

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Daniel May Nicolazzi

**Propriedades de núcleos ativos de galáxias
observadas no infravermelho próximo com
óptica adaptativa**

São Paulo

2016

Daniel May Nicolazzi

Propriedades de núcleos ativos de galáxias observadas no infravermelho próximo com óptica adaptativa

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof. Dr. João E. Steiner

Versão corrigida. O original encontra-se disponível na Unidade.

São Paulo

2016

*Em memória de um grande apreciador de estrelas,
tio Cali (Carlos May).*

Agradecimentos

Pela irrestrita confiança em mim depositada, e pelo carinho capaz de preencher o espaço entre as estrelas, agradeço aos meus pais, Elizabeth e Marco e meus irmãos, Gustavo e Isis.

À família que formei, em outra cidade e outra casa, tornando os dias e noite felizes e repletos de sorrisos: Daniel Moser, Arianna Cortesi, Eduardo Steiner e Juan Pineda.

Ao meu orientador, João Steiner, pelo fabuloso talento em transmitir de maneira clara e precisa todas as questões de maior relevância científica, e por sua dedicação em fornecer promissoras perspectivas acadêmicas na área da Astrofísica.

À inestimável e, aparentemente, inesgotável boa vontade da Thasi-Thasi (Thaíse S. Rodrigues) em manter legível todas minhas idéias. Pela sua organização que, de tão apreciável, corre o risco da perfeição: a de passar despercebida. Nas horas derradeiras pude também contar com a ajuda de Walter Santos e da Ari, da qual sou imensamente grato.

Sou grato a todos os meus colegas do Departamento de Astronomia do IAG, por compartilhar do seu valioso conhecimento, que muito contribuiu para o amadurecimento desta pesquisa. Igualmente importante, ao apoio de todos grandes amigos, em suas inspiradoras jornadas por seus sonhos.

Agradeço finalmente à FAPESP, não apenas pelo financiamento deste projeto, mas por sua estrutura voltada à formação dos melhores pesquisadores no Brasil.

*“The world is always full of the sound of waves.
The little fishes, abandoning themselves to the waves,
dance and sing, and play,
but who knows the heart of the sea,
a hundred feet down?
Who knows its depth?”*

Eiji Yoshikawa - Musashi

*“(…) And all the dust will drift away
And all the nights and all the days
And all the heavens go their way
And only change is here to stay
(…)
And all the stars without a name
And all the skies that look the same
And all the clouds that fade and then
Then all of this begins again”*

Enya - The humming (Dark Sky Island)

Resumo

Apresenta-se um estudo dos núcleos ativos de galáxias (AGNs), compreendendo ainda a região central do bojo estelar, através de espectroscopia de campo integral no infravermelho próximo, com óptica adaptativa. Dentro deste contexto analisa-se a estrutura interna de cinco AGNs, a saber, NGC 6951, NGC 1068, IC 1459, NGC 5102 e NGC 5929, com algumas delas formando uma classe de galáxias arque-típicas com respeito às suas características mais notáveis. Para este pequeno, mas rico conjunto de objetos, busca-se compreender propriedades como a localização do buraco negro supermassivo dentro do bojo, a emissão contínua do AGN e da poeira quente, a estrutura e cinemática do gás distribuído na região de linhas estreitas (*Narrow Line Region* - NLR) bem como as estruturas compactas e discos de hidrogênio molecular, através das linhas moleculares do H_2 , estudando sua cinemática, e origem da excitação. Caracterizar também a região de linhas coronais, quando presentes, e, através de técnicas de tratamento de imagem e análise de dados especialmente desenvolvidas para estes tipos de dados, verificar se e como estas diferentes componentes de gás, neutro e ionizado, se relacionam entre si. Complementar à análise do gás no AGN, apresenta-se ainda os mapas das propriedades da cinemática estelar do bojo, como velocidade radial, dispersão de velocidades e momentos de Gauss-Hermite h_3 e h_4 . Em especial, aprofunda-se na análise das galáxias NGC 6951 e NGC 1068, cujas morfologias, riqueza em linhas de emissão e peculiares cenários de atividade, levaram a novas e consistentes interpretações focadas nos efeitos da interação entre o jato em rádio e o gás circum-nuclear. Como conclusão, há fortes indícios de que esta interação leve à produção de ventos secundários e conseqüente ejeção de matéria na NLR, o que leva à proposição de um possível mecanismo adicional de aceleração do gás nestas regiões.

Abstract

We present a study of active galactic nuclei (AGN), also comprising the central stellar bulge, by means of integral field spectroscopy in the near-infrared, with adaptive optics. Within this context we analyze the inner structure of five AGNs, namely, NGC 6951, NGC 1068, IC 1459, NGC 5102 e NGC 5929, with some of them forming a class of archetype galaxies with respect to their most remarkable features. For this small, but enlightening group of objects, we analyze properties such as the location of their supermassive black holes within the bulge, the AGN continuum and the hot dust emission, the structure and kinematic for the gas distributed in the narrow line region (NLR) as well as compact structures of molecular gas and H_2 discs through molecular transitions, mapping its kinematics and unveiling the excitation mechanism. The coronal line region, when present, is analyzed and, through image processing techniques and data analysis specially developed for this kind of data, ascertain if and how different gas components, neutral and ionized, are related to each other. With the aim to complement the analysis of the AGN gas, we show, in form of maps, some kinematic stellar properties, as radial velocity, velocity dispersions and moments of Gauss-Hermitte h_3 e h_4 . In particular, a deep analysis for the galaxies NGC 6951 and NGC 1068 is performed, where their morphologies, richness in emission lines and unique activity environment, lead to a new and self-consistent scenarios in light of their evident signs of jet interaction with the circumnuclear gas. As concluded by these results, there is a strong indication that this interaction culminate in the production of secondary winds and further material ejection from the NLR. Such hypothesis leads to the suggestion of an additional accelerating mechanism for the gas in these regions.

Lista de Figuras

1.1	Fluxograma das classes de AGNs e do Modelo Unificado.	32
1.2	Diagrama da massa do SMBH em função da taxa de acreção de Eddington.	37
2.1	Esquema da montagem do cubo de dados do SINFONI.	68
2.2	Efeito de refração atmosférica diferencial em um cubo de dados.	73
2.3	Montagem da matrix do PCA a partir do cubo de dados.	77
2.4	Mediana e espectros do cubo de <i>fingerprint</i> de NGC 3489.	81
2.5	<i>Fingerprint</i> do NIFS para M 104.	81
2.6	<i>Fingerprint</i> do GMOS para M 104.	82
3.1	Imagens da galáxia NGC 6951 com o HST.	84
3.2	Espectros de NGC 6951 com e sem filtragem de Butterworth.	88
3.3	Perfis da PSF usada na deconvolução de NGC 6951.	90
3.4	Imagens do gás molecular após cada passo do tratamento de dados em NGC 6951.	91
3.5	Espectro nuclear com o contínuo subtraído de NGC 6951.	92
3.6	Imagens de fluxo de H ₂ para NGC 6951.	93
3.7	Cinemática do gás molecular em NGC 6951.	95
3.8	Perfis de linha para a cinemática de H ₂ em NGC 6951.	95
3.9	Composições RB para a cinemática das transições de H ₂ em NGC 6951. . .	96
3.10	Curvas de velocidade do gás molecular ao longo do disco e da emissão em rádio em NG 6951.	97
3.11	Tomografia PCA do cubo de dados do gás molecular de NGC 6951.	98
3.12	Diagrama de excitação do gás molecular para NGC 6951.	100

3.13	Diagrama de populações para as transições detectadas de H_2 em NGC 6951.	102
3.14	Imagens do HST do núcleo de NGC 6951.	103
3.15	Sobreposição das imagens do gás ionizado do HST com o gás molecular do NIFS para NGC 6951.	104
3.16	Cinemática da linha de $Br\gamma$ e emissão ionizada do HST para NGC 6951.	105
3.17	Imagens de He I, $Br\gamma$ e $(H\alpha+NII/I)$, em sobreposição.	107
3.18	Imagem colapsada do cubo de dados das linhas de emissão do GMOS e respectivo espectro.	108
3.19	Tomografia PCA do cubo de dados do GMOS com o contínuo subtraído.	110
3.20	Imagens dos tomogramas da cinemática dos cones de ionização e do gás turbulento em NGC 6951.	111
3.21	Imagens das razões das linhas de emissão do gás ionizado de NGC 6951.	112
3.22	Cinemática das linhas de emissão do gás ionizado.	115
3.23	Razão $[NII]$	116
3.24	Ajustes espectrais para a cinemática estelar de NGC 6951.	117
3.25	Mapas da cinemática estelar de NGC 6951.	118
3.26	Esquema do modelo proposto para a região nuclear de NGC 6951.	120
3.27	Anel molecular no centro da Via Láctea	124
3.28	Comparação de resultados anteriores com os obtidos para NGC 6951.	127
4.1	Imagens em rádio e óptico de NGC 1068	135
4.2	Esquema proposto para a interação do jato com o gás no núcleo de NGC 1068	136
4.3	Imagens no infravermelho médio e óptico de NGC 1068	137
4.4	Configuração espacial dos cubos de dados nos mosaicos das imagens para as linhas de emissão em NGC 1068	139
4.5	Mosaico do gás molecular antes e após o tratamento dos dados para o SINFONI.	144
4.6	Perfis Gaussianos das PSFs extraídas do DS1 do SINFONI	145
4.7	Mosaico das imagens da linha de Fe para a “ampulheta incandescente”	147
4.8	Imagem ressaltando a baixa emissão de Fe na borda do FoV.	148
4.9	Espectros extraídos de acordo com algumas regiões marcadas na Fig. 4.7	149
4.10	Mosaicos das imagens da baixa e alta velocidade para a linha de $[Fe II]$	152

4.11	Mapas BRV para a linha de Fe	153
4.12	Continuação dos mapas BRV da linha de Fe	154
4.13	Diagrama posição vs. velocidade para as NCs de Fe	155
4.14	Mapas de fluxo e da cinemática da linha coronal de Si	157
4.15	Mapas BRV e NCs identificadas para a linha de Si.	159
4.16	Diagrama posição vs. velocidade para as NCs de Si	160
4.17	Comparação da emissão coronal com a óptica.	161
4.18	Mapa de fluxo apra a linha de $Br\gamma$	164
4.19	Composições RGBs para a baixa e alta velocidade da linha de $Br\gamma$	165
4.20	Mapas de fluxo e cinemática para as linhas de $P\alpha$ e HeI.	166
4.21	Mapas de fluxo e cinemática para as linhas de Ca e Al.	167
4.22	Composição RG da emissão associada à baixa velocidade da “ampulheta” em NGC 1068.	168
4.23	Canal em rádio entre o gás ionizado em NGC 1068.	169
4.24	Análise do gradiente de ionização para oito linhas de emissão em NGC 1068.	170
4.25	Mosaico das imagens de fluxo para o gás molecular.	171
4.26	Composição RGB de velocidades para o gás molecular.	176
4.27	Mapas BRV e NCs identificadas para o gás molecular.	177
4.28	Diagrama posição vs. velocidade para as NCs moleculares.	178
4.29	Contornos da emissão molecular com o gás em alta velocidade do Fe.	181
4.30	Tomografia PCA para o cubo de gás ionizado do DS1.	183
4.31	Composições RGBs com os tomogramas do PCA aplicado no MDC - DS1.	184
4.32	Composição RG para dois tomogramas do PCA do cubo de dados 1 - DS1.	185
4.33	Composição RGB de três tomogramas do PCA do MDC - DS1.	186
4.34	Distribuição discreta e estatística das NCs em NGC 1068.	187
4.35	Diagrama de intercecção de posição e posição-velocidade das NCs em NGC 1068.	188
4.36	Dispersão de velocidade e velocidade radial vs. distância do AGN para as NCs em NGC 1068.	190
4.37	Gráfico 3D para a dispersão de velocidade, velocidade radial e distância do AGN para as NCs moleculares e de Fe em NGC 1068.	192

4.38	Diagramas do PA das NCs em função da dispersão de velocidade e da velocidade radial para NGC 1068.	193
4.39	Desaceleração do gás molecular no cone SW.	196
4.40	Composições RGBs para os dados do DS2 - 1.	198
4.41	Composições RGBs para os dados do DS1 e DS2 em Fe.	200
4.42	Centroide cinemático da linha de Si	200
4.43	Composições RGBs para os dados do DS1 e DS2 em Si.	201
4.44	Composições RGBs para os dados do DS1 e DS2 em H ₂	202
4.45	Composições RGBs para os dados do DS2 - 2.	202
4.46	Composições RGBs para os dados do DS2 - 3.	203
4.47	Resultado da tomografia PCA para o DS2.	204
4.48	Esboço do modelo geométrico para NGC 1068.	209
4.49	Mosaico da sobreposição das linhas de H ₂ , Fe e Si.	210
5.1	Imagem de IC 1459 no óptico e infravermelho.	216
5.2	Imagem do gás ionizado de IC 1459	217
5.3	Imagem de raios-X de IC 1459	218
5.4	Curva de (contra)rotação estelar de IC 1459	219
5.5	Curva de rotação modelada de IC 1459	220
5.6	Espectros antes da calibração de IC 1459	222
5.7	Espectro na banda <i>K</i> de IC 1459	223
5.8	Espectros antes e após a filtragem Butterworth.	224
5.9	PCA de IC 1459 com o contínuo espectral (a).	225
5.10	PCA de IC 1459 com o contínuo espectral (a).	226
5.11	PCA de IC 1459 com o contínuo espectral (b)	227
5.12	PCA de IC 1459 com o <i>fingerprint</i> (tomograma 3) corrigido.	229
5.13	PCA de IC 1459 com os autoespectros 4 e 5 corrigidos	230
5.14	PCA de IC 1459 com o contínuo subtraído	232
5.15	Composições RGB dos tomogramas relativos aos PCAs de IC 1459	233
5.16	Momentos de Gauss-Hermitte <i>h3</i> e <i>h4</i>	234
5.17	Resultado do pPXF para IC 1459	235
5.18	Curva de velocidade radial de IC 1459 - centro cinemático	236

5.19	Curva de velocidade radial de IC 1459 - assimetria radial	237
5.20	Imagem de NGC 5102 no óptico e infravermelho.	240
5.21	Espectro de NGC 5102 no óptico e infravermelho.	240
5.22	Espectros transladados após redução dos cubos de dados de NGC 5102.	242
5.23	Espectros transladados após redução dos cubos de dados de NGC 5102.	243
5.24	Resultado do PCA para o cubo de gás de NGC 5102	245
5.25	Linha de emissão Hidrogênio ionizado - NGC 5102	245
5.26	Cinemática da linha de emissão de Br γ - NGC 5102	246
5.27	Resultado do pPXF para NGC 5102	247
5.28	Dispersão de velocidades e bojo de NGC 5102	248
5.29	Imagem de NGC 5929 no óptico.	253
5.30	Espectros de NGC 5929 no óptico.	254
5.31	Superposição de imagens de NGC 5929 no óptico e em rádio.	254
5.32	Curva de rotação da linha de H α para NGC 5929	255
5.33	Resultados publicados no infra-vermelho para NGC 5929	256
5.34	Razão de linhas de [Fe II]	257
5.35	Espectro nas bandas <i>JK</i> da região nuclear de NGC 5929	259
5.36	Espectros antes da calibracao de NGC 5929.	259
5.37	Espectros antes da calibracao de NGC 5929.	259
5.38	Espectro nas bandas <i>JK</i> na região de emissão rádio em NGC 5929	260
5.39	Composição RG das linhas de emissão de NGC 5929 (1)	262
5.40	Composição RG das linhas de emissão de NGC 5929 (2)	263
5.41	Composição RG das linhas de emissão de NGC 5929 (3)	264
5.42	Composição RB das asas das linhas de emissão de NGC 5929	265
5.43	Tomografia PCA na emissão do contínuo na banda <i>K</i> de NGC 5929	266
5.44	Tomografia PCA na banda <i>K</i> de NGC 5929 (1)	267
5.45	Tomografia PCA na banda <i>K</i> de NGC 5929 (2)	268
5.46	Tomografia PCA na banda <i>J</i> de NGC 5929 (1)	269
5.47	Tomografia PCA na banda <i>J</i> de NGC 5929 (2)	270
6.1	Autoespectros E3 de NGC 6951, NGC 1068 e NGC 5929.	284

6.2	Imagens observacionais e esboços da interação jato-gás para NGC 1068 e NGC 6951.	285
-----	--	-----

Lista de Tabelas

1.1	Descrição quantitativa do Modelo Unificado - 1.	28
1.2	Propriedades estatísticas de LLAGNs.	34
1.3	Descrição quantitativa do Modelo Unificado - 2.	41
1.4	Tabela de “popularidade” das galáxias mais estudadas e das galáxias analisadas.	54
1.5	Tipos e configurações instrumentais das galáxias analisadas	54
1.6	Distância e resolução espacial das galáxias analisadas.	55
2.1	Especificações físicas do SINFONI na banda <i>K</i>	59
2.2	Especificações físicas do NIFS na banda <i>K</i>	61
3.1	Fluxos das linhas de emissão H ₂ medidos para as quatro regiões circulares marcadas na Fig. 3.6, com raios de 0".1 e emissão total dentro de uma abertura de raio de 0".5, incluindo as linhas Br γ e HeI. Todos os valores estão em unidades de 10 ⁻¹⁶ erg s ⁻¹ cm ⁻² . Erros não excedem os típicos 30% de incerteza na calibração de fluxo.	94
3.2	linefluxes	102
4.1	FWHM medidas nas PSFs do DS1 do SINFONI.	143
4.2	Medidas da razão de Strehl para os cubos de dados do SINFONI e NIFS.	146
4.3	Fluxos das linhas de emissão medidos para quatro regiões marcadas na Fig. 4.7.	150
4.4	Propriedades físicas das NCs da linha de Fe	152
4.5	Propriedades físicas das NCs da linha de Si	158
4.6	Intervalos de velocidade encontrados para as linhas atômicas adicionais.	163
4.7	Propriedades físicas das NCs do gás molecular	174

4.8	Distribuição de probabilidade para as velocidades das NCs.	188
5.1	Propriedades físicas de IC 1459.	215
5.2	Relação das observações de IC 1459.	221
5.3	FWHM do bojo da galáxia IC 1459 antes e depois da deconvolução.	224
5.4	Tabela de variâncias do PCA 1 de IC 1459.	228
5.5	Tabela de variâncias do PCA 2 de IC 1459.	228
5.6	Tabela de variâncias do PCA 3 de IC 1459.	231
5.7	Tabela de variâncias do PCA 3 de IC 1459.	231
5.8	Propriedades físicas de NGC 5102.	239
5.9	Relação das observações de NGC 5102.	242
5.10	FWHM do bojo da galáxia NGC 5102 antes e depois da deconvolução.	243
5.11	Comparação entre cubo estelar e de gás.	244
5.12	Propriedades físicas de NGC 5929.	253
5.13	Relação das observações de NGC 5929.	258
5.14	Faixa de velocidade coberta pelas linhas de emissão em NGC 5929.	261

Sumário

1. Núcleos Ativos de Galáxias	27
1.1 Introdução	27
1.1.1 Qual o “ <i>Santo Graal</i> ” do paradigma de SMBHs?	27
1.1.2 O por quê de se estudar AGNs?	29
1.1.3 Classificação dos AGNs e o Modelo Unificado	31
1.1.3.1 Galáxias Seyfert	31
1.1.3.2 Galáxias LINERS	33
1.1.3.3 Rádio galáxias	35
1.1.3.4 Quasares	36
1.1.3.5 Blazares	36
1.1.3.6 Fisicamente falando, o que estamos vendo (ou não), afinal?	37
1.1.4 Quão unificado é o Modelo Unificado?	39
1.1.5 Jatos relativísticos em AGNs	40
1.1.6 A região de linhas largas (BLR)	43
1.1.7 O toro molecular	45
1.1.8 A presença de poeira	46
1.1.9 A excitação do gás molecular	47
1.1.10 A região de linhas estreitas (NLR)	48
1.1.11 A região de linhas coronais (CLR)	49
1.1.12 A interação do jato com o gás circum-nuclear	50
1.1.13 Espectroscopia no infravermelho próximo	51
1.1.14 As galáxias analisadas nesta tese	53

1.1.14.1	Quais perguntas busca-se responder?	55
1.1.14.2	Organização da tese	56
2.	<i>Métodos observacionais e de análise de dados</i>	57
2.1	Introdução	57
2.2	Espectroscopia de campo integral (IFS) no infra-vermelho	58
2.2.1	O IFS do SINFONI - VLT	58
2.2.2	O IFS do NIFS - Gemini Norte	60
2.3	A óptica adaptativa	62
2.4	A <i>Point Spread Function</i> (PSF) - SINFONI & NIFS	63
2.5	Redução e calibração de dados do SINFONI e NIFS	65
2.5.1	Redução de dados do SINFONI	65
2.5.1.1	Cálculo da linearidade	65
2.5.1.2	Cálculo da distorção	66
2.5.1.3	Calibração em comprimento de onda	67
2.5.1.4	Construindo o cubo de dados	67
2.5.2	Redução de dados do NIFS	68
2.6	Cubos de dados	71
2.7	Tratamento de dados para o SINFONI e o NIFS	72
2.7.1	Correção da refração atmosférica diferencial (DAR)	72
2.7.2	Re-amostragem e interpolação	74
2.7.3	Filtragem de Butterworth no espaço de Fourier	74
2.7.4	Deconvolução Richardson-Lucy	75
2.8	Tomografia PCA	76
2.8.1	Supressão e ênfase de características	80
2.8.2	Remoção de <i>fingerprint</i>	80
3.	<i>Processo de escavação em NGC 6951: o disco molecular inflado pelo jato</i>	83
3.1	Introdução	83
3.2	Observações, reduções e tratamento de dados	85
3.2.1	Dados do infravermelho próximo - NIFS	85
3.2.1.1	Filtragem espacial e espectral Butterworth	86

