

Bruno Dall'Agnol de Oliveira

**Influência da radiação de Quasares  
a grandes distâncias**

**Porto Alegre**

**2017**

Bruno Dall'Agnol de Oliveira

## **Influência da radiação de Quasares a grandes distâncias**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial para obtenção do grau de Bacharel em Física: Astrofísica.

Universidade Federal do Rio Grande do Sul - UFRGS

Instituto de Física

Departamento de Astronomia

Orientadora: Thaisa Storchi-Bergmann

Porto Alegre

2017

# Resumo

A existência de Buracos Negros Supermassivos nos núcleos das galáxias pode resultar em emissão de grandes quantidades de radiação, quando estes acretam matéria através de um disco de acreção. Neste trabalho, eu analiso a influência dessa radiação no gás interestelar, através do estudo de uma amostra de 9 quasares luminosos ( $L[\text{OIII}]_{\lambda 5007} > 10^{42.5} \text{ erg s}^{-1}$ ), usando imagens de banda estreita do Telescópio Espacial Hubble. Encontrei que o gás de alta excitação continua tendo uma morfologia bicônica como observado em Núcleos Ativos de Galáxias (AGNs) menos luminosos, indicando a presença de um toro de poeira ainda nessas altas luminosidades. Junto com dados de outros autores, obtive que o tamanho da região ionizada pelos AGNs cresce com a sua luminosidade na potência 1/2, em uma faixa de luminosidades de  $10^{39.6} < L[\text{OIII}]_{\lambda 5007} < 10^{43.5} \text{ erg s}^{-1}$ , o que indica que AGNs mais luminosos ionizam regiões cada vez maiores, ao contrário do sugerido em trabalhos anteriores. Entretanto, nossa amostra tem uma alta incidência de *mergers*, o que fornece uma quantidade extra de gás em comparação com galáxias sem interação. A ionização de uma grande extensão de gás nestes objetos sugere que a atividade nuclear pode influenciar a formação estelar nas galáxias, retardando o seu crescimento.

**Palavras-chave:** Galáxias Ativas. Retro-alimentação. Linhas de emissão.

# Abstract

The existence of Supermassive Black Holes in the galactic nuclei can produce high quantities of radiation, when matter is accreted through an accretion disk. In this work, I analyze the influence of this radiation in the interstellar medium gas, studying a sample of 9 luminous quasars ( $L[\text{OIII}]_{\lambda 5007} > 10^{42.5} \text{ erg s}^{-1}$ ), with narrow band images from Hubble Space Telescope. I found that the high excitation gas have the same biconic morphology observed in less luminous Active Galactic Nuclei (AGNs), still indicating the presence of the dust torus for these high luminosities. Along with data from other authors, I got that the size of the ionized region by the AGNs increase with their luminosity at power of  $1/2$ , in a range of luminosities of  $10^{39.6} < L[\text{OIII}]_{\lambda 5007} < 10^{43.5} \text{ erg s}^{-1}$ , indicating that more luminous AGNs ionize bigger regions, as opposed to what was suggest in previous works. However, our sample has a high incidence of mergers, providing an extra amount of gas compared to non-interacting galaxies. The ionization of a large extension of gas in these objects suggest that the nuclear activity can influence the stellar formation in galaxies, slowing down their growth.

**Keywords:** Active Galaxies. Feedback. Emission Lines.

# Sumário

1	<b>INTRODUÇÃO</b>	5
1.1	<b>Núcleos Ativos de Galáxias</b>	5
1.2	<b>Feedback</b>	7
1.3	<b>Objetivos</b>	10
2	<b>AMOSTRA</b>	11
3	<b>DADOS E REDUÇÃO</b>	12
3.1	<b>Dados</b>	12
3.2	<b>Redução</b>	12
4	<b>ANÁLISE E RESULTADOS</b>	18
4.1	<b>Ajustes do fluxo do SDSS</b>	18
4.2	<b>Imagens</b>	20
4.3	<b>Excitação do gás</b>	22
4.4	<b>Morfologia da ENLR</b>	27
4.5	<b>Galáxias em interação</b>	29
4.6	<b>Extensão da ENLR</b>	30
4.7	<b>Luminosidade</b>	31
4.8	<b><math>R_{\text{maj}}</math> vs <math>L[\text{OIII}]</math></b>	32
4.9	<b>Varição de <math>[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta</math> com a distância ao núcleo</b>	33
4.10	<b>Discussão</b>	36
5	<b>CONCLUSÕES</b>	39
	<b>Referências</b>	41
	<b>APÊNDICE A – AJUSTES DE LINHAS SDSS</b>	43

# 1 Introdução

Nosso universo contém uma imensidão de estruturas, que variam em tamanho, luminosidade, constituição, densidade, etc. Indo de partículas fundamentais isoladas até mega estruturas como os aglomerados de galáxias, e passando por diferentes tipos de estrelas e galáxias. O que de fato observamos é o resultado do processo evolutivo ocorrido ao longo de bilhões de anos. Parte desta história já é compreendida, mas ainda há muito a ser explicado. Uma das questões ainda sem resposta tem relação com a evolução das galáxias, mais precisamente sobre fatores que influenciam no seu crescimento: Por que a quantidade de galáxias massivas ( $M_{gal} \gtrsim 10^{10} M_{\odot}$ ) observadas hoje em dia é menor que a prevista em modelos de evolução cosmológica de galáxias (Harrison, 2017)? Ou mais especificamente, quais os processos que influenciam e dificultam o crescimento das galáxias? Essa contenção resulta da diminuição (ou cessação) da formação estelar galáctica, sendo que para a formação ocorrer é necessário a presença de gás frio com densidade suficientemente grandes para iniciar um colapso gravitacional. Assim, propõe-se que os fenômenos que retardam a formação estelar o fazem através da remoção ou aquecimento do gás galáctico (e/ou intergaláctico).

Dentre os processos que de alguma forma podem atuar neste freamento estão as colisões de galáxias (*mergers*), explosões de supernovas, *ram pressure stripping*, *galaxy strangulation*, etc. Um dos processos propostos é a retroalimentação (*feedback*) de Núcleos Ativos de Galáxias, objetos estes que são o tema deste trabalho e que serão discutidos na próxima seção.

## 1.1 Núcleos Ativos de Galáxias

Galáxias são em grande parte compostas por matéria escura, estrelas, gás e poeira, além aglomerações destes componentes. Com excessão da matéria escura, estes componentes emitem radiação em diferentes comprimentos de onda que, ao viajar através do meio intergaláctico, pode ser detectada no nosso planeta. Desta forma, a radiação de uma galáxia compõe-se majoritariamente da luz de cada um desses componentes, que emitem aproximadamente como um corpo negro (com diferentes temperaturas). O resultado é que a luminosidade da galáxia se concentra nas regiões do infra-vermelho, ótico e ultravioleta. No entanto, desde a década de 1950, uma nova classe de objetos entrou no menu do universo, tendo em muitos casos altas luminosidades em outras faixas espectrais (radio, raios-X e raios- $\gamma$ ). São objetos compactos que encontram-se no centro das galáxias. Outras características que os diferenciam são (Peterson (1997)):

- Regiões centrais não resolvidas espacialmente ( $r \lesssim 1pc$ ) com luminosidades comparáveis ou maiores que o total emitido pelo restante da galáxia ( $r \sim 10^4 - 10^5 pc$ ). Em algumas situações, a luminosidade nuclear é tão superior, que a luz da galáxia hospedeira é totalmente ofuscada.
- Alta variabilidade de fluxo ao longo de toda cobertura espectral. Como muitas vezes a variação ocorre em escalas de dias, pode-se argumentar que a radiação tem origem em regiões de tamanho da ordem de dias-luz ( $\sim 10^{-3} pc$ ).
- Linhas de emissão e absorção, conhecidas como linhas estreitas, cujas larguras indicam que o gás movimenta-se a grandes velocidades de  $10^2 - 10^4 km s^{-1}$ . Em comparação, a velocidade orbital típica das estrelas no potencial da galáxia é de no máximo  $\sim 10^2 km s^{-1}$ . O gás que produz essas linhas possui baixa densidade (densidade eletrônica de  $n_e \sim 10^2 - 10^5 cm^{-3}$ ), permitindo a observação de linhas proibidas, que em regiões mais densas são colisionalmente de-excitadas antes da transição ocorrer.
- Parte dos objetos também possuem algumas linhas de emissão/absorção alargadas (linhas largas), podendo chegar a dispersões de velocidades de  $\sim 10^4 km s^{-1}$ . O gás emissor possui densidades altas ( $n_e \sim 10^8 - 10^{11} cm^{-3}$ ), e tem origem em regiões mais próximas ao núcleo.
- Jatos rádio, produzidos por elétrons/prótons/íons viajando a altas velocidades – perto da velocidade da luz – e com origem na região nuclear.

Esses regiões nucleares ganharam o nome de Núcleos Ativos de Galáxias (AGN, de Active Galactic Nuclei). A origem dos fenômenos observados é a existência de um Buraco Negro Supermassivo (BNS), que ao acretar matéria através de um disco de acreção (circundado por um toro de poeira), converte parte da energia gravitacional da matéria em radiação (devido à viscosidade do meio). Atualmente identifica-se dois “modos de funcionamento” (Netzer, 2015):

- Modo radiativo: Neste modo a conversão de energia gravitacional em radiação ocorre com uma alta eficiência ( $>1\%$ ), onde que o gás chega até o BNS através de um disco de acreção circundado por um toro de poeira. Próximo ao disco de acreção ( $r \lesssim 10^{-3} pc$ ), está a Região de Linhas Largas (BLR, de Broad Line Region). Logo acima, e podendo se estender a grandes distâncias (centenas a milhares de pcs), está a Região de Linhas Estreitas (NLR, de Narrow Line Region). Na maioria dos casos onde o jato em rádio (característico do modo jato) não está presente, o AGN é chamado de *radio-quiet*. Nos outros, de *radio-loud*. AGNs no modo radiação estão presente em maior número em galáxias onde ainda ocorre formação estelar, visto que o mesmo gás frio que alimenta o BNS também pode formar estrelas. O lado

esquerdo da Figura 1 apresenta esse modo, sendo que as partes superior e inferior diferenciam entre *radio-loud* e *radio-quiet*.

- Modo jato: Com baixa eficiência na transformação da energia gravitacional em radiativa, o gás aquecido neste caso chega ao BNS sem formar um disco de acreção fino como no caso anterior. A estrutura que se forma pode ser descrita como um toroide de íons que facilita a formação de jatos de partículas relativísticas. É característico de galáxias massivas sem formação estelar atual. A Figura 1 apresenta esse modo no lado direito.

O toro de poeira que existe para além da BLR bloqueia parte da radiação produzida no disco de acreção, restringindo o ângulo sólido pelo qual os fótons escapam do AGN. Essa assimetria faz a radiação sair ao longo de regiões cônicas – para ambos os lados do disco de acreção – centradas num eixo de ionização. Outro efeito é que dependendo do ângulo de visada, não observamos as regiões centrais (disco de acreção e BLR). Dessa forma, quando observamos uma galáxia ao longo do eixo de ionização, recebemos a radiação das regiões centrais, e assim, observamos além da NLR, as linhas largas das BLR. Neste caso, dizemos que o AGN é tipo 1. No entanto, se a observamos de perfil (de lado), a BLR não está presente, apenas a NLR, o que caracteriza um AGN tipo 2. Como o toro de poeira não é uma componente contínua, mas sim um aglomerado de nuvens, existe uma probabilidade não nula de observar o AGN como sendo tipo 1 se a linha de visada passar por entre as nuvens e de identificá-lo como tipo 2 se uma nuvem passar na frente da linha de visada (Elitzur, 2012). De todo o modo, na maioria das situações a classificação em tipo 1/2 é um bom indicador do ângulo de visada do AGN, como representado na Figura 1.

Por razões históricas, os AGNs no modo radiação são separados em Seyferts, com  $L_{AGN} \lesssim 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ , e quasares, com luminosidades acima desse valor. Outra sub-classe de AGNs – de baixa luminosidade – são os LINERs (*Low Ionization Nuclear Emission Region*), que possuem linhas de baixa ionização intensas.

## 1.2 Feedback

Nas últimas décadas, cresceu a idéia de que fenômenos relacionados aos AGNs podem ter grande importância na regulação do crescimento da galáxia. Conhecidos como eventos de retro-alimentação (*feedback*) de AGNs, esses eventos energéticos cessariam a formação estelar nas vizinhanças do AGN, ao menos momentaneamente, resultando numa coevolução entre galáxia e BNS. Parte das evidências reside nas correlações observadas entre propriedades da galáxia e do AGN, como por exemplo a relação entre a massa do BNS e a dispersão de velocidades das estrelas em bojos clássicos (Ferrarese; Merritt, 2000) e a massa dos mesmos (Marconi; Hunt, 2003).

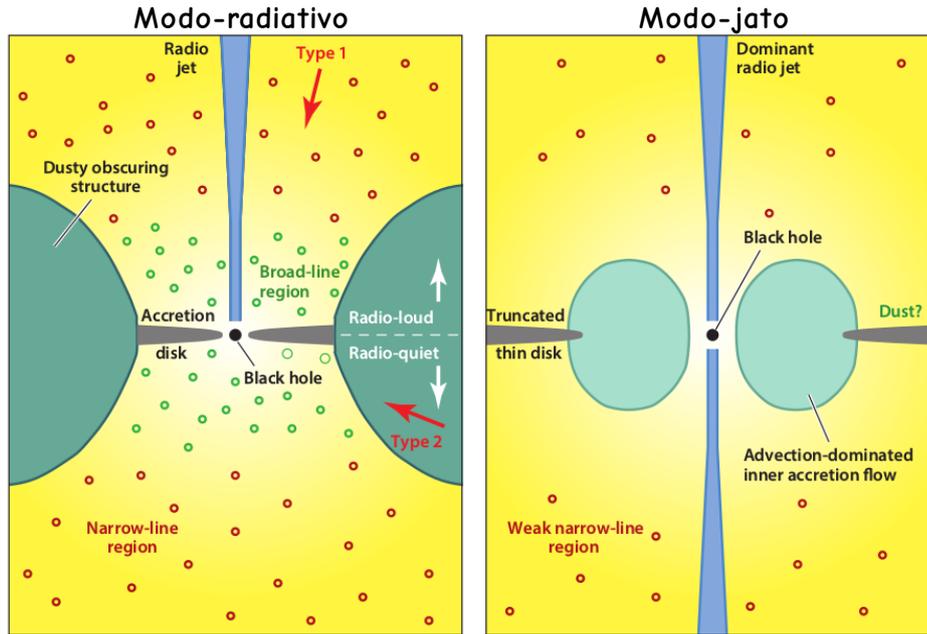


Figura 1 – Modos de atividade dos AGNs (Figura retirada de Heckman e Best (2014)). O modo-radiativo (esquerda), separado em *radio-loud* (acima, com o jato-rádio destacado em azul) e *radio-quiet* (abaixo), possui um disco de acreção de matéria (accretion disk, em cinza) circundado por um toro de poeira (azul-esverdeado). Próximo ao disco temos a região da BLR (círculos verdes) e mais externamente a NLR (círculos vermelhos). Observando o AGN ao longo eixo de ionização, detectamos a radiação da BLR (AGN tipo 1). No entanto, ao observá-lo de perfil (tipo 2), a estrutura de poeira bloqueia a radiação nuclear. Os ângulos de visadas correspondentes estão destacados com setas vermelhas na figura. O modo jato (direita) é dominado pelo jato-rádio, sendo que sua baixa eficiência de conversão de matéria em radiação é provavelmente consequência da inexistência de um disco de acreção central.

No caso de AGNs funcionando no modo jato, há evidências diretas de *feedback*. Neste caso, os elétrons/íons acelerados pelo jato depositam energia no gás galáctico/intergaláctico por colisões e emissão em rádio. A energia ganha aquece o gás, impedindo-o de chegar ao disco da galáxia onde poderia formar estrelas e/ou “reativar” o AGN. No entanto, AGNs neste modo e com *feedback* tão intensos são raros (Heckman; Best, 2014), além destes serem observados geralmente em galáxias que já são massivas, o que questiona a sua importância na regulação do crescimento das galáxias. AGNs atuando no modo radiação, por outro lado, são mais abundantes. A radiação que escapa das regiões centrais mais densas e chega até distâncias maiores, além de ionizar/excitar, transfere momentum (pressão de radiação) para o gás. Quando o momentum ganho é suficiente para sobrepôr a gravidade interna, o gás é ejetado localmente (*outflows*). No universo local, onde os AGNs tem em média luminosidades menores, esses *outflows* são observados diretamente (Lena et al., 2015; Schnorr-Müller et al., 2014), possuindo pequenas extensões ( $\lesssim 1kpc$ ) em comparação com suas galáxias hospedeiras ( $\sim 10 - 10^3kpc$ ). Para AGNs mais luminosos, há evidências de *outflows* com extensões um pouco que  $\sim 10kpc$  (Liu et al., 2013).

Mesmo sem a ocorrência de *outflows*, a fotoionização pelo AGN também pode contribuir para o *feedback* ao aquecer o gás. Frequentemente observa-se regiões ionizadas

com extensões maiores do que as observadas para o gás em *outflow*, podendo chegar a extensões de até  $\sim 10^2 kpc$  (Villar-Martín et al., 2010). Para distinção, a região do gás que está em *outflow* é chamada de NLR, enquanto que toda a região ionizada pelo AGN (incluindo a NLR) – podendo ou não estar em *outflow* – é conhecida como Região de Linhas Estreitas Estendida (ENLR, de Extended Narrow Line Region). Na periferia desta região, por normalmente não estar em *outflow*, muitas vezes possui velocidades condizentes com as estrelas do disco galáctico. Ao ionizar grandes extensões, a energia adicionada ao meio pode regular a formação de estrelas, principalmente na vizinhança de AGNs de mais alta luminosidade.

