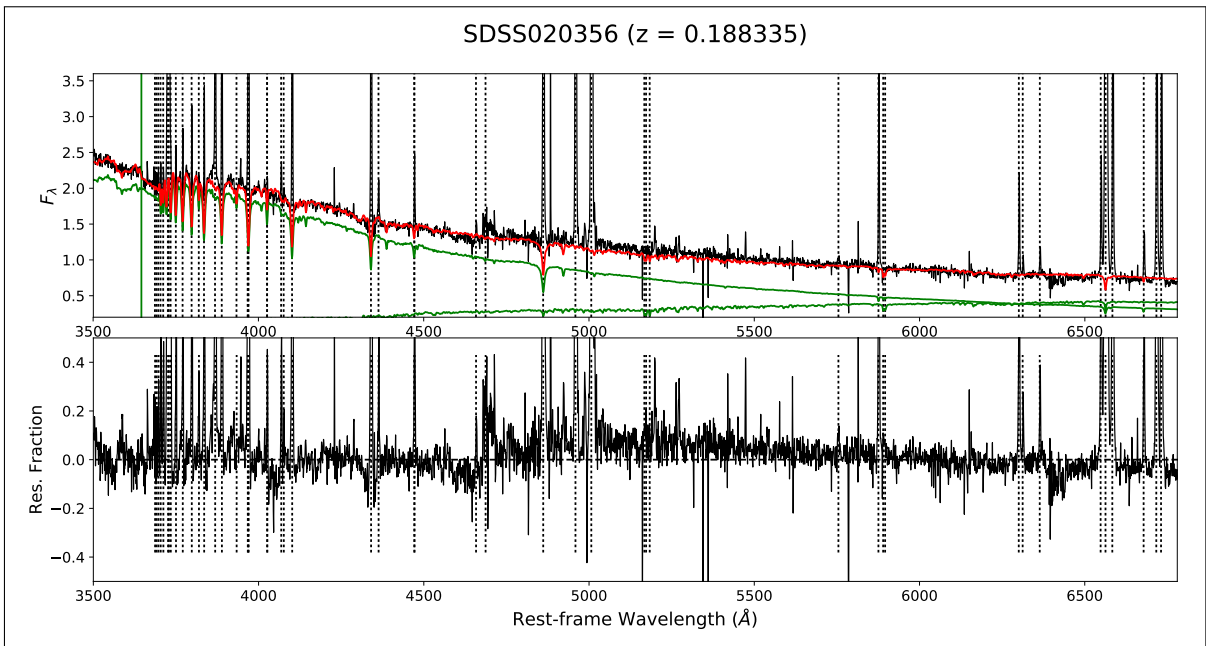


Figura B.20.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS020356.

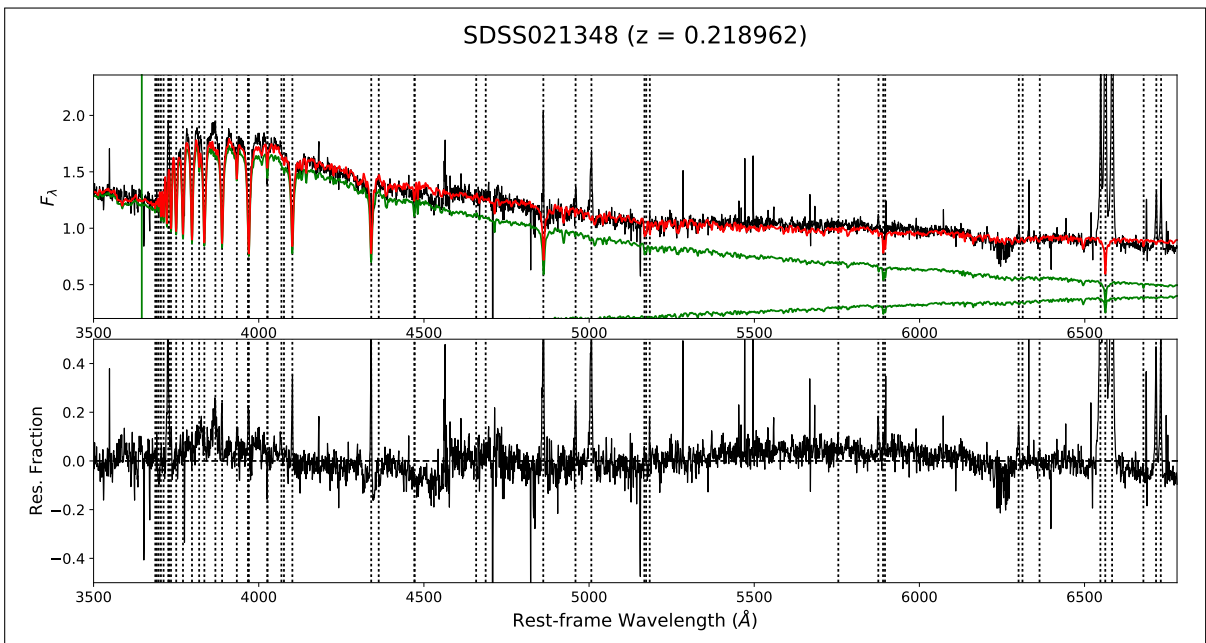


Figura B.21.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS021348.

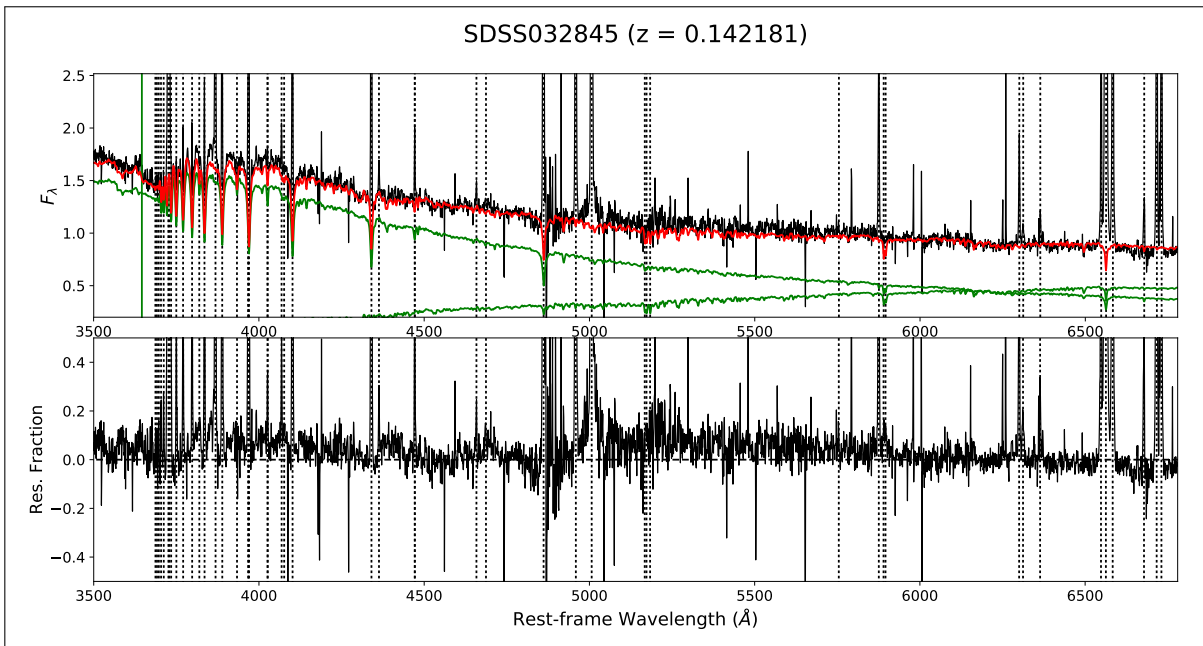


Figura B.22.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 \AA . Resultados para a galáxia SDSS032845.

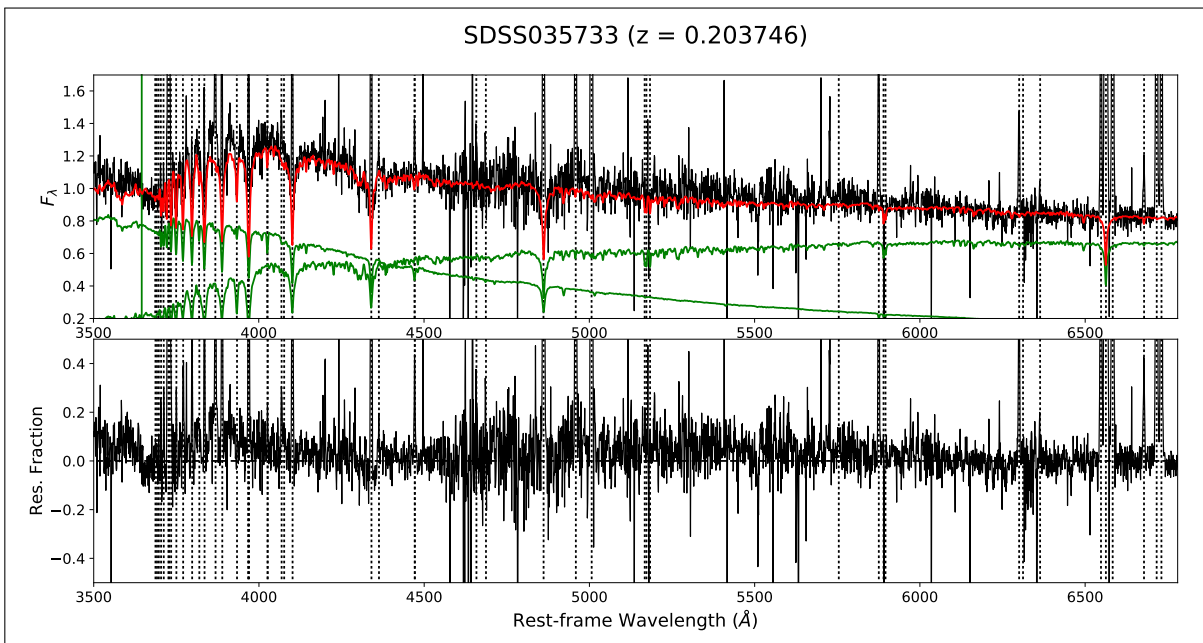


Figura B.23.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 \AA . Resultados para a galáxia SDSS035733.