3.2.1.2	Deconvolução Richardson-Lucy	87
3.2.2	Dados óptico GMOS	89
3.3	Análise e resultados para as linhas de emissão: o gás molecular	91
3.3.1	As linhas H ₂	91
3.3.2	Cinemática H ₂	93
3.3.3	Tomografia PCA do cubo de dados do gás molecular	96
3.3.4	Condições físicas do gas molecular	99
3.3.4.1	Diagrama populacional H ₂	100
3.4	Análises e resultados para as linhas de emissão: o gás ionizado	103
3.4.1	Imagens HST: o cone de ionização e a extinção interestelar	103
3.4.2	Gás ionizado no infravermelho: as emissões Br γ e HeI	105
3.4.3	O cubo de dados GMOS	107
3.4.4	Tomografia PCA do cubo de dados GMOS para as linhas de emissão	109
3.4.5	As razões de linha no óptico e as condições físicas do gás	111
3.4.6	A cinemática das linhas H α e [N II]	113
3.5	A componente estelar	114
3.5.1	O índice de Sersic	114
3.5.2	A cinemática estelar	116
3.6	Discussão	119
3.6.1	O disco molecular inflado pelo jato	119
3.6.2	Comparação com a Via Láctea	123
3.6.3	A taxa de <i>outflow</i> do gás molecular	125
3.6.4	A dinâmica central do gás molecular	126
3.6.5	A massa do buraco negro	128
3.7	Conclusões	129
4.	<i>A revelação do duplo outflow em NGC 1068</i>	133
4.1	Introdução	133
4.2	Observações e redução de dados de NGC 1068 com o SINFONI - VLT	137
4.3	Observações e redução de dados de NGC 1068 com o NIFS - Gemini Norte	139
4.3.1	Tratamento dos dados	140
4.3.2	Deconvolução e imagens das linhas de emissão	141

4.4	Resultados	144
4.4.1	A emissão de [Fe II]	144
4.4.1.1	A “ampulheta incandescente” e a baixa ionização na NLR	144
4.4.1.2	O duplo comportamento das velocidades na NLR	151
4.4.2	A emissão coronal	156
4.4.2.1	Comparação com a emissão no óptico de [O III]	159
4.4.3	Outras linhas atômicas detectadas	162
4.4.4	A emissão molecular do H ₂	169
4.4.4.1	A cinemática do H ₂	172
4.4.4.2	Comparação com os dados do NIFS	178
4.5	A arquitetura do núcleo de NGC 1068	179
4.5.1	Correlações entre as linhas de emissão de H ₂ , [Si VI] e [Fe II]	179
4.5.2	O que o PCA tem a revelar sobre o gás turbulento?	180
4.5.2.1	A origem das nuvens compactas	186
4.5.3	Um anel ou uma bolha molecular?	193
4.5.4	Um panorama geral dos dados de 25 mas (DS2)	198
4.5.4.1	Tomografia PCA nos dados de 25 mas (DS2)	201
4.5.4.2	O toro molecular	202
4.6	Discussão	205
4.6.1	A resposta soprada pelo vento	205
4.6.1.1	O <i>outflow</i> em dois estágios	206
4.6.2	Resfriamento do gás fluindo para o toro: alimentando o monstro nas sombras	209
4.7	Conclusões	210
5.	Outras galáxias: IC 1459, NGC 5102 e NGC 5929	215
5.1	A galáxia LINER IC 1459	215
5.1.1	Introdução	215
5.1.2	Observações e redução de dados de IC 1459 com o SINFONI - VLT	221
5.1.3	Análise de dados	225
5.1.4	Resultados e conclusões	237
5.2	A galáxia S0 <i>pos-starburst</i> NGC 5102	239

5.2.1	Introdução	239
5.2.2	Observações e redução de dados de NGC 5102 com o SINFONI - VLT	241
5.2.3	Análise de dados	243
5.2.4	Resultados e conclusões	248
5.3	A galáxia Seyfert 2 NGC 5929	251
5.3.1	Introdução	251
5.3.2	Observações e redução de dados de NGC 5929 com o NIFS - Gemini North	257
5.3.3	Análise de dados	260
5.3.4	Resultados e conclusões	271
6.	<i>Conclusões e perspectivas</i>	275
6.1	Conclusões	275
6.1.1	A galáxia NGC 6951	276
6.1.1.1	Implicações da interação jato-disco molecular para o cenário nuclear de AGNs	277
6.1.2	A galáxia NGC 1068	277
6.1.2.1	Implicações de um “vento secundário” no cenário atual de <i>outflows</i> em AGNs	278
6.1.3	A galáxia IC 1459	280
6.1.4	A galáxia NGC 5102	281
6.1.5	A galáxia NGC 5929	281
6.1.6	O gás turbulento revelado pela tomografia PCA	283
6.1.7	A interação do jato com o gás circum-nuclear - modelos	283
6.2	Perspectivas	286
7.	<i>Publicações durante o período de doutorado</i>	287
7.1	Artigo como co-autor	287
7.2	Artigos como primeiro autor	287
7.3	Anais em congressos	287
	<i>Referências</i>	289

Núcleos Ativos de Galáxias

1.1 Introdução

Núcleos ativos de galáxias (em inglês *Active Galactic Nuclei*, AGNs) abrangem alguns componentes típicos: um buraco negro central supermassivo (*supermassive black hole*, SMBH), com um intervalo de massa entre 10^6 – $10^{10} M_{\odot}$; um disco de acreção, cuja eficiência de conversão matéria-energia varia de $\sim 0,1$ – $0,5$ (dependendo do *spin* do SMBH); um toro espesso e com poeira, responsável pelo obscurecimento em alguns AGNs, com o raio interno determinado pelo raio de sublimação da poeira; e, nem sempre presente, um jato em rádio. Este jato, supostamente, é lançado das partes internas do disco, onde as maiores densidades de energia estão localizadas. A orientação do jato é dada pela estrutura do disco de acreção interno (McKinney et al., 2013) que, por sua vez, não está necessariamente alinhado com o disco gasoso externo, fonte de gás que alimenta o AGN (Pringle, 2003).

O problema da determinação do que deveria haver no núcleo de galáxias ativas data das primeiras detecções de variabilidade, de curtos períodos, observadas para objetos muito distantes, o que suscitava em enormes quantidades de radiação ionizante produzida em um volume muito limitado. Mas como se sabe, de fato, que SMBHs existem?

1.1.1 Qual o “Santo Graal” do paradigma de SMBHs?

Pode-se dizer, na verdade, que existem três pilares em favor da sua presença em núcleos de galáxias, e que são atualmente irrefutáveis (duas provenientes do mesmo ano), sendo (1) a emissão de mega-maser de H_2O detectada através do VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*, em inglês), para comprimentos de onda milimétricos, em NGC 4258 (Miyoshi et al., 1995), distante ~ 10 Mpc, onde se calcula a partir de órbitas keplerianas do gás

Tabela 1.1 - Escalas envolvidas em AGNs para o Modelo Unificado.

Distância do núcleo ¹	Estrutura
~ 1 UA	Buraco Negro e Horizonte de eventos
~ 10 UA ($D_{\text{Netuno}}=30$ UA)	Disco de acreção relativístico
~ 100 UA	Disco de acreção no UV
~ 1000 UA - (0,01 pc)	Broad Line Region (BLR)
0,1 pc	Limite da BLR - raio interno do toro de poeira
1 pc	raio externo do toro - estrelas com órbitas Keplerianas
10 pc	discos moleculares e jatos compactos - início da Narrow Line Region (NLR)
10 pc	gás acelerado da NLR - bojo da galáxia
1 kpc	jatos extensos - estruturas galácticas nucleares
10 kpc	jato - morfologia da galáxia - NLR extensa
100 kpc	jato - galáxias satélites
1 Mpc	jato - lóbulos em rádio - grupo de galáxias

¹ 1 pc ~ 10⁵ UA.

uma massa de $3,7 \times 10^7 M_{\odot}$ para um raio de apenas 0,13 pc, o raio interno do toro molecular. Quaisquer outras estruturas, senão um BN (Buraco Negro), não existiriam dados argumentos de instabilidade; (2) modelagens no perfil da linha de Fe $k\alpha$ 6,4 keV, em raios-X, observado pelo *XMM-Newton* em MCG-6-30-15 (Tanaka et al., 1995), distante ~30 Mpc. Tal perfil sofre efeitos físicos da relatividade especial (efeito Doppler Transverso) e de relatividade geral (*beaming* e avermelhamento gravitacional), mensuráveis em medidas espectroscópicas. Tais fatores estão presentes em regiões tão próximas do SMBH que a emissão do Fe proveniente do disco de acreção representa o ambiente imediatamente em torno do SMBH, sendo a única forma, até a presente data, de se inferir o *spin* destes objetos extremos.

É curioso pensar que um SMBH 1000 vezes mais distante que o centro da Via Láctea possa ter uma medida de sua massa mais precisa que o BN na nossa vizinhança, mas (3) só recentemente foram mapeadas as órbitas de um conjunto de estrelas próximas a Sgr A*, que permitiram a determinação precisa da massa para o BN inativo da Via Láctea, de $M_{BN} = 4,5 \pm 0,4 \times 10^6 M_{\odot}$ (Ghez et al., 2008). Diferentemente das outras determinações, baseadas em regiões centrais muito brilhantes devido à presença do disco de acreção, aqui se verifica claramente um conjunto de órbitas circundando uma região quase “escura”.

Na Tabela 1.1 são definidas algumas escalas de raio para as estruturas acima comentadas, baseadas naquelas presentes no esquema do Modelo Unificado para AGNs.

1.1.2 O porquê de se estudar AGNs?

Como protagonista central desta vasta morfologia da qual as galáxias fazem parte, há em comum entre elas a existência de um BN supermassivo no núcleo. Considerando-se que ele está restrito a um volume ínfimo se comparado à escalas galácticas, os processos que atuariam toda a fenomenologia a ele associados requerem que haja um escoamento de grandes massas de gás, vindas de centenas a milhares de parsecs da estrutura da galáxia. Como a massa requerida para manter este período de atividade é também da mesma ordem, tal quantidade de gás não estaria já previamente depositado no centro. Essa “migração” de material, no entanto, é inferida em pouquíssimos casos, e nunca estando inequivocamente conectada aos últimos parsecs centrais. Há gás no núcleo, mas não há evidência cinemática de sua origem/escoamento. Tais processos podem, ainda, ocorrer mais de uma vez, dada a relativamente curta escala de tempo em que uma galáxia permanece ativa (10^{7-8} anos). Comparada à escalas de tempo cosmológicas, espera-se que uma única galáxia tenha entrado em período de atividade várias vezes ao longo de sua história, o que leva à conclusão de que pode-se observar, em princípio, diferentes estágios da fenomenologia associada aos AGNs.

O fato de que pouquíssimas evidências de escoamento de gás para o centro são encontradas é, no mínimo, muito surpreendente, uma vez que as resoluções atuais, tanto espectrais quando espaciais, permitem o estudo detalhado da região que se deveria verificar este tipo de evidência e, além disso, através de linhas que mapeiam tanto o gás quente quanto o gás frio, cujo resfriamento poderia estar ligado à deposição de gás no núcleo. A primeira constatação que viria em mente, para esta ausência de evidência, é de que este escoamento ocorreria de forma muito lenta e para um gás de baixíssima emissão. No entanto, o gás molecular quente, visível nas proximidades do AGN também não apresenta pistas acerca de sua deposição.

Galáxias barradas não parecem ter indícios de abrigarem, em um senso estatístico, maior atividade em AGNs. O escoamento de gás é medido como tendo uma taxa de $0,1 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (Regan e Teuben, 2004), suprindo regiões de escalas de kpcs em períodos que duram da ordem de $\approx 10^9$ anos. Um AGN do tipo Seyfert, por exemplo, requer um fluxo de gás tipicamente $< 0,01 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (Jogee, 2006) com escalas espaciais e temporais de pc e 10^6 anos. Ambos os regimes diferem por ordens de magnitude nos dois aspectos.

A razão pela qual a barra não alimenta o AGN pode ser porque o gás nunca chegue no centro, ou talvez o faça a uma taxa muito baixa (Ho, 1997).

Há fortes indícios de que os BNs supermassivos não teriam atingido tal massa sem grandes episódios de acreção de gás, mais abundante no passado. Portanto, sempre houve gás escoando para o núcleo, e o deve fazer de uma forma muito mais amena atualmente. Processos de fusão de galáxias são geralmente evocados para se suprir tal dificuldade, mas há evidências de galáxias isoladas por longos períodos e que são ativas e, inclusive de muitas elípticas pobres em gás que mostram variados graus de atividade.

Portanto, talvez a maior questão acerca da fenomenologia dos AGNs permeie em como ele pôde ser ativado, em primeiro lugar. Por outro lado, os maiores efeitos de *feedback* que uma galáxia pode experimentar é derivado deste intrincado mecanismo, com os casos mais extremos expulsando gás da galáxia do seu próprio potencial gravitacional, alterando drasticamente a mecânica de formação de estrelas no núcleo. Tais mecanismos físicos que geram o *outflow* de gás, nas vizinhanças do disco de acreção também são pouco compreendidos. Motivos estes que demandam o estudo de AGNs para várias faixas de *redshift* (para ver a sua dependência com a história da formação das galáxias) e, não menos importante, em galáxias próximas, onde as estruturas mais detalhadas podem ser resolvidas espacialmente.

Duas evidentes correlações são encontradas com respeito à presença de estrelas e a natureza deste objeto, (1) o maior crescimento do BN supermassivo, ao longo de sua formação, está relacionado às galáxias em que há maior formação estelar, mostrando ainda uma correlação estreita entre a dispersão de velocidades estelar do bojo com a sua massa e (2) a formação estelar recente no núcleo parece preceder em $\sim 10^{5-6}$ anos a sua atividade. Embora sejam especialmente tentadoras em se aprofundar tal interpretação quanto aos mecanismos de sua atividades, deve haver certa cautela em generalizá-las, uma vez que ambos os fenômenos requerem a presença de gás nuclear, o que naturalmente implicaria em ambas as consequências. Não significando, portanto, que a formação estelar esteja intimamente ligada à alimentação pelo BN.

1.1.3 Classificação dos AGNs e o Modelo Unificado

AGNs podem ser classificados como tipo 1, onde as linhas permitidas são significativamente mais largas que as linhas proibidas, ou tipo 2, onde estas linhas apresentam larguras similares. A diferença entre os tipos 1 e 2 é atribuída à orientação geométrica do toro de poeira em relação a linha de visada (Antonucci, 1993). De acordo com este modelo, quando o toro é visto de lado, a região de linhas largas (em inglês, *Broad Line Region*, BLR) é obscurecida e somente a região de linhas estreitas (em inglês, *Narrow Line Region*, NLR) é visível. Entretanto, diferenças intrínsecas tem sido encontradas entre os dois tipos, tal como a ausência de linhas de emissão largas no espectro polarizado da luz de galáxias Seyfert 2 (Gu e Huang, 2002). Galáxias com núcleo Seyfert, ou luminosidade superior, apresentam espectro de alta ionização, enquanto que regiões de emissão em linha nuclear de baixa ionização (em inglês, *Low Ionization Nuclear Emission-Line Regions*, LINERS, Heckman 1980) são comuns entre AGNs de baixa luminosidade (em inglês, *low luminosity AGNs*, LLAGNs, Ho 2008). Na Fig. 1.1 são mostradas algumas classes de AGNs dispostas de acordo com algumas características quanto à sua emissão rádio e tipo morfológico.

Estudos espectroscópicos sugerem que $\approx 10\%$ das galáxias próximas são Seyferts, $\approx 20\%$ são LINERs e outros 10% são objetos de transição, cujo espectro é um intermediário entre LINERs e regiões H II (Ho, 2008). Isso significa que em torno de 40% das galáxias próximas contêm atividade nuclear. Este é apenas um limite inferior, outros 40% são núcleos de linhas de emissão (núcleos H II), possuindo regiões compactas de formação estelar na região central. Sabe-se que em alguns casos mesmo estas galáxias abrigam um BN acreando fracamente.

1.1.3.1 Galáxias Seyfert

Núcleos com luminosidades menores que as de Quasares permitem que a galáxia seja visível, e usa-se o termo galáxia Seyfert nesse caso. Galáxias Seyfert possuem $L_{\text{Bol}} \approx 10^{45}$ erg s^{-1} e são relativamente próximas, com $z \approx 0,1$, ou menor, fazendo delas a classe de AGNs próximos mais brilhantes. O espectro de linhas de emissão de galáxias Seyfert pode ser classificado em dois tipos. As de tipo 1 possuem linhas de H I, He I e He II largas, com a largura meia altura (FWHM - *Full Width Half Maximum*) da ordem de $1 - 5 \times 10^3$ km/s, enquanto as linhas proibidas, como [O III] $\lambda 4959$, $\lambda 5007$, [N II] $\lambda 6548$, $\lambda 6583$ e [S II]

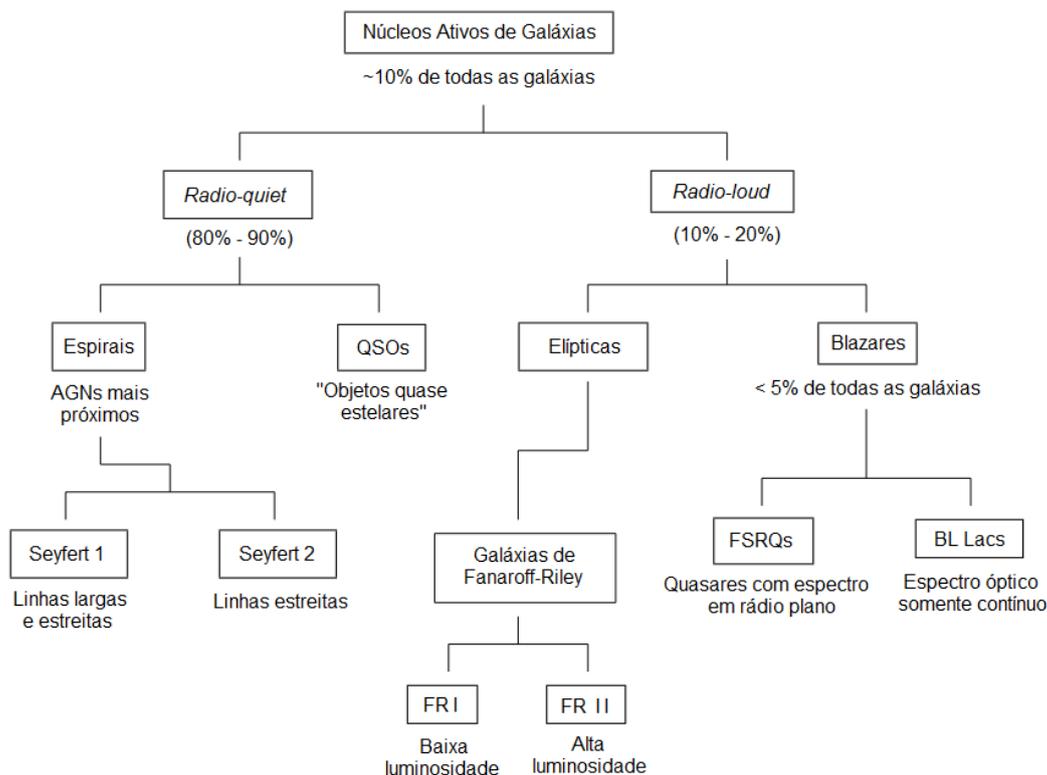


Figura 1.1: Classificação simplificada dos AGNs.

$\lambda 6716$, $\lambda 6731$ têm tipicamente FWHM da ordem de 500 km s^{-1} , apresentando um forte contínuo UV (ultravioleta) de origem não estelar. Galáxias Seyfert do tipo 2 têm ambos os perfis de linhas permitidas e proibidas com FWHM da ordem de 500 km/s e um contínuo em UV dominado pela galáxia. Muitas galáxias Seyfert possuem um espectro no óptico intermediário entre os tipos 1 e 2 (Osterbrock e Koski, 1976). Estes espectros podem possuir, por exemplo, uma componente larga de $H\alpha$, superposta por uma componente estreita desta mesma linha.

Um resultado interessante foi obtido por De Robertis e Osterbrock (1986) que mostraram que as FWHMs das linhas proibidas se correlacionam bem com o potencial de ionização em galáxias Seyfert 1, mas não com a densidade crítica para desexcitação. Verificaram ainda que estas mesmas linhas possuem FWHMs menores em Seyfert 1 e que o perfil da linha de [O I] apresenta duas componentes em Seyfert 2, provavelmente formada em duas regiões distintas. Ambos os subtipos de galáxias Seyfert possuem na região central BNs que acretam matéria com taxas sub-Eddington, entre $10^{-4} - 10^{-1}$, comparadas com

quasares que têm taxa de ≈ 1 . Uma possível explicação seria a baixa eficiência em emissão pela acreção, com discos opacos o suficiente tal que sua radiação seja consumida pelo BN antes de ser irradiada (Singh et al., 2011).