Trabalhos recentes mapearam como o tamanho da ENLR varia com a luminosidade do AGN, com resultados contradizentes entre si. Por exemplo, Bennert et al. (2002) e Schmitt et al. (2003) mapearam a extensão da região emissora de  $[OIII]\lambda 5007\text{\AA}$  (Oxigênio duas vezes ionizado) em função da luminosidade total da região emissora<sup>1</sup> utilizando imagens obtidas com filtros de banda estreita do Telescópio Espacial Hubble (HST). Esses dados abrangem AGNs com  $L[OIII]_{\lambda 5007} \lesssim 10^{42.7} \text{ erg s}^{-1}$ . Ambos obtiveram extensões proporcionais a  $L[OIII]_{\lambda 5007}^{\beta}$ , com  $\beta = 0.5$  e  $\beta = 0.22$ , respectivamente para Bennert et al. (2002) e Schmitt et al. (2003). Netzer et al. (2004) propôs que as extensões não cresceriam indefinidamente com o aumento da luminosidade, pois extrapolando as relações para os AGNs mais luminosos, resultariam em extensões para a ENLR bem maiores do que o tamanho das próprias galáxias. Assim, caso todo o gás estivesse em *outflow*, este seria rapidamente expelido (dada as velocidades observadas), e a NLR possuiria um tempo de vida muito curto.

Outros autores utilizaram dados de espectroscopia long-slit e de campo integral (IFU), chegando até luminosidades de  $L[OIII]_{\lambda 5007} \sim 10^{43.1} \text{ erg s}^{-1}$ . Essas técnicas fornecem informação cinemática sobre o gás ionizado, permitindo identificar regiões com velocidades características de *outflows*. Por outro lado, a menor resolução espacial dos telescópios terrestres utilizados, dificulta a caracterização da morfologia do gás. Os resultados obtidos por Sun, Greene e Zakamska (2017) apontam para um limite de  $\sim 10 kpc$  no tamanho da NLR e da ENLR, como previsto por Netzer et al. (2004). Em outro trabalho, Liu et al. (2013) concluíram que seus dados condiziam com o gás sendo ejetado de forma quase-esférica. Essa geometria pode implicar em um *feedback* mais intenso, visto que a energia é distribuída ao longo de uma maior extensão espacial.

<sup>1</sup> A escolha de  $[OIII]\lambda 5007\text{\AA}$  ocorre pois esta é uma linha intensa no ótico, geralmente está associada a *outflows*, cuja luminosidade é aproximadamente proporcional à luminosidade total do AGN:  $L_{AGN} \sim 3500 L[OIII]_{\lambda 5007}$ , valor médio de Heckman et al. (2004).

### 1.3 Objetivos

A fim de investigar mais a fundo a relação entre a extensão a luminosidade da ENLR, neste trabalho analisei novos dados do HST, que possuem uma alta resolução espacial ( $0.05''$ ). Os AGNs estudados possuem luminosidades de até  $L[OIII]_{\lambda 5007} \sim 10^{43.5} \text{ erg s}^{-1}$ , o que juntamente com dados de outros autores permite analisar a relação acima para a ENLR cobrindo uma ampla faixa de luminosidades:  $10^{39.6} < L[OIII]_{\lambda 5007} < 10^{43.5}$  ( $\text{erg s}^{-1}$ ). Também estudei a morfologia do gás ionizado pelo AGN, com o intuito de determinar se as estruturas quase esféricas para a ENLR observadas por [Liu et al. \(2013\)](#) se confirmam ou se o seu resultado poderia ser devido à limitação das observações terrestres pelo efeito do “seeing” atmosférico.

## 2 Amostra

A amostra consiste de objetos extraídos de uma lista de AGNs tipo 2, compilada por [Reyes et al. \(2008\)](#) a partir de espectros do SDSS (Sloan Digital Sky Survey). Os objetos selecionados possuem redshifts entre  $0.1 < z < 0.4$  e luminosidades entre  $42.5 < \log(L[OIII]_{\lambda 5007}) < 43.5$  ( $erg\ s^{-1}$ ). Com essas restrições, os 9 quasares selecionados preenchem uma faixa de luminosidade maior que a de trabalhos anteriores do mesmo tipo.

Os nomes das galáxias selecionadas são apresentados na Tabela 1. Também estão incluídos o redshift ( $z$ ), obtidos do banco de dados do NED (NASA/IPAC Extragalactic Database), além da escala espacial e da distância de luminosidade ( $D_L$ ) de cada objeto. Estes dois últimos dados foram calculados a partir do redshift. Para isso, após o redshift ser corrigido para o sistema de referência da Radiação Cósmica de Fundo em Microondas ([Fixsen et al., 1996](#)), utilizou-se a calculadora de [Wright \(2006\)](#) com os seguintes parâmetros: constante de Hubble de  $H_0 = 73 \pm 3\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$ ; densidades de energia de  $\Omega_{\text{matter}} = 0.27$  e  $\Omega_{\text{vacuum}} = 0.73$ . As incertezas provêm da diferença nos resultados obtida ao variar  $H_0$  pela sua incerteza.

Tabela 1 – Amostra

#	Nome	$z$	Escala	$D_L$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
1	SDSS J082313.50+313203.7	0.433	$5.46 \pm 0.25$	$2310 \pm 110$
2	SDSS J084135.04+010156.3	0.111	$1.954 \pm 0.093$	$498 \pm 24$
3	SDSS J085829.58+441734.7	0.454	$5.61 \pm 0.25$	$2450 \pm 120$
4	SDSS J094521.34+173753.3	0.128	$2.22 \pm 0.11$	$583 \pm 26$
5	SDSS J110952.82+423315.6	0.262	$3.91 \pm 0.18$	$1284 \pm 58$
6	SDSS J113710.77+573158.7	0.395	$5.16 \pm 0.24$	$2076 \pm 95$
7	SDSS J123006.79+394319.3	0.407	$5.26 \pm 0.23$	$2149 \pm 93$
8	SDSS J135251.21+654113.2	0.206	$3.26 \pm 0.16$	$980 \pm 47$
9	SDSS J155019.95+243238.7	0.143	$2.42 \pm 0.12$	$653 \pm 32$

(1): identificação; (2): nome; (3): redshift; (4): escala (em kpc/"); (5): distância de luminosidade (em Mpc).

## 3 Dados e Redução

### 3.1 Dados

As observações da amostra consistem de imagens feitas com a câmera ACS (Advanced Camera for Surveys) do Telescópio Espacial Hubble (HST) utilizando filtros de bandas estreita<sup>1</sup> centrados nas linhas de emissão de [OIII] $\lambda$ 5007 e de H $\alpha$  e filtros de banda média/larga centrados no contínuo entre estas linhas. As curvas de transmissão dos filtros utilizados – sobrepostos ao respectivo espectro do SDSS – estão dispostos na Figura 2. Estas curvas de transmissão foram geradas através do Astrolib PySynphot<sup>2</sup>, um pacote de programas para Python que dentre outras funções, pode produzir curvas de transmissão sintéticas para uma dada configuração de filtro do HST. Como o filtro centrado na linha de emissão de [OIII] $\lambda$ 5007 também cobre [OIII] $\lambda$ 4959, este filtro será chamado de [OIII]. O mesmo vale para o filtro centrado em H $\alpha$ , que engloba também as linhas de [NII] $\lambda$ 6548,6584, e que será chamado de [NII]+H $\alpha$ . A Tabela 2 apresenta as informações das observações, contendo a data, o filtro e o tempo de exposição total. A imagem resultante de cada observação precisa ser reduzida (corrigida por efeitos instrumentais) antes de ser analisada.

### 3.2 Redução

Os dados que eu utilizei estavam parcialmente reduzidos: as imagens já haviam passado pelos procedimentos padrão de redução de dados do HST. Os passos realizados incluíram: remoção dos raios cósmicos; a correção da distorção geométrica da câmera; alinhamento das imagens dos diferentes filtros; unidades das imagens convertidas para  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$  utilizando informações do cabeçalho (header) das imagens. Foi necessário subtrair a contribuição do fluxo de energia do céu. Para isso, ajustei uma função gaussiana ao histograma do fluxo de uma região próxima a galáxia. O valor de fluxo subtraído corresponde ao centro da gaussiana. Foi atribuído a cada pixel de cada imagem uma incerteza igual a 3 vezes o valor do desvio padrão da gaussiana ( $\sigma_{sky}$ ).

A Figura 2 mostra que o filtro do contínuo muitas vezes inclui linhas de emissão. É necessário corrigir este efeito, pois a imagem do contínuo será subtraída das imagens das linhas de emissão, tornando-as livre da contaminação do contínuo galáctico. Para isso, eu calibrei a imagem do contínuo do HST – com relação ao contínuo do espectro

<sup>1</sup> Os filtros utilizados são chamados de Linear Ramp Filters. Estes filtros podem ser centralizados em diferentes comprimentos de onda, permitindo acompanhar a localização das linhas de emissão em diferentes redshifts.

<sup>2</sup> <<http://pysynphot.readthedocs.io>>

Tabela 2 – Informações da observação

#	Nome	Data de Observação	Filtro	Tempo de exposição	Região
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
1	J082313	2015-01-01	F775W	200	Contínuo
		2014-12-31	FR931N	2542	H $\alpha$ + [NII]
		2015-01-01	FR716N	1866	[OIII]
2	J084135	2015-02-16	FR647M	200	Contínuo
		2015-02-16	FR716N	2506	H $\alpha$ + [NII]
		2015-02-16	FR551N	2020	[OIII]
3	J085829	2015-02-08	F775W	200	Contínuo
		2015-02-08	FR931N	2600	H $\alpha$ + [NII]
		2015-02-08	FR716N	1927	[OIII]
4	J094521	2015-04-22	FR647M	200	Contínuo
		2015-04-22	FR716N	2516	H $\alpha$ + [NII]
		2015-04-22	FR551N	2031	[OIII]
5	J110952	2015-02-16	F775W	200	Contínuo
		2015-02-16	FR853N	2600	H $\alpha$ + [NII]
		2015-02-16	FR656N	2029	[OIII]
6	J113710	2015-09-08	F775W	200	Contínuo
		2015-09-08	FR931N	2754	H $\alpha$ + [NII]
		2015-09-08	FR716N	2081	[OIII]
7	J123006	2015-07-04	F775W	200	Contínuo
		2015-07-04	FR931N	2562	H $\alpha$ + [NII]
		2015-07-04	FR716N	1889	[OIII]
8	J135251	2015-05-13	FR647M	200	Contínuo
		2015-05-13	FR782N	1786	H $\alpha$ + [NII]
		2015-05-13	FR601N	1976	[OIII]
9	J155019	2015-06-17	FR647M	200	Contínuo
		2015-06-17	FR782N	2516	H $\alpha$ + [NII]
		2015-06-17	FR551N	1875	[OIII]

(2): nome reduzido; (3): data da observação; (4): filtro do HST; (5): tempo total de exposição (em segundos); (6): região espectral.

do SDSS – com os seguintes passos: (i) o contínuo do SDSS foi ajustado na região vizinha das linhas [OIII] $\lambda$ 4959+ $\lambda$ 5007, utilizando apenas dados dentro de  $2\sigma$  da média do contínuo na região (círculos amarelos nas Figuras 2 e 3); (ii) registrei o valor do ajuste do contínuo no centro das linhas ( $c_{SDSS,[OIII]}$ : círculo azul na Fig. 3); (iii) obti o valor correspondente na imagem do contínuo do HST ( $c_{circ,[OIII]}$ ), integrando o fluxo dentro de uma abertura circular com  $3''$  de diâmetro, que é a abertura do espectro do SDSS; (iv) a razão  $s_{c,[OIII]} = c_{SDSS,[OIII]}/c_{circ,[OIII]}$  é o valor utilizado para escalonar a imagem do contínuo do HST antes de subtraí-la da imagem de [OIII]. O mesmo procedimento foi realizado para obter  $s_{c,[NII]+H\alpha}$  (fator equivalente utilizado na subtração do contínuo de [NII]+H $\alpha$ ). Quando estas linhas de emissão não estavam presentes no espectro, o contínuo foi ajustado utilizando os valores disponíveis mais próximos da região (galáxias 1, 3 e 7

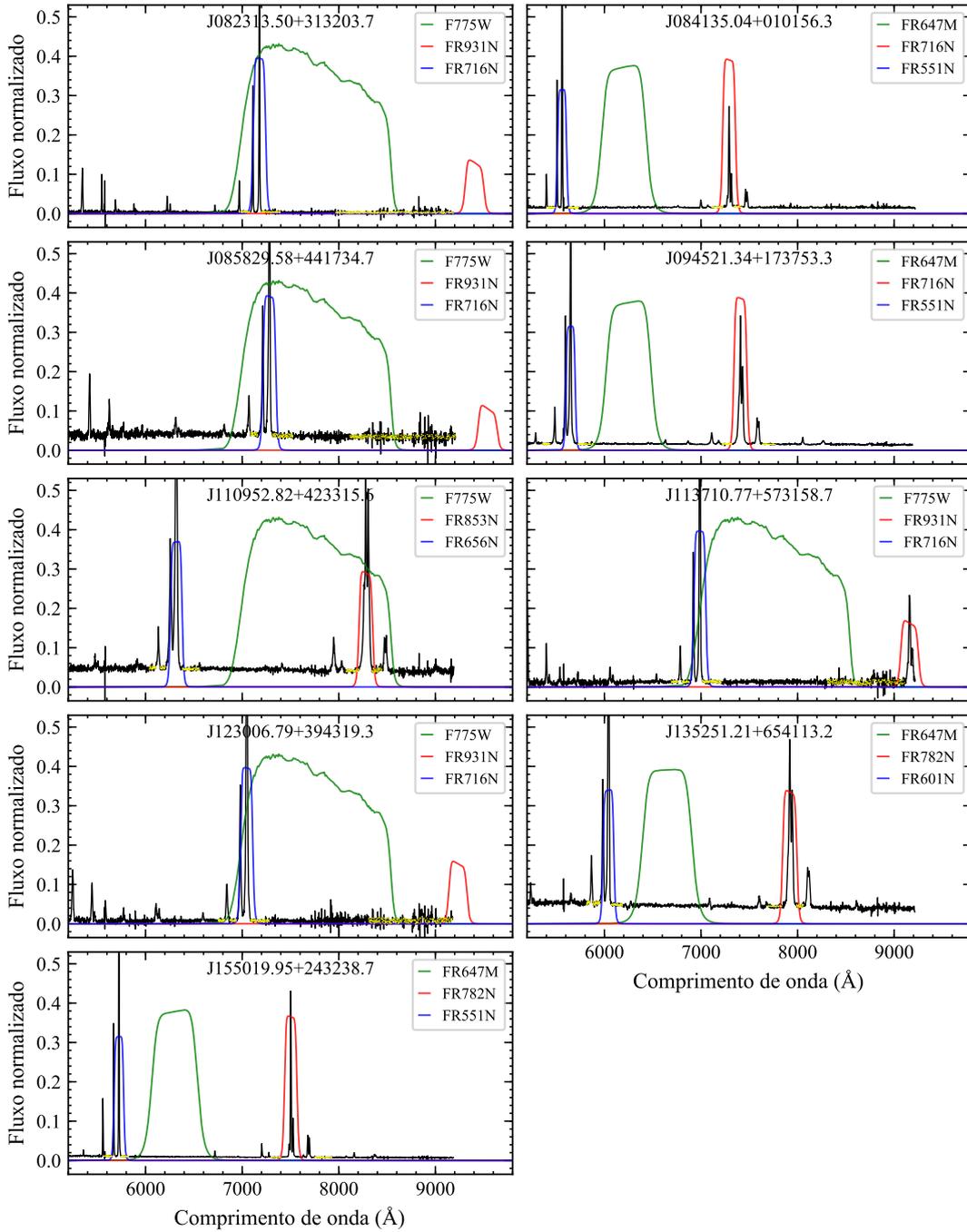


Figura 2 – Espectros do SDSS das galáxias da nossa amostra normalizados pelo máximo do fluxo. As linhas coloridas correspondem às curvas de transmissão dos filtros: contínuo galáctico (verde),  $H\alpha$ + $[NII]$  (vermelho) e  $[OIII]$  (azul). Os pontos amarelos correspondem aos valores utilizados no ajuste do contínuo, para o posterior cálculo de  $s_{c,[OIII]}$  e  $s_{c,[NII]+H\alpha}$ ,

na Fig. 2). Os valores calculados são apresentados na Tabela 3, onde a incerteza provém do recálculo destas razões, onde o valor do contínuo do SDSS  $c_{SDSS}$  foi substituído pelo desvio padrão dos dados utilizados no ajustes.

As curvas de transmissão dos filtros de  $[OIII]$  cobrem parcialmente a linha de emissão de  $[OIII]\lambda 4959$ , como pode ser observado nas Fig 2 e 4. Dessa forma a imagem de

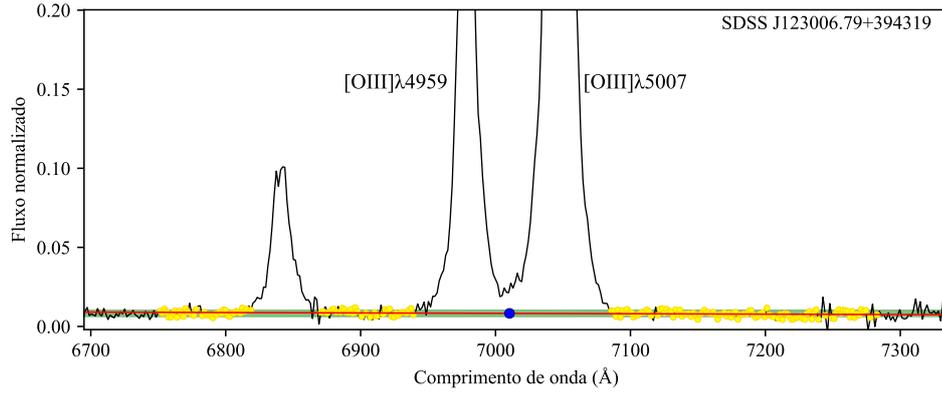


Figura 3 – Exemplo de ajuste do contínuo (linha vermelha) na região das linhas de [OIII], realizado utilizando os círculos amarelos. O valor atribuído ao contínuo de SDSS ( $c_{SDSS,[OIII]}$ ) e utilizado no cálculo de  $s_{c,[OIII]}$  está destacado em um círculo azul. A região preenchida (em verde) corresponde ao desvio padrão dos valores utilizados no ajuste do contínuo.