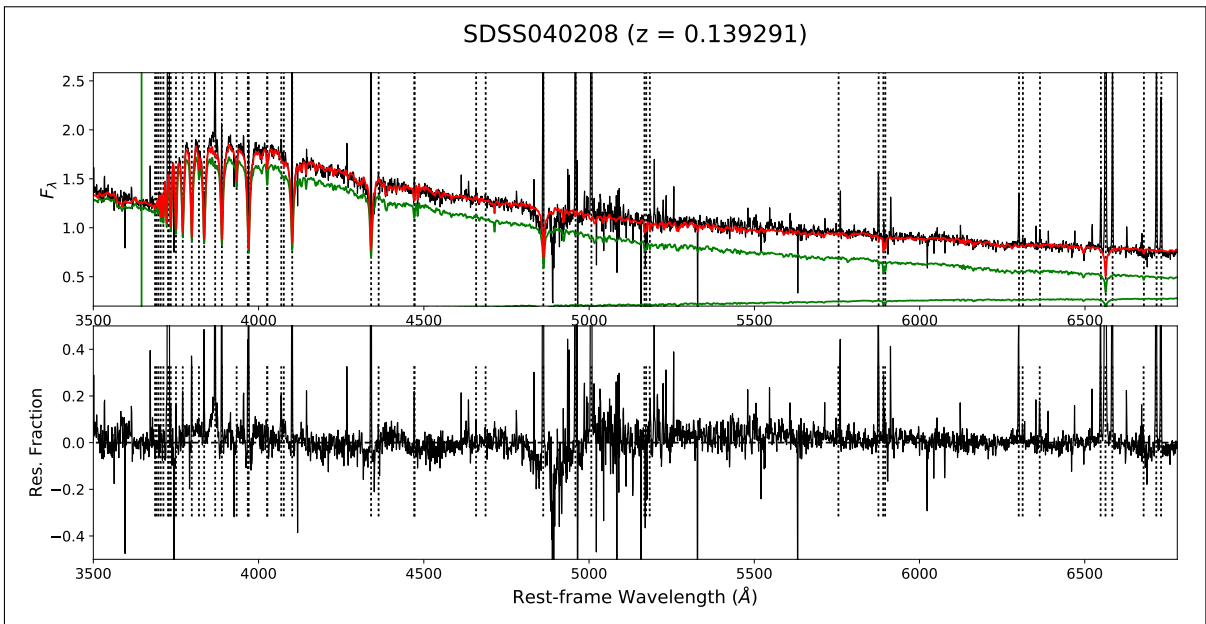


Figura B.24.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 \AA . Resultados para a galáxia SDSS040208.

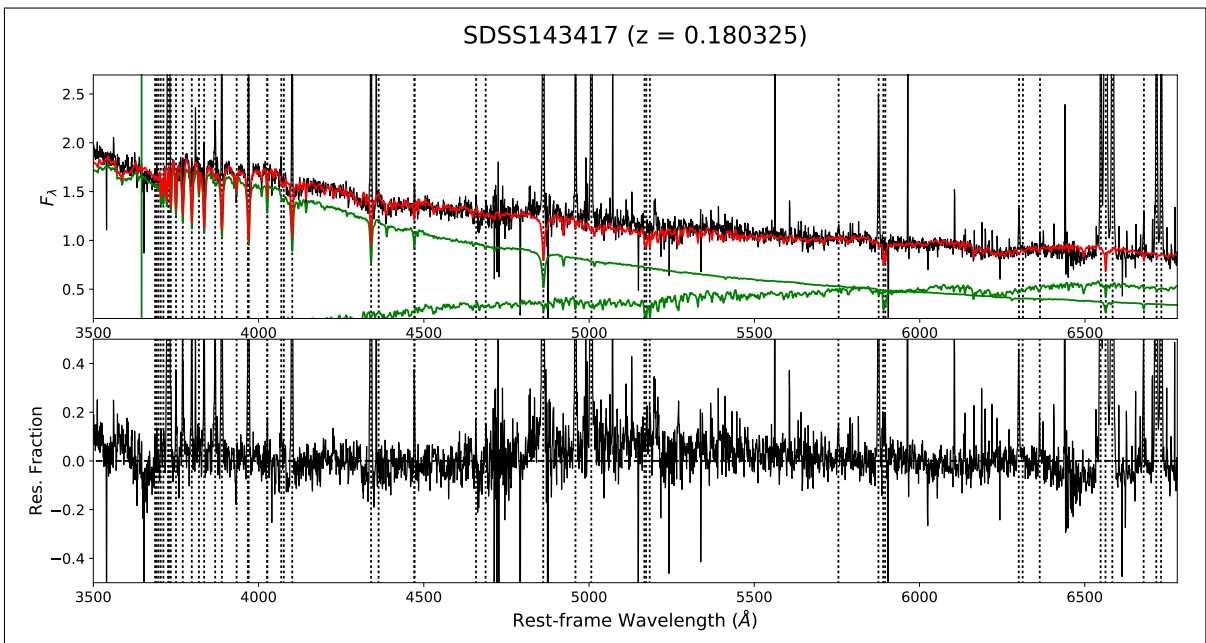


Figura B.25.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 \AA . Resultados para a galáxia SDSS143417.

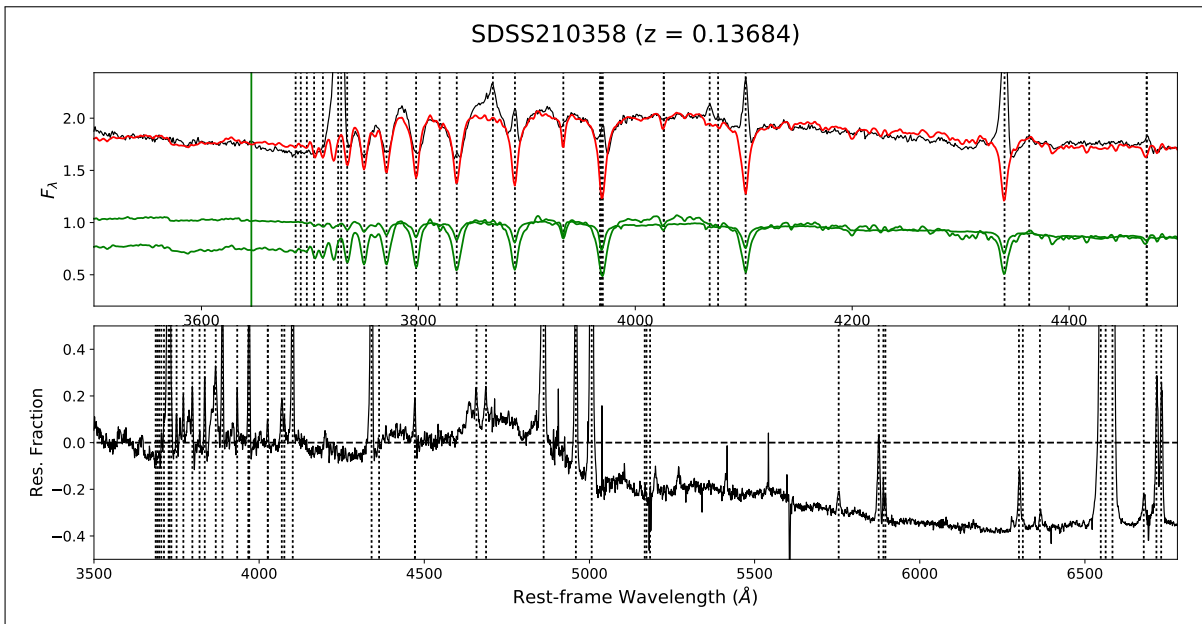


Figura B.26.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 4500 Å. Resultados para a galáxia SDSS210358.

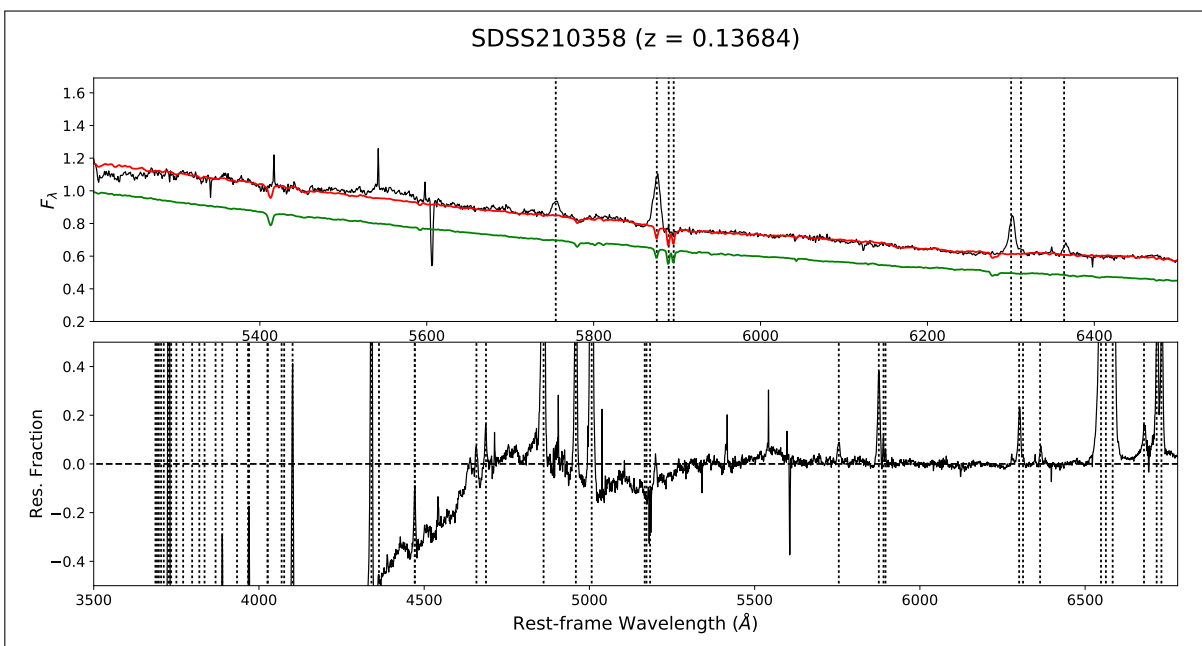


Figura B.27.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 5200 - 6500 Å. Resultados para a galáxia SDSS210358.

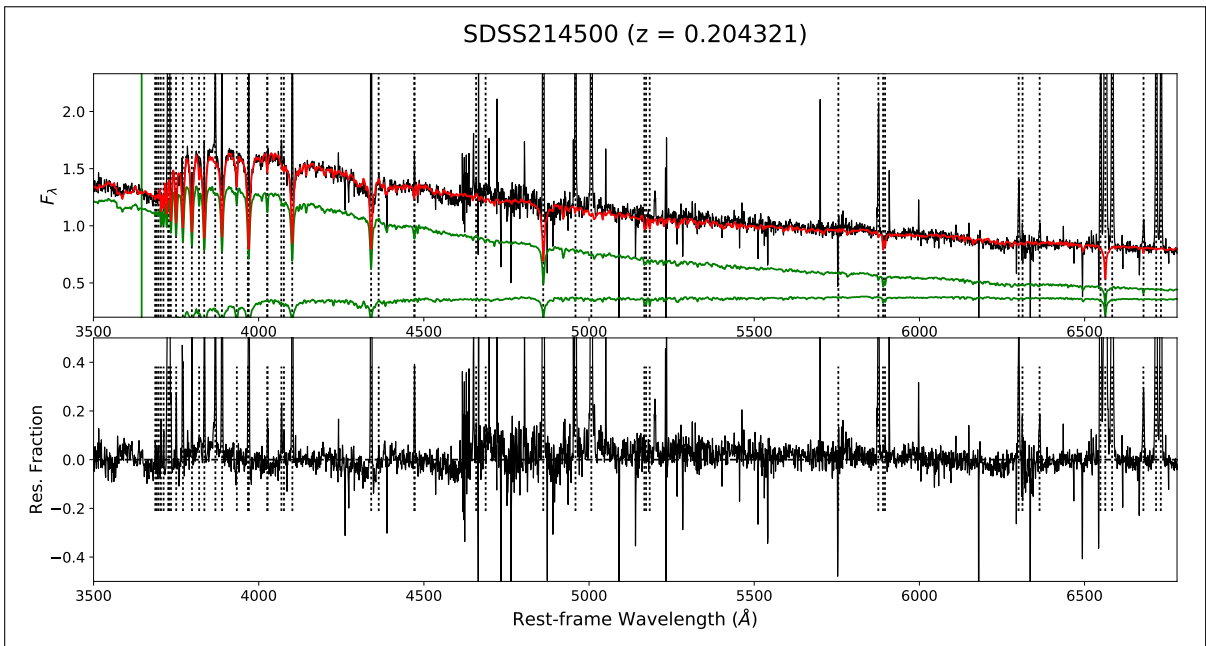


Figura B.28.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS214500.