Linhas de emissão de alto potencial de ionização (energias acima de 100 eV) também estão presentes em ambos os casos. Enquanto as linhas de [O III] e $H\alpha$ são usadas para estudar a NLR, as chamadas linhas coronais, têm sido interpretadas como pertencendo a uma região entre as regiões de linhas largas e estreitas, associadas a ejeções com $400 < \text{FWHM} < 1000 \text{ km s}^{-1}$, ou mesmo a choques ocasionados nas vizinhanças de um jato (Rodríguez-Ardila et al., 2006; Mullaney e Ward, 2008; Mazzalay et al., 2010). Há uma preferência na cinemática destas linhas em seguir a região do cone de ionização, no entanto, as nuvens ionizadas em ejeção em larga escala na NLR, com ângulos de abertura superiores ao jato colimado, precisam de outros mecanismos para explicar sua aceleração (Müller-Sánchez et al., 2011a).

1.1.3.2 Galáxias LINERS

LINERs (Heckman, 1980) - regiões nucleares de emissão de linhas de baixa ionização - são objetos de baixa luminosidade, com $L_{H\alpha} \approx 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. Baseado em razões de linhas (sem levar em conta o [O II], que pode ser fortemente afetado pela extinção) é comumente usado o seguinte critério para separar os LINERs de outros AGNs: $[\text{O III}] \lambda 5007 / H\beta < 3$ e $[\text{O I}] \lambda 6300 / H\alpha > 0,05$, $[\text{S II}] \lambda 6716 + 6731 / H\alpha > 0,4$ e $[\text{N I}] \lambda 6583 / H\alpha > 0,5$. Esta classe costuma abrigar populações mais velhas, mais massivas e possuem dispersão de velocidades elevadas. Aproximadamente 53% das galáxias S0-Sa e 34% de Sb-Sbc são LINERs.

Assim como galáxias Seyfert, LINERs podem ou não apresentar uma BLR, sendo detectada emissão larga em $H\alpha$ em 25% dos casos. De fato, existem LINERs que contém uma BLR oculta, como foi demonstrado por Barth et al. (1999). Ambas as classes de LINER 1 e galáxias Seyfert 1 são aproximadamente 10 vezes mais luminosas que as fontes correspondentes de tipo 2 em termos de luminosidade total em $H\alpha$. No entanto, LINERs emitem uma ordem de magnitude a menos que Seyferts nessa linha: a luminosidade intrínseca de $H\alpha$ em LINERs vale $L_{H\alpha} = 3 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ em relação à $L_{H\alpha} = 29 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ em Seyferts (Ho, 2003) - ver Tabela 1.2, cuja estatística é baseada na maior amostra disponível de espectros ópticos, o SDSS.

Tabela 1.2 - Propriedades estatísticas de LLAGNs (*Low-luminosity AGN*), adaptado de Ho (2008). Coluna (1) Classe espectral. (2) Luminosidade da linha $H\alpha$ corrigida da extinção. (3) Luminosidade em raio-X na banda 2 – 10 keV. (4) Potência em rádio em 5 GHz. (5) Razão de Eddington bolométrica, com L_{Bol} estimado de L_X e L_{Edd} derivada de massas de BNs utilizando a relação $M_{\text{BN}} - \sigma$ de Tremaine et al. (2002). (6) Fração de galáxias com linha de emissão larga de $H\alpha$. (7) Fração de galáxias possuindo núcleo em rádio a 15 GHz. (8) Fração de galáxias com núcleo em raios-X.

Classe	$L_{H\alpha}$	L_X	P_{rad}		f_b	f_r	f_x
Espectral	(erg s ⁻¹)	(erg s ⁻¹)	(W Hz ⁻¹)	$L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}}$	(%)	(%)	(%)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
S1	$1,9 \times 10^{40}$	$1,4 \times 10^{41}$	$8,5 \times 10^{20}$	$1,1 \times 10^{-3}$	52	72	100
S2	$1,7 \times 10^{39}$	$1,3 \times 10^{39}$	$8,5 \times 10^{19}$	$5,9 \times 10^{-6}$...	30	86
L1	$3,7 \times 10^{39}$	$8,8 \times 10^{39}$	$2,6 \times 10^{20}$	$1,0 \times 10^{-5}$	23	63	95
L2	$0,5 \times 10^{39}$	$1,2 \times 10^{39}$	$4,7 \times 10^{19}$	$4,8 \times 10^{-6}$...	38	74
T	$0,7 \times 10^{39}$	$0,5 \times 10^{39}$	$2,4 \times 10^{19}$	$1,2 \times 10^{-6}$	3	16	74

Com pouquíssimas exceções, estruturas extensas análogas aos clássicos cones de ionização não são vistas em LINERs, embora exista uma NLR que se estenda $\approx 50 - 100$ pc, contra 50 – 1000 pc em galáxias Seyfert.

Embora as propriedades espectroscópicas de LINERs sejam bem conhecidas, a sua fonte de ionização ainda é amplamente debatida. Alguns apresentam um pico duplo nas linhas largas de Balmer (Storchi-Bergmann et al., 1997), outros abrigam um núcleo compacto em rádio com emissão no espectro de raios-X duros (Ho e Peng, 2001) ou possuem variabilidade no óptico ou UV. Estas observações fornecem evidências circunstanciais da presença de um AGN como fonte de emissão LINER. O mecanismo de ionização de AGNs provém principalmente de fótons de raios-X da região central. Em LINERs é possível que apenas os fótons de raios-X duro penetrem pela poeira e produzam uma baixa ionização do gás sem aquecê-lo tanto, visto que as larguras das linhas são estreitas, não sendo mais necessário explicar a emissão de linhas por choques (Halpern e Steiner, 1983).

Outros possíveis mecanismos são choques rápidos (Lípari et al., 2004), fotoionização por estrelas quentes (Filippenko e Terlevich, 1992) ou por populações de estrelas velhas, ricas em metais (Taniguchi et al., 2000). Emissão LINER também foi melhor detectada em regiões extra-nucleares associadas a ejeções de gás e choques em larga escala, algumas vezes relacionados com jatos em rádio (Cecil et al., 2000). A emissão em rádio em LINERs é principalmente confinada em um núcleo compacto, talvez pela presença de um jato não resolvido enquanto Seyferts são mais freqüentemente acompanhadas por um jato extenso

(Nagar et al., 2005). Em todos os casos estudados até agora, o espectro é inconsistente com o cenário de choques rápidos porque a intensidade observada de linhas como C IV $\lambda 1549$ e He II $\lambda 1640$ são muito mais fracas do que o previsto (Gabel, 2000). As dispersões de velocidades do gás nuclear geralmente estão aquém dos valores requeridos para emissão por choques (Ho, 2003). Esta constatação contradiz a premissa de que choques são os mecanismos responsáveis pelas diferenças espectrais entre galáxias Seyfert e LINERs, uma vez que as dispersões nas velocidades são comparáveis. Em contrapartida, a ionização por estrelas do Ramo Assintótico das Gigantes (AGBs, em inglês) explica apenas 39% dos espectros em LINERs e somente 16% em galáxias Seyferts.

Estes resultados indicam que a maioria dos LINERs, senão todos, contém um AGN e que a diferença fundamental entre galáxias Seyfert e LINERs é a sua taxa de acreção. Foi sugerido por Ho (2008) que o desaparecimento do disco central marca a transição entre Seyferts e LINERs.

1.1.3.3 Rádio galáxias

Pode-se dizer que a incidência de núcleos em rádio em escalas de milíarcsec é muito parecida para LINERs e Seyferts. Nagar et al. (2005) detectaram uma emissão compacta em rádio em 44% dos LINERs, uma fração similar ao encontrado em galáxias Seyfert (47%). LINERs 2 possuem menos detecções em rádio que LINERs 1 (38% e 63%, respectivamente), e novamente as subclasses de Seyferts apresentam taxas de detecção semelhantes (30% para Seyferts 2 e 72% para Seyferts 1).

Rádio-galáxias são classificadas de acordo com características muito similares às Seyferts, sendo as BLRGs (*Broad Line Radio Galaxies*) semelhantes às Seyferts de tipo 1.5, mas com a razão $I(\text{H}\alpha \text{ largo})/I(\text{H}\beta \text{ largo})$ mais alta e sem apresentar emissão de [Fe II], e as NLRGs (*Narrow Line Radio Galaxies*) semelhantes às de tipo 2. Quasares parecem ser uma extensão do tipo espectral das BLRGs, mas com uma maior luminosidade do óptico, $M_B > -23$.

Já baseado na aparência da sua emissão dupla em rádio, são divididas em *Fanaroff-Riley* tipos I, de mais alta luminosidade e apresentando picos de emissão próximos do AGN, e tipo II onde a maior emissão se dá em proeminentes lóbulos, distantes do AGN.

1.1.3.4 Quasares

Quasares possuem uma aparência de um objeto quase-estelar, da qual deriva o nome para esta classe de objetos. Duas razões são atribuídas a este fato, (1) primeiramente porque eles são uma fonte extremamente luminosa (~ 10 - 100 vezes a de AGNs Seyfert), com uma luminosidade superior a da própria galáxia que o abriga e (2) se deve as suas distâncias cosmológicas, de onde fontes difusas não são resolvidas e possuem perfil de brilho similar ao encontrado em uma observação de estrela. Houve também a denominação de objetos QSO, com a detecção de um quasar com baixa emissão em rádio. No entanto, hoje em dia difere-se apenas por quasares *radio-quiet* e *radio-loud*.

Interessantemente, o lançamento do telescópio espacial *Hubble*, foi enormemente motivado para se estudar tais fontes, em uma época que não era conhecido o mecanismo de geração de energia destas fontes compactas. Quasares são, portanto, apenas “versões mais energéticas” dos AGNs mais próximos estudados, mas com implicações diferentes para o *feedback* que acarreta na galáxia. Os detalhes do seu funcionamento permanecem muito especulativos, e pode-se dizer que a quantidade de dados novos, desde então, não é proporcional às questões que tem sido resolvidas sobre os mesmos.

1.1.3.5 Blazares

Após o lançamento do *Compton Gamma Ray Observatory*, *CGRO* detectou-se uma nova classe de AGNs, os Blazares, ou quasares com jatos diretamente apontados para nós sendo os mais importantes emissores de raios- γ . Antes da detecção de fontes além de 3C 273, não era claro que os jatos estavam associados a este tipo de emissão, fazendo com que passassem a ser “palco” de objetos que por si só emitiam desde o rádio até as altas energias. No entanto, dada a alta-absorção *synchrotron*, rádio e raios- γ não poderiam ser observados ao mesmo tempo em um *Survey* de Blazares, por exemplo, exigindo um mapeamento simultâneo das fontes. No entanto, com o lançamento do satélite *Swift*, foi possível estudar tais fontes tanto no óptico como no UV e raios-X.

A idéia de que BL Lacs (ou Blazares *radio-loud*) não apresentam linhas de emissão devido ao forte contínuo não térmico é errônea, embora possa ser o caso em algumas fontes específicas. Objetos OVV (quasares denominados de *Optically Violently Variable*, em inglês), por exemplo, apresentam linhas de emissão, além da sua rápida variabilidade, e são

AGNs com a mesma orientação do jato que Blazares. De fato, são fontes que apresentam variabilidade em toda região espectral, apresentando alto grau de polarização. Acredita-se que a região interna de fato careça de emissão da BLR, devido aos baixos regimes radiativos do disco de acreção. No entanto, existem questões abertas acerca destes objetos com relação à origem de suas emissões (quando presentes) e a fonte de sua energética. Sabe-se que o jato possui várias subestruturas, pelo VLBI, e que provavelmente a energia não provém somente do disco de acreção, mas também da rotação do BN central.

1.1.3.6 Fisicamente falando, o que estamos vendo (ou não), afinal?

Talvez o diagrama mais significativo com respeito à fenomenologia de SMBHs, seja o apresentado na Fig. 1.2 (painel esquerdo), de forma ilustrativa e mostrando a massa do SMBH em função da sua taxa de acreção com relação à taxa de Eddington. Tais parâmetros são livres de quaisquer vieses relativos à orientação com o observador.

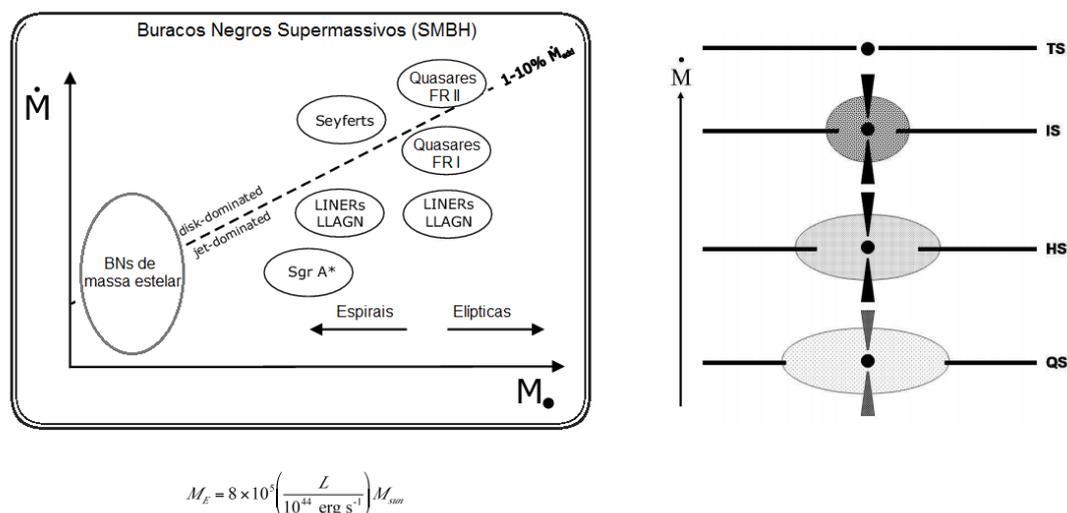


Figura 1.2: Painel esquerdo: diagrama da massa do SMBH em função da taxa de acreção de Eddington para todas as classes de AGNs. Painel direito: morfologia interna do AGN em relação à taxa de acreção (Narayan e McClintock, 2008).

A taxa de acreção Eddington está ligada à uma grandeza recorrente em se tratando de AGNs, a luminosidade Eddington L_{Edd} , que pode ser melhor definida com relação às estrelas: é a luminosidade máxima que uma estrela poderia ter sem que a pressão eletrônica (pressão mínima de radiação dada pelo espalhamento Thomson dos elétrons livre do H ionizado) ejetasse as suas camadas, suportadas pela força gravitacional. A equivalência de

ambas as forças fornece, portanto, este parâmetro. O pensamento inverso (no sentido de se definir uma massa mínima para emitir certa luminosidade), e aplicado a BNs no centro de galáxias (mais precisamente, ao disco de acreção), também é válido, com a única ressalva de que este não está emitindo isotropicamente. Portanto, a taxa de acreção de Eddington é a massa mínima que deveria ser acretada para uma certa luminosidade. Se normalizarmos a taxa de acreção estimada para as diferentes classes de AGNs, com respeito a este valor, e colocarmos em um diagrama, vê-se que, observacionalmente, há uma tendência a AGNs com maior taxa de acreção terem sua radiação dominada pelo disco. O modelo que visa explicar baixas eficiências radiativas do processo de acreção (sem emissão associada ao disco fino) é denominado de ADAF (*advection-dominated accretion flow*, em inglês) (Narayan e McClintock, 2008). *outflows* seriam dominados por ventos do disco em altas eficiências, e pelo jato, em eficiências intermediárias.

Na Fig. 1.2 (painel direito) são representadas as configurações do modelo para diferentes taxas de acreção/eficiência. A estrutura ADAF é representada pelas elipses, cuja escala de cinza indica a densidade de gás (quanto mais escuro, mais denso o gás). O disco fino é dado pela linha preta. O painel inferior ilustra o estado quiescente com baixíssimas taxas de acreção ($\leq 10^{-3}$ da taxa de Eddington), sem disco fino e com um fraco jato em rádio. De baixo para cima, o segundo painel mostra o estado duro (*hard state*), com taxas entre $\sim 10^{-3} - 10^{-1,5}$ e um jato relativamente mais forte. O estado intermediário (*intermediate state*) com taxas entre $\sim 10^{-1,5} - 10^{-1}$ com um jato ainda mais forte, eficiência radiativa de $\sim 0,1$ e um raio de transição próximo do raio ISCO (*innermost stable circular orbits* para o BN). Finalmente, o esboço superior mostra o estado térmico (*thermal state*), onde não há mais estruturas de ADAF e de jato.

Em suma, tais taxas de acreção não dependeriam da massa do SMBH em AGNs, tirando qualquer dependência da dinâmica central (presença de jatos, por exemplo) com a morfologia da galáxias. Por outro lado, a taxa de acreção que seria o parâmetro mais importante a ditar a fenomenologia interna do AGN, isto é, quanto a formação de jatos, modo de *feedback*, emissão de linhas, etc.

1.1.4 Quão unificado é o Modelo Unificado?

Há pouca dúvida a respeito dos pontos principais do esquema do Modelo Unificado. Nas seções seguintes serão descritas cada componente deste modelo, mas antes é bom ter em mente as dificuldades que tem apresentado em generalizar todas as classes de AGNs.

Müller-Sánchez et al. (2011a) verificaram componentes de linhas largas em 4 galáxias, no infravermelho, o que poderia contradizer, a princípio, o modelo unificado. Embora a extinção sofrida na emissão das linhas estudadas seja menor no infravermelho, e este efeito possa ser detectado, outras galáxias classificadas com o mesmo tipo, no óptico, não mostram componentes largas. Sugeriram-se três alternativas para a presença destas linhas: (1) um pequeno desalinhamento entre o plano do toro e o eixo do cone (até agora era admitido que, conhecendo o ângulo do cone pelo mapa da NLR, o toro seria perpendicular ao seu eixo). (2) Que a abertura da parte externa do toro, por onde o cone de ionização surge, seja ligeiramente maior, e alguma radiação escaparia pelo toro ser menos espesso nas bordas superiores, enquanto a emissão rente à parede interna delimitaria a forma do cone. E (3), e a mais provável, dado o favorecimento na literatura em relação ao estudos de toros, é de que o toro seja composto por várias nuvens ao invés de um meio absorvedor homogêneo, neste caso a detecção da BLR dependeria mais fortemente da distribuição destas nuvens que da inclinação em si. Continua, no entanto, sendo extremamente difícil de se definir um mecanismo que permita uma estrutura como o toro manter-se relativamente fria e em rotação num estado geometricamente espesso. Vários processos tem sido evocados para explicar estas observações, tais como aquecimento por supernova (Wada e Norman, 2002), expansão de ventos (Elitzur e Shlosman, 2006) e discos distorcidos (*warped discs*, em inglês) (Lawrence, 2007).

Núcleos mais massivos na componente de gás têm maior grau de colimação dos cones e maiores velocidades de ejeção, confirmando que o toro, de fato, é a estrutura responsável por regular a abertura dos cones de ionização e alimentar o disco de acreção ao redor do BN central.

No entanto, a orientação da região de linhas estreitas, tal como delimitada pelos cones de ionização e primariamente colimada pelo toro, é essencialmente não-correlacionada com o disco galáctico (Fischer et al., 2013). A mesma falta de correlação entre o jato e o toro deve dizer algo sobre a dinâmica da região mais interna, próxima ao SMBH, e sobre o

próprio processo de fornecimento de gás. As razões dadas para explicar o porquê deste desalinhamento incluem: fusões menores de galáxias-anãs ricas em gás; alinhamento do jato com o eixo de rotação do buraco negro, levando à conclusão que a rotação dos buracos negros centrais não estão correlacionadas com a rotação dos discos circum-nucleares; e o fato que em escalas de 10 pc o movimento turbulento de nuvens de gás pode alimentar o AGN em eventos discretos com órbitas aleatoriamente orientadas. A última opção fornece uma explicação diferente para frações de AGNs tipo 1 e tipo 2 (Lawrence e Elvis, 2010), com os AGNs de tipo 2 tendo um desalinhamento maior nestes escoamentos discretos de gás.

Em contraste com o fato de que $\sim 50\%$ de galáxias Seyfert são de tipo 2, a maioria dos quasares são classificados como tipo 1. Os raios-X em galáxias Seyfert são produzidos por efeito Compton através da radiação UV gerada em torno do disco de acreção e elétrons presentes na coroa do disco (Haardt e Maraschi, 1993). Para energias de 20 keV a seção de choque fotoelétrica decresce rapidamente, e a presença de matéria na linha de visada não atua como fonte de obscurecimento, a não ser que ela seja espessa o suficiente, com $N_H > 1,5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. Por esta razão observações em raios-X são fundamentais para sondar as regiões internas do AGN e servir como teste para o modelo unificado, uma vez que o mecanismo de produção desta radiação é admitido como sendo o mesmo nas diferentes classes de AGNs. Ueda et al. (2003) encontraram, para uma amostra estatisticamente completa de AGNs em raios-X, que a fração de núcleos obscurecidos diminui para luminosidades crescentes, e que a dependência com o *redshift* cosmológico não é muito significativa. Tal fato implica que a configuração do toro depende da luminosidade e, conseqüentemente, o Modelo Unificado deveria ser um “Modelo Modificado”.

1.1.5 Jatos relativísticos em AGNs

Jatos possuem a característica de serem as estruturas astrofísicas mais colimadas no Universo, podendo emitir em toda a faixa espectral, e que surgem não só nas vizinhanças dos buracos negros supermassivos nos núcleos das galáxias, mas em outras variedades de objetos estelares. São eles as únicas estruturas resolvidas diretamente ligadas à existência, hoje inequívoca, destes BNs supermassivos, capazes de gerar tremendas quantidades de energia em volumes inferiores a 1 pc cúbico.

Tabela 1.3 - Esquema para os tipos de AGNs no Modelo Unificado.