[OIII] não corresponde ao fluxo isolado de [OIII]λ5007, nem à soma de [OIII]λ4959+λ5007. Para que o fluxo da imagem corresponda a essa soma, foi realizado o seguinte procedimento: (i) Subtraí o contínuo ajustado do espectro do SDSS (linha preta na Fig. 4), multipliquei o resultado pela curva de transmissão do filtro do [OIII] (linha azul), e integrei o resultado ( $F[OIII]_1$ , região hachurada em azul): este valor corresponde ao fluxo que seria obtido se observássemos esse espectro com o filtro utilizado na observação; (ii) estendi o perfil do filtro na direção de comprimentos de onda menores por 50Å a partir do seu centro (linha tracejada amarela), fazendo-o cobrir as duas linhas de emissão; (iii) multipliquei o espectro subtraído pelo perfil estendido e integrei o novo resultado ( $F[OIII]_2$ , região preenchida em amarelo): este valor corresponde ao fluxo que seria obtido ao observar este espectro com um filtro com total cobertura das duas linhas de [OIII]; (iv) calculei a razão  $r_{[OIII]} = F[OIII]_2/F[OIII]_1$ : fator multiplicativo utilizado para transformar o fluxo obtido com o filtro do HST para corresponder à soma das duas linhas do [OIII]. Estes valores estão dispostos na Tabela 3, onde a incerteza corresponde ao desvio padrão entre os valores obtidos para cada objeto.

O equação geral utilizada na calibração do fluxo das linhas de emissão ( $l$ ) de cada filtro é  $F_l = F_{l^*} - s_{c,l} F_{c^*}$ , onde  $F_{l^*}$  é o fluxo da linha antes da subtração do contínuo,  $F_l$  é o flux após, e  $F_{c^*}$  é o fluxo do contínuo antes da multiplicação pela escala  $s_{c,l}$ . Aqui,  $l$  representa o conjunto de linhas [OIII] ou [NII]+Hα, sendo que esta expressão é aplicada a cada pixel dessas imagens. A incerteza em cada um pixel resulta da propagação das incertezas envolvidas  $\sigma_l^2 = \sigma_{l^*}^2 + (s_{c,l} \sigma_{c^*})^2 + (\sigma_{s_{c,l}} F_{c^*})^2$ , onde  $\sigma_{l^*}$  e  $\sigma_l$  são as incertezas nos fluxos das linhas de emissão antes e depois da subtração do contínuo,  $\sigma_{s_{c,l}}$  é a incerteza na escala do contínuo, e  $\sigma_{c^*}$  é a incerteza do contínuo antes da multiplicação por esta escala. Como dito anteriormente,  $\sigma_{l^*}$  e  $\sigma_{c^*}$  são iguais a  $3\sigma_{c\acute{e}u}$  de suas respectivas imagens. No caso de  $l = [OIII]$ , a incerteza no fator  $r_{[OIII]}$  também foi propagada. Mais adiante, quando for realizada a integração do fluxo numa região de uma imagem, a incerteza final será

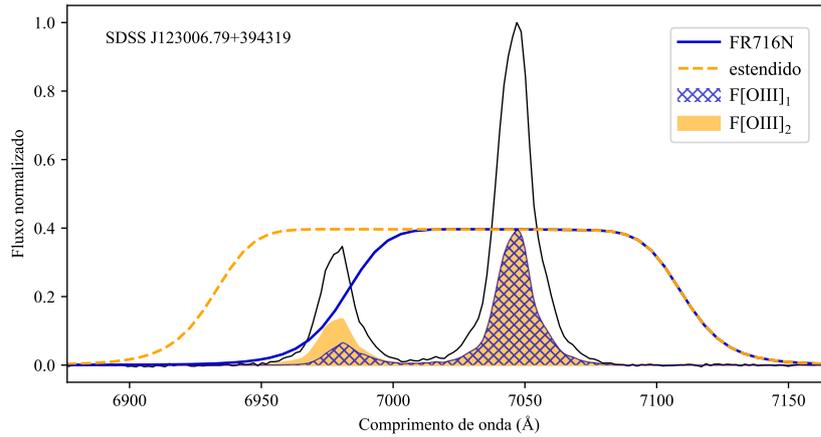


Figura 4 – Exemplo da efeito do filtro de [OIII] utilizado na observação (linha azul) e da versão estendida (linha amarela) sobre o espectro do SDSS. A região hachurada em azul corresponde ao fluxo que seria obtido pelo filtro do HST, enquanto a região preenchida em amarela, corresponde ao valor obtido pelo filtro estendido. Percebe-se o filtro do HST afeta a contribuição da linha de [OIII] $\lambda$ 4959. O fator  $r_{[OIII]}$  corresponde à razão entre as duas áreas.

igual a soma em quadratura das incertezas dos fluxos dos píxeis utilizados.

As larguras dos filtros ( $\Delta_l$ ) foram obtidas através do pacote PySynphot. Elas correspondem à largura de uma curva de transmissão tipo caixa, com a mesma área do perfil do filtro e altura igual ao valor da transmissão na posição do comprimento de onda médio do perfil (função *avgwave*). Ao multiplicar o fluxos das imagens pela largura do filtro, sua unidade torna-se  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Os valores das larguras de cada filtro completam a Tabela 3.

Após a realização das calibrações, o resultado foi comparado com o fluxo dos espectros do SDSS. Para isso, integrei o fluxos das linhas de emissão dos espectros<sup>3</sup> ( $F_{[OIII]}_{\text{SDSS}}$ ). Como esse é o fluxo de uma região circular de 3'' de diâmetro, eu integrei o fluxo da imagem de [OIII] do HST – já calibrada, subtraída pelo contínuo e multiplicada por  $\Delta_{[OIII]}$  – em uma abertura circular correspondente:  $F_{[OIII]}_{\text{circ}}$ . Esses valores são apresentados nas colunas (3) e (4) da Tabela 4. A Figura 5 compara os dois fluxos, sendo que a linha tracejada indica a região esperada para valores iguais. A concordância entre os fluxos no gráfico é um indicativo de que a calibração está razoável.

<sup>3</sup> A descrição do ajuste será realizada posteriormente na Seção 4.1

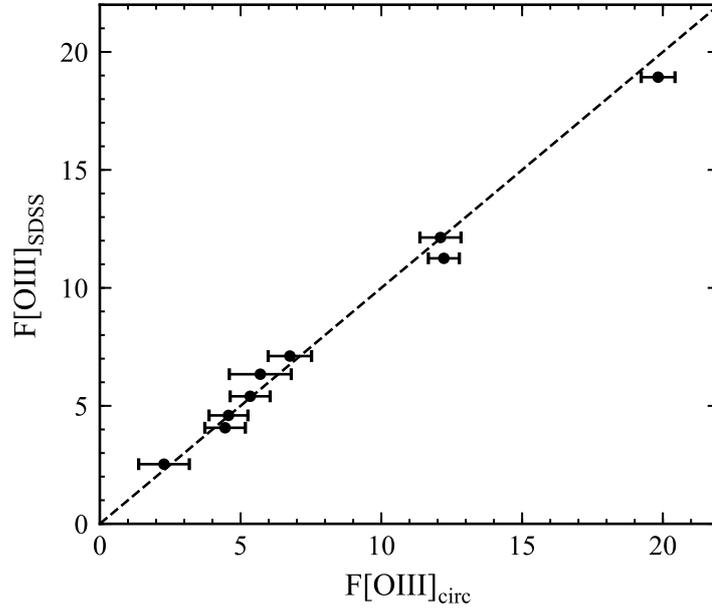


Figura 5 – Comparação entre o fluxo obtido dos espectros do SDSS ( $F[OIII]_{SDSS}$ ) e o obtido das imagens corrigidas do HST ( $F[OIII]_{cir}$ ) em uma abertura circular de  $3''$  de diâmetro. A linha tracejada representa a igualdade dos dois valores.

Tabela 3 – Parâmetros de calibração

#	Nome	$s_{c,[OIII]}$	$s_{c,[NII]+H\alpha}$	$r_{[OIII]}$	$\Delta_c$	$\Delta_{[NII]+H\alpha}$	$\Delta_{[OIII]}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
1	J082313	$0.46 \pm 0.09$	$0.3 \pm 0.1$	$1.16 \pm 0.02$	1454.59	200.44	136.96
2	J084135	$0.98 \pm 0.05$	$1.06 \pm 0.04$	$1.20 \pm 0.02$	482.21	139.54	98.78
3	J085829	$0.79 \pm 0.07$	$0.68 \pm 0.06$	$1.17 \pm 0.02$	1454.59	204.58	139.33
4	J094521	$0.91 \pm 0.04$	$0.89 \pm 0.04$	$1.19 \pm 0.02$	489.11	141.00	101.72
5	J110952	$0.91 \pm 0.05$	$0.81 \pm 0.05$	$1.15 \pm 0.02$	1454.59	147.79	126.34
6	J113710	$0.71 \pm 0.09$	$0.6 \pm 0.2$	$1.17 \pm 0.02$	1454.59	191.44	131.02
7	J123006	$0.4 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.2$	$1.16 \pm 0.02$	1454.59	195.50	133.06
8	J135251	$0.95 \pm 0.06$	$0.84 \pm 0.03$	$1.16 \pm 0.02$	538.57	154.73	118.60
9	J155019	$1.14 \pm 0.06$	$0.88 \pm 0.05$	$1.19 \pm 0.02$	495.44	135.39	103.95

(3): Valor do fator multiplicativo do contínuo utilizado na subtração de [OIII]. (4): Valor do fator multiplicativo do contínuo utilizado na subtração de [NII]+H $\alpha$ ; (5): Fator utilizado na correção da cobertura parcial da linha de [OIII] $\lambda$ 4959 pelo filtro de [OIII]. (6): Largura do filtro do contínuo (em Å); (7): Largura do filtro de [NII]+H $\alpha$  (em Å); (8): Largura do filtro de [OIII] (em Å);

## 4 Análise e Resultados

### 4.1 Ajustes do fluxo do SDSS

Para obter os fluxos das linhas de emissão de interesse dos espectros do SDSS, conjuntos de polinômios de Gauss-Hermite (GH) de 4ª ordem foram ajustados. Este polinômio corresponde a uma gaussiana centrada no comprimento de onda  $\lambda$  e com desvio padrão  $\sigma$ , multiplicada por uma série de 4ª ordem de polinômios de Hermite (Riffel, 2010). Neste polinômio de GH os parâmetros da série de Hermite são:  $h_0 = 0$  e  $h_1 = h_2 = 0$ . Dos parâmetros  $\mu$  e  $\sigma$ , obtêm-se respectivamente a velocidade centroide (projeção da velocidade de pico na direção radial) e a dispersão de velocidades do gás ionizado, e os parâmetros  $h_3$  e  $h_4$  da série de Hermite modelam desvios no perfil de emissão do gás em relação à uma gaussiana ( $h_3 = h_4 = 0$  resultam em um perfil gaussiano). O ajuste foi realizado através da minimização de uma função Qui-Quadrado simples  $\chi^2 = \sum_i [F(SDSS)_i - F(GH)_i]^2$ , onde  $F(SDSS)_i$  e  $F(GH)_i$  são respectivamente os fluxos do espectro do SDSS e do modelo (conjunto de GH) em cada posição  $i$  de comprimento de onda. A minimização de  $\chi$  foi realizada com o método de mínimos quadrados SLSQP (Sequential Least Squares Programming) disponível na biblioteca SciPy do Python através da função *minimize*. Antes dos ajustes, o contínuo galáctico foi subtraído do espectro. Os ajustes dos grupos de linhas de emissão foram realizados da seguinte maneira:

- $H\beta$ : Primeiramente um perfil de GH único foi ajustado à linha. No entanto, em geral apenas um perfil GH não é capaz de modelar a radiação dessa linha. Como o espectro do SDSS é o resultado da integração da radiação de uma região espacialmente extensa da galáxia (gás em diferentes configurações de velocidade), é normal que apenas um perfil GH não seja suficiente para modelar essa emissão. Neste caso, mais polinômios GH foram adicionados ao modelo. O lado esquerdo da Fig. 6 apresenta um exemplo de ajuste de  $H\beta$ , sendo que o restante dos ajustes estão no Apêndice A.
- $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ : Essas duas linhas de emissão foram ajustadas simultaneamente por um par de perfis de GH, com a mesma velocidade radial, mesma dispersão de velocidades, mesmos parâmetros  $h_3$  and  $h_4$ , e com a razão entre seus fluxos integrados fixa em  $F[OIII]_{\lambda 5007}/F[OIII]_{\lambda 4959} = 3$ . Essa configuração condiz com a radiação de ambas as linhas de emissão possuírem origem nas mesmas nuvens. Como no caso de  $H\beta$ , para realizar o ajuste foi necessário adicionar mais pares de perfis GH, com cada par de GH possuindo entre si as restrições descritas acima. Um exemplo deste tipo de ajuste é mostrado no painel central da Fig. 6.

- $[NII]\lambda\lambda 6548, 6584, H\alpha$ : O ajuste foi feito por um trio de perfis GH, onde: (i) todos possuíam a mesma velocidade radial e dispersão de velocidades, (ii)  $h_3 = h_4$  apenas entre as linhas de  $[NII]$  e (iii) a razão  $F[NII]_{\lambda 6584}/F[NII]_{\lambda 6548} = 3$  é fixa. Essa configuração assume que a radiação de  $H\alpha$  tem origem próxima à região que produz as linhas de  $[NII]$ , resultando em um cinemática semelhante. Os parâmetro  $h_3, h_4$  não são fixos entre  $H\alpha$  e as linhas de  $[NII]$ , para permitir que  $H\alpha$  possua deformações diferentes nas gaussianas. Isso é feito pois o perfil da linha estreita de  $H\alpha$  pode conter contribuição de  $H\alpha$  em absorção, e possuir uma base mais ou menos alargada em comparação com as linhas de  $[NII]$ , pois ambas podem ser afetadas de forma diferente por *outflows*. Como nos ajustes das linhas de  $[OIII]$ , quando necessário outros trios de GH foram adicionados. Em alguns objetos (galáxias 4, 5 e 8), a base da linha de  $H\alpha$  era significativamente alargada, sugerindo a possibilidade de uma componente da BLR (AGN tipo 1) que não tenha sido identificada no catálogo original (Reyes et al., 2008). No entanto, como as “asas” (base mais alargada) dos perfis de  $[OIII]$  eram intensas, estas poderiam explicar o alargamento na base das linhas de  $[NII]+H\alpha$  sem a necessidade de contribuição da BLR. Para testar essa hipótese, para cada linha de emissão utilizei os mesmo número perfis utilizados no ajuste de cada linha de  $[OIII]$ , mantendo como parâmetros iniciais de ajuste os mesmos valores de velocidade radial, dispersão de velocidades,  $h_3$  e  $h_4$  de  $[OIII]$ , mudando apenas a intensidade. Em todos os casos foi possível modelar as linhas apenas com estes perfis estreitos, indicando que de fato são AGNs tipo 2. Caso os perfis resultantes possuíssem bases muito mais alargadas em relação ao  $[OIII]$ , haveria indícios da presença de uma componente larga de  $H\alpha$ . Uma base levemente alargada aparece no ajustes do quasar J113710 (objeto 5, apresentado na Fig. 21a do Apêndice A). No entanto, a evidência da presença de uma componente larga é fraca, pois o perfil de  $[NII]+H\alpha$  fica bem reproduzido usando somente as componentes presentes no perfil de  $[OIII]$ . Desta forma, mantive a classificação de AGN de tipo para todos os objetos da amostra. Um exemplo de ajuste dessas linhas é mostrado na direita da Fig. 6.

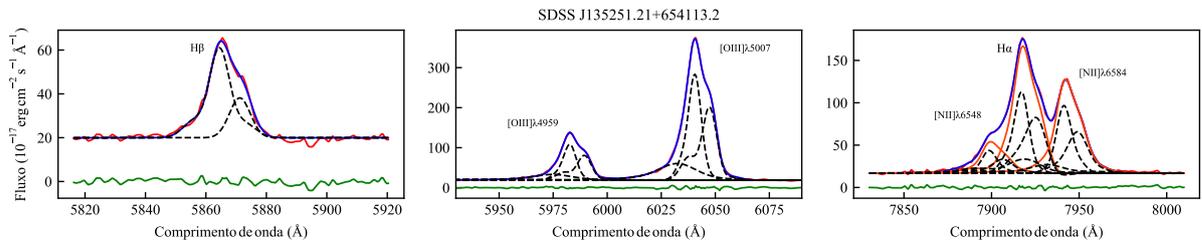


Figura 6 – Exemplo de ajustes realizados nos perfis das linhas dos espectros do SDSS: quasar J135251 (8). O espectro (linha vermelha) está sobreposto pelo ajuste realizado (linha azul), sendo que o resíduo entre ambas aparece na região inferior (linha verde). As linhas tracejadas pretas correspondem a cada componente individual utilizada. Nas linhas de  $[NII]+H\alpha$ , as linhas laranjas indicam a soma dos perfis estreitos necessários à modelagem de cada linha.

O valor fixo de  $F[OIII]_{\lambda 5007}/F[OIII]_{\lambda 4959} = 3$  resulta de ambas as transições se originarem do mesmo nível de energia do íon de  $O^{2+}$ , junto com o fato de existirem três estados finais que produzem  $[OIII]_{\lambda 5007}$  em comparação ao único estado final possível de  $[OIII]_{\lambda 4959}$ <sup>1</sup>. Esse é o valor da razão esperado pois a probabilidade da transição correspondente a uma emissão de  $[OIII]_{\lambda 5007}$  é 3 vezes maior que a de  $[OIII]_{\lambda 4959}$ . A mesma situação resulta em  $F[NII]_{\lambda 6584}/F[NII]_{\lambda 6548} = 3$ .