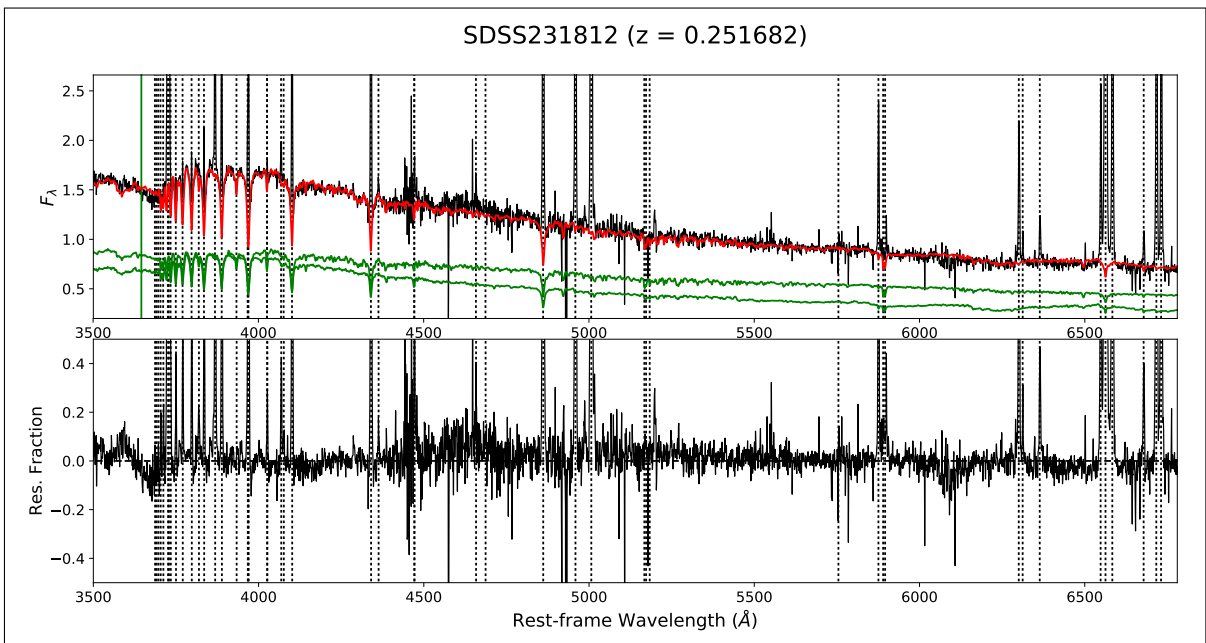


Figura B.29.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS231812.

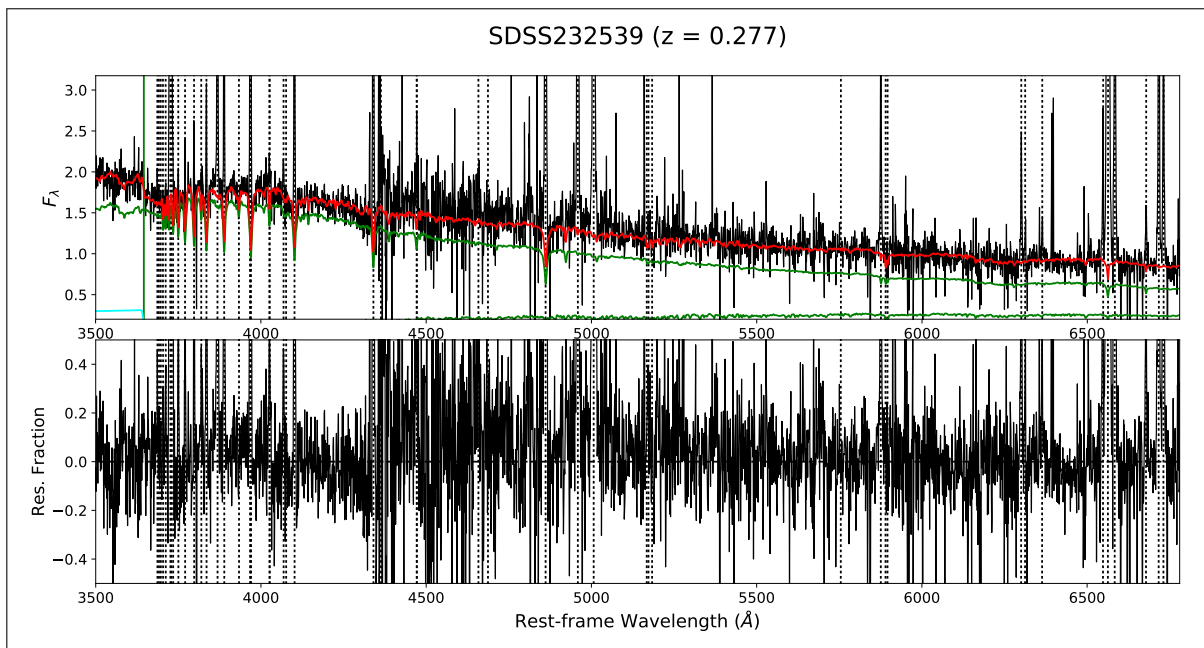


Figura B.30.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS232539.

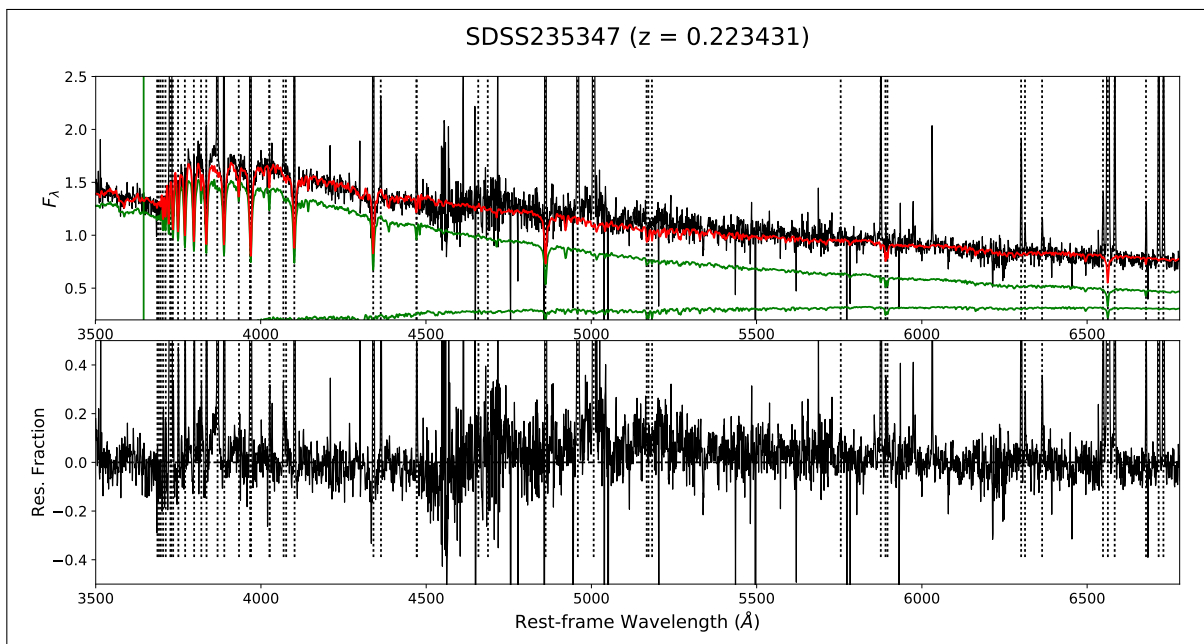


Figura B.31.: Ajustes dos modelos SSP na região dos espectros em que se encontram as linhas importantes na determinação de abundâncias: 3500 - 6780 Å. Resultados para a galáxia SDSS235347.

C Correção das linhas $H\alpha$ e $H\beta$ pela absorção do contínuo estelar

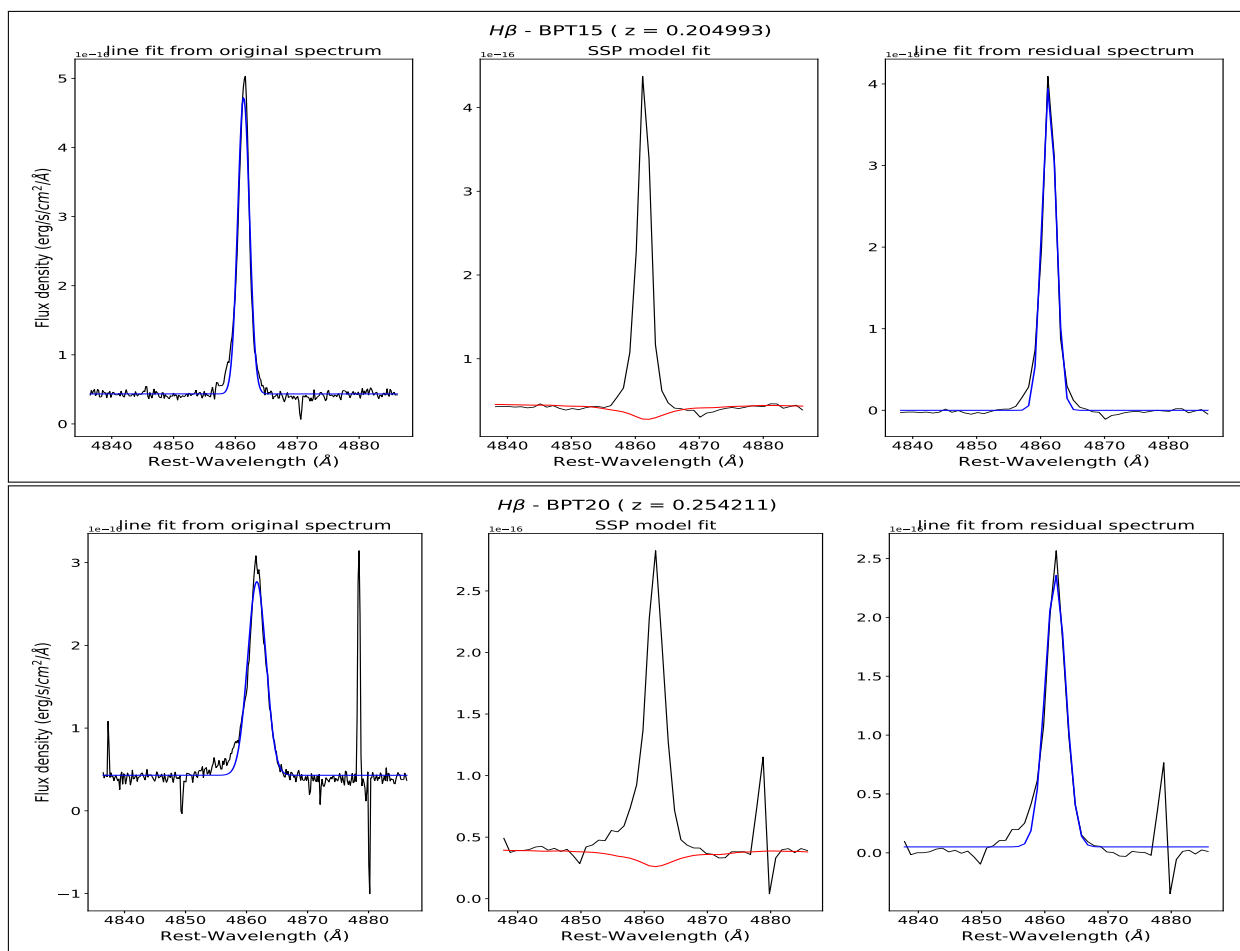


Figura C.1.: Ajustes da linha $H\beta$ no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias BPT15 e BPT20.