Orientação	<i>radio-quiet</i>	<i>radio-loud</i>
Tipo 1	Seyfert 1	BL Lac
Tipo 2	Seyfert 2	NLRG (FRI & II)

A primeira observação de uma jato extragalático foi realizada por H.D. Curtis, do Observatório de Lick, em 1918. Foi inicialmente identificado como uma “curiosa linha reta” na galáxia elíptica M 87, do aglomerado de Virgo, a partir daí um novo ramo da Astronomia seria fundado. Mais tarde, em 1933, Karl Jansky abriria uma nova janela para a observação de ondas de rádio na Via Láctea. Seguiu-se então a sua associação a emissões no óptico e que comumente culminavam em regiões quentes com formatos lobulares. Jatos podem ser altamente relativísticos, cuja emissão provém de partículas aceleradas até velocidades próximas à velocidade da luz, majoritariamente através de emissão synchrotron e mecanismo de Compton inverso, apresentando, por isso, alto grau de polarização. A temperatura teórica máxima destes jatos, portanto, pode ser estimada considerando-se que a energia presente nos elétrons relativísticos seria completamente transferida para os fótons no espalhamento, fornecendo $T \sim 10^{12}$ K. Tais mecanismos atuam, inclusive, simultaneamente, com os fótons da radiação synchrotron sendo espalhados pelos mesmos elétrons que os produzem.

Tais mecanismos subjacentes à origem desta aceleração ainda são tópicos de extensivos estudos teóricos, reunindo os ingredientes que posteriormente são introduzidos em códigos de simulações que, em última instância, devem explicar os parâmetros observados para estas fontes. A questão é que não existe uma única “família” de jatos, possuindo ainda uma larga faixa de tamanhos, desde emissões em rádio no limite da resolução, menores que um parsec, à emissões extendidas de centenas de kiloparsecs. Na Tabela 1.3 simplifica-se as classes de AGN de acordo com as suas propriedades em rádio. Adiciona-se ainda a sua rápida variabilidade com emissão de *flares*, que também são associados à ocorrência de choques ao longo da propagação do jato.

Devido aos elétrons possuírem uma distribuição de velocidades dada por uma lei de potência, o espectro de energia emitida também segue um perfil exponencial, com um índice característico chamado de índice espectral α , com um valor típico de -0,5 para

AGNs. A sua faixa de valores, no entanto, vai de $\alpha \leq -0,5$ para regiões opticamente finas e $\alpha \geq -0,5$ para as opticamente espessas, mostrando índices $\alpha \leq -2,5$ quando há contribuição externa de absorção, como por exemplo, o toro molecular e de poeira (Kadler et al., 2004).

Outro ingrediente “apimentado” na dinâmica de jatos se deve à sua aparente precessão, ou seja, mudanças detectadas na sua direção de ejeção. A questão fundamental é se o disco de acreção interno estaria, de fato, alterando a sua orientação periodicamente. Outras possibilidades são: (1) seria um efeito derivado de episódios de acreção dispostos em diferentes planos, o que mudaria o eixo do disco; (2) causada pela deflexão com a interação com ventos super-Eddington deste mesmo disco (Begelman et al., 2006); ou (3) por forças de maré induzidas por um segundo BN supermassivo, assumindo que este se aproxime duas vezes do disco de acreção a cada período orbital (Katz, 1997; Romero et al., 2000; Abraham e Caproni, 2003). Tais escalas de tempo corresponderiam justamente àquela fornecida pelos episódios de atividade nuclear, de $\sim 10^{6-7}$ anos. Finalmente, para que um mecanismo intrínseco de precessão exista, teria que derivar de uma hipótese pouco provável, da conexão entre o efeito Lense-Thirring e a viscosidade do disco, uma vez que a influência do momento angular do gás no disco de acreção é irrisória frente ao do BN (Nixon e King, 2013).

Um dos grandes diferenciais das observações em rádio, talvez o maior, é de poderem atingir as maiores resoluções angulares já experimentadas na astronomia, através da combinação de radio-telescópios em arranjos interferométricos. Além disso, a precisão da combinação dos feixes, dado o longo comprimento de onda, permite que seja coberta uma ampla faixa de frequências observadas no domínio espacial da transformada inversa de Fourier levando-se em conta o uso de radio-telescópios espalhados por toda superfície da Terra, e permitindo uma informação mais detalhada da distribuição do brilho superficial da fonte observada. Por este motivo, possuem as imagens (reconstruídas do plano das frequências $u \times v$) mais detalhadas produzidas até então, como exemplo a observação com VLBI em 86 GHz, com resolução equivalente a 10 raios de Schwarzschild ($r_{sch}(AU) = 1,97 \times 10^{-8} M/M_{\odot}$), ou seja, milésimos de parsec), para o jato em Centaurus A (Hada et al., 2016).

Para o presente trabalho, no entanto, o foco se concentra na interação dos jatos com o material espacialmente resolvido na NLR através de observações no infravermelho próximo,

afim de se caracterizar melhor a natureza dos mecanismos de *outflow* e de *feedback* em AGNs próximos ($\sim 3\text{-}40$ Mpc), fornecendo resoluções espaciais entre 0,2-10 pc (com a óptica do SINFONI-VLT).

1.1.6 A região de linhas largas (BLR)

A evidência de componentes largas nas linhas de emissão, com velocidades contidas aproximadamente no intervalo de $1000 \text{ km s}^{-1} < v < 25000 \text{ km s}^{-1}$, não é vista em linhas de emissão proibidas, cujas densidades críticas são muito inferiores às das linhas permitidas. Velocidades da ordem de $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ para as linhas proibidas são inclusive mostradas nesta tese, mas para regiões relativamente distantes do AGN. Isto indica que a BLR contém emissões provenientes do gás com maiores densidades críticas que as apresentadas pelas linhas proibidas, com $n_e > 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Na verdade, a densidade do gás permite que seja verificado uma característica que não é óbvia baseada apenas nas larguras das linhas de emissão: as maiores larguras encontradas para as linhas de emissão estreitas e as menores larguras encontradas as linhas de emissão mais largas possuem desvios Doppler da ordem de $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ (embora isto não ocorra necessariamente para o mesmo objeto, existe uma correlação entre as larguras destas linhas no espectro dos AGNs). No entanto, mesmo para galáxias de linhas estreitas Seyfert 1 (NLS1), existem diferentes proporções de emissões relacionadas à ambas as linhas, mas sempre com a ausência de componentes largas para as que são proibidas, ou seja, as densidades do gás próximas do AGN são certamente superiores às encontradas em regiões mais afastadas.

Mas como este material está, de fato, organizado? Temperaturas da ordem de 10^4 k significam larguras térmicas das linhas da ordem de 10 km s^{-1} , o que obviamente indicaria que o gás, tanto na NLR quanto na BLR, se move com velocidades supersônicas. Para as larguras encontradas, se fossem atribuídas a movimentos térmicos, encontraria-se um valor em torno de 10^9 k , muito superior àquelas estimadas e, inclusive, a que se deriva para a radiação proveniente do disco de acreção.

Tal fato não distingue, no entanto, como o gás estaria organizado na BLR, se estaria escoando para o centro, sendo “soprado” em um *outflow* ou possuindo órbitas definidas. Existe ainda uma vasta variedade de modelos cinemáticos que resultam em perfis similares entre si. Portanto, os melhores indícios que se possui da distribuição de linhas

largas provém de características sutis repetidamente vistas em um grande conjunto de observações, como por exemplo assimetrias nas asas das linhas, que podem significar extinções diferentes na linha de visada e, portanto, movimentos radiais de gás, comumente explicados por ventos gerados próximos da fonte central, uma vez que as asas azuis são mais intensas. Se houvesse, em sua maioria, apenas gás em *outflow*, não se veria uma simetria relacionada à movimentos de rotação, verificada com respeito ao comprimento de repouso das linhas, portanto há também movimentos orbitais de gás. Seu perfil, bem descrito por uma Gaussiana, vai em favor de uma distribuição quase contínua de sua emissão, o que sugere uma densidade de nuvens em rotação muito altas. Não é sabido como que nuvens compactas de gás, localizadas em regiões de condições de temperatura e velocidades nada favoráveis à formação destas estruturas, poder-se-iam manter estáveis. Atribuir tais características espectrais simplesmente à uma distribuição filamentar de gás, tanto em rotação quanto em *outflow*, não concordaria com os altos níveis de absorção verificados para diferentes linhas de emissão na resposta da variação do contínuo, indicando e fornecendo dois dos resultados fundamentais para a BLR: (1) a sua estratificação em termos de diferentes tempos de respostas à variação do contínuo, sendo menor para as linhas de mais alta ionização, e (2) o tamanho da BLR tal como calibrado pela luminosidade do AGN. Um complicador extra é que, não apenas o tempo varia, mas a física da emissão das linhas e do contínuo depende da luminosidade da qual a fonte está variando. Tal fato leva à conclusão de que diferentes tempos de atraso medidos para uma mesma linha se deve à diferenças na luminosidade e, portanto, na distância “ótima” da qual tal linha emitiria o mesmo perfil. Deste modo, o gás estaria distribuído aproximadamente de forma igual, radialmente ao AGN, mas as propriedades derivadas da sua detecção dependeria das condições físicas das quais a BLR estaria submetida. Viéses como estes poderia, e provavelmente deve, subestimar a quantidade de matéria presente na BLR.

Observacionalmente falando, uma restrição relevante se dá na caracterização destas componentes largas, comumente fracas e difíceis de se ajustar nos espectros. Uma vez que elas são características de galáxias Seyfert 1, o contínuo é muito mais proeminente, e pare se verificar movimentos intrinsecamente não radiais, ter-se-ia que visualizar um AGN com inclinação zero, e deste modo o contínuo simplesmente “ofuscaria” qualquer análise ao seu respeito. Portanto, os perfis de linhas melhores caracterizados são também

aqueles previamente selecionados com uma inclinação específica e, provavelmente, mediana em relação a BLR. Ou seja, a inclinação que mais se “misturaria” às distintas naturezas cinemáticas das linhas é também a melhor observada em termos de se detectar tais linhas (sem absorção nem alta contribuição do contínuo).

O tempo de atraso no IR é um limite superior de todos os atrasos medidos em linhas largas, o que foi verificado em uma faixa de 10^6 em luminosidade. Tal achado indica que a BLR se estende até o raio de sublimação.

Por fim, seria estranho de se imaginar uma BLR sem movimentos radiais, sendo que a sua estrutura (seja ela como for) culmina, nas partes centrais, em um disco de acreção. Igualmente estranho seria assumir que os fortes ventos gerados pelo disco de acreção (no mínimo inferidos através da dinâmica da NLR) não desencadeassem nenhum *feedback* na região próxima do disco. Um fato permanece convincentemente correto: se soubéssemos inequivocamente quais mecanismos caracterizam a dinâmica da BLR, teríamos uma boa idéia de como ocorre o escoamento de gás para escalas entre o toro e o disco de acreção, o que ainda parece se estar longe de compreender.

1.1.7 O toro molecular

Há plenas evidências de uma estrutura colimadora da radiação central, tal como incorporada no Modelo Unificado. As incertezas, no entanto, se referem a sua estrutura e a existência como dependente da luminosidade do AGN. A partir de estatísticas de observações de galáxias Seyferts a escala de altura do toro obedece a proporção $H/R \approx 1$. No modelo proposto por Urry e Padovani (1995), o toro, com raio interno dado pela sublimação da poeira e sendo o limite de emissão da BLR, possui uma estrutura hidrodinamicamente estática, tipicamente em uma proporção de massa de gás 100 vezes maior que da poeira. A origem dos movimentos verticais para se manter uma estrutura dessas, com altura comparada ao raio, permanece ainda como um dos grandes problemas teóricos em AGNs. Com uma dispersão de velocidades que pode ultrapassar os 100 km s^{-1} em escalas de poucos parsec, a suposição de um simples disco fino de gás de H_2 é descartada. Uma hipótese é de que a forte emissão de H_2 1-0 S(1) pode ser produzida via choques de velocidades entre $20 - 40 \text{ km s}^{-1}$ (Hollenbach e McKee, 1989; Burton, 1992). No entanto, quando os choques excedem 40 km s^{-1} , o hidrogênio molecular é dissociado, suprimindo a emissão

nessa linha. Mesmo que a excitação do H_2 seja dominada por choques a essa velocidade e estes estejam orientados aleatoriamente, é possível somente produzir $\sigma \approx 40 \text{ km s}^{-1}$. As dispersões medidas são provavelmente resultados do movimento de grandes massas de gás em direções aleatórias. Além disso, apenas com a poeira distribuída no interior de nuvens densas tais valores de velocidade são possíveis.

1.1.8 A presença de poeira

A poeira é detectada em 100% das galáxias ativas e apenas em 25% das não ativas, indicando que a presença de poeira no núcleo é um requerimento indispensável para acreção pelo BN central. Neugebauer et al. (1979) sugeriram pela primeira vez que a emissão do contínuo de quasares, no infravermelho, pudesse ser explicada pela presença de poeira quente. Barvainis (1987) foi o primeiro a demonstrar que essa característica poderia ser explicada pela emissão por grãos de grafite com temperaturas próximas do limite de sublimação.

O raio interno do toro, R_i , é definido onde ocorre a sublimação da poeira de acordo com a temperatura de sublimação T_{sub}

$$R_i \simeq 0,4 \left(\frac{L}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{1500 \text{ K}}{T_{\text{sub}}} \right)^{2,6} \text{ pc}, \quad (1.1)$$

onde L é a luminosidade bolométrica em unidades de erg s^{-1} . O raio externo é estimado em $5 - 10 R_i$. Não há evidências de que nuvens localizadas além de $20 - 30 R_i$ precisem ser consideradas, como estudado por Nenkova et al. (2008). Estes mesmo trabalho sugere o modelo de toro mais aceito atualmente, cuja distribuição de poeira se dá através de nuvens discretas, em oposição a uma distribuição homogênea de matéria.

A poeira é principalmente aquecida pela absorção da radiação com comprimentos de onda curtos em uma escala de tempo típica de 10^{-6} s, resfriando via transições vibracionais dentro de segundos. Por isso o equilíbrio radiativo é estabelecido instantaneamente em comparação com qualquer outra escala de tempo dinâmica. É importante notar que o gás não possui efeito algum na temperatura da poeira enquanto a sua densidade for inferior a 10^{12} cm^{-3} .

Tendo limitado a temperatura máxima na parte interna iluminada em $T = 1500 \text{ K}$,

$R_i = 0, 4L_{45}^{1/2}$, onde L_{45} é a luminosidade bolométrica em unidades de 10^{45} erg s⁻¹, calcule-se a temperatura de determinada nuvem a uma distância $\rho = r/R_i$ pelas seguintes equações:

$$T_{max} \simeq \begin{cases} 1500(1/\rho)^{0,39} \text{ K} & \rho \leq 9 \\ 640(9/\rho)^{0,45} \text{ K} & \rho > 9 \end{cases} \quad \text{e} \quad (1.2)$$

$$T_{min} \simeq 400(1/\rho)^{0,42} \text{ K}, \quad (1.3)$$

onde T_{max} e T_{min} são as maiores e menores temperaturas que as nuvens podem atingir, respectivamente.

Não basta dizer que haverá um toro para a distância onde a temperatura fica abaixo da sublimação da poeira. Para uma dada distância e luminosidade da fonte central à parede interna do toro, este só será molecular se a pressão exercer um valor crítico (\tilde{P}_{cr}), dada por Maloney (1999):

$$\tilde{P}_{cr} = \frac{P_{cr}}{k} \simeq 1,3 \times 10^{11} \frac{L_{44}}{r_{pc}^2 N_{24}^{0,9}} \text{ cm}^{-3} \text{ K}, \quad (1.4)$$

onde k é a constante de Boltzmann, L_{44} é a luminosidade em unidades de 10^{44} erg s⁻¹ entre 1 – 10 keV, r_{pc} é o raio em parsec e N_{24} é a densidade de coluna em unidades de 10^{24} cm⁻² entre a fonte de raio-X e a linha de visada. Para $\tilde{P} > P_{cr}$ o gás é molecular, com $T < 10^3$ K, enquanto para $\tilde{P} < P_{cr}$ o gás é atômico com $T \approx 10^4$ K.

1.1.9 A excitação do gás molecular

A quantidade de moléculas H₂ só pode ser explicada através da sua formação na superfície de grãos, motivo do qual se admite que o gás molecular represente bem a distribuição da poeira, ao menos no seu local de formação.

Existem dois tipos de mecanismo de excitação: colisões (processo térmico) e decaimento radiativo dos níveis eletrônicos excitados (processo não térmico). No primeiro caso, nuvens moleculares são aquecidas por choques, raios-X ou por fótons UV. No caso não térmico, a excitação eletrônica resulta da absorção de um fóton UV da banda Lyman-Werner (912 – 1108 Å) ou da colisão com um elétron de alta energia devido à ionização por raios-X.

A emissão H₂ se origina de transições rotacionais e vibracionais com $\Delta J = -2, 0, +2$, onde estados rotacionais ímpares tem spins paralelos (ORTHO-H₂) e estados J pares tem spins anti-paralelos (PARA-H₂). Para excitações não-térmicas, seguidas de decaimento

radiativo, a razão entre linhas de ORTHO moléculas é constante [0.5-0.6 para as linhas 2-1S(1)/1-0S(1)], mas não a razão ORTHO-PARA. Entretanto, para excitação térmica, a razão ORTHO-PARA é prevista para ser constante e a razão 1-0S(0)/1-0S(1) é ~ 3 .

Estas linhas podem ser excitadas de duas maneiras: por um processo não-térmico, através de fluorescências por fótons UV (Black e van Dishoeck, 1987) e por um processo térmico, produzido ou por raios-X (Maloney et al., 1996) ou por aquecimento por choque (Hollenbach et al., 1989). Em regiões em volta do AGN, a enorme quantidade de poeira consegue blindar os fótons UV para o interior das nuvens, enquanto a radiação de raios-X do núcleo consegue penetrar mais profundamente, não só ionizando o gás como transferindo grande parte da energia para energia cinética dos elétrons. O valor térmico típico, onde a temperatura de excitação é a mesma da temperatura cinética, é ~ 2000 K, com densidade crítica de aproximadamente 10^{5-6} cm^{-3} .

1.1.10 A região de linhas estreitas (NLR)

Tanto a BLR quanto a NLR possuem uma estrutura que, da maneira mais simplista (mas claramente não incorreta), composta por uma distribuição discreta de gás, distribuída em formas de nuvens compactas. Em primeira instância, a diferença entre tais nuvens é que na NLR elas são resolvidas e, portanto, possuem dimensões muitas ordens de grandeza superiores às da BLR. Em segundo lugar é que há abundante emissão de linhas proibidas, emitidas devido à baixa densidade de tais estruturas, com larguras de linha notavelmente mais estreitas (geralmente com $\text{FWHM} < 1000 \text{ km s}^{-1}$). Para galáxias próximas, como as analisadas aqui, pode-se caracterizar facilmente duas regiões simetricamente localizadas com respeito ao núcleo da galáxia, apresentando uma morfologia cônica, não literalmente um cone em emissão, mas com limites bem definidos para os quais não há emissão externa. Costuma-se denominar a região interna a estas estruturas de NLR estendida, ou ENLR (em inglês).

Tal distribuição de gás, comumente associada a *outflows* (Müller-Sánchez et al., 2011a; Davies et al., 2014; Genzel et al., 2014), é a afirmação inequívoca de sua fonte ionizante central. Sua forma cônica em geral é também a evidência indireta de uma estrutura colimadora em torno da vizinhança de um buraco negro supermassivo (SMBH), ou seja, um toro de gás e poeira, de onde a radiação/vento do disco de acreção ioniza/ejeta o

material no meio interestelar (ISM). Ainda não é bem compreendido qual a fração de gás que escapa das regiões internas do AGN, embora se tenha vários indícios de que grande parte o *outflow* é composto de gás previamente localizado no corpo da galáxia.

Embora a energia cinética da ejeção possa ser explicada por *starbursts* nucleares em alguns casos, a escala de tempo que eles duram (tipicamente 10^7 anos) é inconsistente com a maioria das populações estelares observadas e concorda com o tempo de atividade de um AGN. Além disso, a geometria dos cones gerados por ventos estelares nos 100 pc difere do produzido por um AGN, não possuindo vértices tão definidos.

Há uma dicotomia para a excitação do gás nestas regiões, com contribuições da radiação central UV, e choques ocasionados por ventos e pela interação do gás com a emissão rádio, composta por um plasma quente (relativístico ou não) e que normalmente expulsa o gás ao longo da sua propagação. Müller-Sánchez et al. (2011a) verificaram que a taxa de ejeção de matéria é 2 – 3 ordens de magnitude maior que a taxa de acreção, implicando que a matéria ejetada faz parte do meio interestelar. Vê-se uma clara interação entre o jato com a cinemática do gás, relacionando a potência do jato com a taxa de ejeção.

Distinguir entre estes efeitos é, no entanto, uma tarefa árdua e quase sempre ambígua, já que pouco se sabe das propriedades do vento central e as consequências de sua interceptação no gás da NLR.