Os valores dos ajustes estão dispostos na Tabela 4. Alguns fluxos de  $[NII]$  e  $H\alpha$  estão ausentes pois alguns espectros do SDSS não cobriam estas linhas.

Tabela 4 – Fluxos do SDSS e do HST (abertura circular)

#	Nome	$F[OIII]_{\text{circ}}$	$[OIII]$	$H\beta$	$H\alpha$	$[NII]_{\lambda 6584}$	$\eta = H\alpha/([NII]+H\alpha)$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
1	J082313	$4.57 \pm 0.69$	4.60	0.290	-	-	<b>0.571</b>
2	J084135	$12.10 \pm 0.73$	12.14	0.761	3.296	1.081	0.696
3	J085829	$2.28 \pm 0.90$	2.53	0.196	-	-	<b>0.571</b>
4	J094521	$19.83 \pm 0.60$	18.93	1.335	5.186	4.947	0.440
5	J110952	$5.7 \pm 1.1$	6.34	0.342	1.920	2.207	0.395
6	J113710	$4.45 \pm 0.72$	4.07	0.268	0.922	0.343	0.668
7	J123006	$5.34 \pm 0.71$	5.40	0.383	-	-	<b>0.571</b>
8	J135251	$6.75 \pm 0.77$	7.11	0.613	2.810	2.158	0.494
9	J155019	$12.22 \pm 0.55$	11.25	1.193	4.784	1.122	0.734

Fluxos em unidades de  $10^{-14}$  ergs  $s^{-1}$ . (3): fluxo do  $[OIII]_{\lambda 4959} + \lambda 5007$  integrado em abertura circular de  $3''$  de diâmetro na imagem do HST. (4)-(7): Ajustes dos fluxos do SDSS nas linhas de  $[OIII]_{\lambda 4959} + \lambda 5007$  (corresponde à  $F[OIII]_{\text{SDSS}}$  na Figura 5),  $H\beta$ ,  $H\alpha$  e  $[NII]_{\lambda 6584}$ ; (8): Razão  $\eta = H\alpha/([NII]+H\alpha)$ , onde o denominador é soma do fluxo das três linhas de emissão e os valores em negrito indicam os casos onde as linhas não estavam presentes no espectro do SDSS (o valor corresponde à média entre os valores restantes).

## 4.2 Imagens

As imagens calibradas do contínuo e das linhas de emissão dos quasares são mostradas nas Figuras 7–15. No canto superior direito das figuras, está a imagem do contínuo já escalonada. Como há 2 valores diferentes de escala  $s_{c,l}$ , a imagem apresenta o resultado da multiplicação do contínuo pela média  $(s_{c,[OIII]} + s_{c,[NII]+H\alpha})/2$ . Os cantos superior e inferior direito das figuras estão reservados para as imagens de  $[OIII]$  e de  $[NII]+H\alpha$ . Ambas já estão subtraídas pelo contínuo – escalonado por seu respectivo valor de  $s_{c,l}$  – e multiplicadas pela largura do filtro. No caso de  $[OIII]$ , o fluxo também foi multiplicado por  $r_{[OIII]}$ . No canto inferior esquerdo, está disposto um mapa de excitação do gás correspondente à razão entre  $[OIII]$  e  $[NII]+H\alpha$ . A barra branca ilustra a escala das imagens em kpc $''$ , e a cruz preta marca a posição do pico de emissão do contínuo, que indica o núcleo do quasar.

<sup>1</sup> A probabilidade de ocorrer um transição que resulta em um fóton de  $[OIII]_{\lambda 5007}$  é 3 vezes maior que a transição que resulta em  $[OIII]_{\lambda 4959}$ .

A escala de cores dos mapas de [OIII], [NII]+H $\alpha$  e do contínuo mapeia o fluxo entre  $1\sigma_{c\acute{e}u}$  e  $F_{max}$  (pico de emissão da respectiva imagem). Sobrepostos, estão 4 contornos com valores igualmente espaçados entre  $3\sigma_{c\acute{e}u}$  e  $F_{max}$ . Os contornos foram obtidos após suavizar as imagens por um filtro Gaussiano com desvio padrão igual a 1 pixel.

O contorno no mapa de excitação corresponde a  $\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta) = 0.72$ , que replete um valor de excitação alta, associado uma fonte ionizante do tipo AGNX. O objetivo de apresentar este contorno é enfatizar a morfologia aproximadamente cônica da região de mais alta excitação, interna aos contornos. Contornos tracejadas correspondem aos quasares que não possuem as linhas de [NII]+H $\alpha$  no espectro do SDSS, cujos fluxos seriam utilizados no cálculo do valor do contorno, o que torna o tracejado menos preciso. Este contorno corresponde à linha horizontal verde no diagrama BPT da Fig. 16. Na Seção 4.3, será descrito o processo de cálculo do valor utilizado no contorno.

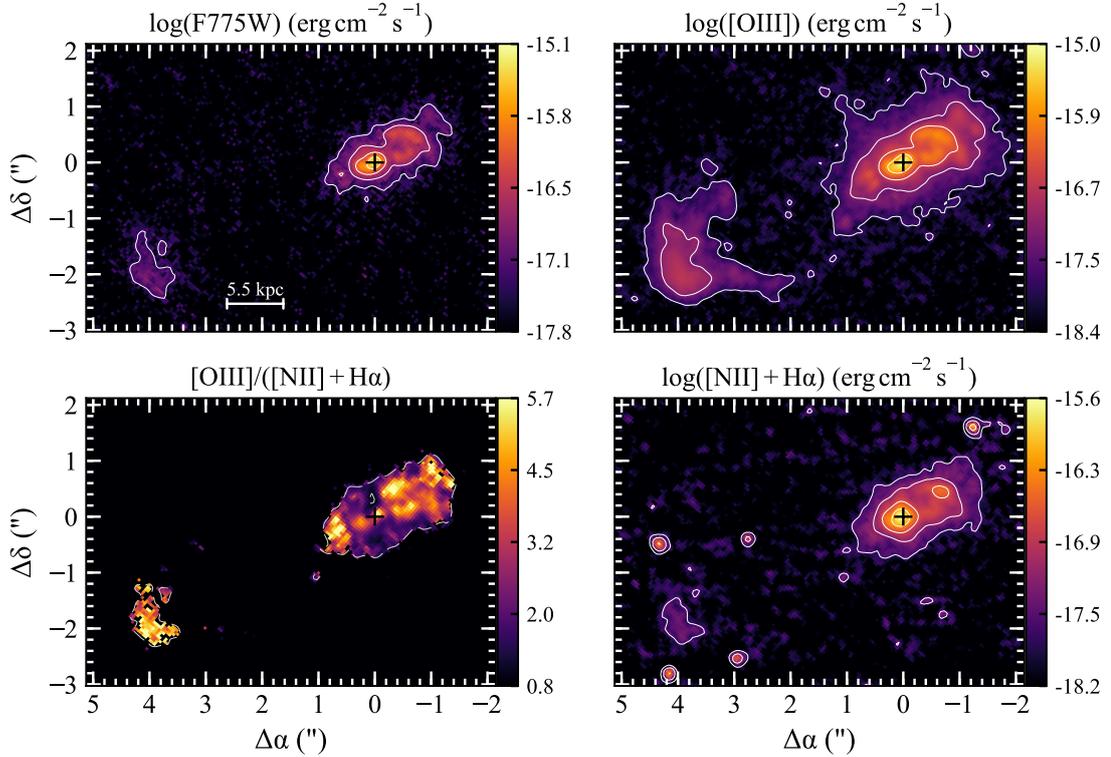


Figura 7 – SDSS-J082313.50+313203.7 (quasar 1). Esquerda acima: imagem do contínuo; direita acima: imagem de [OIII]; direita abaixo: imagem de [NII]+H $\alpha$ ; esquerda abaixo: mapa de excitação correspondente à razão entre mapas de [OIII] e [NII]+H $\alpha$ . Os fluxos das 3 imagens observadas já estão calibrados (Seção 3.2) e variam de  $1\sigma_{c\acute{e}u}$  até  $F_{max}$ , enquanto 4 os valores igualmente espaçados dos contornos variam entre  $3\sigma_{c\acute{e}u}$  até  $F_{max}$  na respectiva imagem. O contorno do mapa de excitação separa regiões com excitação do gás com valores que indicam ionização por uma fonte central tipo Seyfert (regiões dentro internas ao contorno), de regiões que podem ter sido ionizadas por outras fontes (regiões externas), ou seja, por LINERs, starbursts ou mesmo Seyferts. Contornos tracejadas correspondem aos quasares que não possuem as linhas de [NII]+H $\alpha$  no espectro do SDSS, o que pode diminuir bastante a precisão do contorno.

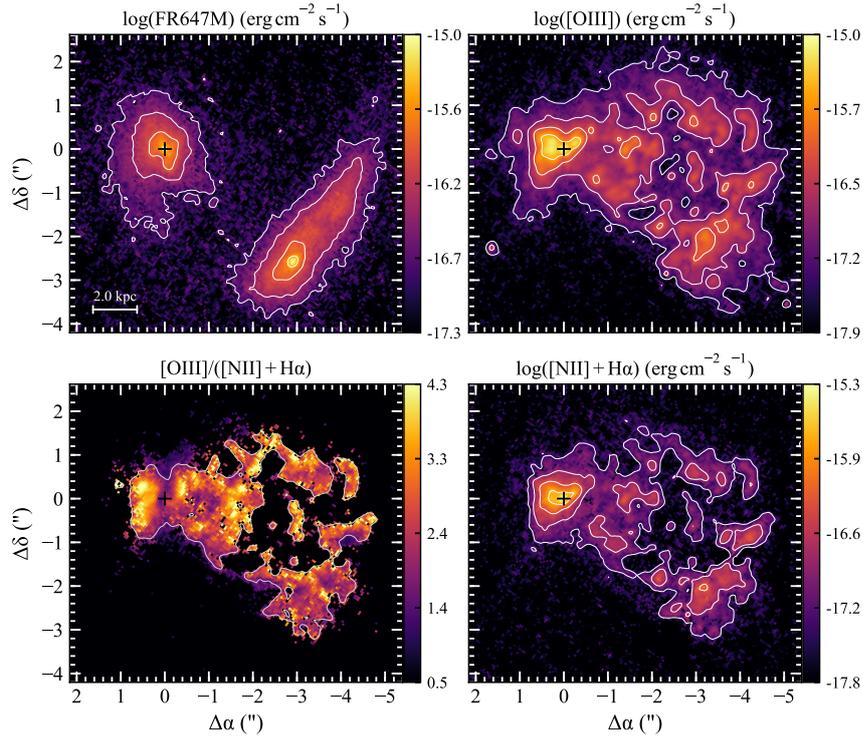


Figura 8 – Equivalente à Fig. 7 para SDSS-J084135.04+010156.3 (quasar 2).

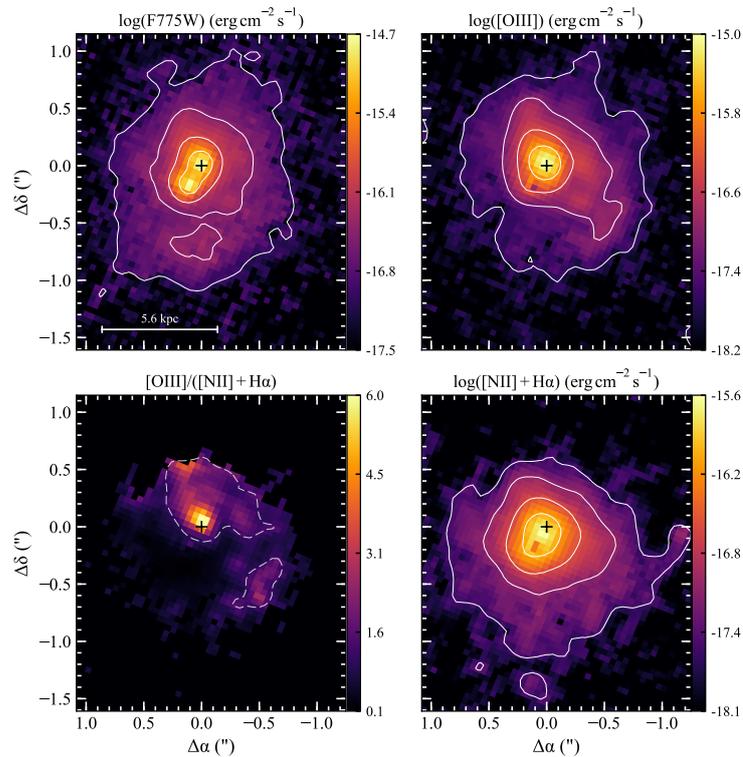


Figura 9 – Equivalente à Fig. 7 para SDSS-J085829.58+441734.7 (quasar 3).

### 4.3 Excitação do gás

Parte da matéria contida em uma galáxia está na forma de nuvens de gás de átomos/íons. Essas nuvens se distribuem pela galáxia (e no meio intergalático), e a

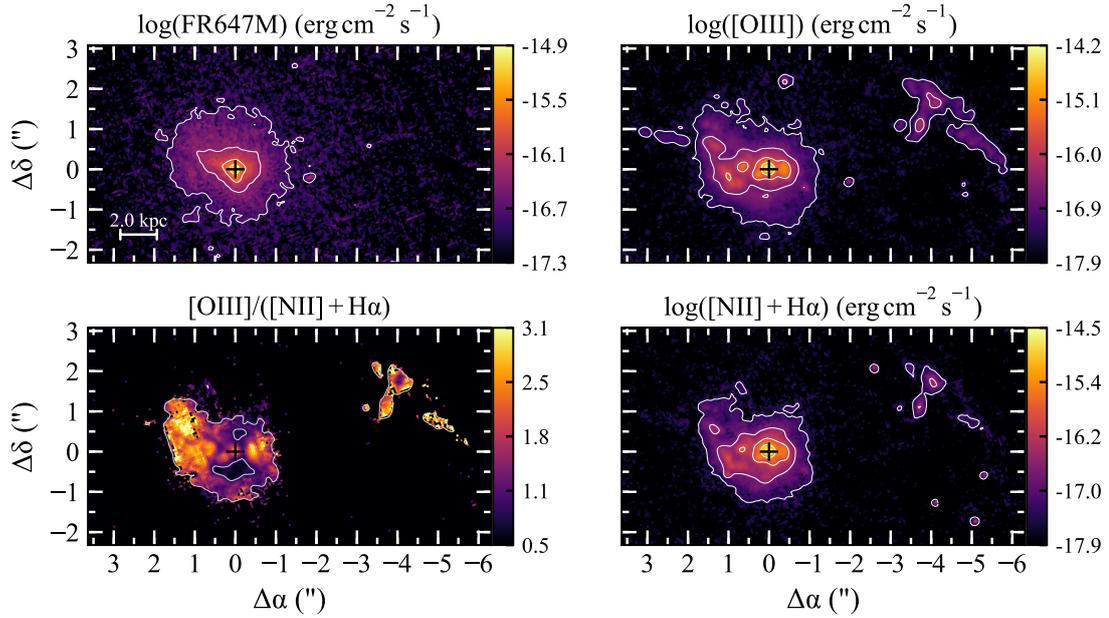


Figura 10 – Equivalente à Fig. 7 para SDSS-J094521.34+173753.3 (quasar 4).

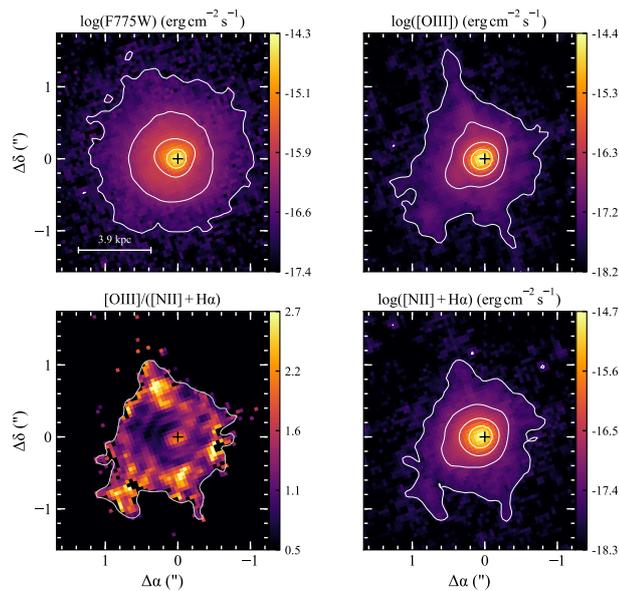


Figura 11 – Equivalente à Fig. 7 para SDSS-J110952.82+423315.6 (quasar 5).

radiação proveniente delas permite analisar a física destes ambientes. As Figuras 7–15 permitem desvendar parte dessas informações.

Os mapas de [OIII] e [NII]+H $\alpha$  mostram a distribuição de fluxo da radiação dessas duas linhas de emissão. Essas linhas se originam da recombinação de elétrons aos íons de O $^{2+}$ , N $^{+}$  e H $^{+}$ , e do posterior decaimento do estado excitado até estados de mais baixa energia. Esse processo de decaimento produz emissão de fótons com diferentes energias, dentre os quais estão os que produzem as linhas de emissão citadas. Mas antes de ocorrer a recombinação, os íons envolvidos no processo precisam ser criados – elétrons precisam ser arrancados dos átomos/íons envolvidos. Isso pode ocorrer de diferentes formas (e.g.