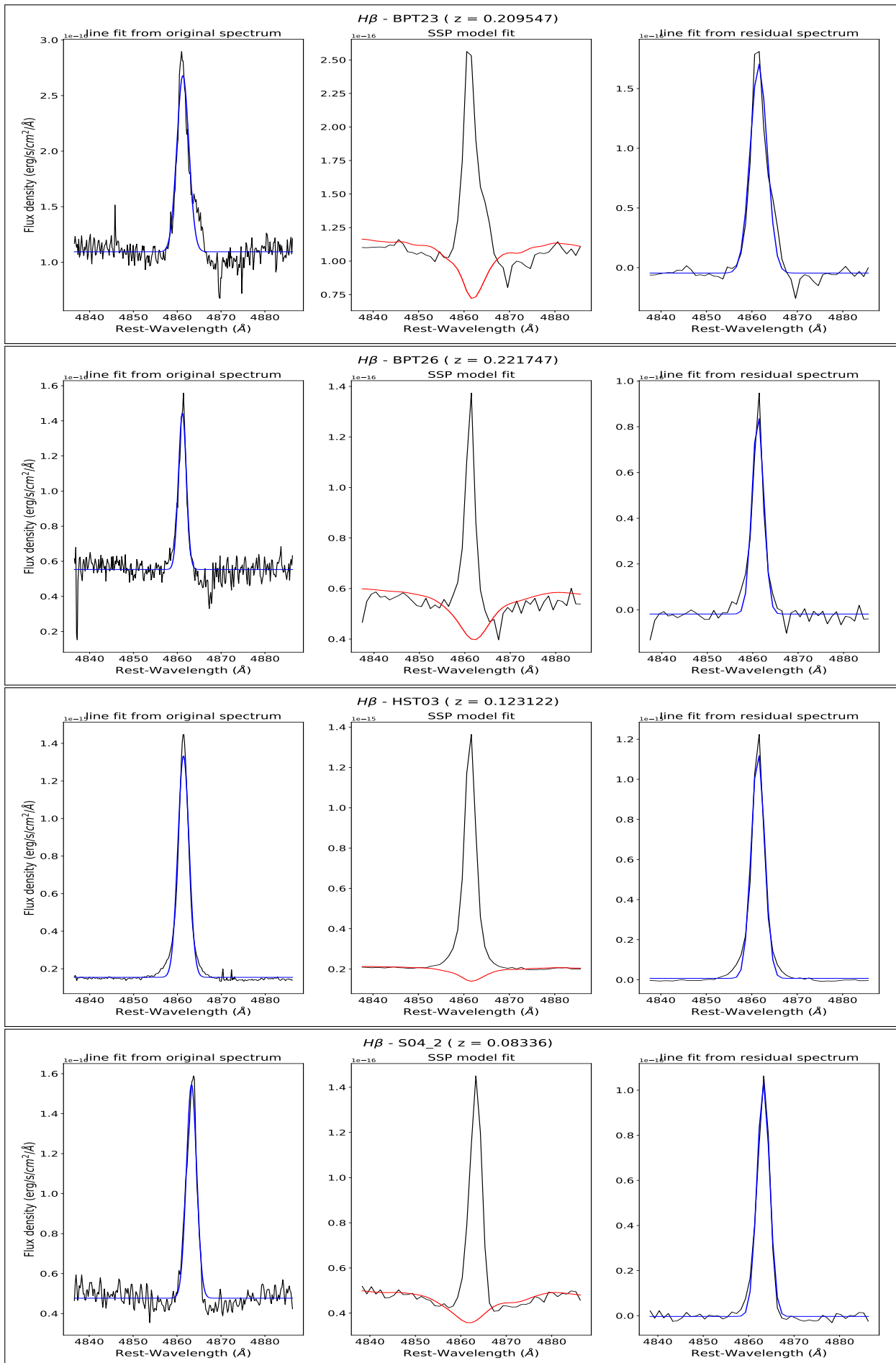


Figura C.2.: Ajustes da linha H β no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias BPT23, BPT26, HST03 e S04_2.

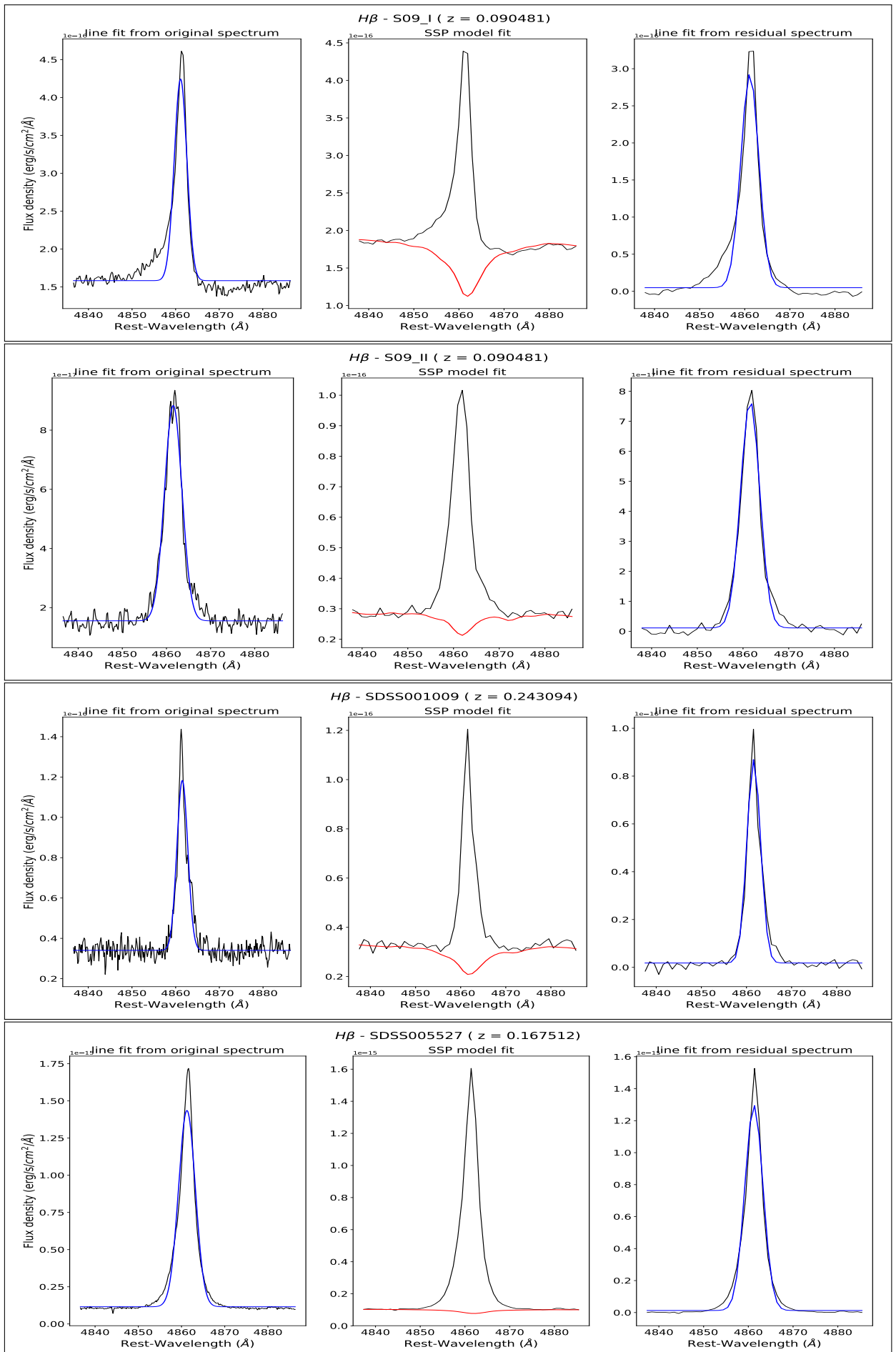


Figura C.3.: Ajustes da linha H β no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias S09_I, S09_II, SDSS001009 e SDSS005527.

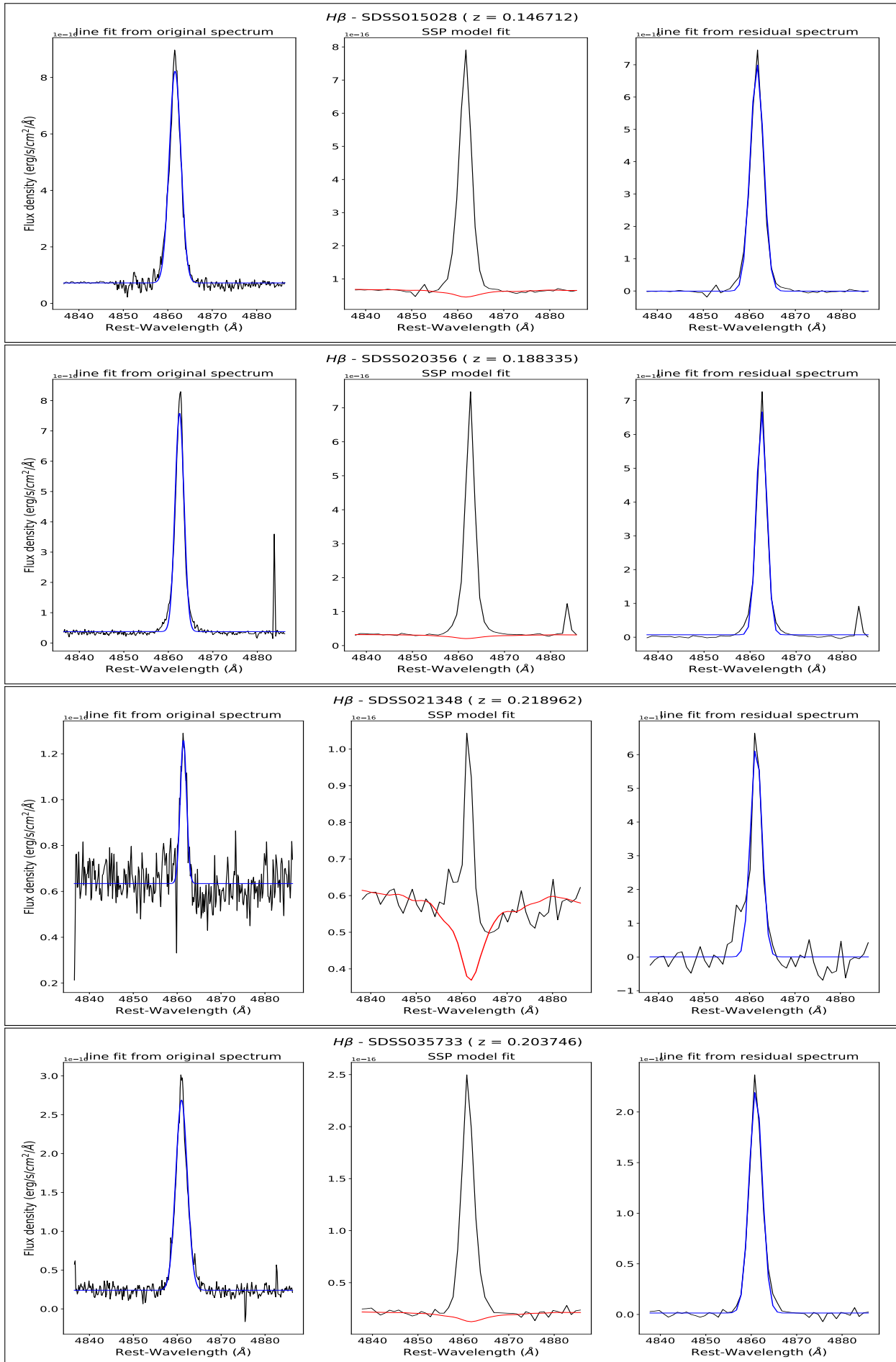


Figura C.4.: Ajustes da linha H β no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias SDSS015028, SDSS020356, SDSS021348 e SDSS035733.