1.1.11 A região de linhas coronais (CLR)

Supostamente transpondo entre a região de linhas largas e estreitas, suspeita-se que haja uma região (de ~ 10 -100 pc), conhecida como CLR. Ela está associada a AGNs ricos em gás e não está presente em aproximadamente metade das galáxias Seyfert (Mazzalay et al., 2010, 2013; Müller-Sánchez et al., 2011b). Em Murayama e Taniguchi (1998) a largura da linha de [Fe VII] é estudada afim de se determinar a localização destas emissões, e conclui-se que há três subcomponentes dado o comportamento da sua velocidade de dispersão: (1) localizadas na parede interna do toro (< 1 pc), sendo parte da componente de maior luminosidade, dada a alta densidade eletrônica; (2) a região de nuvens discretas associadas à distâncias de 10-100 pc, com emissão associada principalmente às faces diretamente voltadas para a radiação central, levando à conclusão que suas linhas possuem um desvio sistemático para o azul, dada a maior aceleração sofrida por estas nuvens em relação à

linha de visada; e (3) a alta ionização estendida associada à AGNs de alta luminosidade, onde a radiação central ainda pode ionizar fortemente nuvens de baixa densidade distantes do AGN.

Neste trabalho a única galáxia analisada apresentando linhas coronais é NGC 1068, cujas propriedades diferem um pouco dos resultados listados acima.

1.1.12 A interação do jato com o gás circum-nuclear

Dentro das centenas de parsecs centrais de uma galáxias, a maioria do gás está na fase molecular e sua morfologia e dinâmica tem sido estudados principalmente através das linhas 2-1 e 1-0 de ^{12}CO com resolução $< 1''$, o que corresponde à $< 10-50$ pc (ver o projeto NUGA por García-Burillo et al. 2003), e através de transições ro-vibracionais H_2 , as quais traçam o gás quente ($T \approx 700 - 2000$ K), com resolução similar. Perto do núcleo, 90% dos AGNs apresentam emissão molecular H_2 (Rodríguez-Ardila et al., 2004, 2005) distribuídos em estruturas próximas a discos; e abaixo de um raio < 25 pc, a razão entre velocidade de rotação e velocidade de dispersão é $V_{rot}/\sigma = 0.8 \pm 0.3$ (Müller-Sánchez et al., 2013), o que significa que nesta região a cinemática do gás é dominado por movimentos turbulentos de um disco espesso. É importante enfatizar que o toro é diferente da distribuição de escala ~ 30 pc dos discos espessos observáveis, os quais tem um pequeno fator de cobertura de $\sim 1\%$. É preciso estar mais próximo ao núcleo para corresponder ao obscurecimento requerido (Hicks et al., 2009).

Como há presença abundante de gás molecular nuclear, geralmente distribuído em forma de discos turbulentos, poderia se esperar que houvesse um certo grau de “organização” na sua distribuição. Tem-se verificado, no entanto, que há um vasto número de morfologias para o gás molecular nestas regiões, cuja característica em comum é a aglomeração do gás em nuvens compactas ao redor do núcleo. Entender a sua origem certamente elucidaria muito sobre algum eventual processo de escoamento de gás, uma vez que parecem possuir momentos angulares distintos da estrutura de disco da galáxia. Além disso, o fato de que existam moléculas coexistindo com espécies de ionizações muito maiores, inclusive linhas coronais (como será mostrado para NGC 1068), é a evidência de que há uma íntima correlação com o *outflow* do AGN e o gás neutro. Isto sugere fortemente que este mesmo gás possa ser a origem de algumas das estruturas observadas em outras

linhas de emissão. Se for esta uma constatação comum para estas regiões, ajudaria a restringir quanto do gás estaria, de fato, sendo ejetado do núcleo e quanto seria proveniente de material já presente a sua volta.

Como não há correlação visível entre os planos ocupados pelo disco de acreção, o toro, os discos nucleares e da própria galáxia, as interações do gás com o jato devem ser, supostamente, muito comuns e de uma forma mais dramática que o Modelo Unificado prediz.

Soa de maior interesse investigar a origem de tais nuvens moleculares e o seu papel na formação das linhas de emissão ionizadas. Tal foco, pode-se dizer, é o objetivo principal desta tese, tal como tem revelado o estudo das galáxias NGC 6951 e NGC 1068.

1.1.13 Espectroscopia no infravermelho próximo

Como a absorção de fótons pela poeira, no infravermelho, é ~ 10 vezes inferior ao óptico ($A_K = 0,112A_V$), observa-se regiões muito mais profundas e densas no meio interestelar. A região do espectro coberta pelas bandas *JHK* incluem tanto linhas de alta ionização: He I, [Ca VIII] $\lambda 2,32 \mu\text{m}$, [Si VI] $\lambda 1,96 \mu\text{m}$, [Al IX] $\lambda 2,04 \mu\text{m}$, como baixa ionização: linhas de recombinação do H e as transições rotacionais e vibracionais do H_2 , bem como bandas do CO de absorção estelar. A largura de algumas destas linhas ainda permite diferenciar a BLR da NLR e, portanto, classificar a galáxia de acordo com esse diagnóstico.

Tais linhas de emissão abrangem uma diversidade ampla de potenciais de ionização, o que permite perscrutar a relação entre diferentes componentes de gás, detectando, por exemplo, linhas coronais na emissão de Si, regiões parcialmente ionizadas no Fe e o gás molecular. Este último com particular interesse, uma vez que se aproxima mais de um eventual processo de escoamento de gás para o AGN. Tais processos físicos caracterizam discos e nuvens de gás molecular próximos do núcleo e a porção ionizada da NLR, geralmente associada a *outflows*.

A emissão do contínuo no infravermelho, em AGNs, é principalmente proveniente pelo reprocessamento da radiação por grãos de poeira que absorvem energia de uma fonte intensa no óptico e UV e reemitem através de transições vibracionais e rotacionais das moléculas, que por sua vez, se formam na superfície destes grãos. O contínuo abaixo de $1 \mu\text{m}$ em AGNs é atribuído essencialmente à emissão pelo disco de acreção e acima desse valor

acredita-se que seja produzido pela poeira quente localizada no toro, a região obscurecida em volta do núcleo. A temperatura de corpo negro resultante da componente quente do toro está na faixa de 1100 – 1700 K, que compreende valores típicos para a sublimação da poeira para a maioria das composições dos grãos do meio interestelar. A emissão de H_2 , por exemplo é comumente atribuída a gás em equilíbrio térmico, com temperaturas na faixa dos 2000 K, portanto a molécula sobrevive a temperaturas ligeiramente mais altas que a poeira.

Em relação às linhas de emissão nesta faixa espectral, Reunanen et al. (2002) mostraram que em Seyferts 2 a linha de [Fe II] $1,64 \mu m$ é geralmente mais forte que as emissões em $Br\gamma$ e H_2 e Rodríguez-Ardila et al. (2004) concluíram que estas linhas se originam em regiões diferentes devido suas várias larguras, constatando que em 91% de uma amostra com 22 fontes, sendo a maioria Seyferts, há emissão de H_2 cuja excitação tem origem térmica. Os autores também encontraram uma correlação entre $H_2(2,12 \mu m)/Br\gamma$ e $[Fe II]/Pa\beta$ que pode ser útil para distinguir estes objetos de acordo com sua atividade nuclear.

Há também uma contribuição significativa de emissão de estrelas vermelhas, cuja cinemática é principalmente inferida pela absorção de ^{12}CO (2-0), com bandas espectrais presentes entre 1 e 3 μm . O tipo mais representativo para o contínuo em 2 μm é o tipo M ou supergigantes K/M. O perfil observado é, em uma aproximação, a convolução das estrelas que dominam a absorção e o perfil de velocidade na linha de visada, portanto a cinemática é determinada comparando-se o espectro convoluído com o de uma população estelar. Em galáxias com significativa contribuição do infravermelho no contínuo, as bandas de CO ficam menos profundas, comprometendo mais a caracterização das populações estelares que a cinemática em si.

Um das linhas de emissão mais intensas na banda H e K é a do [Fe II] $\lambda 1,644 \mu m$, e seu mecanismo de excitação está provavelmente associado com colisões com elétrons livres no gás com temperaturas da ordem de $10^3 - 10^4$ K. O potencial de ionização do [Fe II] é apenas de 16,2 eV, e se espera que esta emissão seja produzida pela fotoionização por raios-X e por choques impulsionados por remanescentes de supernovas ou pela interação do jato com o gás na NLR. Já a linha de recombinação do Hidrogênio $Br\gamma$ $\lambda 2,16 \mu m$ é, na presença de estrelas jovens, produzida principalmente por fotoionização nas esferas de Strömgren em volta de estrelas tipo O ou B. Na ausência de populações estelares mais jovens, e

nas proximidades do AGN, o mecanismo de ionização mais forte passa a fazer parte da dinâmica da NLR, ditada em sua maioria pelo *outflow* central. Para a emissão molecular, a assinatura mais proeminente das transições do H_2 é emitida na linha $(1-0) S(1) \lambda_{2,12} \mu m$ e indica basicamente a localização do gás molecular quente, com temperaturas em volta de $\approx 2000 K$. Existem três mecanismos que podem excitar o H_2 até essa temperatura: fluorescência no UV em regiões de fotodissociação (PDR - *Photo-dissociation Region*), (Black e van Dishoeck, 1987), excitação colisional por frentes de choque (Hollenbach et al., 1989) e iluminação por raios-X (Maloney et al., 1996). Usando as intensidades relativas das diversas transições rotacionais e vibracionais da molécula de H_2 pode-se, em princípio, distinguir entre os modos de excitação.

O fato de alguns AGNs não apresentarem linhas de emissão na banda K não é inesperado e é decorrente do fato desta faixa do espectro, na ausência de gás molecular, não possuir linhas de baixa ionização.

A cinemática do gás é geralmente difícil de ser interpretada, uma vez que ela pode ser perturbada por forças não gravitacionais, como choques, campos magnéticos, *outflows*, etc. Uma inequívoca velocidade kepleriana do gás para raios próximos do buraco negro só pode ser determinada em uns poucos casos, tal como observações na linha de maser da água em NGC 4258 por Miyoshi et al. (1995).

Historicamente a espectroscopia óptica era feita através de fendas simples. Com isso se obtinha espectros unidimensionais, em certos casos com resolução espacial ao longo da fenda. Hoje, com os IFUs (*Integral Field Units*) obtêm-se espectros 3D, com duas dimensões espaciais e uma espectral. Isso permite estudos de cinemática e ionização com precisão sem precedente. A obtenção de mapas de rotação e outras cinemáticas mais complexas através do cubo de dados, seja por linhas de emissão do gás ou por absorção estelar, acrescentou uma riqueza de dados que só era vista à custa de muito tempo de uso em telescópios. Agora o desafio parece ser aprender a lidar com esta enorme quantidade de dados e no desenvolvimento e padronização de técnicas de análise.

1.1.14 As galáxias analisadas nesta tese

Antes de adentrarmos na descrição dos instrumentos utilizados e, em seguida, nas galáxias analisadas, resume-se nas Tabelas 1.4, 1.5 e 1.6 as principais características pelas

Tabela 1.4 - Tabela de “popularidade” das galáxias analisadas, e de algumas das galáxias mais citadas na Astronomia, para comparação. As características mais marcantes são mencionadas na última coluna.

Galáxia	n° artigos	conhecida por...
M 31 (Andrômeda)	6381	a maior galáxia próxima (prop.)
Via Láctea	6263	deixa eu pensar...
NGC 4151	800	a Seyfert 1 mais próxima
NGC 1068	682	a Seyfert 2 mais próxima + nova arquitetura central
Cen A	185	o maior e mais próximo jato
M 104 (Sombrero)	150	tem um disco “estiloso”
NGC 6951	40	+ feeding-feedback conectados
NGC 5102	27	SO com estrelas azuis + Seyfert 1?
NGC 5929	23	estudos da excitação do gás
IC 1459	16	disco em contra-rotação + cones de ionização
Galáxias analisadas + resultados da tese		

Tabela 1.5 - Tipos e onfigurações instrumentais das galáxias, na ordem em que são analisadas.

Galáxia	Classificação	Instrumento	Banda espectral	Escala píxel ^a	Dados
NGC 6951	Sy 2/SAB(rs)bc	NIFS	K	1	observada
NGC 1068	Sy 2/(R)SA(rs)b	SINFONI & NIFS	HK	1 & 2	arquivo
IC 1459	LINER/E3	SINFONI	K	1	arquivo
NGC 5102	<i>pos-starburst</i> /S0	SINFONI	K	2	arquivo
NGC 5929	Sy 2/Sab	NIFS	JK	1	arquivo
^a Escala (1) de $0''.1 \times 0''.05$ e (2) de $0''.025 \times 0''.0125$					

quais são conhecidas e, conseqüentemente, o porque costumam ser citadas na literatura, bem como suas configurações de observação. Algumas galáxias “famosas” são citadas para efeito de comparação. A “popularidade” é baseada na busca por artigos contendo o nome da galáxia em seu título. A galáxia mais popular é Andrômeda, embora certamente não se esteja contando todos os objetos estudados dentro da Via Láctea. Por sua vez, de acordo com esta reduzida tabela, IC 1459 parece ser a que menos resultou em novidades ao longo dos anos.

Para quase todas as galáxias há um (ou mais) resultado novo, embora o resultado para NGC 5102 esteja no limite da detecção. NGC 5929 no entanto, parece “retirar” algo novo, contradizendo uns dos resultados recentes na literatura.

Tabela 1.6 - Distância e resolução espacial (por píxel) para cada uma das galáxias analisadas, de acordo com as configurações listadas na Tabela 1.5.

Galáxia	Distância (Mpc)	Resolução espacial (pc)
NGC 6951	24,1	5,8
NGC 1068	14,4	3,5 & 0,9
IC 1459	30,3	7,3
NGC 5102	3,5	0,2
NGC 5929	38,5	9,3

1.1.14.1 Quais perguntas busca-se responder?

Em uma era de grandes mapeamentos multi-comprimento de onda, à primeira vista poderia sugerir que o estudo detalhado de galáxias individuais pouco tem a dizer. No entanto, diluído em propriedades globais de resultados para amostras robustas, cada AGN revela um ambiente único para se analisar parte dos processos físicos envolvidos e pouco compreendidos dentro do seu conjunto de fenomenologias. Como exemplo, a região resolvida compreendida pela NLR, no que diz respeito em como se dá a excitação das mais variadas linhas de emissão, como suas componentes de gás são aceleradas no *outflow* e quais as suas origens. Restringir tais respostas visa entender o mecanismo central e o papel do *feedback* em AGNs, uma vez que a tão estabelecida conexão SMBH-galáxia deixou poucas pistas de como ocorreu sua co-evolução.

A amostra de cinco galáxias foi escolhida para abranger diferentes tipos de AGNs, mas sem uma proposta específica que viesse a unir certas características em comum, muito menos no âmbito de ser estatisticamente relevante. São galáxias que, em sua maioria, possuem análise no óptico, seja pelo meu grupo de trabalho ou pela literatura, e apresentaram um interesse em particular quanto a cada enfoque dado em seus devidos capítulos, ou seções, motivados por estas análises precedentes. A galáxia NGC 5929, no entanto, foi parcialmente analisada devido a uma curiosa detecção divulgada na literatura. Todos os objetos compartilham da motivação de se aplicar uma metodologia acurada de processamento de dados.

A alta resolução espacial, aliada à observações no infravermelho, permite um formidável ponto de partida para se responder tais questões. Em especial, foca-se na interação jato-gás e suas possíveis implicações para a dinâmica central, chegando a sugerir um mecanismo alternativo de aceleração do gás na NLR, como visto em NGC 1068 e, em menor grau, em

NGC 6951.

Este trabalho visa também mostrar como características importantes podem ser reveladas aplicando-se a cuidadosa metodologia aqui explicada, extraindo informações que não foram vistas com técnicas usuais (três de quatro galáxias de dados de arquivo aqui analisadas não tiveram resultados publicados) e reforçando seu uso no tratamento de cubos de dados. Detecções como a presença de linhas largas, de cones de ionização, gás molecular nas vizinhanças do núcleo, desvios entre o centro fotométrico do bojo e a posição do SMBH e correlações do contínuo com relação à presença de poeira e do *featureless-continuum* do AGN são exemplos de informações extraídas pela técnica da tomografia PCA (explicada no capítulo seguinte) e encontradas nas análises realizadas aqui.

1.1.14.2 Organização da tese

Introduz-se a problemática do atual panorama da aquisição de dados, com seus enormes volumes de informação, e as técnicas desenvolvidas ou aprimoradas para se analisar este mais recente tipo de dados que são os derivados da espectroscopia de campo integral.

Como a análise das galáxias NGC 6951 e NGC 1068 foram extensivamente detalhadas, cada uma dispõe de um capítulo próprio, estruturados de uma forma que o leitor reconhecerá como antecedendo o formato usual de artigos. Os demais AGNs são dispostos em um único capítulo denominado “Outras galáxias”, por apresentarem uma análise naturalmente mais sucinta.

Finalmente são apresentadas as conclusões, individualmente sumarizadas para cada galáxia e, à luz de todos os resultados, as contribuições deste trabalho.

Métodos observacionais e de análise de dados

2.1 Introdução

Poder-se-ia começar a descrever de imediato neste capítulo as técnicas que foram exaustivamente testadas e utilizadas, como decorre naturalmente desta Seção. No entanto, começo com uma pergunta: o que, e como, precisa-se estudar e analisar para caracterizar uma região tão pequena, se comparada com a escala global da galáxia?

Sabemos que a expressão “maior resolução” surte um efeito quase que extasiante e inevitável na mente de todos astrônomos observacionais (e o deveria, nos teóricos). É evidente o progresso da Astronomia, ao longo dos anos, decorridos do avanço tecnológico de seus instrumentos, uma correlação que, à primeira vista, mantém-se intacta. Afinal, quanto mais detalhes, mais precisas ficam as definições. No entanto, muito mais importante que se adicionar mais pontos em um gráfico com possíveis correlações, é questionar a real física por trás de tal “coleção”. O intuito deve ir muito além de se adicionar “casas após a vírgula”.

Em pouquíssimos anos, a quantidade de dados se tornou tão arrebatadora que naturalmente tende-se a negligenciar muitas informações contidas neste vasto número de observações. Portanto, igualmente relevante se faz a produção de ferramentas otimizadas de análise e a sua padronização dentro da Astronomia. Está-se em uma época que carece de tais medidas. A introdução da espectroscopia de campo integral, por exemplo, tem permitido um avanço que antes só era parcialmente possível após os esforços de se unir o resultado das análises de espectros com o imageamento dos objetos, de forma não simultânea e limitada. E através dos cubos de dados, o que antes se precisava estudar separadamente, agora revela não só o que era somado nos resultados anteriores, mas uma

faceta da física destes objetos mais robusta e com correlações antes imperscrutáveis. Seja da cinemática do gás e das estrelas ou dos possíveis efeitos de alimentação do buraco negro e seu papel em moldar a região central das galáxias, a comunidade astronômica está plenamente “alimentada” de dados, mas ainda decidindo se este será um “*outflow*” de novas informações, ou de dados não devidamente analisados.

2.2 Espectroscopia de campo integral (IFS) no infra-vermelho

Este tipo de técnica, que normalmente atua em conjunção com um módulo de óptica adaptativa (AO, em inglês), resulta em um cubo de dados que combinam duas dimensões espaciais e uma terceira, espectral (x,y,λ) , permitindo o estudo simultâneo de imagens e espectros. Aliado a observações no infra-vermelho próximo há a vantagem de se cobrir uma grande diversidade de potenciais de ionização nas linhas de emissão passíveis de serem detectadas. Tal fato permite o estudo de como se relacionam as diferentes componentes de gás, delineando, por exemplo, as linhas coronais de Si, as regiões parcialmente ionizadas em Fe e o gás neutro de H₂.

No que diz respeito aos AGNs, isto implica na possibilidade de se detectar estruturas de discos e nuvens de gás molecular, bem como as variadas morfologias apresentadas pela NLR, determinando em última instância o papel do *feedback* dos AGNs em forma de *outflow*. É possível ainda fazer uso de técnicas como a síntese espectral, utilizando-se das bandas de absorção estelar para derivar a sua cinemática e distribuição das diferentes populações.

A importância da combinação da IFS com observações nessa faixa espectral se reflete no planejamento e construção da próxima geração de instrumentos com esta característica a serem acoplados em telescópios como o GMT, ELT e o JWST.

2.2.1 O IFS do SINFONI - VLT

A combinação do sistema de óptica adaptativa (um clone do MACAO: *Multiple Application Curvature Adaptive Optics*) desenvolvido pelo ESO (*European Southern Observatory*) e um espectrógrafo de campo integral para o NIR (SPIFFI: *Spectrograph for Infrared Faint Field Imaging*) projetado e construído pelo MPE (*Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics*) é simultaneamente definida como SINFONI (*SINgle Faint Object Near Infrared*

Tabela 2.1 - Especificações físicas do SINFONI na banda K .

Banda K 1,95 – 2,45 μm					
Dispersão 0,25 nm/pixel FWHM \approx 2 píxeis					
Escala (mas)	Campo de Visão (arcsec)	Magnitude Limite	Resolução Espectral	Resolução Espacial (píxeis)	Resolução Espacial (mas)
250	8×8	17,9	4490	1,96	490
100	3×3	18,8	5090	1,73	173
25	$0,8 \times 0,8$	18,3	5950	1,48	37

Investigation) e está montado no observatório do ESO no telescópio U4 do VLT (*Very Large Telescope*).

Na banda K em $\lambda 2,25 \mu\text{m}$, $R = 5950$ para 25 mas/pixel fornece um $\Delta\lambda$ de aproximadamente 5 Å. Obedecendo ao critério de Nyquist, os píxeis espectrais no CCD permitem uma separação espectral de 2,5 Å, que diz basicamente que um sinal deve ser amostrado no mínimo com o dobro da sua frequência original. Tal critério é igualmente satisfeito na amostragem espacial, que possui uma resolução no limite de difração de 0,057 arcsec. A tabela 2.1 apresenta as especificações do telescópio para a banda K no SINFONI, embora as configurações sejam semelhantes nas outras bandas.