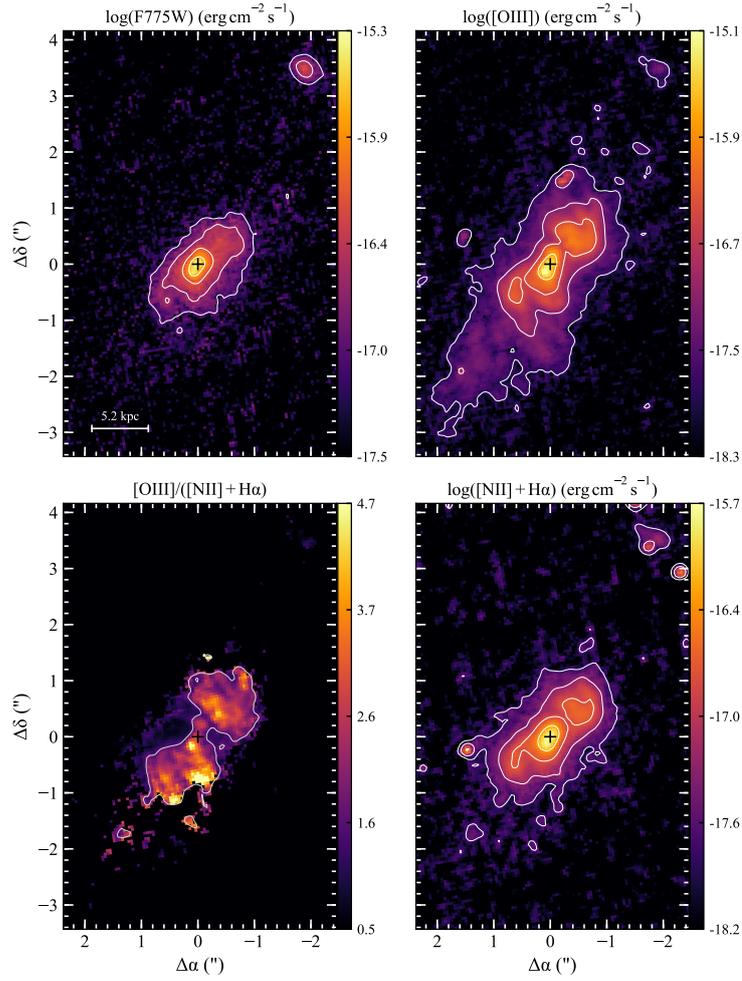


Figura 12 – Equivalente à Fig. 7 para SDSS-J113710.77+573158.7 (quasar 6).

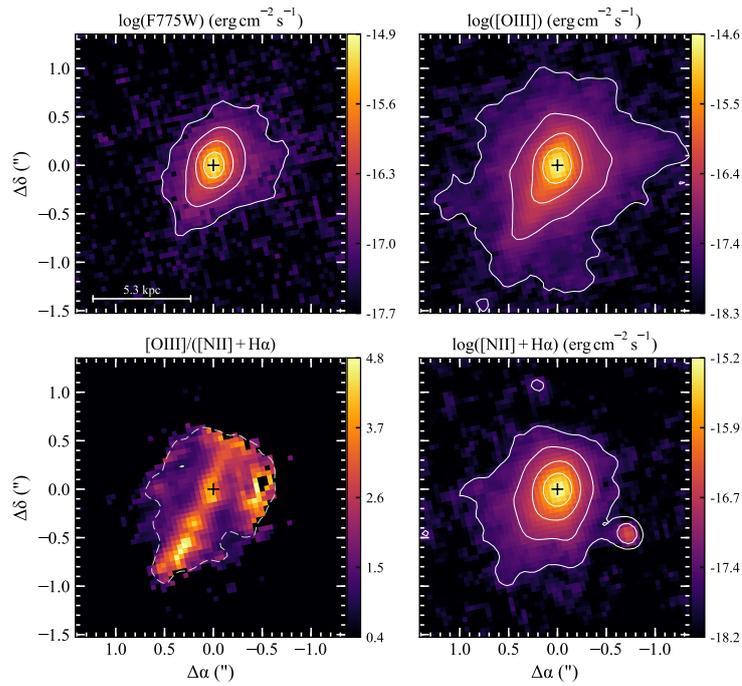


Figura 13 – Equivalente à Fig. 7 para SDSS-J123006.79+394319.3 (quasar 7).

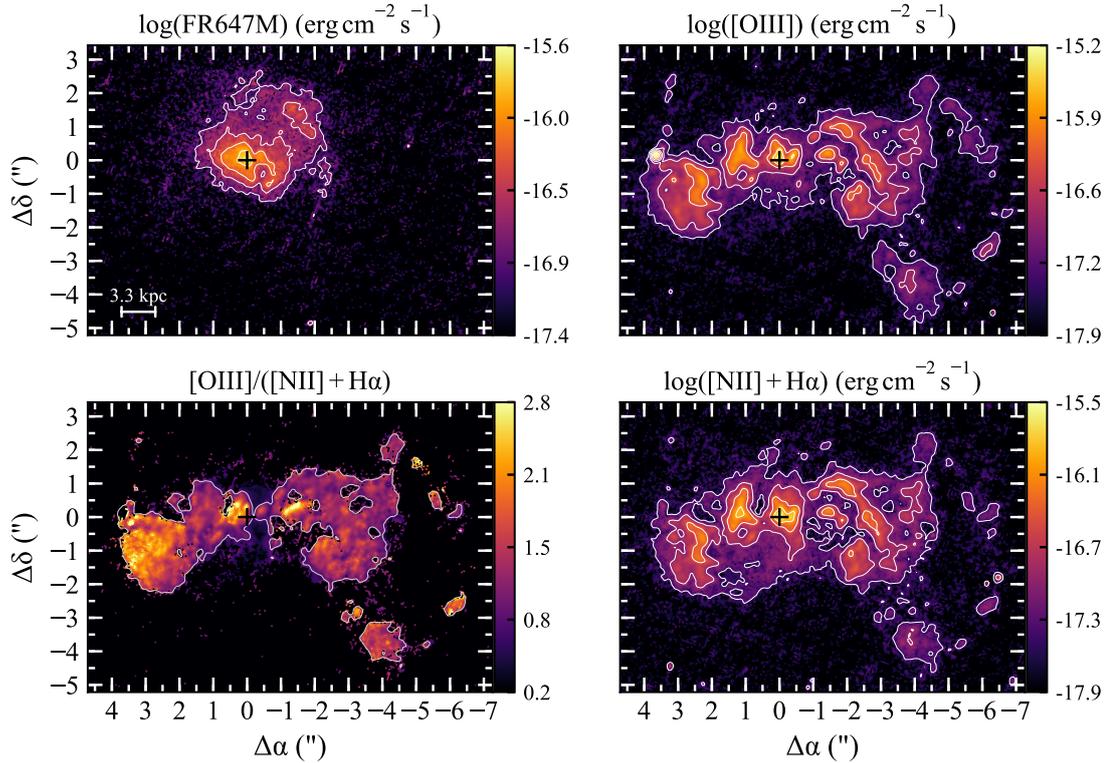


Figura 14 – Equivalente à Fig. 7 para SDSS-J135251.21+654113.2 (quasar 8).

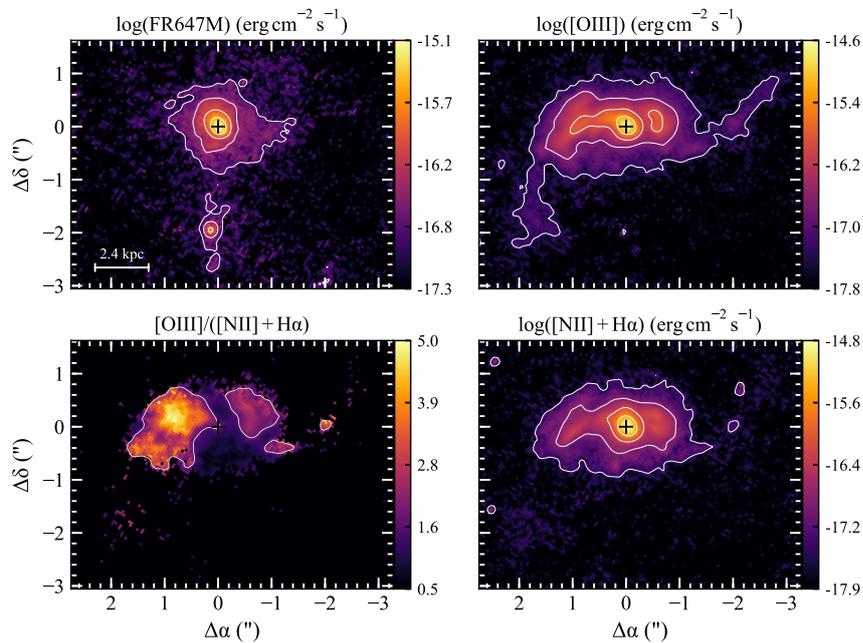


Figura 15 – Equivalente à Fig. 7 para SDSS-J155019.95+243238.7 (quasar 9).

colisões entre átomos), mas a principal forma ocorre através da ionização por radiação de fótons energéticos. Esses fótons podem ser produzido por estrelas jovens (starbursts) e pela radiação provinda do AGN. Assim, a presença de radiação dessas linhas de emissão, indica que o gás foi ionizado por alguma dessas fontes.

A distribuição de energia e a quantidade de fótons produzidos por AGNs e starbursts

é em geral bem distinta. Normalmente AGNs produzem muito mais fótons energéticos que starbursts, o que resulta em mais fótons capazes de ionizar íons/átomos com maior potencial de ionização. Assim linhas emissão que provém de íons com alto potencial de ionização ([OIII]) são mais intensas em AGNs. Em contrapartida, linhas como  $H\alpha$  e  $H\beta$ , por possuírem um potencial mais baixo, não são necessariamente produzidas em maior intensidade em AGNs do que em starbursts. Desta forma, as razões entre fluxos de [OIII]/ $H\beta$  e [OIII]/ $H\alpha$  são indicadores da fonte de ionização do gás, pois valores mais altos destas razões indicam que há uma maior quantidade de fótons de alta energia. Ou seja, a fonte que está ionizando o gás na região estudada produz uma maior quantidade de fótons energéticos, o que é uma característica de AGNs.

As imagens correspondentes à razão de [OIII]/([NII]+ $H\alpha$ ), geram um mapa de ionização, com interpretação equivalente à obtida pelas razões de linhas descritas no parágrafo anterior. Infelizmente as imagens obtidas pelo filtro centrado em  $H\alpha$  também incluem o fluxo de [NII], que contamina um pouco o mapa de ionização, porém sem impossibilitar a sua análise. Assim, igualmente, valores mais altos neste mapa indicam regiões ionizadas por AGNs.

Um diagrama que popularmente é utilizado na identificação da fonte ionizante do gás é o diagrama BPT (Baldwin; Phillips; Terlevich, 1981), onde os parâmetros utilizados são as razões [OIII] $\lambda$ 5007/ $H\beta$  e [NII] $\lambda$ 6584/ $H\alpha$ , como apresentado na Figura 16. Neste mapa, as regiões HII se distribuem à esquerda da linha tracejada vermelha (Stasińska et al., 2006) e os AGNs à direita. A linha sólida vermelha (Kewley et al., 2006) separa Seyferts de LINERs. Os pontos pretos correspondem às galáxias do catálogo do SDSS<sup>2</sup>, onde a característica forma de “gaiivota” aparece. Os círculos azuis correspondem aos dados dos quasares da nossa amostra que possuem dados em ambos os eixos. Cada linha tracejada azul correspondem à região em que cada um dos objeto restantes da nossa amostra habitaria, caso a razão [NII] $\lambda$ 6548/ $H\alpha$  pudesse ser obtida dos seus espectros do SDSS. Pelo diagrama podemos classificar todos os nossos objetos como Seyferts. No entanto, deve-se ressaltar que este espectro corresponde ao fluxo integrado de regiões extensas das galáxias, que individualmente podem possuir razões características de LINERs/Regiões HII.

Para ajudar na separação de regiões com diferentes mecanismos de excitação nos painéis de cada galáxia, uma linha de contorno foi adicionada aos mapas de excitação. Esse contorno corresponde à linha horizontal verde da Fig. 16, cujo valor é  $\log([OIII]\lambda 5007/H\beta) = 0.72$ . Valores acima dessa linha de referência possuem alta excitação por fontes de tipo AGN. Como a razão de fluxos existente no nosso mapa de ionização não é igual à razão utilizada como parâmetro de separação no diagrama BPT, é preciso converter os valores entre as razões. Primeiro definimos a razão  $\eta = H\alpha/([NII]+H\alpha)$ .

<sup>2</sup> 25% do total de galáxias cujas linhas possuem sinal-ruído (S/N) > 3, selecionadas de forma aleatória.

Os valores de  $\eta$  obtidos dos espectros do SDSS estão dispostos na Tabela 5, onde os quasares onde não foi possível obter essa informação (em negrito), possuem o seu valor de  $\eta$  definido como sendo a média entre os valores do restante da amostra. Assim, assumindo que  $[OIII]\lambda 5007/[OIII]\lambda 4959 = 3$  e  $H\alpha/H\beta = 3$ , podemos escrever:

$$\begin{aligned}
 \log\left(\frac{[OIII]}{([NII]+H\alpha)}\right) &= \log\left(\frac{\left[\frac{4}{3}[OIII]\lambda 5007\right]}{\left[\frac{1}{\eta}H\alpha\right]}\right) \\
 &= \log\left(\frac{4\eta}{3}\frac{[OIII]\lambda 5007}{[3H\beta]}\right) \\
 &= \log\left(\frac{4\eta}{9}\frac{[OIII]\lambda 5007}{H\beta}\right) \\
 \left(\frac{[OIII]}{[NII]+H\alpha}\right) &= \frac{4\eta}{9}\left(\frac{[OIII]\lambda 5007}{H\beta}\right). \tag{4.1}
 \end{aligned}$$

Assim, os contornos dos mapas de excitação, são dados por  $[OIII]/([NII]+H\alpha) = 2.33\eta$ , onde utilizei  $\log([OIII]\lambda 5007/H\beta) = 0.72$  (linha verde no mapa BPT) na equação 4.1. Os contornos tracejados no mapa correspondem aos quasares cujos  $\eta$  foram definidos como a média entre o restante da amostra. Essa diferenciação tem por objetivo enfatizar que o valor calculado para esses contornos possui menor precisão. Outra fonte de erro, relativa ao desenho traçado pelo contorno, origina-se de estarmos assumindo um valor contante de  $\eta$  para cada píxel dos mapas, apesar da provável variação deste parâmetro ao longo do mesmo.

Os contornos adicionados ajudarão a identificar quais regiões estão sendo afetadas pela radiação do AGN na Seção 4.4.

## 4.4 Morfologia da ENLR

Como a ENLR representa a região de gás excitado pela radiação do AGN, as imagens de  $[OIII]$  traçam sua localização, pois essa é uma linha de alta excitação. No entanto, devido à existência de outras fontes de fótons ionizantes, é preciso analisar os mapas de excitação para confirmar a fonte ionizante de cada região.

Na Seção anterior foi discutido como valores mais altos de excitação indicam a fonte ionizante é o AGN. Ao analisar os mapas de ionização das galáxias, verifica-se que vários objetos possuem valores mais altos de excitação em regiões cônicas: quasares 1, 2, 4, 6, 7, 8 e 9. Ou seja, 7/9 da amostra possui morfologia bicônica. Além disso, o quasar 3, apesar de não possuir um perfil bicônico claro, apresenta uma direção preferencial de ionização pelo AGN: a partir do centro em direção ao Norte/Nordeste. A diferença entre os tamanhos dos dois cones de alguns objetos (1, 2, 4), pode ser explicada pela falta de

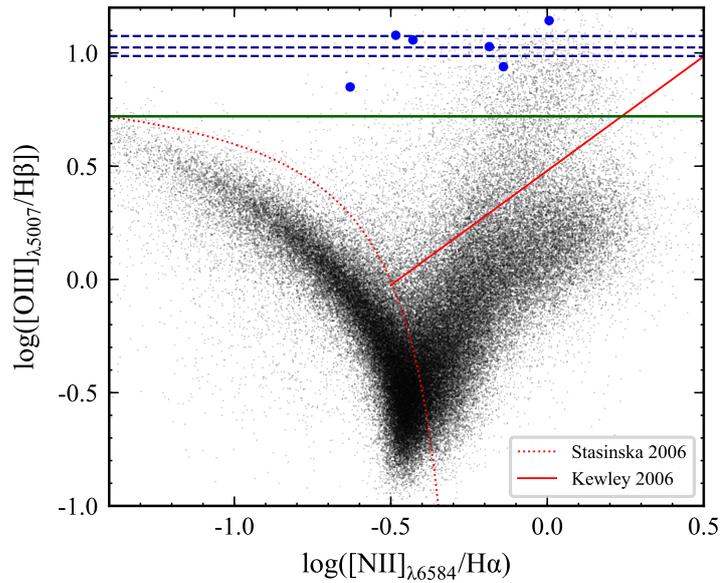


Figura 16 – Círculos e linhas tracejadas azuis representam os quasares de nossa amostra. As linhas indicam a região possível da localização do objeto, caso o valor  $[\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$  pudesse ser retirado de seu espectro no SDSS. A grande quantidade de pontos pretos correspondem à parte da amostra do SDSS. A linha tracejada vermelha (Stasińska et al., 2006) separa starbursts de LINERs/Seyferts, enquanto a linha sólida vermelha (Kewley et al., 2006) separa Seyferts de LINERs. A linha horizontal adicionada separa regiões com alta excitação (claramente correspondentes à Seyferts), de regiões de mais baixa excitação, que podem ser gerados por starbursts, LINERs ou mesmo Seyferts. Essa linha corresponde ao contorno dos mapas de excitação das Figuras 7-15.

gás em uma das direções ou por uma orientação do eixo de ionização que faz um ângulo grande em relação ao plano do céu.

Esta morfologia bicônica é esperada para AGNs tipo 2, pois o eixo de ionização estaria próximo ao plano do céu (ou fazendo um ângulo pequeno em relação a ele). O quasar 5, que não possui nenhuma direção preferencial de ionização, é o objeto que possivelmente possui uma componente larga na linha de  $\text{H}\alpha$  – apesar de não intensa (Fig. 21a) – como descrito na Seção 4.1. Neste caso, se este objeto for mesmo tipo 1, o eixo de ionização estaria ao longo da linha de visada, e por isto não seria esperado uma morfologia bicônica, o que poderia explicar os resultados. A direção aparente do eixo de ionização foi medida em termos do PA (Position Angle): ângulo a partir do Norte celeste, crescendo em sentido anti-horário (em direção ao Leste). Seus valores são apresentados na Tabela 5.