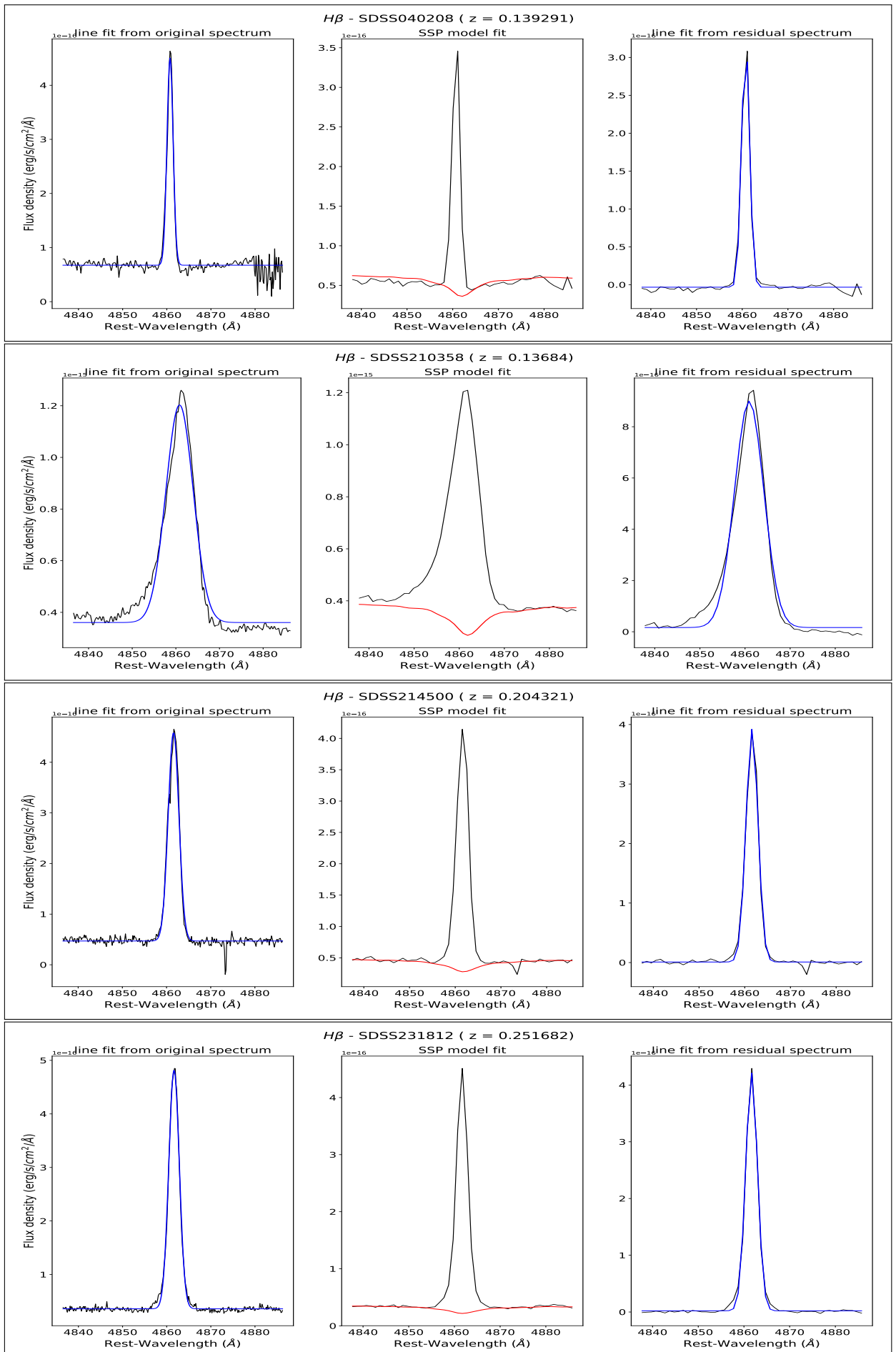


Figura C.5.: Ajustes da linha H β no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias SDSS040208, SDSS210358, SDSS214500 e SDSS231812.

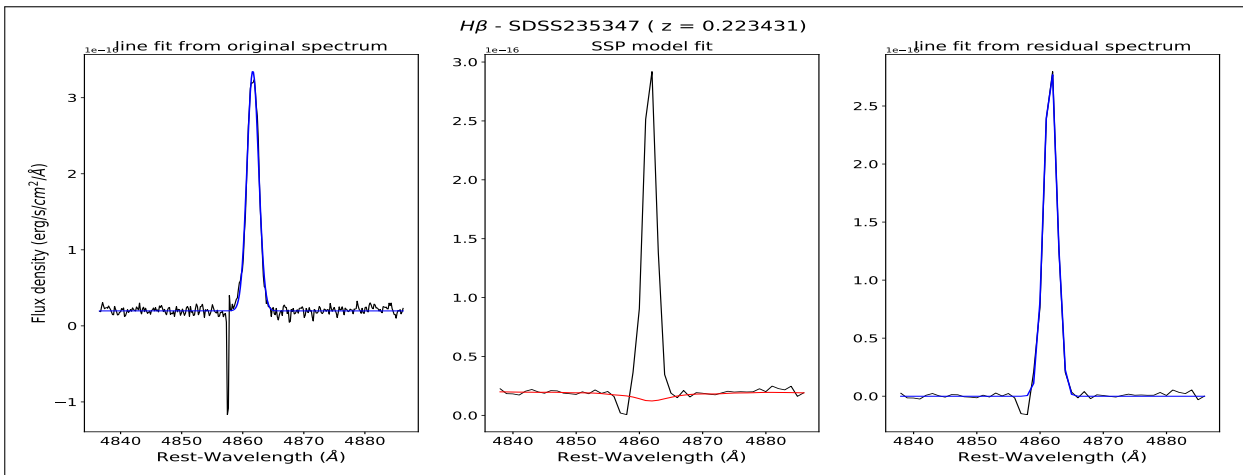


Figura C.6.: Ajustes da linha H β no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para a galáxia SDSS235347.

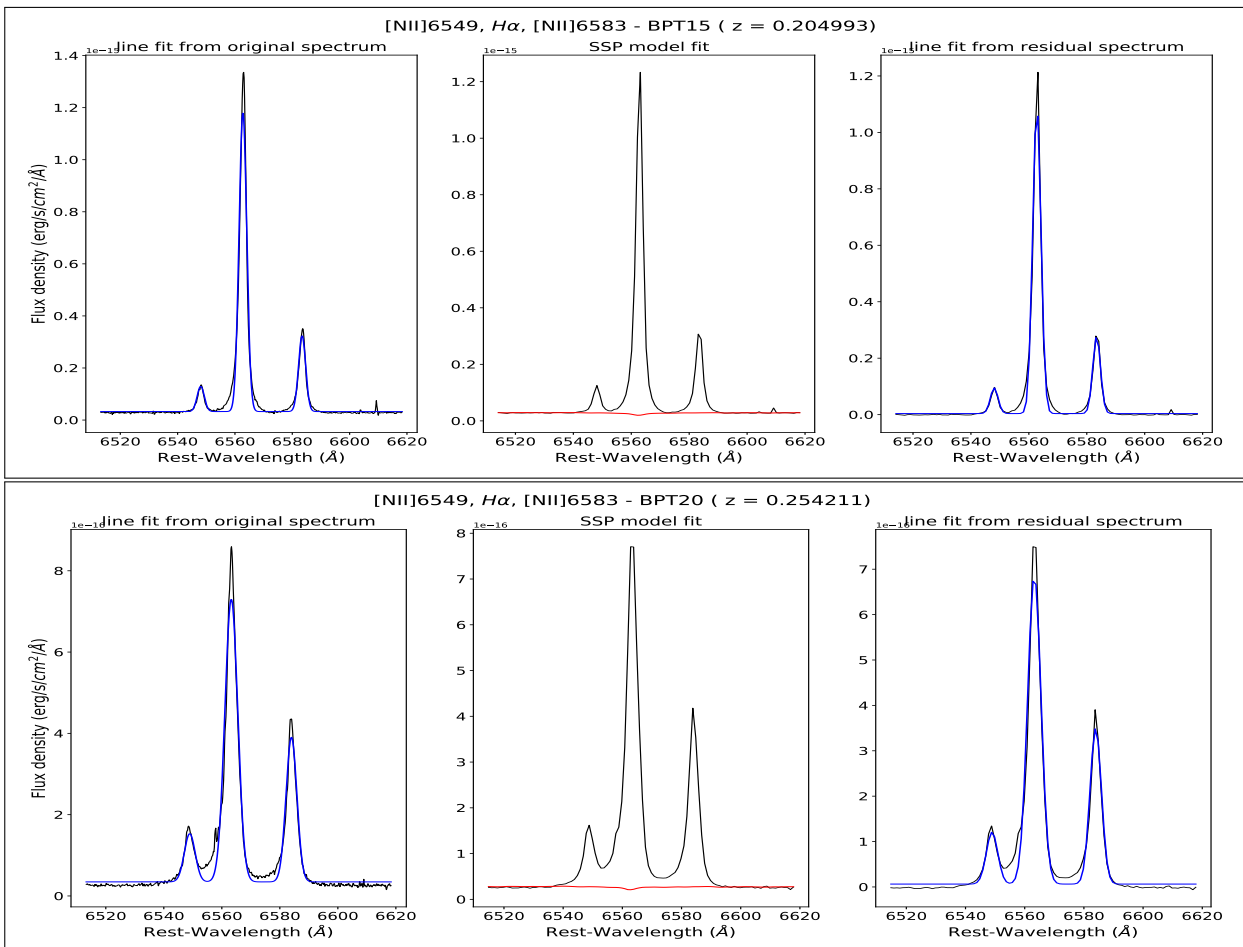


Figura C.7.: Ajustes de linha do triplo [NII]6549, H α , [NII]6583, no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias BPT15 e BPT20.