O instrumento consiste de três componentes básicos:

1. Pré-óptica: tem como objetivo mudar o foco/tamanho do campo de visão da imagem sobre o *image slicer*, promovendo diferentes escalas de pixel. São 3 as magnificações: de $17,8\times$, $4,45\times$ e $1,78\times$, que equivalem a escalas de píxeis de 0,025 arcsec/pixel, 0,1 arcsec/pixel e 0,25 arcsec/pixel.
2. *Image Slicer*: separa os feixes de luz do campo integral em uma fenda. É composto do *small slicer* (32 slices com 300 μm de largura cada) e do *big slicer*. Todas suas superfícies refletoras são feitas de espelhos planos.
3. Espectrógrafo: é onde a luz da pseudo-fenda é colimada por 3 espelhos para ser difratada por um dos 4 filtros disponíveis (J , H , K , $H + K$). Com um ângulo de *blaze* centrado na banda, o espectro é direcionado para um o detector Rockwell Hawaii II de 2048×2048 píxeis.

Para um *seeing* mediano de 0,69 no Paranal e para massa de ar igual a 1,0 a transmissão do módulo de AO e do telescópio é de 80%, do SPIFFI é de 32% e do detector (que é dependente do comprimento de onda) é por volta de 60%, fornecendo uma transmissão final de $\approx 15\%$. A imagem final não degrada o Strehl por mais de 3%, em todas as bandas, o que é uma constatação formidável, considerando-se que, na prática, mantém-se quase inalterada a resolução espacial especificada.

O fato do NIR possuir um aproveitamento melhor em relação à correção de óptica adaptativa é inerente à construção deste instrumento, onde o seu desempenho aumenta com o comprimento de onda. No entanto, além de $\lambda 2,2 \mu\text{m}$ o fundo térmico introduzido pelo telescópio e pela atmosfera também aumenta consideravelmente o nível de ruído. Existe, portanto, um compromisso entre esses dois aspectos, de tal forma que a faixa espectral coberta pelo infra-vermelho é a mais apropriada para atingir resoluções no limite de difração do telescópio, se utilizado com a escala menor de píxel.

Por fim, levando-se em conta os principais vieses de se acoplar um instrumento altamente preciso em uma estrutura sujeita à todo tipo de movimento, vibração e deformação, os erros combinados fornecem um deslocamento total de $\approx 20 \text{ mas/hr}$ da imagem. No entanto, o erro dominante é proveniente da limitação dos sensores de comprimento de onda, concluindo-se que nem um instrumento infinitamente rígido poderia alcançar estabilidades da ordem de 10 mas/hr . O impacto disso se reflete em uma redução do tempo de exposição, o que compromete o desempenho do instrumento no modo de alta resolução espacial (25 mas/pixel), limitado pelo ruído de leitura do detector. Para contornar essa limitação fazem-se várias exposições, intercalando com observações de céu. A meta do observatório é de não degradar o Strehl por mais de 20% em uma única exposição. Afim de se garantir a qualidade dos dados, o tempo de exposição na banda K não deveria ultrapassar de 3 horas.

2.2.2 O IFS do NIFS - Gemini Norte

O espectrógrafo de campo integral do telescópio Gemini Norte, NIFS (*Near-Infrared Integral Field Spectrograph*) também foi projetado para operar no limite de difração, acoplado ao módulo de AO ALTAIR (*ALTitude conjugate Adaptive optics for the InfraRed*). As correções feitas pelos atuadores são feitas em uma frequência de 1 kHz, aproximada-

Tabela 2.2 - Especificações físicas do NIFS na banda K .

Banda K 1,99 – 2,40 μm				
Escala (mas)	Campo de Visão (arcsec)	Magnitude Limite	Resolução Espectral (R)	Resolução Espacial (mas)
100	3×3	18,5	5290	0,1 com AO

mente uma ordem de grandeza superior em relação às mudanças atmosféricas. O uso de uma NGS garante bons resultados tendo preferencialmente um brilho maior que 12 mag e mesmo a uma separação de 7 arcsec é previsto que o Strehl degrade em 50%. No modo de LGS, mesmo com uma estrela brilhante para correção de *tip-tilt*, o Strehl não ultrapassa 20%, ambos na banda K .

O campo de visão do NIFS é de $3'',0 \times 3'',0$, com uma escala fixa por pixel de $0'',103$ entre os slices e $0'',043$ ao longo deles. Possui uma resolução espectral semelhante ao SINFONI, na banda K , com $R = 5290$ (Tabela 2.2).

A óptica do NIFS difere um pouco do SINFONI, embora ambos sejam compostos por um *image slicer* (com 29 espelhos esfericamente côncavos no NIFS e 32 espelhos planos no SINFONI). Ao invés de redistribuir os feixes em um padrão “parede de tijolos” como no SINFONI, utiliza-se um conjunto de espelhos convergentes chamados *pupil mirrors* no lugar do *large slicer*, reduzindo a divergência causada pelo *small slicer* e evitando que haja cruzamento dos feixes antes que cheguem ao colimador, de modo a permitir que a fabricação dos *slicers* seja mais viável. Os *field mirrors* evitam ainda a divergência causada pela proximidade das imagens no novo plano focal. O motivo da escolha desta óptica deve-se ao fato de se evitar as distorções causadas por feixes que se abrem em forma de leque, tratando cada componente como se estivesse em um único eixo óptico, a partir dos *pupil mirrors* (Content, 1997).

O NIFS opera próximo do limite de difração ($\text{FWHM} \approx 0'',06$ na banda K), com uma resolução de $0'',1$. Para uma amostragem espacial bem ajustada ao limite de difração, o pixel espacial deveria ser de $\approx 0'',025$.

2.3 A óptica adaptativa

Vale descrever brevemente o impacto da óptica adaptativa que foi utilizada integralmente nas observações analisadas na presente tese. Não se poderia falar do efeito que a sua aplicação possui sobre os dados sem discutir o efeito que a atmosfera tem sobre a luz que a atravessa.

Devido a diferenças de temperaturas, distribuídas e deslocadas por movimentos de massas de ar turbulentas na atmosfera, induzem a flutuações espaciais e temporais no índice de refração do ar, causando então, flutuações no caminho óptico da luz que a atravessa. Quanto mais fraco for o objeto a ser observado, mais drástico será este efeito, uma vez que exigirá tempos de exposição mais longos. Na prática, a frente de onda é deformada devido ao atraso aleatório de fase causado por diferentes caminhos ópticos ao longo da sua propagação. Tais efeitos são imprevisíveis em uma margem de décimos de segundos. Uma frente de onda demora aproximadamente 1 milésimo de segundo para atravessar a atmosfera, de modo que em torno de 100 frentes de onda chegam na superfície antes da atmosfera mudar significativamente. Uma correção nas distorções de sua trajetória deve ser, no mínimo, tão precisa quanto o tempo de mudança das camadas de turbulência. Tal correção significa medir a diferença de fase com que ela intercepta o detector e, em um tempo 2 a 3 ordens de magnitude inferior ao tempo de variação da atmosfera, deformar este mesmo detector afim de compensar as mínimas diferenças de desvios que os fótons sofreram quase que instantaneamente. O sistema de correção da óptica adaptativa é, por isso, dito um sistema de *closed-loop*. Esse mecanismo compensa, teoricamente, todas as aberrações introduzidas pela atmosfera para um *seeing* de até 1".

Idealmente, a correção seria feita comparando-se as distorções do objeto com as de um alvo pontual, através de uma NGS (*Natural Guide Star*), dada uma distância angular máxima da estrela do objeto para que as distorções em ambos sejam aproximadamente iguais. A probabilidade de encontrar tais estrelas é menor que 1% em todo céu. Para contornar essa limitação, faz-se uso de uma LGS (*Laser Guide Star*) cujo feixe produz uma emissão pontual ao reagir com o Sódio na mesosfera, a 90 km de altitude. O valor de Strehl alcançado usando LGS e uma estrela *tip-tilt* a 40 arcsec do alvo é só metade do que se conseguiria com o caso de uma NGS.

Ressalta-se que uma das grandes vantagens em se fazer espectroscopia de campo integral

reside na igualdade de condições para todo campo, permitindo que seja aplicado o processo de deconvolução em cada imagem do cubo de dados, e que limitava a análise quando se faziam várias exposições correspondentes as mudanças de posições das fendas no telescópio.

Para a observação de galáxias, que são objetos extensos, pode-se ainda usar o próprio núcleo caso este possua uma emissão brilhante o suficiente. A seguir se discute quando há a possibilidade do uso de uma PSF extraída de alguma característica presente no próprio cubo de dados, afim de se atingir o melhor resultado possível em um processo de deconvolução.

2.4 A Point Spread Function (PSF) - SINFONI & NIFS

Como a luz de um ponto vai, inevitavelmente se espalhar ao redor desse ponto devido aos efeitos descritos na seção acima, é impossível usar algum modelo predefinido de PSF devido à quantidade de parâmetros envolvido. Tem-se verificado, ao longo do período de mestrado e doutorado, que esta correção introduz um halo na PSF (provavelmente causado por um desempenho radial diferencial) e que, mesmo para valores de *seeing* muito semelhantes os resultados diferem enormemente, mostrando que tal correção não opera de forma perfeita nem é constante nas mesmas condições de observação.

Portanto, o ideal sempre é extraí-la da própria observação quando o objeto, ou uma determinada emissão do seu espectro, são intrinsecamente pontuais. Infelizmente este é um caso que ocorre para pouquíssimos objetos, e como uma segunda opção usa-se como PSF alguma estrela observada logo antes ou depois da observação do objeto. Quanto menor for o tempo de exposição do objeto, mais precisa será essa aproximação, visto que a PSF muda significativamente em escalas de poucos minutos, uma vez que a correção da óptica adaptativa não é perfeita, nem para o caso ideal. Tal fato indica que o *seeing*, por si só, não é um bom parâmetro para se comparar PSFs, e suscita a necessidade de se definir uma grandeza mais representativa para a PSF após a aplicação da óptica adaptativa.

Um parâmetro mais robusto que o *seeing*, para quantificar a qualidade de uma PSF, é a razão de Strehl. A imagem pontual de um objeto sempre será espalhada de acordo com função de Airy, impondo um limite teórico para a observação de fontes muito próximas entre si. Embora o CCD seja projetado para amostrar a PSF no limite de difração, uma imagem astronômica terá sempre um espalhamento superior ao causado por este limite,

de modo que ele se torna uma referência de quão próximo de uma fonte pontual se chegou em uma observação (caso exista emissão pontual a ser analisada). O cálculo é feito normalizando-se os perfis da PSF e da função de Airy (definida para o comprimento de onda correspondente e para os parâmetros do telescópio) e dividindo-se as duas intensidades do máximo central, fornecendo a razão de Strehl, que será sempre menor que 1.

O processo inverso, de se reduzir o espalhamento de luz (atmosférico ou instrumental) conhecendo-se bem um PSF, é chamado de deconvolução, que será ainda tratado mais adiante neste capítulo. Basicamente, o limite da deconvolução em realizar este caminho inverso está na amplificação do ruído, de modo que na prática não se retornará exatamente à função de Airy.

Verificou-se para a escala de 100 mas/pixel, no SINFONI, que o Strehl medido para as estrelas de calibração praticamente não ultrapassam de 0,20. Observações do comportamento da PSF foram feitas por Drummond e Christou (2009) para o caso do Gemini e do Keck, operando com AO em uma escala semelhante a 100 mas/pixel. Foi concluído que existe uma componente gaussiana adicional nas PSFs medidas, embora fosse esperado que a soma de uma lorentziana (halo da PSF) e uma função de Airy (pico da PSF) modelasse bem os dados. Eles argumentam que a causa pode vir da vibração de alta frequência dos *cryocoolers* montados em outro instrumento atado ao telescópio. A hipótese de vibração se adequa perfeitamente bem aos resultados apresentados. Em uma escala quatro vezes maior que 25 mas/pixel o efeito da amplitude de vibração, que não afeta a escala menor, pode ser devastador.

Portanto, espera-se que o resultado da deconvolução para o SINFONI e o NIFS sejam semelhantes nesta escala de píxel. Teve-se a oportunidade de comparar tais desempenhos, com condições muito semelhantes, no caso de NGC 1068, que possui uma PSF extraída das observações. No caso de se comparar a banda K , na região próxima do comprimento de onda central ($2,2 \mu\text{m}$), o processo de deconvolução em ambos os instrumentos resulta em valores de Strehl similares, com uma sutil melhora para o SINFONI. No entanto, para cubos de dados na banda H o SINFONI teve resultados significativamente superiores. No capítulo para esta galáxia se discute em detalhes como foi efetuado todo o procedimento, desde a escolha da PSF ao cubo de dados deconvoluído.

2.5 Redução e calibração de dados do SINFONI e NIFS

2.5.1 Redução de dados do SINFONI

Os principais problemas em dados do SINFONI para serem resolvidos são:

2.5.1.1 Cálculo da linearidade

Linearity frames são obtidos para monitorar a resposta pixel a pixel do detector em função do fluxo para determinar quando eles se tornam não lineares. Sua aquisição é uma tarefa de rotina, feita aproximadamente a cada 20 dias e consiste de dois pares *lamp-on* e *lamp-off* para seis diferentes tempos de integração (1, 9, 18, 27, 36 e 45 segundos), totalizando 24 imagens.

O processo de detecção de píxeis não-lineares se dá da seguinte forma: para cada tempo de integração é feita a média das imagens *lamp-on* e subtraída da média das imagens *lamp-off*. Em seguida essa imagem final é dividida pelo respectivo tempo de integração, o que está expresso na fórmula abaixo:

$$\text{med_dit}_i = \frac{\text{median}(\text{frm}_{\text{on}}(i)) - \text{median}(\text{frm}_{\text{off}}(i))}{\text{DIT}(i)}, \quad (2.1)$$

onde DIT significa *Detector Integration Time*.

Obtém-se então uma imagem onde cada pixel tem unidade de ADU/seg para todas as seis exposições.

A maneira mais simples de quantificar a resposta dos píxeis é fazendo um gráfico para cada pixel da média de contagens das seis exposições multiplicado pelos diferentes tempos de exposição versus a média de contagens para cada tempo de exposição. Com estes 6 pontos se ajusta um polinômio de segundo grau com coeficientes C_0 , C_1 e C_2 . Vários tipos de *bad* píxeis são detectados: um mapa de *threshold pixels* (píxeis com intensidades além de um valor máximo); um mapa de *dead pixels* (píxeis com intensidades abaixo de um valor mínimo, ou abaixo de um dado C_0); um mapa de *trap pixels* (píxeis cujos valores se desviam para mais de um $\kappa\sigma$ da média dos valores de C_0 , onde κ é uma constante arbitrária e σ é o desvio padrão); um mapa dos píxeis não lineares (o mesmo para o coeficiente C_1), que representam tipicamente apenas 0,2% de todo detector e um mapa dos píxeis não quadráticos (o mesmo para o coeficiente C_2).

Esse mapa de *bad* píxeis é combinado com um mapa de referência (que marca como *bad* píxeis as primeiras e últimas quatro linhas e colunas do detector) e um mapa de *bad* píxeis determinado sobre a imagem de *master flat-field* para gerar um *master bad pixel map* (MASTER_BP_MAP). Lembrando que o *dark* (ruído térmico) é subtraído do objeto somente quando se subtrai a imagem de céu.

Se construída uma imagem com os valores do coeficiente C_0 ela será essencialmente uma imagem de *dark* (o valor que intercepta o eixo *med.dit*, ou seja, as contagens em um tempo de integração igual a zero). Fazendo-se o mesmo para C_1 , o coeficiente linear do ajuste, nos dá uma imagem equivalente ao *flat-field*, que representa o grau de sensibilidade pixel a pixel. A imagem de C_2 não tem análogo e é o mapa dos termos quadráticos do ajuste.

2.5.1.2 Cálculo da distorção

Distortion frames são obtidos para calcular as distorções ópticas causadas pelas imperfeições nos elementos ópticos ou nas suas posições. A partir deles também se calculam as distâncias entre os *slices* sobre o detector.

É usada uma única fibra luminosa posicionada no centro do primeiro *slice* e movida perpendicularmente até o último *slice*, num total de 75 imagens de 2 segundos de tempo de integração cada (*flats on/off*). O objetivo é unir essas imagens em um único “*flat* de fibra” que contenha assinaturas espectrais bem brilhantes (por isso a fibra percorre os *slices* em 75 imagens, não 32, que é o número de *slices*) afim de que se possa medir distorções nas curvaturas dos traços espectrais com grande precisão. Identifica-se o centróide de cada fibra e se faz um mapa das posições desses centróides ao longo da coluna (dimensão espectral). Um polinômio será responsável por ajustar as posições medidas comparadas com as posições ótimas de uma grade pré-definida.

Para medir as posições das bordas de cada *slices* uma imagem de lâmpada é usada. É identificada a linha mais forte do espectro para que, através de um método iterativo, seja encontrada a última coluna do *slice* (facilitado pelo padrão “parede de tijolos” que forma a imagem de cada *slice* deslocada do *slice* vizinho).

Após a correção da distorção uma distância média foi calculada ao longo da direção espectral. Para medir a distância de cada *slice* é feito um ajuste gaussiano para localizar

todos os centróides. Finalmente são encontrados 31 valores de distância que serão usados nas demais calibrações.

Novas imagens são tiradas uma vez a cada 30 dias, embora se espere que os valores calculados para as distâncias permaneçam constantes.

O produto dessa etapa será usado para criar um mapa de comprimento de onda e finalmente construir o cubo de dados.

2.5.1.3 Calibração em comprimento de onda

São necessárias duas imagens (*on/off*) da lâmpada específica para cada banda e uma tabela de referência indicando quais são os comprimentos de onda para que a imagem de lâmpada tirada próxima da hora de observação (corrigida de distorções, *bad* píxeis e *flat-field*) possa servir como mapa de referência.

É feita uma correlação cruzada das duas imagens para identificar apropriadamente as linhas e, seguindo a dispersão da imagem tirada no dia de observação, é criado um mapa com cada intervalo espectral entre os píxeis do detector.

2.5.1.4 Construindo o cubo de dados

A luz do objeto é focalizada primeiramente no *small slicer* do SINFONI, que consiste em 32 *slices* cobertos com uma camada de ouro e empilhados com ângulos de reflexão diferentes entre si. Cada *slice* tem a sua face inclinada por um determinado ângulo, tal que cada feixe alcance um espelho do *large slicer*, que também é plano. Eles são arranjados semelhantes a uma “parede de tijolos” formando uma superfície hiperbólica. Pelo fato do *large slicer* estar empilhado, a redistribuição dos feixes em uma fenda longa é defasada e acarreta um deslocamento dos *slices* no detector. Este deslocamento facilita a detecção de suas bordas, o que inclusive é um artifício usado em um algoritmo da redução de dados.

É importante notar que a magnificação da pré-óptica é anamórfica e o pixel espacial (equivalente à espessura do *slice*) corresponde a 2 píxeis sobre o detector, fazendo com que a dimensão final do cubo seja $(32 \times 2) \times 64$ (ver Fig. 2.1).

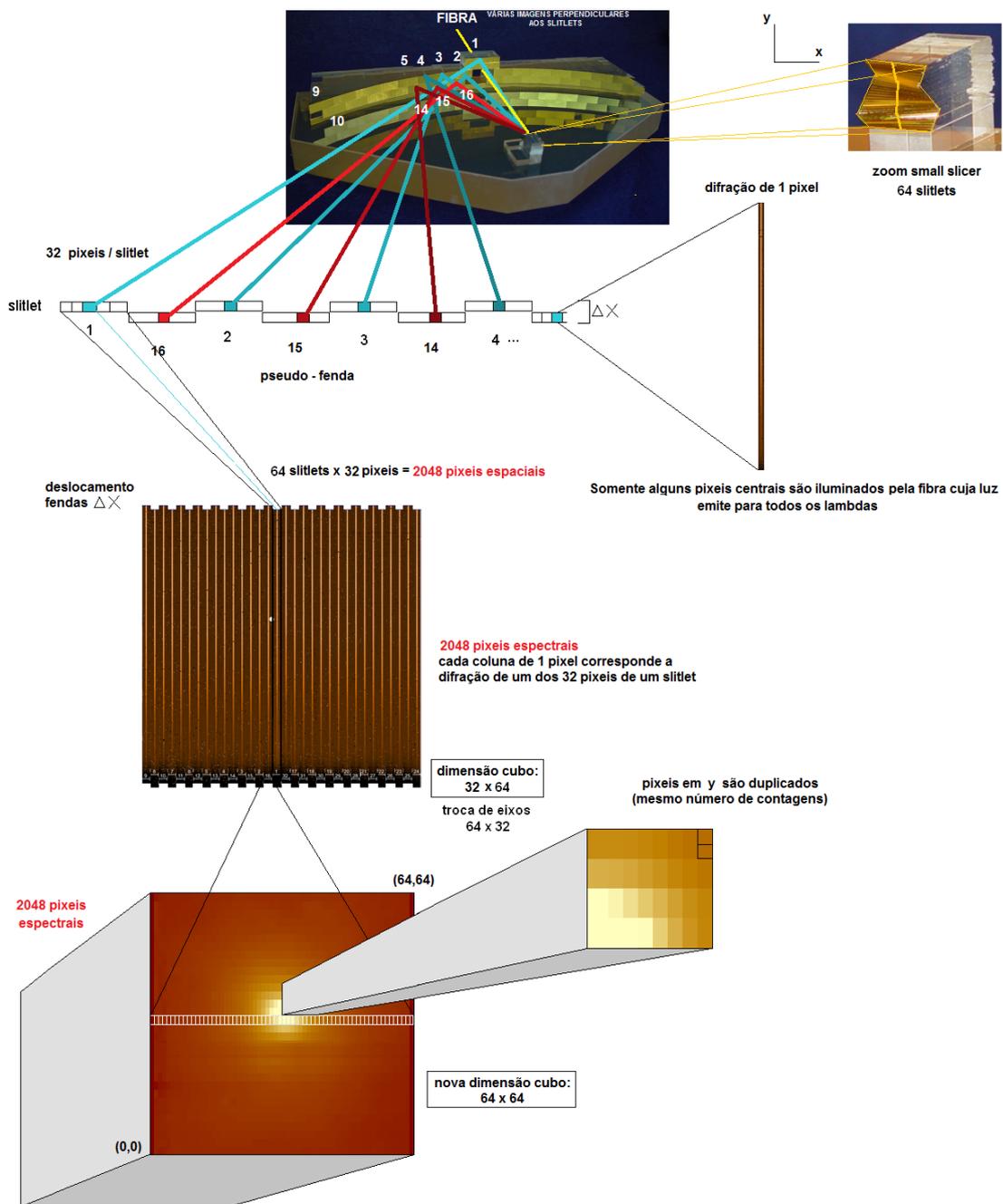


Figura 2.1: Esquema da montagem do cubo de dados do SINFONI - VLT, desde a entrada da luz no espectrógrafo até a construção de um cubo de dados no formato 3D como processo final da redução de dados.