Como citado na Seção 1.2, Liu et al. (2013) encontraram morfologias aparentemente esféricas para a NLR de uma amostra de quasares com luminosidades semelhantes às da nossa amostra. Essa característica tornaria quasares luminosos diferentes de AGNs de baixa luminosidade, que irradiam dentro de regiões cônicas. E também teria implicações no *feedback* de AGNs, pois radiação emitida quase-esfericamente afeta uma maior quantidade de gás na galáxia hospedeira, podendo aumentar o seu impacto na formação estelar. Uma das causas dessa geometria poderia ser a destruição do toro de poeira, que deixaria de

absorver os fótons em direções mais afastadas do eixo. Neste caso, seria esperado que o ângulo de abertura dos cones de ionização aumentasse com o aumento da luminosidade de [OIII]. No entanto, como apresentado neste trabalho, observou-se uma dominância de morfologia cônica para estas luminosidades. Além disso, não encontramos nenhuma evidência de aumento do ângulo de abertura com  $L[\text{OIII}]$ . A diferença nos resultados provavelmente é consequência da maior resolução dos dados do Hubble em relação ao dados terrestre obtidos por estes autores, o que permite resolver em maior detalhe a morfologia dos quasares.

## 4.5 Galáxias em interação

Os mapas do contínuo permitem localizar regiões onde as estrelas – que formam a galáxia hospedeira – se encontram, pois o fluxo do mapa é produzido pela radiação estelar, com possível acréscimo da radiação do contínuo do AGN nas regiões centrais. Isso permite identificar objetos em interação, ou em aparente interação, pois caso haja dois picos de contínuo na imagem, cada um pode corresponder a radiação provinda das estrelas de diferentes galáxias.

Uma fração das galáxias de nossa amostra apresenta sinais de interação com outros objetos, eventos conhecidos como *mergers*. Interações ocorrem quando o potencial gravitacional de duas ou mais galáxias é perturbado devido à aproximação espacial entre os objetos envolvidos. Devido à grande perturbação, quantidades significativas de gás podem ser removidas do disco galáctico e conseqüentemente povoar o meio intergaláctico e ser capturadas pela outra galáxia. Modelos mostram que numa interação entre duas galáxias, o gás migra para o centro das galáxias, podendo acionar a atividade nuclear, formando um disco de acreção. Outro efeito é o surgimento de eventos de formação estelar ao logo das duas galáxias, pelo acúmulo de gás em várias regiões. Nas Figuras 7-15, a imagem do contínuo traça a localização das galáxias e os sinais de perturbação em seus potenciais gravitacionais.

O exemplo mais claro ocorre para o objeto 2, que possui uma companheira de tamanho equivalente, e cujo painel de imagens indica que a radiação do AGN está iluminando o gás intergaláctico, que provavelmente está sendo arrancado das galáxias durante o processo de interação. O quasar 1 também aparenta estar iluminando sua companheira. Outros objetos de nossa amostra (quasares 4, 6, 7 e 8) apresentam perturbações na imagem do contínuo, juntamente com evidências da presença de companheiras. O quasar 3, em particular, contém um segundo pico localizado à  $\sim 0.3''$  do núcleo do contínuo e com intensidade comparável. Identificando que esse último objeto está em interação, encontramos a presença de *mergers* em 7 de 9 quasares de nossa amostra.

A grande presença de *mergers* em nossa amostra pode ser a explicação para as altas

luminosidades de [OIII] observadas, pois esses eventos provavelmente estão fornecendo mais gás para alimentar os AGNs.

## 4.6 Extensão da ENLR

A extensão espacial da ENLR foi medida a partir do fluxo das imagens de [OIII]. Primeiro medi a extensão angular total ( $\theta$ ) ao longo do eixo de ionização (PA na Tabela 5), limitada pelos contornos externos de  $3\sigma_{c\acute{e}u}$ . A Fig. 17 apresenta as extensões medidas através de setas vermelhas sobrepostas aos mapas de fluxo de [OIII]. Os valores de  $\theta$  também estão à disposição na Tabela 5. Sua incerteza foi estimada como sendo a diferença entre os valores de  $\theta$  medidos usando contornos de  $2\sigma_{c\acute{e}u}$  e de  $4\sigma_{c\acute{e}u}$ .

O raio da ENLR ( $R_{maj}$ ) foi definido como metade de  $\theta$ , ou seja,  $R_{maj} = \theta/2$ . Para obter o raio em unidades de kpc, o valor foi multiplicado pela escala espacial (Tabela 1). O valor obtido está disposto na Tabela 5, onde a sua incerteza foi propagada das incertezas em  $\theta$  e na escala espacial. Os raios observados variam entre 4 e 19 kpc.

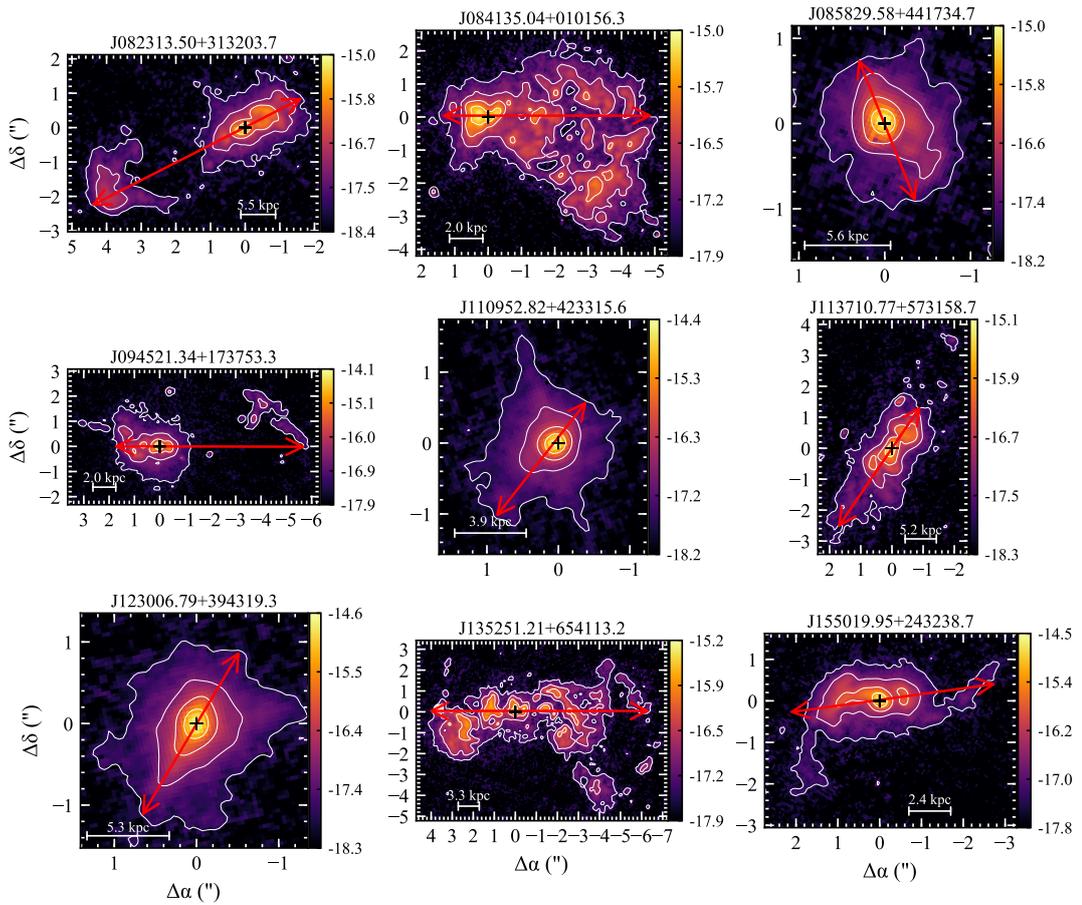


Figura 17 – Extensão angular  $\theta$  da ENLR (setas vermelhas) sobrepostas aos mapas de fluxo de [OIII]. O raio  $R_{ENLR}$  equivale à metade do comprimento da setas, cujas orientações estão ao longo dos eixos de ionização. Os contornos externos correspondem a  $3\sigma_{c\acute{e}u}$ , e são os limites utilizados nas medidas.

## 4.7 Luminosidade

A partir das imagens das linhas de emissão de [OIII] e [NII]+H $\alpha$ , obtivemos a luminosidade total destas linhas. Em cada imagem, obti o fluxo total  $F_T$  integrando a contribuição de píxeis cujos valores dos fluxos estavam acima de  $3\sigma_{\text{céu}}$ . A incerteza no fluxo total corresponde à soma quadrática das incertezas nos píxeis utilizados na integração, cujas incertezas foram descritas na Seção 3.2. A luminosidade é dada por  $L = 4\pi D_L^2 F_T$ , com  $D_L$  dado na Tabela 1. Para isolar a contribuição da linha de [OIII] em  $\lambda 5007\text{\AA}$ , utilizei  $L[\text{OIII}]_{\lambda 5007} = 0.75 L[\text{OIII}]$ , onde o fator 0.75 resulta da relação  $F([\text{OIII}]_{\lambda 5007})/F([\text{OIII}]_{\lambda 4959}) = 3$ . Os valores de  $L[\text{OIII}]_{\lambda 5007}$  e  $L([\text{NII}]+H\alpha)$  são apresentados na Tabela 5. As incertezas das luminosidades foram propagadas das incertezas em  $D_L$  e em  $F_T$ .

A massa total do gás ionizado ( $M_{\text{gas}}$ ) pode ser estimada seguindo Peterson (1997), como descrito a seguir. Neste cálculo, estamos assumindo que as nuvens são totalmente formadas por Hidrogênio. A luminosidade total de H $\beta$ , proveniente de nuvens com um volume total  $V_c$ , é dado por:

$$L(H\beta) = n_e n_p \alpha_{H\beta}^{\text{eff}} h\nu_{H\beta} V_c, \quad (4.2)$$

onde  $\alpha_{H\beta}^{\text{eff}}$  e  $h\nu_{H\beta}$  são o coeficiente de recombinação efetivo e a energia de repouso de H $\beta$ , e  $n_e$  e  $n_p$  são as densidades de número de elétrons e prótons. Se cada nuvem ionizada possuir a mesma densidade, a massa total do gás contido será:

$$M_{\text{gas}} = (n_p m_p) V_c. \quad (4.3)$$

Substituindo a Equação 4.2 em 4.3, e assumindo que  $n_e \approx n_p$  (nuvens completamente ionizadas), temos:

$$M_{\text{gas}} = \frac{m_p L(H\beta)}{n_e \alpha_{H\beta}^{\text{eff}} h\nu_{H\beta}}. \quad (4.4)$$

Para estimar  $L(H\beta)$  de  $L([\text{NII}]+H\alpha)$ , utilizamos que  $L(H\alpha) = (j_{H\alpha}/j_{H\beta}) L(H\beta)$ , onde  $(j_{H\alpha}/j_{H\beta})$  é a razão entre as emissividades de H $\alpha$  e H $\beta$  – assumida constante em todas as nuvens. Além disso, assumindo novamente que  $L(H\alpha)/L([\text{NII}]+H\alpha) = \eta$ , chegamos em:

$$L(H\beta) = \frac{\eta L(H\alpha)}{(j_{H\alpha}/j_{H\beta})}. \quad (4.5)$$

Utilizando a Equação 4.5 em 4.4, obtemos o resultado:

$$M_{\text{gas}} = \frac{m_p \eta L([\text{NII}]+H\alpha)}{n_e (j_{H\alpha}/j_{H\beta}) \alpha_{H\beta}^{\text{eff}} h\nu_{H\beta}}. \quad (4.6)$$

A Equação 4.4 nos permite obter a massa do gás ionizado, dado os parâmetros indicados. Devido às baixas densidades do gás, o mesmo está sob equilíbrio de ionização: todos os átomos ionizados, possuem tempo suficiente para voltar aos estados fundamental,

através da emissão de fótons. Os coeficientes  $\alpha_{H\beta}^{eff}$  e  $j_{H\alpha}/j_{H\beta}$  dependem da temperatura (T) e fracamente da densidade do gás. Podemos obter seus valores dos modelos apresentados em [Osterbrock e Ferland \(2006\)](#) para o caso B: todos fótons emitidos após a recombinação do elétron escapam da nuvem, exceto ps fótons da série Lyman (número quântico do estado final  $n_f = 1$ ). Utilizando valores típicos de  $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$  e  $T = 10^4 \text{ K}$ , os modelos retornam  $j_{H\alpha}/j_{H\beta} = 2.863$  e  $\alpha_{H\beta}^{eff} = 3.02 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Acrescentando também  $h\nu_{H\beta} = 4.085 \times 10^{-12} \text{ eV}$  e  $m_p = 8.409 \times 10^{-58} M_\odot$  na Equação 4.6, obtemos:

$$M_{gas} = 0.238 \eta \left( \frac{L([NII]+H\alpha)}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right) 10^8 M_\odot. \quad (4.7)$$

As massas obtidas completam a Tabela 5, e seus valores variam de  $0.4 < M_{gas} < 2 \cdot 10^8 M_\odot$ .

Tabela 5 – Medidas

Nome	PA	$\theta$	$R_{maj}$	$L[OIII]_{\lambda 5007}$	$L([NII]+H\alpha)$	$M_{gas}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
J082313	117	$6.87 \pm 0.13$	$18.76 \pm 0.93$	$25.0 \pm 4.3$	$8.9 \pm 8.4$	$1 \pm 2$
J084135	90	$6.33 \pm 0.34$	$6.18 \pm 0.45$	$5.37 \pm 0.65$	$2.38 \pm 0.31$	$0.40 \pm 0.06$
J085829	22	$1.80 \pm 0.14$	$5.05 \pm 0.46$	$11.6 \pm 4.4$	$10.8 \pm 4.3$	$1.0 \pm 0.6$
J094521	90	$7.58 \pm 0.19$	$8.41 \pm 0.47$	$6.47 \pm 0.61$	$4.70 \pm 0.45$	$0.50 \pm 0.05$
J110952	142	$2.07 \pm 0.14$	$4.05 \pm 0.34$	$8.2 \pm 1.6$	$7.4 \pm 2.0$	$0.7 \pm 0.2$
J113710	146	$4.75 \pm 0.45$	$12.3 \pm 1.3$	$18.4 \pm 3.3$	$9.8 \pm 5.8$	$2 \pm 1$
J123006	149	$2.34 \pm 0.22$	$6.15 \pm 0.64$	$21.8 \pm 3.4$	$9.9 \pm 8.9$	$1 \pm 2$
J135251	90	$10.52 \pm 0.46$	$17.1 \pm 1.2$	$18.8 \pm 2.0$	$17.1 \pm 1.8$	$2.0 \pm 0.3$
J155019	98	$4.99 \pm 0.69$	$6.04 \pm 0.89$	$4.83 \pm 0.51$	$3.37 \pm 0.37$	$0.60 \pm 0.07$

(2) PA (Position Angle) do eixo de ionização (em  $^\circ$ ); (3) extensão angular da ENLR (em  $''$ ); (4) raio da ENLR (em kpc); (5) luminosidade total de  $[OIII]_{\lambda 5007}$ , integrado acima de  $3\sigma_{c\acute{e}u}$  (em  $10^{42} \text{ ergs s}^{-1}$ ); (6) luminosidade total de  $H\alpha+[NII]$ , integrado acima de  $3\sigma_{c\acute{e}u}$  (em  $10^{42} \text{ ergs s}^{-1}$ ); (7) Massa total do gás ionizado (em  $10^8 M_\odot$ )).

## 4.8 $R_{maj}$ vs $L[OIII]$

Um dos objetivos deste trabalho é analisar como a extensão da ENLR varia com o aumento da luminosidade do AGN, comparando com trabalhos anteriores envolvendo objetos menos luminosos. A extensão da ENLR está sendo caracterizada pelo parâmetro  $R_{maj}$ , enquanto que a luminosidade total do AGN está sendo parametrizada por  $L[OIII]_{\lambda 5007}$ .

A Figura 18 apresenta a relação entre o raio da ENLR e a luminosidade de  $[OIII]_{\lambda 5007}$  para a nossa amostra (estrelas laranjas), acrescentada dos dados obtidos por outros autores: [Bennert et al. \(2002\)](#), (círculos azuis), [Schmitt et al., 2003](#), (losângos azuis e laranjas) e [Fischer \(2017 et. al. em preparação\)](#), (quadrados laranjas). Estou apenas comparando com os dados destes autores, pois são os únicos que também utilizam imageamento com filtros de banda estreita do HST, desta forma garantimos uma maior

homogeneidade nos dados analisados. As barras de erros das medidas desses autores é inteiramente devida à propagação das incertezas de  $D_L$  e da escala espacial, calculadas conforme descrito na Seção 2. Os AGNs estão divididos em dois grupos: tipo 1 (azul) e 2 (laranja). Os quasares da nossa amostra que estão em processo de *mergers* foram destacados com contornos pretos.

O gráfico mostra que a extensão  $R_{maj}$  continua crescendo com o aumento da luminosidade de  $[OIII]\lambda 5007$  até valores de  $\sim 10^{43.5} \text{ erg s}^{-1}$ . Devido ao caráter linear da relação entre essas duas propriedades, eu apliquei o Métodos dos Mínimos Quadrados para um modelo linear dos dados  $\log(R_{maj}) = C_1 + C_2 \log(L[OIII]_{\lambda 5007})$ , utilizando a tarefa *curve\_fit* disponível na biblioteca SciPy do Python. Essa função também retorna a matriz de covariância, cujas raízes dos valores na diagonal dão o desvio padrão dos erros dos parâmetros  $C_1$  e  $C_2$  obtidos. Utilizando apenas dados de AGNs tipo 1 o resultado foi:

$$\log(R_{maj}) = (-20.7 \pm 2.0) + (0.57 \pm 0.05) \log(L[OIII]_{\lambda 5007}), \quad (4.8)$$

representado pela linha tracejada azul na Fig. 18. Ao utilizar apenas valores dos AGNs tipo 2, obtive:

$$\log(R_{maj}) = (-17.1 \pm 1.1) + (0.48 \pm 0.03) \log(L[OIII]_{\lambda 5007}), \quad (4.9)$$

representado pela linha tracejada laranja na Fig. 18. E por fim, utilizando todos os dados:

$$\log(R_{maj}) = (-18.12 \pm 0.98) + (0.51 \pm 0.03) \log(L[OIII]_{\lambda 5007}), \quad (4.10)$$

representado pela linha tracejada verde na Fig. 18.