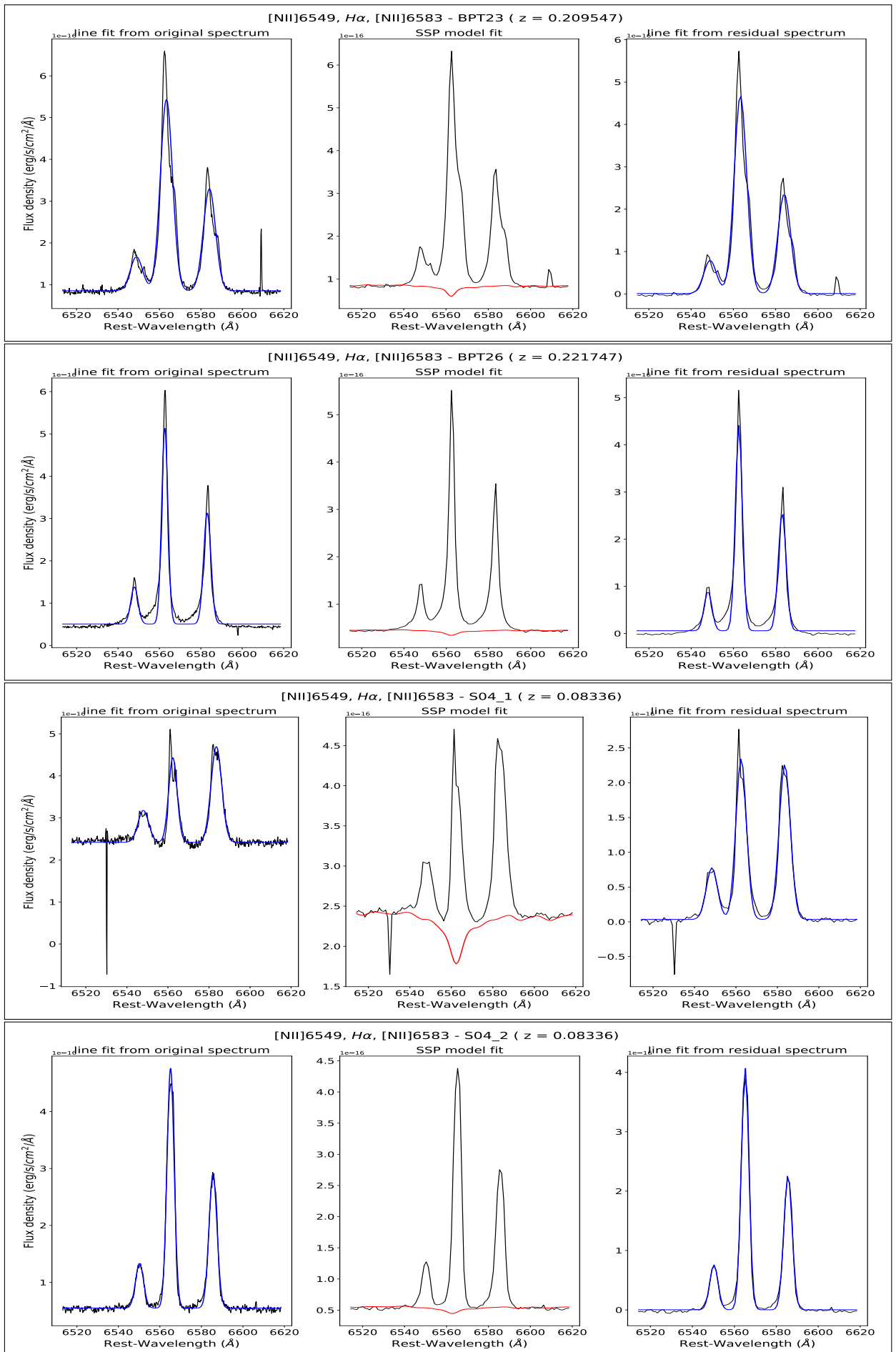


Figura C.8.: Ajustes de linha do tripleto [NII]6549, H α , [NII]6583, no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias BPT23, BPT26, S04_1 e S04_2.

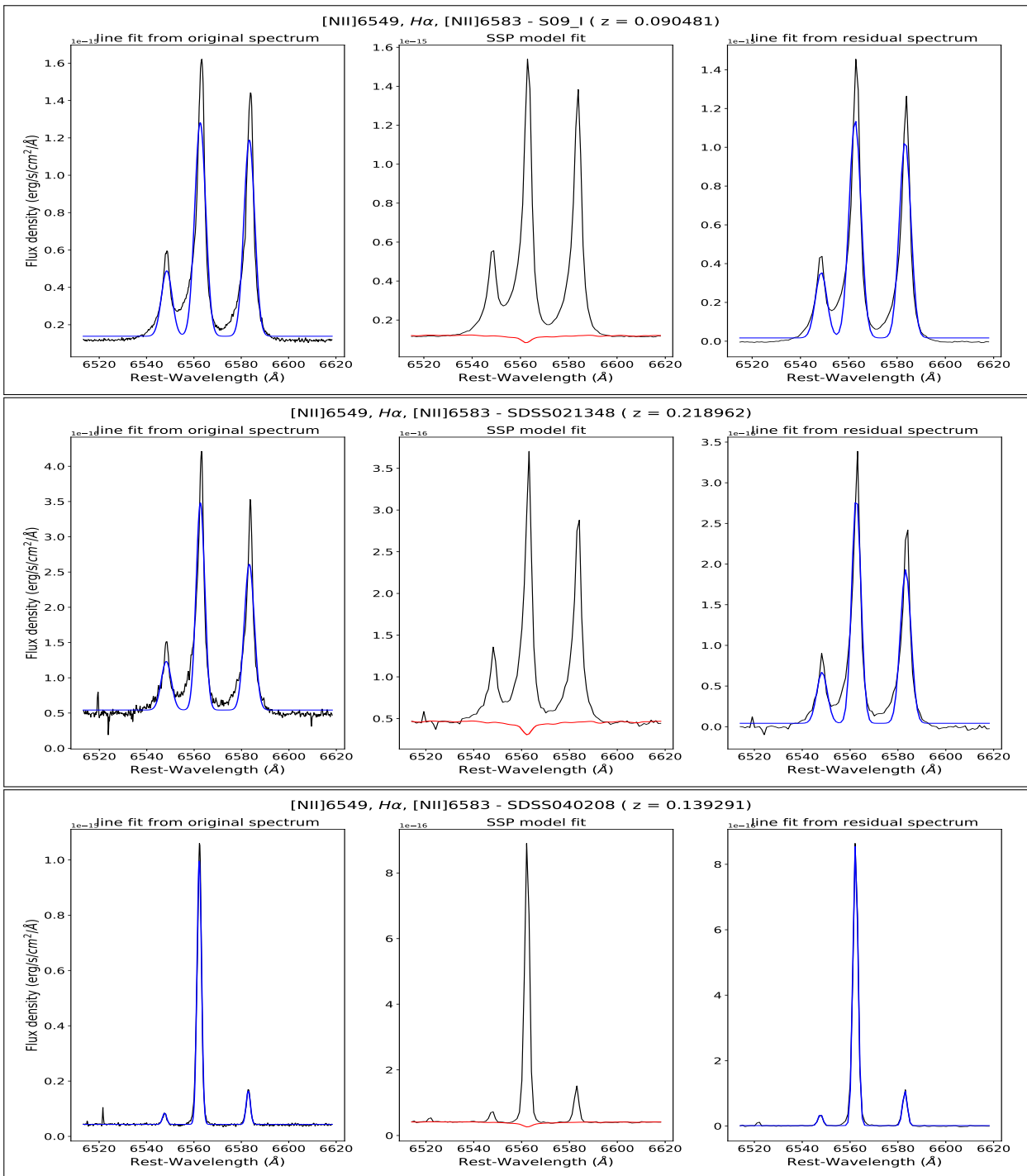


Figura C.9.: Ajustes de linha do triplo [NII]6549, H α , [NII]6583, no processo de correção pela absorção do contínuo estelar, para as galáxias S09_I, SDSS021348 e SDSS040208.

Referências

- Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2009, *ApJS*, 182, 543 [pg: 33]
- Alexandroff, R., Overzier, R. A., Paragi, Z., et al. 2012, *MNRAS*, 423, 1325 [pg: 28]
- Alexandroff, R. M., Heckman, T. M., Borthakur, S., Overzier, R., & Leitherer, C. 2015, *ApJ*, 810, 104 [pg: 29, 34]
- Allen, C. W. 1976, *Astrophysical Quantities* [pg: 112, 114]
- Amorín, R., Vílchez, J. M., Hägele, G. F., et al. 2012, *ApJ*, 754, L22 [pg: 30, 31, 161, 169]
- Andrews, B. H., & Martini, P. 2013, *ApJ*, 765, 140 [pg: 31, 161, 169, 170]
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, *PASP*, 93, 5 [pg: 30]
- Barkana, R., & Loeb, A. 2001, *PHYSREP*, 349, 125 [pg: 12]
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, *ApJ*, 770, 57 [pg: 10, 11]
- Bell, E. F. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0408023 [pg: 17, 24]
- Benson, A. J., Bower, R. G., Frenk, C. S., et al. 2003, *ApJ*, 599, 38 [pg: 13]
- Bian, F., Kewley, L. J., & Dopita, M. A. 2018, *ApJ*, 859, 175 [pg: 30, 221]
- Bian, F., Kewley, L. J., Dopita, M. A., & Blanc, G. A. 2017, *ApJ*, 834, 51 [pg: 30]
- Bian, F., Kewley, L. J., Dopita, M. A., & Juneau, S. 2016, *ApJ*, 822, 62 [pg: 27, 29, 30]
- Birnboim, Y., & Dekel, A. 2003, *MNRAS*, 345, 349 [pg: 6]
- Blanton, M. R., Dalcanton, J., Eisenstein, D., et al. 2001, *AJ*, 121, 2358 [pg: 192]
- Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476 [pg: 114]
- Borthakur, S., Heckman, T. M., Leitherer, C., & Overzier, R. A. 2014, *Science*, 346, 216 [pg: 29]

- Bouchet, P., Lequeux, J., Maurice, E., Prevot, L., & Prevot-Burnichon, M. L. 1985, *A&A*, 149, 330 [pg: 112]
- Bouwens, R. J., Oesch, P. A., Illingworth, G. D., Ellis, R. S., & Stefanon, M. 2017, *ApJ*, 843, 129 [pg: 28]
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2012, *ApJ*, 754, 83 [pg: 29]
- Bouwens, R. J., Bradley, L., Zitrin, A., et al. 2014, *ApJ*, 795, 126 [pg: 23]
- Bradley, L. D., Trenti, M., Oesch, P. A., et al. 2012, *ApJ*, 760, 108 [pg: 28]
- Bradshaw, E. J., Almaini, O., Hartley, W. G., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 194 [pg: 191]
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 1151 [pg: 15]
- Brinchmann, J., Kunth, D., & Durret, F. 2008, *A&A*, 485, 657 [pg: 165, 178, 192, 193, 194, 200, 201, 207, 215, 216, 221]
- Bristow, P., Kerber, F., Rosa, M. R., et al. 2008, in *Proceedings of the SPIE*, Vol. 7014, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, 70143X [pg: 49]
- Bromage, G. E., & Nandy, K. 1983, *MNRAS*, 204, 29P [pg: 67]
- Bromm, V., & Yoshida, N. 2011, *ARA&A*, 49, 373 [pg: 22]
- Bromm, V., Yoshida, N., Hernquist, L., & McKee, C. F. 2009, *Nature*, 459, 49 [pg: 3, 4, 5, 22]
- Brown, A. R., Roberts, D. A., Susskind, L., Swingle, B., & Zhao, Y. 2016, *PRDKojima*, 93, 086006 [pg: 31]
- Brown, J. S., Croxall, K. V., & Pogge, R. W. 2014, *ApJ*, 792, 140 [pg: 31, 161, 171, 221]
- Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000 [pg: 102]
- Calzetti, D. 2001, *PASP*, 113, 1449 [pg: 117, 120, 122]
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682 [pg: 112, 114, 117]
- Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, *ApJ*, 429, 582 [pg: xvii, 102, 112, 113, 116]
- . 1996, *ApJ*, 458, 132 [pg: xx, 129, 130, 210, 211]
- Calzetti, D., Kennicutt, R. C., Engelbracht, C. W., et al. 2007, *ApJ*, 666, 870 [pg: 122]
- Cardamone, C., Schawinski, K., Sarzi, M., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 1191 [pg: 27]
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245 [pg: 66, 112, 114, 122, 145, 147, 181, 219]
- Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763 [pg: 102]
- Chen, X.-Y., Hao, C.-N., & Wang, J. 2008, *CJAA*, 8, 25 [pg: 123, 125, 126]