2.5.2 Redução de dados do NIFS

Há três diferentes scripts disponíveis, escritos em linguagem IRAF, que incluem a redução de todos os dados necessários para a análise das imagens obtidas com o instrumento NIFS do telescópio Gemini Norte, a saber: *Calibrations*, *Telluric* e *Science*.

As aquisições de imagens se resumem em: dados de ciência, estrela para calibração de absorções telúricas e as calibrações diárias. Imagens de *flat* corrigem diferenças na transmissão de cada *slice* e na sensibilidade pixel a pixel, além de localizarem os espectros sobre o detector. Imagens de *Ronchi Mask* são utilizadas para determinar as distorções espaciais e as de *Arc Lamp* são feitas utilizando-se lâmpadas com assinaturas espectrais bem determinadas a fim de promoverem uma acurada calibração em comprimento de onda. Logo após cada uma das imagens são tirados os respectivos *darks* (para subtração da corrente de escuro).

Para localizar um espectro se usa um arquivo com as posições padrões, o *Mask Definition File* (MDF), que fornece a localização dos *slices* sobre o detector. A tarefa *nfpprepare* vai comparar a posição dos píxeis espectrais em todas as imagens tiradas atribuindo um deslocamento em x e y em relação à posição esperada. Essa informação é essencial para saber a localização dos espectros sobre o CCD.

O próximo passo é atualizar o header dos *flats* e *darks* com estes valores de deslocamento e gerar as extensões de variância (VAR) e qualidade de dados (DQ). A tarefa *nfpprepare* também é responsável por realizar estas mudanças. A geração de uma DQ identifica os píxeis quentes e defeituosos que serão excluídos posteriormente em processos que levem em conta as contagens de cada pixel. A tarefa *gemcombine* é então usada para combinar as várias imagens de *flat* e *dark*.

A partir daqui são extraídos os *slices* usando a tarefa *nsreduce*, cortando-os da imagem 2D com as posições conhecidas e é aplicada uma calibração em comprimento de onda de primeira ordem, não tão precisa, afim de ajustar as colunas espectrais de cada *slice*. Tem-se agora um total de 87 imagens: 29 com extensão VAR, 29 SCI (ciência) e 29 DQ. Cria-se, com a tarefa *nsflat*, um *flat* para cada *slice* (lembrando que o *flat* total normalizado já havia sido gerado). Estas imagens não possuem assinaturas espectrais, e dizem unicamente como varia a sensibilidade de todos píxeis espectrais entre si, isto é feito dividindo cada espectro do mesmo *slice* pelo espectro médio do mesmo. Esta mesma tarefa produz um mapa de *bad* píxeis das imagens de *dark*. A tarefa *ns slitfunction* é encarregada de verificar as variações de sensibilidade entre cada *slice* através do ajuste de uma função (por padrão, de terceiro grau) na direção espacial para promover outra normalização nesta direção. Se essa última verificação não fosse feita, imaginando *slices* que possuam sempre a metade

da sensibilidade, a imagem final manteria esse padrão que é essencialmente instrumental. Esta imagem de *flat* final leva em conta ambas as informações espectrais e espaciais.

Neste ponto faz-se a calibração em comprimento de onda bem mais eficientemente, repetindo as tarefas *nfpprepare*, *gemcombine* e *nsreduce* nas imagens de lâmpada. Identifica-se as linhas pertinentes à determinada lâmpada de modo automático (de preferência acompanhando essa detecção em cada parte do espectro) e se determina a função de dispersão para cada *slice*.

O passo seguinte envolve a correção por distorções espaciais, tanto ao longo dos *slices* como possíveis intervalos entre eles sobre o detector. As posições de referência estão em uma imagem chamada *Ronchi mask*, que consiste de vários picos em intensidade ao longo do *slice*, originalmente alinhados, usados para localizar eventuais distorções. A tarefa responsável por esta correção é a *nfsdist* e recomenda-se fazer primeiro a calibração na própria imagem de *Ronchi mask* para ver se a identificação destes picos está correta. Feito isso se encerram os procedimentos necessários de calibração antes de se reduzir propriamente as imagens de céu, da estrela para remoção de absorções telúricas e dos dados de ciência.

Segue-se reduzindo a imagem da estrela telúrica primeiramente com a tarefa *nfpprepare* e depois se utiliza a tarefa *gemcombine* para criar uma mediana das imagens de céu e subtrai-se a imagem resultante da estrela telúrica com a tarefa *gemarith*. Aplica-se a tarefa *nsreduce* para cortar os espectros e aplicar a correção de *flat-field*. Eliminam-se os *bad* píxeis usando a tarefa *nfixbad* e deriva-se a transformação espectral e espacial para cada *slice* através do resultado de dispersão, pela tarefa *nswavelength* e da distorção, pela tarefa *nfsdist*, por meio da tarefa *nsfitcoords*. A tarefa *nstransform* é responsável por arranjar os espectros em medidas que se está acostumado, definindo para cada *slice* os intervalos espectrais em comprimento de onda e espaciais em arcsec. Tem-se agora basicamente um cubo de dados com a diferença que os dados não estão alocados em forma 3D.

Nesta etapa extrai-se um espectro da estrela, através da tarefa *nextract*, para cada pixel, dado um certo raio do seu centróide. Novamente, a tarefa *gemcombine* irá combinar em uma mediana os espectros 1D selecionados. Este espectro será usado para corrigir as absorções atmosféricas em todos os espectros individuais dos dados de ciência.

Partindo para os dados de ciência, repetem-se os procedimentos de redução aplicados

para a estrela telúrica, lembrando que geralmente há apenas um céu para cada um ou dois objetos. O espectro extraído anteriormente não só possui absorções atmosféricas como absorções intrínsecas da estrela que precisam, após normalizadas, ser eliminadas a mão no *splot*. Com o uso da tarefa *nftelluric* consegue-se visualizar ambos os espectros da estrela telúrica e o espectro dos dados de ciência, também normalizado, com o objetivo de ajustar dois parâmetros *shift* e *dscale*, a fim de produzir a melhor divisão nos espectros do objeto. O primeiro permite deslocar ligeiramente e o segundo em alterar a sua escala, esta correção está longe de ser perfeita pelo motivo de que as condições do céu não são as mesmas nos dois períodos de observação que, aliás, têm tempos de exposição diferentes. Isto muda significativamente o perfil das absorções atmosféricas.

Como os scripts não fornecem um modo de realizar a calibração em fluxo, utilizou-se um script com as tarefas *standart* e *sensfunc* aplicadas à estrela padrão escolhida (geralmente a própria estrela telúrica). Esta calibração consiste em ajustar um corpo negro ao espectro da estrela, cuja magnitude, tipo espectral, tempo de exposição e massa de ar são conhecidos. Posteriormente usou-se a tarefa *calibrate* para calibrar em fluxo os dados de ciência.

Finalmente, aplica-se a tarefa *nfcube* para criar o conjunto de dados em 3D onde se cria pixels quadrados com escala de pixel de saída padrão de $0'',05 \times 0'',05$.

2.6 Cubos de dados

O tamanho e quantidade de dados que estão sendo atualmente gerados, principalmente em grandes projetos de observação, tem requerido uma mudança de paradigma na análise de dados em astronomia. O complexo conjunto de dados, fundamentalmente derivado da alta sensibilidade e resolução espectroscópicas, tem gerado cubos de dados de dimensões que dificultam não somente a sua visualização, mas o tempo de análise e a transferência dos dados. Em suma, estes novos formatos de dados surgiram muito antes de se desenvolver uma metodologia otimizada para se extrair informação dos mesmos. O uso de técnicas e algoritmos tradicionais, frente à nova organização dos dados tornou-se impraticável ou obsoleto.

O problema é que o ritmo de desenvolvimento destas ferramentas continua não acompanhando o surgimento de cubos de dados cada vez mais robustos. Em consequência disso, muita informação continua sendo descartada como viés de não haver técnicas largamente

aceitas e otimizadas e, principalmente, não paramétricas, afim de se aproveitar a enorme quantidade de dados disponível. Sendo assim, cada grupo de pesquisadores tem usado sua própria rotina de análise, o que dificulta uma padronização e conseqüente aceitação de alguns resultados.

Com o intuito de ajudar a contornar este impasse nada trivial, desenvolveu-se um método não paramétrico baseado no largamente usado método de análise de componentes principais (PCA, em inglês), aplicado aos cubos de dados (Steiner et al., 2009). Ao final, um único cubo de dados pode ter sua dimensão reduzida a poucas correlações fisicamente significativas e, por exemplo, ocupar um espaço computacional drasticamente reduzido. Dois usuários, com os mesmos dados, chegarão exatamente ao mesmo resultado.

Dada a alta sensibilidade desta técnica, é necessário, antes de aplicá-la, submeter os cubos de dados reduzidos à uma rotina de tratamento de dados que visam tornar este último procedimento eficaz, impedindo-o de detectar correlações relacionadas à uma série de defeitos ou correções não realizadas nos cubos logo após as calibrações.

2.7 Tratamento de dados para o SINFONI e o NIFS

Abaixo são descritas as principais técnicas desenvolvidas para a rotina de processamento de imagens em cubos de dados, onde mais detalhes podem ser encontrados em dois artigos, com aplicações, em Menezes et al. (2014), para dados do NIFS e em Menezes et al. (2015), para os dados do SINFONI.

2.7.1 Correção da refração atmosférica diferencial (DAR)

Ao interagirem com a atmosfera terrestre, as ondas eletromagnéticas passam para um meio com índice de refração diferente e é desviada da posição original que seria observada, com deslocamentos dependendo do comprimento de onda incidente. Um modelo simples para descrever o quanto o ângulo da luz irá mudar até chegar ao telescópio, é admitir que a atmosfera seja composta por várias camadas de ar com propriedades diferentes, fazendo com que a soma dos ângulos de desvio resultem no ângulo total de refração. Tal cenário dependerá do comprimento de cada camada que a luz tem de atravessar, diferindo de acordo com o ângulo zenital do objeto observado. Sabe-se que este efeito é muito mais pronunciado no óptico que no infra-vermelho, mas dada a resolução dos instrumentos este

deslocamento ainda sim é mensurável. Para ilustrar este efeito, uma imagem RGB mostra a localização do centróide no caso de três imagens feitas ao longo de um cubo de dados de NGC 1068 na Fig. 2.2.

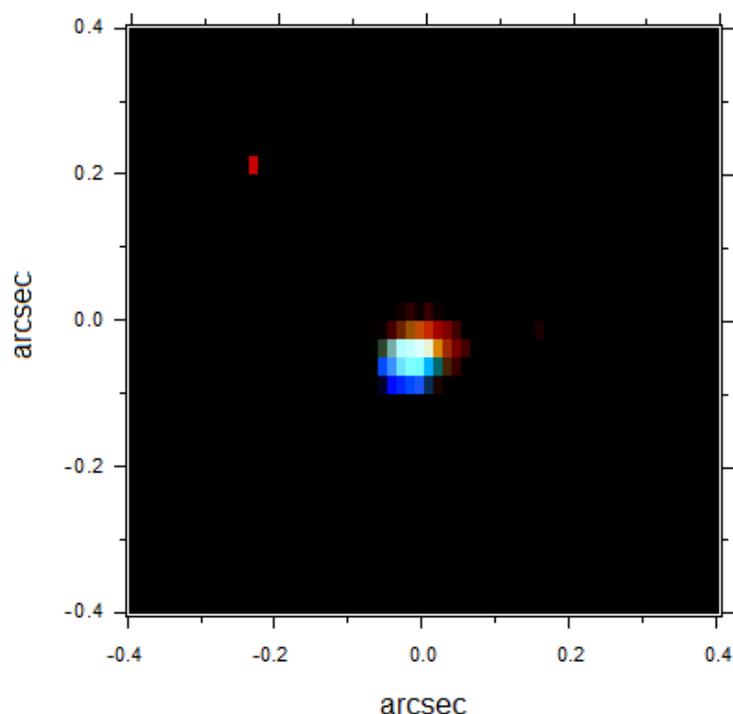


Figura 2.2: Imagem RGB mostrando o efeito de refração atmosférica diferencial em um dos cubos de dados de NGC 1068.

Em um cubo de dados, portanto, a refração produzirá um deslocamento do centróide da imagem ao longo da dimensão espectral dando origem à refração atmosférica diferencial. O procedimento de correção adotado consiste basicamente em determinar os centróides da imagem em diversas regiões do espectro e ajustar um polinômio de 3° ou 4° conforme o centróide varia com o comprimento de onda. Cada imagem constitui a média para vários pixels em uma única região, sem linhas de emissão, a fim de aumentar o sinal ruído. Uma vez que as observações de AGNs costumam ter um bojo pronunciado e bem definido, permite que se possa medir este efeito empiricamente, uma vez que o deslocamento dos centróides não segue o cálculo teórico da refração, devido a efeitos instrumentais, como é claramente o caso do SINFONI e NIFS.

O polinômio serve para fornecer os coeficientes que servirão de parâmetros de entrada para um algoritmo dizendo basicamente o quanto cada pixel deve se deslocar para cada comprimento de onda, de modo que todas as imagens finais passem a ter o mesmo centróide.

Como é um efeito pequeno, variando de $\sim 0 - 3$ pixels, há uma perda mínima nas bordas do cubo de dados. De fato, este efeito é anulado na hora de se combinar os vários cubos com *dithering*.

Uma correção bem feita é crucial para eliminar as variâncias entre os comprimentos de onda relacionados à refração, encontradas pela técnica de tomografia PCA (explicada no final deste capítulo) e para se fazer as imagens compostas por diferentes linhas de emissão, separadas por uma ampla faixa espectral, principalmente na hora de comparar seus centróides.

2.7.2 Re-amostragem e interpolação

O processo de re-amostragem, efetuado através de uma interpolação entre os pixels vizinhos nas duas dimensões espaciais, foi optado por garantir uma melhor visualização das estruturas espaciais presentes nos dados, que em consonância com uma deconvolução bem aplicada, pode levar à melhores resoluções.

Quando se fala em re-amostragem evoca-se o chamado critério de Nyquist. Tal critério diz que um sinal contínuo deve ser amostrado com uma frequência igual ou maior do que o dobro de sua frequência máxima, para que não haja perda de informação. Portanto, amostrar os dados para pixels cujas dimensões são metade das originais, não há violação alguma deste critério, ainda mais aplicado ao CCD de um telescópio que já obedecia esta definição em relação à amostragem da FWHM do *seeing* ou função de Airy. O único viés decorre da introdução de componentes de alta frequência, que serão posteriormente eliminadas com a aplicação do filtro passa-baixo de Butterworth. Tal procedimento é feito de maneira que, obviamente, conserva o fluxo da imagem e com uma interpolação quadrática entre os pixels vizinhos de modo que a transição de fluxo entre eles seja suave, caso contrário de nada adiantaria realizar a re-amostragem.

2.7.3 Filtragem de Butterworth no espaço de Fourier

O cubo de dados é, inicialmente, submetido á filtragem de Butterworth no espaço de Fourier. Antes, no entanto, multiplica-se cada pixel por um fator $(-1)^{x+y}$, onde x e y correspondem às coordenadas espaciais do pixel. Tal procedimento garante que a imagem transformada para o plano das frequências esteja centralizada em $(0,0)$, ou seja,

as frequências maiores ficam próximas das bordas da imagem. Após esta etapa é feita então a transformada de Fourier de duas dimensões:

$$\hat{I}(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) e^{-i2\pi(ux+vy)} dx dy \quad (2.2)$$

E a transformada discreta do cubo

$$\hat{I}(u, v, \lambda) = \frac{1}{MN} \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} I(x, y, \lambda) e^{-i2\pi(ux/M+vy/N)} \quad (2.3)$$

Para $u = 0, 1, 2, \dots, M - 1$, onde (x, y) são as coordenadas espaciais e (u, v) as respectivas coordenadas em frequência. I é a intensidade no pixel (x, y, λ) e \hat{I} a sua transformada no pixel (u, v, λ) .

O filtro de Butterworth, com formato elíptico no espaço das frequências, pode ser expresso como

$$B(u, v) = \frac{1}{1 + [\sqrt{(u/a)^2 + (v/b)^2}]^{2n}}, \quad (2.4)$$

onde (a, b) são as frequências de corte nos eixos (u, v) respectivamente. Esse é um filtro de passa-baixo, portanto são cortadas as frequências acima de (a, b) . Tal escolha pelo formato se deve à assimetria original nas dimensões dos pixels do CCD.

Ao longo da análise das galáxias será descrito cada conjunto de frequências utilizadas, com o critério subjetivo de que não fosse filtrada mais do que 2% do fluxo medido no contínuo, para uma abertura central com raio de $0''.1$.

2.7.4 Deconvolução Richardson-Lucy

Tem-se discorrido bastante acerca da importância de se conhecer uma boa PSF para realizar este procedimento, bem como se comporta a PSF no infra-vermelho com óptica adaptativa. Das cinco galáxias analisadas nesta tese, apenas em NGC 5929 não se obteve um resultado satisfatório, de modo que este procedimento não é aplicado para esta galáxia. Em contrapartida o único caso que pode-se quantificar a melhora através da razão de Strehl foi em NGC 1068, cuja PSF foi extraída da emissão avermelhada do contínuo, atribuída à poeira quente.

Matematicamente a deconvolução de Richardson-Lucy pode ser escrita como

$$O(x, y)^{n+1} = \left[\frac{I(x, y)}{(P * O^n)(x, y)} * P^t(x, y) \right] O^n(x, y), \quad (2.5)$$

onde I é a imagem observada, P é a PSF, O^n é a n -ésima iteração da imagem deconvoluída.

Tem-se verificado que acima de 6 a 10 iterações não se produz melhoras mensuráveis e pode-se ainda degradar a qualidade da imagem devido à amplificação do ruído.

2.8 Tomografia PCA

Em suma, PCA foi uma técnica desenvolvida para se analisar grandes bases de dados, com múltiplas variáveis, de tal modo que, em uma única aplicação, extrai possíveis correlações levando-se em conta todas as variáveis de uma só vez. Fundamentalmente é como realizar uma grande quantidade de cálculo de correlações, que simplisticamente falando é a multiplicação entre valores contidos em suas variáveis. Ou seja, se houver alguma tendência entre elas, por exemplo, se uma cresce e a outra decresce, sistematicamente, resultará em uma covariância negativa e a mínima possível entre elas. Se não houver correlação, a multiplicação entre ambas irá variar aleatoriamente e a correlação será zero.

Algebricamente, este método realiza uma transformação ortogonal no conjunto de dados para um novo sistema de coordenadas não correlacionadas entre si, ordenadas de tal forma que a primeira explica a maior parte da variância dos dados, com as demais decrescendo em variância explicada. O número de coordenadas é equivalente ao número de variáveis, mas normalmente apenas algumas poucas já são suficientes para revelar o que há de útil a ser extraído dos dados originais.

A primeira etapa da tomografia PCA aplicada a cubos de dados consiste na transformação dos valores organizados tridimensionalmente (contagens/fluxo) de cada spaxel em uma matrix, obviamente bidimensional, tal que cada coluna represente a distribuição espacial dos dados, e cada linha correspondendo a variáveis espectrais. Portanto, a maneira de fazer com que as dimensões xy se convertam em uma unidade de informação é geometricamente ilustrado na Fig. 2.3.