Os ajustes indicam que  $R_{maj}$  cresce com a luminosidade seguindo uma lei de potência com o índice desta lei ligeiramente maior para AGNs tipo 1 ( $\propto L[OIII]_{\lambda 5007}^{0.57}$ ) que para AGNs tipo 2 ( $\propto L[OIII]_{\lambda 5007}^{0.48}$ ), apesar dos valores quase concordarem dentro das incertezas. Modelos que assumem que o ângulo de abertura dos cones de ionização aumenta com a luminosidade (*receding torus models*), podem explicar esse resultado (Bennert et al., 2006c). No entanto, há poucos dados de AGNs tipo 1 para  $L[OIII]_{\lambda 5007} > 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ , o que diminui a qualidade do ajuste da inclinação da reta ao longo de uma grande faixa de luminosidades. Além disso, o ajuste utilizando todos os dados retorna uma inclinação de  $0.51 \pm .03$  que concorda com os outros dois ajustes dentro das incertezas. Assim, nossos dados não descartarem completamente a possibilidade de não haver diferença nas relações obtidas para os dois tipos.

## 4.9 Variação de $[OIII]\lambda 5007/H\beta$ com a distância ao núcleo

Assim como observado por Liu et al. (2013), nossos dados mostram pouca variação espacial da razão  $[OIII]\lambda 5007/H\beta$ , mantendo valores da ordem de  $[OIII]\lambda 5007/H\beta \sim 10$

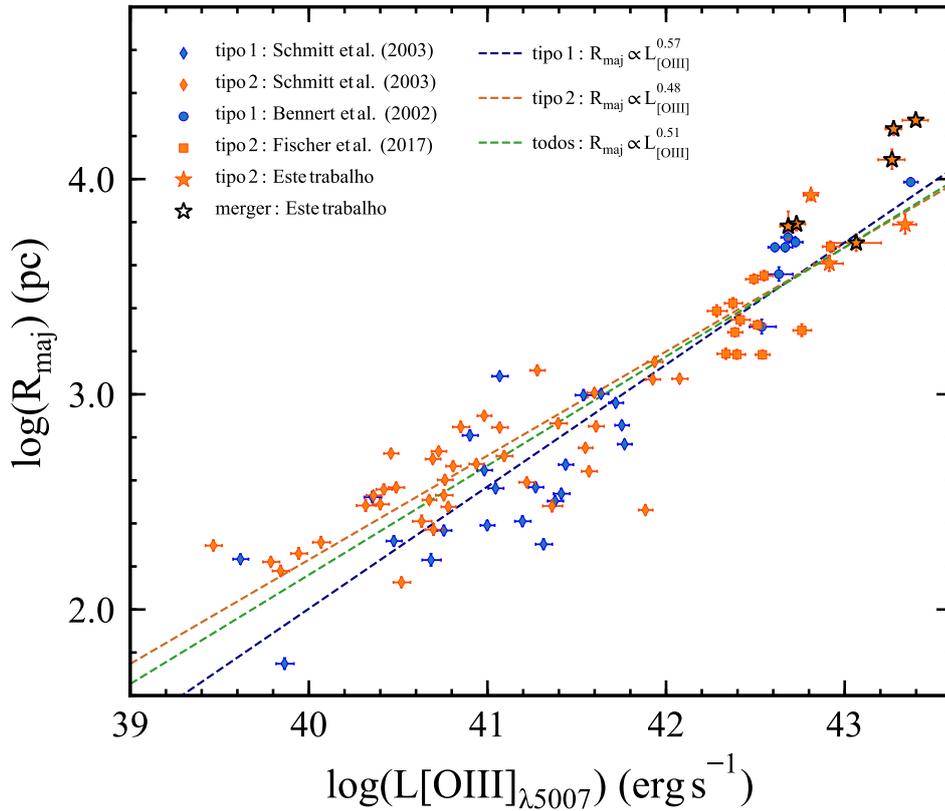


Figura 18 – Relação entre  $R_{\text{maj}}$  e  $L[\text{OIII}]_{\lambda 5007}$  para dois dados de: Schmitt et al. (2003) (losângos), Bennert et al. (2002) (círculos), Fischer et al. (2017, em preparação) (quadrados) e da nossa amostra (estrelas). Os símbolos azuis correspondem a dados de AGNs tipo 1, enquanto os símbolos laranjas a AGNs tipo 2. Os objetos em interação da nossa amostra possuem o contorno destacado em preto. Ajustes lineares dos dados de AGNs tipo 1 e 2 estão representados em linhas tracejadas com as cores do grupo. O ajuste envolvendo todos os dados corresponde à linha tracejada em verde.

desde o núcleo até vários kpc's de distância do mesmo, até apresentar uma rápida queda, como mostrado na Figura 19. Nesta figura, apresentamos perfis de variação espacial do fluxo de  $[\text{OIII}]_{\lambda 5007}/\text{H}\beta$  (chamada apenas de  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  daqui por diante para simplificar) ao longo do eixo de ionização (ilustrado com linhas verdes nos “inserts” nos cantos superiores esquerdos dos painéis da Fig. 19, que mostram uma imagem em  $[\text{OIII}]$ ). Estes perfis foram construídos a partir do fluxo (ou razão entre fluxos) integrado ao longo de uma faixa com 1 kpc de largura. Os perfis espaciais em  $[\text{OIII}]$  são mostrados como linhas contínuas pretas (acima de  $3\sigma_{\text{céu}}$ ) e cinzas (abaixo de  $3\sigma_{\text{céu}}$ ). Os perfis espaciais da razão  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$  são mostrados como círculos azuis escuros (acima de  $3\sigma_{\text{céu}}$ ) e claros (abaixo de  $3\sigma_{\text{céu}}$ ). Os valores desta razão entre fluxos foram obtidos das imagens de  $[\text{NIII}]/\text{H}\alpha$  através da inversão da Equação 4.1, onde os objetos cujos  $\eta$  não puderam ser obtidos pelo seu espectro possuem triângulos como símbolos – para indicar que seus valores de razão não são tão precisos. Como  $R_{\text{maj}}$  foi medido a partir nos contornos de  $[\text{OIII}]$  em  $3\sigma_{\text{céu}}$ , podemos identificar esses limites através da regiões externas dos perfis de  $[\text{OIII}]$ , onde a cor da linha muda para cinza. Sendo assim, vemos que ao longo da ENLR,  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$

permanece aproximadamente constante e cai rapidamente após o término da ENLR. Como exceção, o quasar J085829 (objeto 3) apresenta uma grande queda da razão à direita do núcleo, que talvez seja sinal de uma região de intensa formação estelar, o que aumentaria o fluxo de  $H\alpha$ , diminuindo o valor da razão. Nos objetos J082313 e J094521, a razão cai e volta ao valor  $\sim 10$ , sendo que a queda ocorre nos locais onde não há gás ionizado.

Segundo o modelo apresentado por Liu et al. (2013), regiões onde  $[OIII]/H\beta \sim 10$ , corresponderiam a nuvens “ionization-bounded”, onde o número de fótons não é suficiente para ionizar todos os átomos de  $O^{2+}$  em  $O^{3+}$ . Nas regiões mais externas, a razão cai pois a densidade do gás diminui e os fótons são capazes de penetrar mais profundamente na nuvem, ionizando um maior número de  $O^{2+}$ , tornando essas regiões menos populadas por esse íon. No primeiro caso, a ENLR é limitada pela distância que os fótons produzidos conseguem chegar antes de todos serem “consumidos”, impedindo que nuvens mais afastadas sejam ionizadas. No segundo caso, a ENLR é limitada pela existência de gás, onde após este ponto o gás torna-se tão raro que os fótons escapam da galáxia, terminando a ENLR. Neste caso, diz-se que a ENLR é “matter-bounded”. Como as razões permanecem constantes até o ponto definido como limite da ENLR, provavelmente todos os nossos quasares são “matter-bounded”, sendo que parte dos fótons ionizantes devem ter escapado da galáxia. As Figuras 7-15 indicam alguns casos interessantes:

- Quasar 2 (J084135): A região ionizada à esquerda do núcleo (cruz preta) é pequena e termina junto com o término das estrelas da galáxia hospedeira, ou seja, a ENLR terminou pois não havia mais gás. No entanto, à direita onde há gás no meio interestelar devido à interação com a outra galáxia, o AGN consegue ionizar o gás até distâncias muito maiores, limitando a ENLR ao local onde acaba a outra galáxia. Ou seja, a ENLR é limitada pela matéria em ambas as direções dos cones de ionização, sendo que apenas não é maior por falta de gás em distâncias maiores.
- Quasar 1 (J082313): Situação parecida com o quasar 2, onde a ENLR é limitada pela existência de gás, sendo que o AGN consegue iluminar até a região onde a galáxia em interação se localiza (canto inferior esquerdo das imagens). A diferença está apenas na falta de gás preenchendo as regiões entre os dois objetos.
- Quasar 4 (J094521): Apesar da região de separada de gás ionizado (canto superior direito das imagens) não estar localizada no mesmo posição de outra galáxia, o cenário é equivalente ao do quasar 2. Essa nuvem de gás pode ser o resultado de um *outflow* que ultrapassou as dimensões da galáxia hospedeira. Nesse caso essa parte da ENLR teria um tempo de vida curto, pois conforme essa região se afasta do raio de influência da radiação do AGN, não haveria mais fótons capazes de ionizá-la, tornando a região não observável (Netzer et al., 2004). Caso essa nuvem

não esteja em *outflow*, a explicação poderia ser que a mesma foi arrancada em um *merger* antigo.

Assim, provavelmente a radiação dos quasares da nossa amostra é capaz de ionizar regiões maiores que as observadas, sendo que caso estes não estivessem em processo de *merger*, a ENLR seria menor, devido à menor disponibilidade de gás.

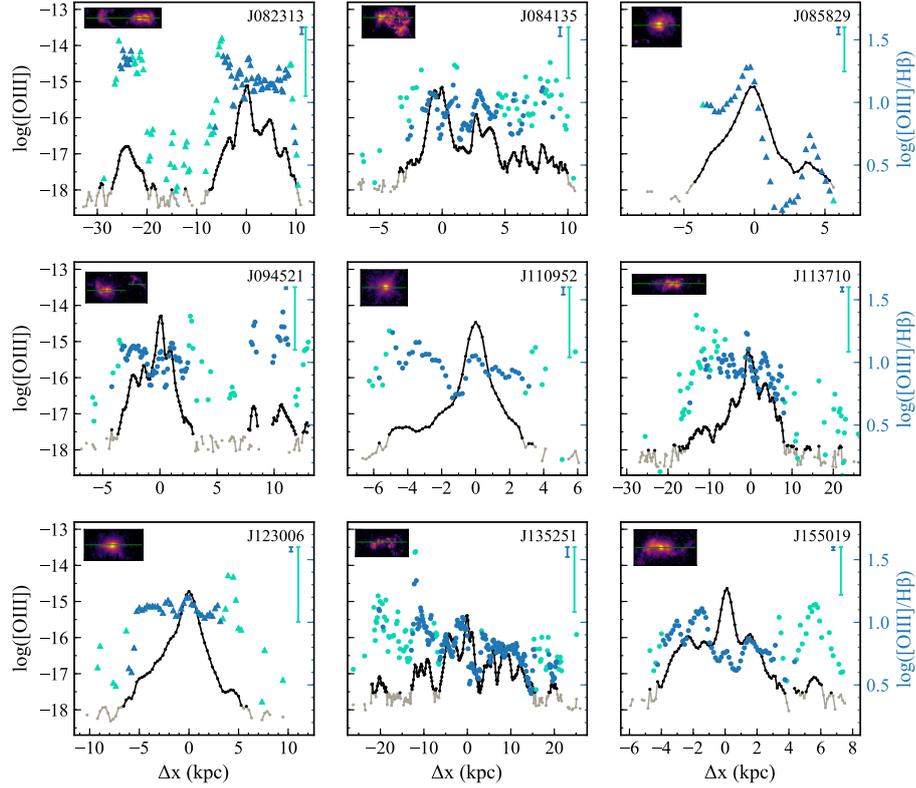


Figura 19 – Perfis do fluxo de [OIII] e da razão [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$ , ao longo do eixo de ionização (linha verdes nas imagens de [OIII] nos cantos superiores direitos). Linhas de [OIII] em preto e cinza representam valores acima e abaixo de  $3\sigma_{c\acute{e}u}$ , respectivamente, e analogamente para os círculos/triângulos azuis escuros e claros de [OIII]/H $\beta$ . Valores de [OIII]/H $\beta$  dos objetos cujo  $\eta$  não pôde ser obtido pelo seu espectro, possuem triângulos azuis como símbolos.

## 4.10 Discussão

Como apresentado no capítulo anterior, a extensão do gás segue aproximadamente a relação  $R_{maj} \propto L[OIII]_{\lambda 5007}^{1/2}$ . Ou seja, a extensão continua crescendo com a luminosidade do AGN, em aparente desacordo com a discussão feita por Netzer et al. (2004). Este autor argumenta que as regiões ionizadas possuiriam um tempo de vida curto, pois devido ao tamanho limitado das galáxias (e conseqüentemente da disposição de gás em grandes extensões) estas nuvens logo seriam ejetadas se estivessem em *outflow*. De fato, analisando apenas regiões em *outflow*, um limite para o tamanho da NLR aparece (Sun; Greene; Zakamska, 2017). Apesar disso, o gás na ENLR da nossa amostra não necessariamente

está sendo ejetado, além de que a maior disponibilidade de gás permite que a região seja maior que o tamanho da galáxia hospedeira.

Justificativas anteriores para a crescimento da extensão com a luminosidade na potência 1/2, basearam-se no parâmetro de ionização  $U$ . Este é definido como a razão do fluxo de fótons ionizantes ( $Q/4\pi r^2$ , onde  $Q$  é a taxa de fótons ionizantes<sup>3</sup> produzidos, e assume-se que a radiação é emitida esfericamente) pela densidade de hidrogênio ( $n_H$ , sendo esta igual à densidade de elétrons  $n_e$  em nuvens totalmente ionizadas):

$$U(r) = \frac{Q}{4\pi r^2 c n_e(r)}, \quad (4.11)$$

onde a velocidade da luz ( $c$ ) serve apenas para tornar o parâmetro adimensional. Como  $Q \sim L_{AGN}$  e  $L_{AGN} \sim L[OIII]_{\lambda 5007}$ , temos que aproximadamente:

$$U(r) \propto \frac{L[OIII]_{\lambda 5007}}{r^2 n_e(r)}. \quad (4.12)$$

Como identificado por [Bennert et al. \(2002\)](#), se  $U(r), n_e(r) = \text{cte}$  em toda a ENLR, ao aplicar a equação 4.12 no limite da região ( $R$ ), teríamos que a extensão da ENLR seria  $R \propto L[OIII]_{\lambda 5007}^{1/2}$ . No entanto, observações mostram que tanto  $U(r)$  quanto  $n_e(r)$  decaem com a distância ([Bennert et al., 2006a](#), por exemplo). Mesmo assim, supondo que o limite da ENLR ocorra para valores baixos de  $U$  e  $n_e$  (menos fótons ionizantes e menor densidade, possivelmente diminuindo a quantidade de nuvens ionizadas), tais que o produto entre estes  $U(R) \times n_e(R)$  atinja sempre o mesmo valor nas bordas da ENLR, então novamente observaríamos que  $R \propto L^{1/2}$  ([Bennert et al., 2006b](#)). Como descrito em [Netzer et al. \(2004\)](#), modelos incluindo o efeito da pressão de radiação na poeira existente na ENLR ([Dopita et al., 2002](#)) fariam os valores locais de  $U$  e  $n_e$  das nuvens ionizadas tenderem a valores aproximadamente constantes na região. Além de explicar a similaridade dos espectros dos AGNs, isso poderia fazer a ENLR crescer com  $L^{1/2}$ , devido à constância de  $U(r) \times n_e(r)$  ao longo de toda a região. Apesar das possíveis explicações, a análise feita neste trabalho não permite discernir qual o motivo correto para a potência ser 1/2.

Na Seção anterior, mostrei que nossos dados possuem valores de  $[OIII]_{\lambda 5007}/H\beta \sim 10$  ao longo da ENLR, possuindo uma rápida queda após. Consequentemente, seguindo os modelos de [Liu et al. \(2013\)](#), argumentei que isso implicaria que a ENLR de nossa amostra é limitada pela existência de gás a grandes distâncias, sendo muitas vezes limitada pelo tamanho da galáxia. Pode-se argumentar então que, quando não há fontes externas de gás, o tamanho da ENLR pode ser limitado pelo tamanho da galáxia hospedeira, o que explicaria resultados anteriores ([Sun; Greene; Zakamska, 2017](#)). Ou seja, neste casos, a partir de certas luminosidades a ENLR deixa de crescer por falta de gás (matter-bounded). Para luminosidades menores, o limite ocorre pela falta de fótons (ionization-bounded),

<sup>3</sup> Mais precisamente a taxa de fótons com energia suficiente para ionizar o Hidrogênio ( $h\nu_0 = 13.6eV$ ):  $Q = \int_{\nu_0}^{\infty} L_{\nu}/(h\nu)d\nu$ , onde  $L_{\nu}$  é a luminosidade de frequência  $\nu$  da fonte ionizante.

regime onde uma relação como mostrada na Figura 18 poderia ocorrer. Mesmo assim, havendo fonte de gás – como em 7 de 9 quasares de nossa amostra – a relação poderia continuar a existir, explicando o observado na Figura 18.