- Chiosi, C., & Maeder, A. 1986, *ARA&A*, 24, 329 [pg: 174, 178]
- Churchill, C. W., & Vogt, S. S. 2001, *AJ*, 122, 679 [pg: 189, 190]
- Code, A. D., Bless, R. C., Davis, J., & Brown, R. H. 1976, *ApJ*, 203, 417 [pg: 65]
- Coe, D., Zitrin, A., Carrasco, M., et al. 2013, *ApJ*, 762, 32 [pg: 23]
- Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 255 [pg: 13]
- Conti, P. S. 1991, *ApJ*, 377, 115 [pg: 200]
- Contursi, A., Baker, A. J., Berta, S., et al. 2017, *A&A*, 606, A86 [pg: 29]
- Cox, T. J., Jonsson, P., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Dekel, A. 2008, *MNRAS*, 384, 386 [pg: 89]
- Curti, M., Cresci, G., Mannucci, F., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 1384 [pg: xviii, xix, 95, 140, 142, 145, 152, 154, 156, 157, 162, 163]
- Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., et al. 2007, *ApJ*, 670, 156 [pg: 15]
- Davé, R., Finlator, K., & Oppenheimer, B. D. 2011, *MNRAS*, 416, 1354 [pg: 139]
- De Young, D. S., & Heckman, T. M. 1994, *ApJ*, 431, 598 [pg: 217]
- Dekel, A., & Birnboim, Y. 2006, *MNRAS*, 368, 2 [pg: 8, 9, 19, 20]
- Dekel, A., & Silk, J. 1986, *ApJ*, 303, 39 [pg: 217]
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, *Nature*, 433, 604 [pg: 13]
- Dickinson, M., Papovich, C., Ferguson, H. C., & Budavári, T. 2003, *ApJ*, 587, 25 [pg: 17]
- Dray, L. M., & Tout, C. A. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 341, 299 [pg: 170]
- Drory, N., Bender, R., Feulner, G., et al. 2004, *ApJ*, 608, 742 [pg: 17]
- Ekström, S., Georgy, C., Meynet, G., Groh, J., & Granada, A. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 60, *EAS Publications Series*, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 31–41 [pg: 176]
- Ekström, S., Georgy, C., Meynet, G., Maeder, A., & Granada, A. 2011, in *IAU Symposium*, Vol. 272, *Active OB Stars: Structure, Evolution, Mass Loss, and Critical Limits*, ed. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet, & G. Peters, 62–72 [pg: 174]
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., et al. 2012, *A&A*, 537, A146 [pg: 176]
- Ellis, R. S., McLure, R. J., Dunlop, J. S., et al. 2013, *ApJ*, 763, L7 [pg: 23]
- Elmegreen, B. G., Elmegreen, D. M., Sánchez Almeida, J., et al. 2013, *ApJ*, 774, 86 [pg: 28]
- Erb, D. K., Shapley, A. E., Pettini, M., et al. 2006a, *ApJ*, 644, 813 [pg: 159, 160, 161]
- Erb, D. K., Steidel, C. C., Shapley, A. E., et al. 2006b, *ApJ*, 646, 107 [pg: 30, 123]

- Faber, S. M., Willmer, C. N. A., Wolf, C., et al. 2007, *ApJ*, 665, 265 [pg: 19, 20]
- Fernandes, I. F., de Carvalho, R., Contini, T., & Gal, R. R. 2004, *MNRAS*, 355, 728 [pg: 200, 201, 216]
- Fitzpatrick, E. L. 1985, *ApJ*, 299, 219 [pg: 67, 112, 114]
- . 1999, *PASP*, 111, 63 [pg: 66, 68, 102]
- French, K. D., Arcavi, I., & Zabludoff, A. 2017, *ApJ*, 835, 176 [pg: 88]
- Garland, C. A., Pisano, D. J., Mac Low, M.-M., et al. 2015, *ApJ*, 807, 134 [pg: 28]
- Garnett, D. R. 1992, *AJ*, 103, 1330 [pg: 145]
- Georgy, C., Ekström, S., Eggenberger, P., et al. 2013, *A&A*, 558, A103 [pg: 176, 177]
- Glazebrook, K., Abraham, R. G., McCarthy, P. J., et al. 2004, *Nature*, 430, 181 [pg: 17]
- Glover, S. 2005, *SSR*, 117, 445 [pg: 5, 6]
- Gnerucci, A., Marconi, A., Cresci, G., et al. 2011, *A&A*, 528, A88 [pg: 127]
- Goldoni, P. 2011, *Astronomische Nachrichten*, 332, 227 [pg: 44, 47, 48]
- Gonçalves, T. S., Basu-Zych, A., Overzier, R. A., Pérez, L., & Martin, D. C. 2014, *MNRAS*, 442, 1429 [pg: 29]
- Gonçalves, T. S., Basu-Zych, A., Overzier, R. A., et al. 2010, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 42, American Astronomical Society Meeting Abstracts #215, 309.04 [pg: 28, 133]
- González, V., Bouwens, R., Illingworth, G., et al. 2014, *ApJ*, 781, 34 [pg: 15, 16]
- González Delgado, R. M., Leitherer, C., & Heckman, T. M. 1999, *ApJS*, 125, 489 [pg: 87, 88]
- Groves, B., Brinchmann, J., & Walcher, C. J. 2012, *MNRAS*, 419, 1402 [pg: 116, 117]
- H. Mo, F. v. d. B., & White., S. 2010, *Galaxy Formation and Evolution (United States of America: Cambridge University Press, New York)*, 820, bibliografia: p. 428–470 [pg: 182]
- Habouzit, M., Volonteri, M., & Dubois, Y. 2017, *MNRAS*, 468, 3935 [pg: 28]
- Hamann, W.-R., Oskinova, L., Todt, H., et al. 2017, in *IAU Symposium*, Vol. 329, *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*, ed. J. J. Eldridge, J. C. Bray, L. A. S. McClelland, & L. Xiao, 223–227 [pg: 178, 179]
- Heckman, T. M., Alexandroff, R. M., Borthakur, S., Overzier, R., & Leitherer, C. 2015, *ApJ*, 809, 147 [pg: 29]
- Heckman, T. M., Armus, L., & Miley, G. K. 1990, *ApJS*, 74, 833 [pg: 133]
- Heckman, T. M., & Borthakur, S. 2016, *ApJ*, 822, 9 [pg: 29]
- Heckman, T. M., Hoopes, C. G., Seibert, M., et al. 2005, *ApJ*, 619, L35 [pg: 25, 27, 33, 34, 35, 45, 46]

- Heckman, T. M., Borthakur, S., Overzier, R., et al. 2011, *ApJ*, 730, 5 [pg: 29]
- Hoopes, C. G., Heckman, T. M., Salim, S., et al. 2007, *ApJS*, 173, 441 [pg: 25, 27, 28, 29, 161, 165, 215]
- Hopkins, A. M. 2004, *ApJ*, 615, 209 [pg: 17]
- Hutchings, J. B. 1982, *ApJ*, 255, 70 [pg: 67]
- Izotov, Y. I., Stasińska, G., Meynet, G., Guseva, N. G., & Thuan, T. X. 2006, *A&A*, 448, 955 [pg: 140, 144, 145, 150]
- Jaskot, A. E., & Oey, M. S. 2013, *ApJ*, 766, 91 [pg: 169]
- Kaasinen, M., Kewley, L., Bian, F., et al. 2018, *MNRAS*, arXiv:1804.10621 [pg: 212, 220]
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., White, S. D. M., et al. 2003, *MNRAS*, 341, 54 [pg: 21, 127]
- Kausch, W., Noll, S., Smette, A., et al. 2015, *A&A*, 576, A78 [pg: 57, 59]
- Kennicutt, R. C., & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531 [pg: 21]
- Kereš, D., Katz, N., Weinberg, D. H., & Davé, R. 2005, *MNRAS*, 363, 2 [pg: 7, 8, 9]
- Kewley, L. J., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Heisler, C. A., & Trevena, J. 2001, *ApJ*, 556, 121 [pg: 35, 164, 165, 167, 206, 215]
- Kewley, L. J., & Ellison, S. L. 2008, *ApJ*, 681, 1183 [pg: 142, 143]
- Kinney, A. L., Calzetti, D., Bica, E., & Storchi-Bergmann, T. 1994, *ApJ*, 429, 172 [pg: 113]
- Kobulnicky, H. A., Kennicutt, Jr., R. C., & Pizagno, J. L. 1999, *ApJ*, 514, 544 [pg: 143]
- Kobulnicky, H. A., & Kewley, L. J. 2004, *ApJ*, 617, 240 [pg: xviii, 142, 145, 152, 154, 155, 157, 158, 160, 163]
- Kojima, T., Ouchi, M., Nakajima, K., et al. 2017, *PASJ*, 69, 44 [pg: 29, 30, 31, 166, 168, 169, 170, 221]
- Koornneef, J., & Code, A. D. 1981, *ApJ*, 247, 860 [pg: 67]
- Köppen, J., & Hensler, G. 2005, *A&A*, 434, 531 [pg: 30]
- Kotulla, R., Fritze, U., Weilbacher, P., & Anders, P. 2009, *MNRAS*, 396, 462 [pg: 102]
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231 [pg: 17]
- Larson, R. B. 1974, *MNRAS*, 169, 229 [pg: 217]
- Latif, M. A., Volonteri, M., & Wise, J. H. 2018, *MNRAS*, 476, 5016 [pg: 28]
- Le Borgne, J.-F., Bruzual, G., Pelló, R., et al. 2003, *A&A*, 402, 433 [pg: 102]
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3 [pg: 102]

- Liu, X., Shapley, A. E., Coil, A. L., Brinchmann, J., & Ma, C.-P. 2008, *ApJ*, 678, 758 [pg: 30, 154, 165]
- Maciel, W. J. 1999, *Introdução à Estrutura e Evolução Estelar* [pg: 174]
- Madau, P., & Dickinson, M. 2014, *ARA&A*, 52, 415 [pg: 16, 17, 23, 24]
- Maeder, A., & Meynet, G. 1996, *A&A*, 313, 140 [pg: 174]
- . 2010, *NewAR*, 54, 32 [pg: 174]
- Maiolino, R., Nagao, T., Grazian, A., et al. 2008, *A&A*, 488, 463 [pg: 140]
- Malhotra, S. 2012, Exploring Lyman-Alpha and Lyman-Break Galaxies, www.hubblesite.org/hubble_discoveries/science_year_in_review/2012 [pg: 25]
- Martayan, C., Alvarez-Candal, A., Bristow, P., et al. 2011, *Astronomische Nachrichten*, 332, 222 [pg: 41]
- Masters, D., McCarthy, P., Siana, B., et al. 2014, *ApJ*, 785, 153 [pg: 30, 166, 171]
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37 [pg: 65]
- Mesinger, A., & Dijkstra, M. 2008, *MNRAS*, 390, 1071 [pg: 22]
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., & Calzetti, D. 1999, *ApJ*, 521, 64 [pg: 27, 29]
- Meynet, G. 1999, in *IAU Symposium, Vol. 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, ed. K. A. van der Hucht, G. Koenigsberger, & P. R. J. Eenens, 218 [pg: 170, 207]
- Meynet, G., Ekström, S., Georgy, C., Maeder, A., & Hirschi, R. 2008, in *IAU Symposium, Vol. 252, The Art of Modeling Stars in the 21st Century*, ed. L. Deng & K. L. Chan, 317–327 [pg: 207]
- Meynet, G., & Maeder, A. 1997, *A&A*, 321, 465 [pg: 174]
- Modigliani, A., Goldoni, P., Royer, F., et al. 2010, in *Proceedings of the SPIE, Vol. 7737, Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems III*, 773728 [pg: 47]
- Morel, T., Doyon, R., & St-Louis, N. 2002, *MNRAS*, 329, 398 [pg: 180, 181, 182]
- Nakajima, K., & Ouchi, M. 2014, *MNRAS*, 442, 900 [pg: 155, 158, 159, 215]
- Nandy, K., McLachlan, A., Thompson, G. I., et al. 1982, *MNRAS*, 201, 1P [pg: 67]
- Nandy, K., Morgan, D. H., Willis, A. J., Wilson, R., & Gondhalekar, P. M. 1981, *MNRAS*, 196, 955 [pg: 67]
- Nandy, K., Thompson, G. I., Jamar, C., Monfils, A., & Wilson, R. 1975, *A&A*, 44, 195 [pg: xvi, 65, 66]
- Noeske, K. G., Faber, S. M., Weiner, B. J., et al. 2007, *ApJ*, 660, L47 [pg: 21]
- Noll, S., Kausch, W., Barden, M., et al. 2012, *A&A*, 543, A92 [pg: 57, 58]
- O'dell, C. R., & Townsley, L. K. 1988, *A&A*, 198, 283 [pg: 126]

- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., et al. 2013, *ApJ*, 773, 75 [pg: 23]
- Onodera, M., Carollo, C. M., Lilly, S., et al. 2016, *ApJ*, 822, 42 [pg: 158, 220]
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* [pg: 94, 126]
- Osterbrock, D. E., & Cohen, R. D. 1982, *ApJ*, 261, 64 [pg: 193]
- Östlin, G., Hayes, M., Duval, F., et al. 2014, *ApJ*, 797, 11 [pg: 27]
- Overzier, R. 2010, OT1_roversie_1: Comparing the Dust Emission from High Redshift Lyman Break Galaxies with their Best Low Redshift Analogs discovered by GALEX, Herschel Space Observatory Proposal, id.1324 [pg: 29]
- Overzier, R. A., Heckman, T. M., Schiminovich, D., et al. 2010, *ApJ*, 710, 979 [pg: 28, 161]
- Overzier, R. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2008, *ApJ*, 677, 37 [pg: 25, 28, 165, 215]
- Overzier, R. A., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al. 2009, *ApJ*, 706, 203 [pg: 25, 28, 29, 30, 31, 33, 34, 35, 93, 120, 122, 124, 127, 165, 215]
- Overzier, R. A., Heckman, T. M., Wang, J., et al. 2011, *ApJ*, 726, L7 [pg: 29]
- Patrício, V., Christensen, L., Rhodin, H., Cañameras, R., & Lara-López, M. A. 2018, *MNRAS*, 481, 3520 [pg: 29, 30, 163]
- Pellegrini, E. W., Oey, M. S., Winkler, P. F., et al. 2012, *ApJ*, 755, 40 [pg: 34]
- Pérez-Montero, E., & Contini, T. 2009, *MNRAS*, 398, 949 [pg: 168]
- Pérez-Montero, E., & Díaz, A. I. 2003, *MNRAS*, 346, 105 [pg: 145]
- Pettini, M., & Pagel, B. E. J. 2004, *MNRAS*, 348, L59 [pg: 30, 140, 141, 145, 151, 153, 159, 163, 167]
- Pettini, M., Shapley, A. E., Steidel, C. C., et al. 2001, *ApJ*, 554, 981 [pg: 123]
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, *A&A*, 594, A13 [pg: 1, 2]
- Prevot, M. L., Lequeux, J., Maurice, E., Prevot, L., & Rocca-Volmerange, B. 1984, *A&A*, 132, 389 [pg: xvi, 67, 112, 114]
- Proxauf, B., Öttl, S., & Kimeswenger, S. 2014, *A&A*, 561, A10 [pg: 140, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 212]
- Reines, A. E., Nidever, D. L., Whelan, D. G., & Johnson, K. E. 2010, *ApJ*, 708, 26 [pg: 102]
- Ricotti, M., Gnedin, N. Y., & Shull, J. M. 2008, *ApJ*, 685, 21 [pg: 22]
- Rieutord, M., & Espinosa Lara, F. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 63, *EAS Publications Series*, ed. G. Alecian, Y. Lebreton, O. Richard, & G. Vauclair, 385–394 [pg: 174]
- Rocca-Volmerange, B., Prevot, L., Ferlet, R., Lequeux, J., & Prevot-Burnichon, M. L. 1981, *A&A*, 99, L5 [pg: 67]

- Rodighiero, G., Daddi, E., Baronchelli, I., et al. 2011, *ApJ*, 739, L40 [pg: 16, 87]
- Rosenberg, M. J. F., van der Werf, P. P., & Israel, F. P. 2012, *A&A*, 540, A116 [pg: 180, 181, 182]
- Rubin, K. H. R., Prochaska, J. X., Ménard, B., et al. 2011, *ApJ*, 728, 55 [pg: 101, 182, 184, 216]
- Rubin, K. H. R., Weiner, B. J., Koo, D. C., et al. 2010, *ApJ*, 719, 1503 [pg: 190]
- Rudnick, G., Rix, H.-W., Franx, M., et al. 2003, *ApJ*, 599, 847 [pg: 17]
- Salaris, Maurizio & Cassisi, S. 2005, *Evolution of stars and stellar populations* [pg: 174]
- Salim, S., Boquien, M., & Lee, J. C. 2018, *ApJ*, 859, 11 [pg: 29]
- Salim, S., Rich, R. M., Charlot, S., et al. 2007, *ApJS*, 173, 267 [pg: 127]
- Sanders, R. L., Shapley, A. E., Kriek, M., et al. 2015, *ApJ*, 799, 138 [pg: 30]
- . 2016, *ApJ*, 816, 23 [pg: xviii, 30, 140, 146, 147, 148, 149, 159, 165, 166, 212, 221]
- Sargent, M. T., Béthermin, M., Daddi, E., & Elbaz, D. 2012, *ApJ*, 747, L31 [pg: 16]
- Savage, B. D., & Mathis, J. S. 1979, *ARA&A*, 17, 73 [pg: 67]
- Savage, B. D., & Sembach, K. R. 1996, *ARA&A*, 34, 279 [pg: 189, 191]
- Schaerer, D., Fragos, T., & Izotov, Y. I. 2019, *A&A*, 622, L10 [pg: 194]
- Schaerer, D., & Vacca, W. D. 1998, *ApJ*, 497, 618 [pg: xix, 178, 180, 192]
- Schiminovich, D., Wyder, T. K., Martin, D. C., et al. 2007, *ApJS*, 173, 315 [pg: 21]
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525 [pg: 68]
- SCHNEIDER, P. 2015, *Extragalactic Astronomy and Cosmology* (England: Springer Heidelberg New York Dordrecht London), 626, bibliografia: p. 510–571 [pg: 3, 8, 13, 16, 23]
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P [pg: xvi, 65, 66, 112, 114]
- Selsing, J., Malesani, D., Goldoni, P., et al. 2018, *ArXiv e-prints*, arXiv:1802.07727 [pg: 54]
- Shapley, A. E. 2011, *ARA&A*, 49, 525 [pg: 19, 23, 133]
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., et al. 2001, *ApJ*, 562, 95 [pg: 133]
- Shapley, A. E., Reddy, N. A., Kriek, M., et al. 2015, *ApJ*, 801, 88 [pg: 30, 165, 166]
- Shim, H., & Chary, R.-R. 2013, *ApJ*, 765, 26 [pg: 27]
- Shirazi, M., Brinchmann, J., & Rahmati, A. 2014, *ApJ*, 787, 120 [pg: 165]
- Silk, J., & Mamon, G. A. 2012, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 12, 917 [pg: 13, 18]
- Smette, A., Sana, H., Noll, S., et al. 2015, *A&A*, 576, A77 [pg: 57, 58]

- Spitzer, L. 1968, Diffuse matter in space [pg: 191]
- Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2005, MNRAS, 361, 776 [pg: 13]
- Stasińska, G. 2005, A&A, 434, 507 [pg: 145]
- Steidel, C. C. 1999, Proceedings of the National Academy of Science, 96, 4232 [pg: 25, 26]
- Steidel, C. C., Strom, A. L., Pettini, M., et al. 2016, ApJ, 826, 159 [pg: 30, 166, 169, 221]
- Steidel, C. C., Rudie, G. C., Strom, A. L., et al. 2014, ApJ, 795, 165 [pg: xx, 27, 30, 32, 35, 133, 140, 151, 153, 154, 159, 160, 163, 164, 165, 167, 206, 212, 213, 214, 220, 221]
- Strickland, D. K., & Stevens, I. R. 2000, MNRAS, 314, 511 [pg: 217]
- Strom, A. L., Steidel, C. C., Rudie, G. C., Trainor, R. F., & Pettini, M. 2018, ApJ, 868, 117 [pg: 30, 166, 168, 169, 220, 221]
- Strom, A. L., Steidel, C. C., Rudie, G. C., et al. 2017, ApJ, 836, 164 [pg: 30, 139, 159, 164, 165, 166, 168, 169, 170, 221]
- Strömgren, B. 1939, ApJ, 89, 526 [pg: 3]
- Suzuki, T. L., Kodama, T., Onodera, M., et al. 2017, ApJ, 849, 39 [pg: 157, 158, 159, 161, 163]
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, ApJ, 613, 898 [pg: 35, 158, 159, 160, 206]
- Treyer, M., Schiminovich, D., Johnson, B., et al. 2007, ApJS, 173, 256 [pg: 123]
- Vacca, W. D., & Conti, P. S. 1992, ApJ, 401, 543 [pg: 200]
- van de Voort, F., Schaye, J., Booth, C. M., & Dalla Vecchia, C. 2011, MNRAS, 415, 2782 [pg: 7, 9, 10]
- van Dokkum, P. G. 2001, PASP, 113, 1420 [pg: 49]
- Vernet, J., Dekker, H., D’Odorico, S., et al. 2011, A&A, 536, A105 [pg: 36, 37, 38, 40, 43, 48]
- Weiner, B. J., Coil, A. L., Prochaska, J. X., et al. 2009, ApJ, 692, 187 [pg: 183, 190, 191, 216]
- Westera, P., Lejeune, T., Buser, R., Cuisinier, F., & Bruzual, G. 2002, A&A, 381, 524 [pg: 102]
- Wild, V., Walcher, C. J., Johansson, P. H., et al. 2009, MNRAS, 395, 144 [pg: 87, 88]
- Woosley, S. E., & Bloom, J. S. 2006, ARA&A, 44, 507 [pg: 192]
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, AJ, 140, 1868 [pg: 122]
- Yoshida, N., Omukai, K., & Hernquist, L. 2008, Science, 321, 669 [pg: 3]
- Zheng, W., Postman, M., Zitrin, A., et al. 2012, Nature, 489, 406 [pg: 23]