A maior resolução espacial mostrou-se importante para mostrar que os AGNs tipo 2 continuam tendo morfologia bicônica para o gás de alta excitação, numa faixa de luminosidades de  $10^{42.5} < L[\text{OIII}]_{\lambda 5007} < 10^{43.5} \text{erg s}^{-1}$ . Vimos que 7/9 dos quasares possuem essa geometria para radiação emitida pela fonte central. Caso esses resultados não sejam únicos para galáxias em interação (a situação para a maior parte da nossa amostra), temos que AGNs com estas luminosidades ainda possuem características análogas aos menos luminosos.

## 5 Conclusões

Os objetivos principais deste trabalho foram a análise da extensão e da morfologia de ENLR, bem como da relação entre estas propriedades e a luminosidade do AGN, utilizando uma amostra de quasares com redshifts entre  $0.1 < z < 0.4$  e altas luminosidades, tais que  $42.5 < \log(L[OIII]_{\lambda 5007}) < 43.5$  ( $erg\ s^{-1}$ ). Os principais resultados obtidos foram:

1. 7 de 9 quasares apresentaram morfologia bicônica para o gás de alta excitação (região com valores mais altos da razão  $[OIII]/H\beta$ ), mostrando que as propriedades de AGNs luminosos ainda implicam na existência de um toroide de poeira colimando a radiação da fonte central, sendo portanto iguais aos dos AGNs de mais baixas luminosidades;
2. 7 de 9 quasares possuem evidências de *mergers*. Além de alimentar os AGNs, esses eventos distribuem gás em regiões extensas, tornando possível a radiação da fonte central ionizar nuvens a distâncias maiores do que no caso de galáxias isoladas, aumentando assim o tamanho da ENLR;
3. Os quasares da amostra possuem uma grande quantidade de gás ionizado pelos AGNs, possuindo valores de  $(0.4 < M_{gas} < 2) \times 10^8 M_{\odot}$ ;
4. Ao combinarmos os resultados das medidas da extensão da ENLR ( $R_{maj}$ ) dos quasares da nossa amostra com os de trabalhos anteriores para AGNs menos luminosos, encontramos a relação aproximada de  $R_{maj} \propto L[OIII]_{\lambda 5007}^{1/2}$  na faixa de  $10^{39.6} < L[OIII]_{\lambda 5007} < 10^{43.5} erg\ s^{-1}$ , chegando à extensões de até  $\sim 19$  kpc. Um limite no tamanho da ENLR não foi observado, provavelmente devido à fonte extra de gás resultante dos processos de *mergers*.

Assim, seguindo a discussão feita na Seção 4.10, podemos argumentar que havendo disponibilidade de gás, os AGNs conseguem ionizar extensões cada vez maiores, conforme sua luminosidade aumenta. Será que a própria ionização do gás pode influenciar de forma negativa a formação estelar? Esta reflexão surge porque o excesso de energia dos fótons ionizantes é transformada em energia cinética dos elétrons removidos, que por sua vez esquentam o meio interestelar via colisões com outros elétrons. Esse excesso de energia retarda a recombinação dos elétrons com os átomos ionizados, impedindo estes de tornarem-se neutros. Desta forma, a formação estelar seria retardada/cessada ao longo de grandes extensões. No entanto, se a existência de *mergers* for critério necessário para a disponibilidade de gás, deve-se notar que normalmente formação estelar ocorre neste eventos. Ou seja, o efeito líquido do processo pode ser uma maior formação estelar, apesar

de que mesmo assim a ionização pelo AGN pode retardar um pouco a evolução do processo de formação estelar.

O fato de que, mesmo sem uma maior disponibilidade de gás, os AGNs de alta luminosidade consigam ionizar quase todo gás dentro da galáxia (ao longo dos cones de ionização) mostra que essa forma de *feedback* pode ser muito importante na evolução das galáxias. Estudos futuros quantificando o quanto de energia é colocado no meio interestelar por esse fenômeno, principalmente em AGNs tão ou mais luminosos que os apresentados, será fundamental para caracterizar a sua real influência no crescimento das galáxias.

# Referências

- Baldwin, J. A.; Phillips, M. M.; Terlevich, R. Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects. *Astrophysical Journal, Letters*, v. 93, p. 5–19, fev. 1981. Citado na página 26.
- Bennert, N. et al. Size and Structure of the Narrow-Line Region of Quasars. *ApJL*, v. 574, p. L105–L109, ago. 2002. Citado 4 vezes nas páginas 9, 32, 34 e 37.
- Bennert, N. et al. Size and properties of the narrow-line region in Seyfert-2 galaxies from spatially-resolved optical spectroscopy. *Astronomy and Astrophysics*, v. 456, p. 953–966, set. 2006. Citado na página 37.
- Bennert, N. et al. Size and properties of the NLR in the Seyfert-2 galaxy NGC 1386. *Astronomy and Astrophysics*, v. 446, p. 919–932, fev. 2006. Citado na página 37.
- Bennert, N. et al. Studying size and physical properties of the narrow-line region in active galaxies. *New Astronomy Review*, v. 50, p. 708–711, nov. 2006. Citado na página 33.
- Dopita, M. A. et al. Are the Narrow-Line Regions in Active Galaxies Dusty and Radiation Pressure Dominated? *Astrophysical Journal*, v. 572, p. 753–761, jun. 2002. Citado na página 37.
- Elitzur, M. On the Unification of Active Galactic Nuclei. *ApJL*, v. 747, p. L33, mar. 2012. Citado na página 7.
- Ferrarese, L.; Merritt, D. A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies. *ApJL*, v. 539, p. L9–L12, ago. 2000. Citado na página 7.
- Fixsen, D. J. et al. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. *Astrophysical Journal*, v. 473, p. 576, dez. 1996. Citado na página 11.
- Harrison, C. M. Impact of supermassive black hole growth on star formation. *Nature Astronomy*, v. 1, p. 0165, jul. 2017. Citado na página 5.
- Heckman, T. M.; Best, P. N. The Coevolution of Galaxies and Supermassive Black Holes: Insights from Surveys of the Contemporary Universe. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, v. 52, p. 589–660, ago. 2014. Citado na página 8.
- Heckman, T. M. et al. Present-Day Growth of Black Holes and Bulges: The Sloan Digital Sky Survey Perspective. *Astrophysical Journal*, v. 613, p. 109–118, set. 2004. Citado na página 9.
- Kewley, L. J. et al. The host galaxies and classification of active galactic nuclei. *Monthly Notices of the RAS*, v. 372, p. 961–976, nov. 2006. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 28.
- Lena, D. et al. The Complex Gas Kinematics in the Nucleus of the Seyfert 2 Galaxy NGC 1386: Rotation, Outflows, and Inflows. *Astrophysical Journal*, v. 806, p. 84, jun. 2015. Citado na página 8.

- Liu, G. et al. Observations of feedback from radio-quiet quasars - I. Extents and morphologies of ionized gas nebulae. *Monthly Notices of the RAS*, v. 430, p. 2327–2345, abr. 2013. Citado 7 vezes nas páginas [8](#), [9](#), [10](#), [28](#), [33](#), [35](#) e [37](#).
- Marconi, A.; Hunt, L. K. The Relation between Black Hole Mass, Bulge Mass, and Near-Infrared Luminosity. *ApJL*, v. 589, p. L21–L24, maio 2003. Citado na página [7](#).
- Netzer, H. Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, v. 53, p. 365–408, ago. 2015. Citado na página [6](#).
- Netzer, H. et al. Near-Infrared Spectroscopy of High-Redshift Active Galactic Nuclei. II. Disappearing Narrow-Line Regions and the Role of Accretion. *Astrophysical Journal*, v. 614, p. 558–567, out. 2004. Citado 4 vezes nas páginas [9](#), [35](#), [36](#) e [37](#).
- Osterbrock, D. E.; Ferland, G. J. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. [S.l.: s.n.], 2006. Citado na página [32](#).
- Peterson, B. M. *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. [S.l.: s.n.], 1997. Citado 2 vezes nas páginas [5](#) e [31](#).
- Reyes, R. et al. Space Density of Optically Selected Type 2 Quasars. *Astronomical Journal*, v. 136, p. 2373–2390, dez. 2008. Citado 2 vezes nas páginas [11](#) e [19](#).
- Riffel, R. A. profit: a new alternative for emission-line profile fitting. *Astrophysics and Space Science*, v. 327, p. 239–244, jun. 2010. Citado na página [18](#).
- Schmitt, H. R. et al. A Hubble Space Telescope Survey of Extended [O III]  $\lambda 5007$  Å Emission in a Far-Infrared-Selected Sample of Seyfert Galaxies: Results. *Astrophysical Journal*, v. 597, p. 768–779, nov. 2003. Citado 3 vezes nas páginas [9](#), [32](#) e [34](#).
- Schnorr-Müller, A. et al. Feeding and feedback in the inner kiloparsec of the active galaxy NGC 2110. *Monthly Notices of the RAS*, v. 437, p. 1708–1724, jan. 2014. Citado na página [8](#).
- Stasińska, G. et al. Semi-empirical analysis of Sloan Digital Sky Survey galaxies - III. How to distinguish AGN hosts. *Monthly Notices of the RAS*, v. 371, p. 972–982, set. 2006. Citado 2 vezes nas páginas [26](#) e [28](#).
- Sun, A.-L.; Greene, J. E.; Zakamska, N. L. Sizes and Kinematics of Extended Narrow-line Regions in Luminous Obscured AGN Selected by Broadband Images. *Astrophysical Journal*, v. 835, p. 222, fev. 2017. Citado 3 vezes nas páginas [9](#), [36](#) e [37](#).
- Villar-Martín, M. et al. VLT and GTC observations of SDSS J0123+00: a type 2 quasar triggered in a galaxy encounter. *Monthly Notices of the RAS*, v. 407, p. L6–L10, set. 2010. Citado na página [9](#).
- Wright, E. L. A Cosmology Calculator for the World Wide Web. *Astrophysical Journal, Letters*, v. 118, p. 1711–1715, dez. 2006. Citado na página [11](#).

# APÊNDICE A – Ajustes de linhas SDSS

Apresento nas Figuras 20-21 o restantes dos ajustes das linhas de emissão dos espectros do SDSS.

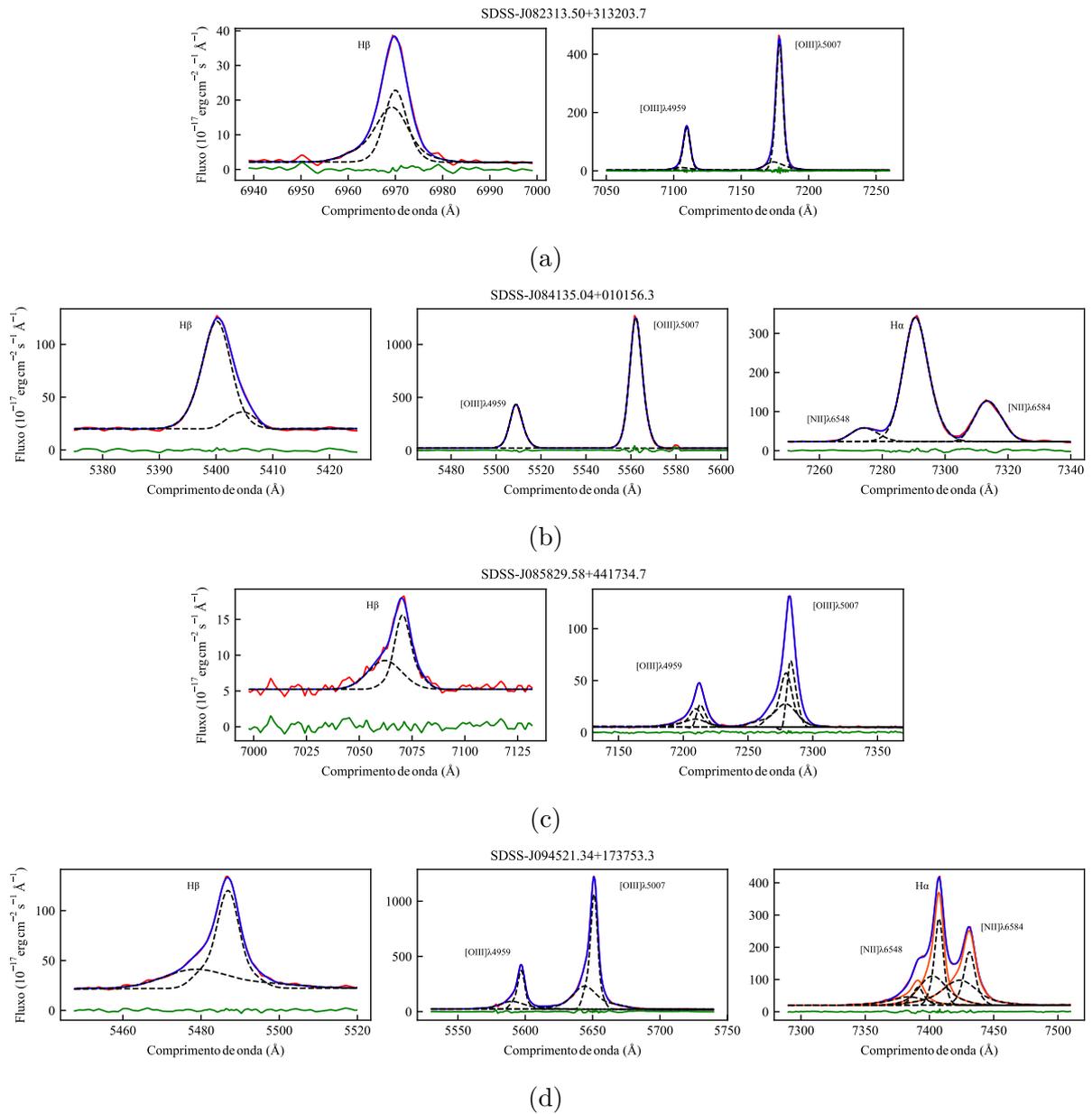


Figura 20 – O mesmo que a Figura 6, para os quasares 1 (a), 2 (b), 3 (c) e 4 (d).

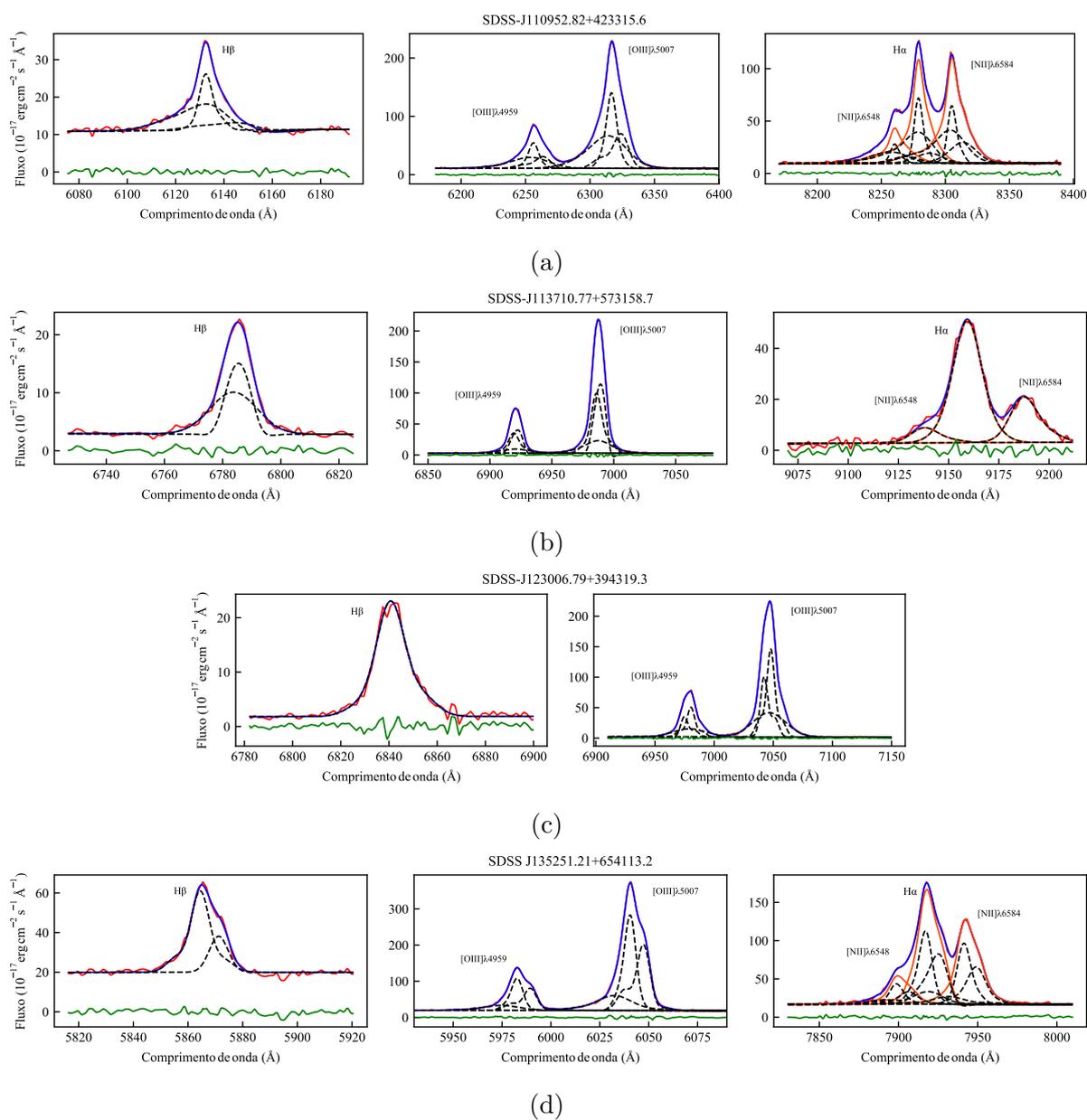


Figura 21 – O mesmo que a Figura 6, para os quasares 5 (a), 6 (b), 7 (c) e 9 (d).