Ou seja, cada coluna da matrix representa uma fatia do cubo de dados. Para dar um tratamento mais quantitativo do PCA em cubos de dados defini-se primeiro matematicamente

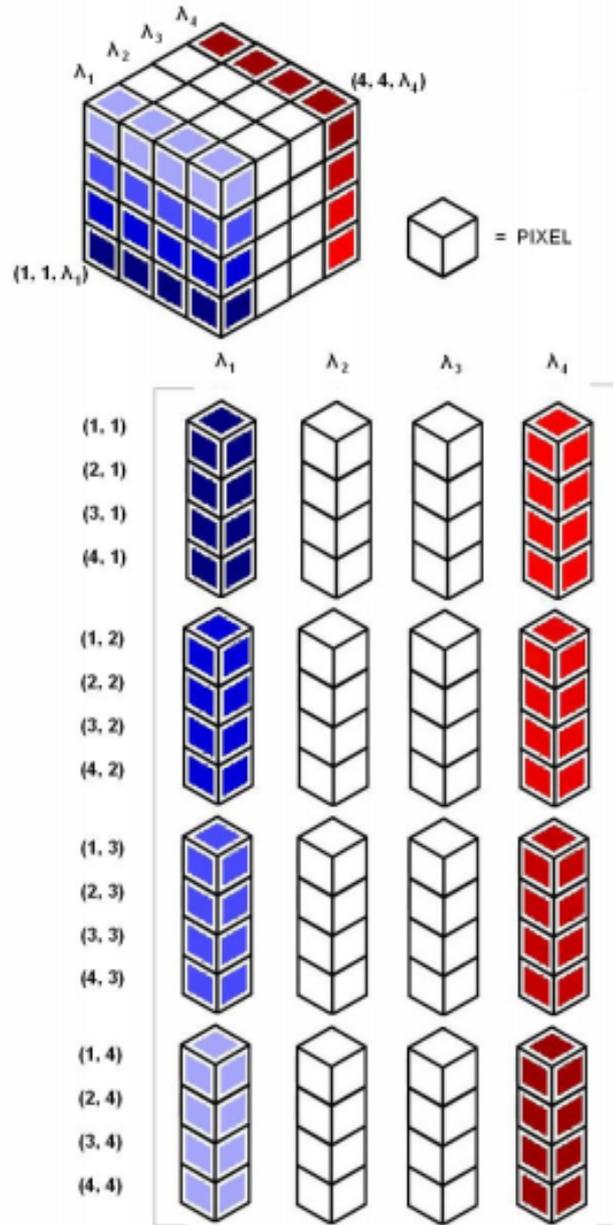


Figura 2.3: Esquema da montagem da matrix onde será aplicada a tomografia PCA, a partir do cubo de dados.

mente esta matrix.

Cada pixel do cubo de dados caracterizado por uma intensidade $I_{ij\lambda}$, onde ij correspondem aos pixels espaciais. Inicialmente se transforma o cubo em uma matrix $I_{\beta\lambda}$ onde

$$\beta = \mu(i - 1) + j, \quad (2.6)$$

onde μ é o número total de pixels na direção x . A matrix de covariância dos dados

originais é dada por

$$C_{\text{cov}} = \frac{I_{\lambda\beta} \cdot [I_{\lambda\beta}]^T}{n - 1} \quad (2.7)$$

que tem a propriedade de ser simétrica

$$C_{\text{cov}} = [C_{\text{cov}}]^T. \quad (2.8)$$

A transformada que corresponde ao PCA é a seguinte fórmula:

$$T_{\kappa\beta} = E_{\kappa\lambda} \cdot I_{\lambda\beta}, \quad (2.9)$$

onde $T_{\kappa\beta}$ são os dados no novo sistema de coordenadas $E_{\kappa\lambda}$ que são chamados de auto-vetores ou auto-espectros. A transformação é obtida a partir da diagonalização da matriz de covariância:

$$D_{\text{cov}} = \frac{T_{\kappa\beta} \cdot [T_{\kappa\beta}]^T}{n - 1}. \quad (2.10)$$

Sendo que os elementos diagonais dessa matriz são os autovalores. A matriz $T_{\beta\kappa}$ pode ser retro-projetada para a forma de cubo de dados; agora os elementos espaciais serão chamados de tomogramas, pois representam recortes dos dados no novo espaço dos autovetores.

Portanto, a matrix contendo os dados do novo sistema de coordenadas nada mais é que o produto de duas matrizes: aquela contendo os dados originais e uma segunda contendo os autovetores (ou, na linguagem do método, Componentes Principais) que irão passar os dados para outras coordenadas. Tal matrix é definida de modo que as suas linhas correspondam aos autovetores da matrix de covariância entre os próprios dados originais (calculado como a matrix dos dados originais original multiplicada por ela mesma, transposta). A matrix dos “novos” dados corresponderá então à projeção dos dados originais sobre os autovetores obtidos através do cálculo da covariância. Ou seja, obtém-se a matrix final a partir dos dados do novo sistema de coordenadas.

Os autovetores são calculados em função das variáveis de comprimento de onda, apresentando, portanto, uma aspecto similar aos próprios espectros. Dada esta semelhança, os termos “autovetor 1” e “autoespectro 1” tornam-se sinônimos daqui para frente. Analogamente, como os observáveis são representados pelos pixels espaciais, a projeção dos dados sobre os autovetores representam, também, novas imagens relativas a onde as correlações

calculadas estão presentes espacialmente, de tal forma que se denomina de “tomogramas”.

Neste ponto o leitor conclui que não faz sentido analisar um autoespectro sem o tomograma correspondente, com cada qual representando por uma porcentagem da variância total (calculados como os autovalores da matrix dos “novos dados”). Um detalhe importante é que se faz conveniente subtrair os valores médios dos observáveis antes de montar a matrix dos dados. Tal procedimento evita que, desejando-se reconstruir o cubo de dados sem uma das componentes ortogonais, evita-se que grande parte do fluxo seja subtraída neste processo inverso, sendo que ao final do processo esta média é novamente somada.

Em geral é bastante claro saber quando um autovetor não fornece mais nenhuma informação relevante, até porque muito antes disso, em alguns casos, já fica um desafio interpretar as suas correlações ou aparecem defeitos espúrios de fácil identificação, normalmente associados ao ruído espectral.

Pode-se adiantar um exemplo prático da tomografia PCA: na Fig. 5.13 (painel superior) é mostrado o autovetor E2 (de *Eigenspectrum* 2) cuja correlação se dá basicamente no contínuo e possuindo variância de apenas 7,5%. A questão é: como se detectaria que existe uma faixa correspondente no cubo de dados onde o contínuo espectral varia sutilmente de inclinação? Principalmente se normalmente se está interessado nas propriedades das linhas de emissão, ou das bandas absorção. Em resumo, o pesquisador teria que estar previamente consciente de que deseja achar alguma variação no contínuo, o que, a princípio, é um interesse que não se estende muito além da região nuclear. Ou, mais improvável, deveria ter algum algoritmo em mãos, deliberadamente escrito para este tipo de detecção. E este é apenas um exemplo, podem e existem assinaturas ainda mais sutis e características que sequer se indagaria e procuraria. Concluindo, e parafraseando o orientador da presente tese, “a tomografia PCA fornece as respostas mesmo sem saber quais são as perguntas”. E, de fato, às vezes é um desafio saber qual seria a pergunta certa.

Em resumo, esta técnica tem sido aplicada com sucesso desde a sua concepção, e feito parte de inúmeros artigos já publicados, seja de maneira central ou complementar aos resultados. O grande desafio de torná-la abrangente se dá obrigatoriamente na exigência de que todos os passos do tratamento de dados sejam seguidos com muita cautela, caso contrário o PCA resultará na detecção de inúmeros defeitos previamente contidos nos dados.

Uma aplicação direta desta técnica, e justamente relacionada a estes possíveis defeitos é discutida a seguir, na forma como chamamos de *fingerprint* ou, mais comumente cunhado, de artefatos instrumentais. Mas antes, descreve-se brevemente o método inverso, de se reconstruir o cubo de dados a partir de todos (ou nem todos) autoespectros.

2.8.1 Supressão e ênfase de características

Pode-se usar a Tomografia PCA para suprimir ou enfatizar características do cubo de dados. Podemos reconstruir o cubo I' com um único autovetor e tomograma κ :

$$I'_{\beta\lambda} = T_{\beta\kappa}(\kappa) \cdot [E_{\lambda\kappa}(\kappa)]T \quad (2.11)$$

Com isso podemos também fazer a reconstrução do cubo suprimindo um autovetor não desejado ou modificando-o.

2.8.2 Remoção de fingerprint

A detecção de *fingerprints* começou com constatação de que alguns autovetores apresentavam assinaturas espectrais de baixa frequência relacionadas à faixas que apareciam nos respectivos tomogramas. Tais características certamente não poderiam provir do objeto analisado, inclusive porque se tornaram recorrentes para quase todas as análises, de tal modo que cada instrumento apresentava sempre um *fingerprint* característico, distintos entre si. A maneira como estas características são produzidas pelo instrumento ainda é ignorada, no entanto não é crucial saber a sua origem, uma vez que sendo identificadas torna-se possível removê-las.

A remoção consiste em corrigir os autoespectros através de uma interpolação, eliminando as variâncias de baixa frequência presentes no contínuo dos mesmos, tomando cuidado para não incluir nenhuma linha de emissão ou banda de absorção. Quando todos os autoespectros são corrigidos, substituí-se pelos anteriores (com defeito) e se reconstrói o cubo de dados com os novos. Na Fig. 2.4 é mostrado como esse *fingerprint* se revela nos dados do SINFONI, para uma galáxia que sequer possui linhas de emissão, NGC 3489, na banda K . A maneira que ele está mostrado foi, até agora, a forma mais “pura” que foi possível de se isolar tal característica, subtraindo-se o cubo de dados original daquele com

os autovetores relacionados a este *fingerprint* corrigido. Estão demarcadas na imagem duas regiões das quais se mostram os respectivos espectros, indicando que tais faixas possuem um comportamento um tanto complexo.

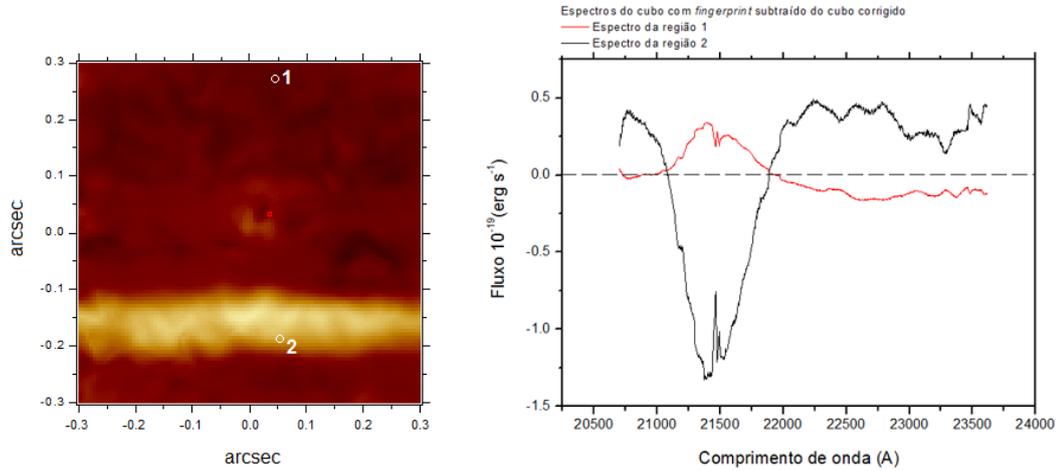


Figura 2.4: Mediana do cubo de *fingerprint* de NGC 3489 (esquerda) e espectros correspondendo às duas regiões marcadas em branco na imagem.

As galáxias que apresentarem este *fingerprint* nesta tese, com o SINFONI, foram IC 1459 e NGC 5102. Em NGC 1068, talvez pelo núcleo desta galáxia ser muito brilhante, não foi detectado. São apresentados mais dois *fingerprints*, um para os cubos de dados do NIFS (Fig. 2.5), detectados em NGC 6951 e NGC 5929 e outro do GMOS (Fig. 2.6), cujas observações complementam a análise no capítulo para NGC 6951. São extraídos, no entanto, de outra galáxia analisada por R.B. Menezes, uma vez que ficam mais evidentes e fáceis de serem visualizados.

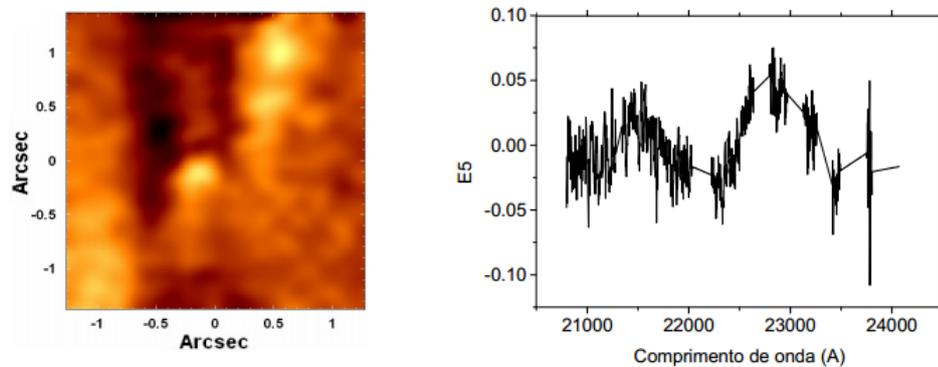


Figura 2.5: *Fingerprint* do NIFS mostrado no autovetor e tomograma 5 da galáxia M104.

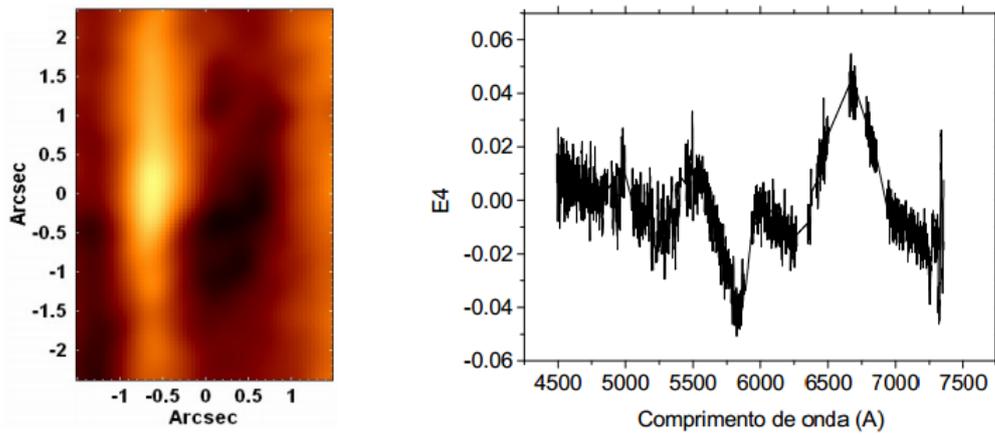


Figura 2.6: *Fingerprint* do GMOS mostrado no autovetor e tomograma 4 da galáxia M104..

Finaliza-se comentando que, seguramente, em muitos casos a análise de uma galáxia não permitiria que se chegasse às mesmas conclusões se deixássemos de aplicar, ou aplicássemos apenas parcialmente, esta extensa rotina de tratamento de dados. E, em ciência, há um abismo de diferença entre uma mera possibilidade e um forte indício de algum resultado.

Processo de escavação em NGC 6951: o disco molecular inflado pelo jato

3.1 Introdução

NGC 6951 é uma galáxia espiral barrada SAB(rs)bc (de Vaucouleurs, 1991) (Fig. 3.1) e, de acordo com a classificação proposta por Veilleux e Osterbrock (1987), abriga um núcleo Seyfert 2 (Ho et al., 1995, 1997a), apesar de Pérez et al. (2000) argumentar que seu núcleo pode ser considerado como um objeto de transição entre um LINER de alta excitação e uma Seyfert 2 superabundante em nitrogênio. Ela está à distância de 24.1 Mpc (Tully e Fisher 1988, $1'' = 117$ pc) e tem a inclinação do disco de $i = 46.2^\circ$ (Haan et al., 2009). Esta galáxia tem um anel com *starburst* ligado à uma barra externa e com faixas de poeira em espiral conectadas ao núcleo, além de um típico *outflow* na forma de dois cones de ionização (Storchi-Bergmann et al., 2007).

Haan et al. (2009) notaram que a ausência de galáxias vizinhas dentro de uma distância projetada de 1 Mpc e diferenças em *redshift* menores que 500 km s^{-1} , sugerindo que não houve qualquer influência gravitacional externa nos últimos $\sim 10^9$ anos. Estes autores também mostraram que o núcleo de NGC 6951 é deficiente em HI, implicando que seu ISM é dominado pela fase molecular. Krips et al. (2007) relataram que o gás nuclear de NGC 6951 tem propriedades similares às galáxias Seyfert NCG 1068 e M51. Ambos objetos tem altas razões nucleares de HCN/CO, sugerindo que NGC 6951 deve exibir o mesmo cenário onde a química do gás molecular é dominado por radiação raios-X (NGC 1068: Usero et al. (2004); M51: Matsushita et al. (1998)).

Uma componente nuclear compacta em rádio foi reportada através de observações do

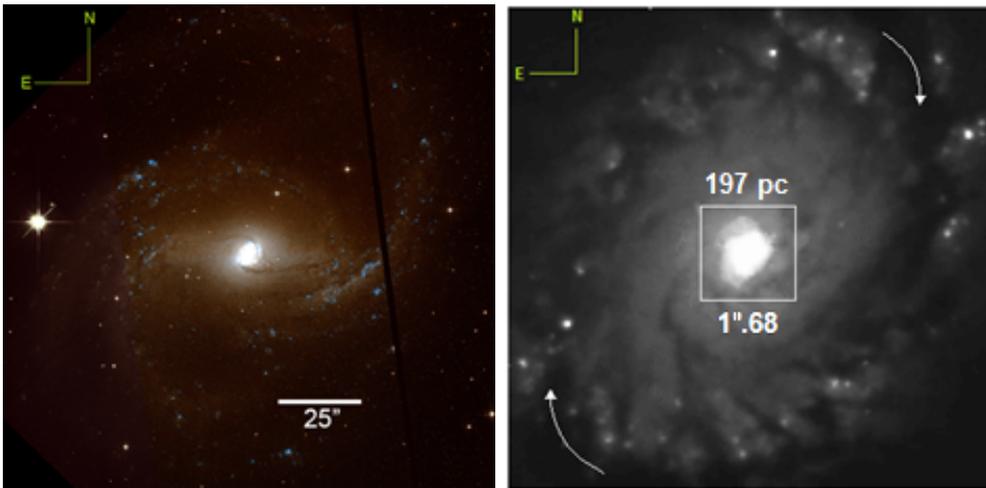


Figura 3.1: **Esquerda:** imagem HST de NGC 6951 no filtros F658N (azul) + F814W (branco). **Direita:** imagem HST no filtro *I* com $9'' \times 9''$. O quadrado em branco denota o campo de visão (em inglês, *Field of View*, FoV) com $1''.68 \times 1''.68$, dimensões que serão usadas em todas as imagens neste capítulo, centralizadas no bojo e com a direção norte para cima. As setas mostram onde a barra de larga-escala conecta-se com o anel estelar.

VLA por Saikia et al. (2002), com um tamanho angular de $\sim 0''.7 \times \sim 0''.2$, correspondendo a $\sim 80 \times 20 \text{ pc}^2$ na galáxia, e uma orientação de 156° . A existência de jatos em LLAGNs foi estudada por Mezcuca e Prieto (2014), que analisaram dados de observações de arquivo em escala de sub-segundos de arco do VLA e VLBA (em inglês, *Very Long Baseline Array*) de oito LLAGNs próximos. Eles encontraram que todas estas galáxias tem jato rádio em escala de unidades de parsec. A não-detecção de jatos em larga escala nesta amostra de galáxias sugere que esta componente é restrita a uma região pequena, seja por seu considerável desalinhamento com o disco interno, ou por sua interação com o ISM.

Neste capítulo, analisa-se dados do telescópio Gemini Norte obtido com o espectrógrafo de campo integral no infravermelho próximo NIFS (em inglês, *Near-Infrared Integral Field Spectrograph*, na banda *K*, a qual permite estudar o gás molecular quente através das linhas H_2 . Esta análise é complementada com dados de arquivo obtidos do espectrógrafo GMOS e do HST, permitindo também o estudo do gás ionizado.

A estrutura do capítulo é a seguinte: seção 3.2 apresenta a redução e o tratamento dos cubos de dados NIFS e GMOS. Seção 3.3 discute as propriedades das linhas de emissão do gás molecular, sua distribuição espacial e sua cinemática, como também estima sua temperatura. Seção 3.4 apresenta os mesmos resultados para o gás ionizado. Continua-se na seção 3.5 com a apresentação do conteúdo estelar e sua cinemática. Na seção 3.6 discuti-se os resultados e, finalmente, na seção 3.7 delineamos as conclusões.

3.2 Observações, reduções e tratamento de dados

3.2.1 Dados do infravermelho próximo - NIFS

Os dados apresentados aqui foram obtidos durante a noite de 2 de setembro de 2012, usando o instrumento NIFS (McGregor et al., 2003) no telescópio Gemini Norte, operando com o módulo de óptica adaptativa ALTAIR (em inglês, *Altitude conjugate adaptive optics for infrared*), no modo LGS (em inglês, *Laser Guide Star*), sob o programa GN-2012B-Q-44. O tamanho de píxel do instrumento é de $0''.103 \times 0''.043$ nas direções x e y , respectivamente, com um FoV de $\sim 3'' \times 3''$. As observações foram feitas na banda K ($1.99 - 2.40 \mu\text{m}$), com uma resolução espectral de $R \approx 5290$ ($\approx 30 \text{ km s}^{-1}$), e consistiram de oito exposições individuais alternando entre observações de alvo e de céu de 750 s cada. Entretanto, somente quatro das que apresentaram melhor *seeing* (de $\sim 0''.35$), foram usadas.

Os dados foram reduzidos usando tarefas do pacote NIFS no ambiente IRAF. O procedimento incluiu corte das imagens (ou *trimming*), calibração de (*flat-fielding*, subtração de céu, correção por distorções espaciais e calibração em comprimento de onda. Removeu-se as bandas telúricas e calibrou-se o fluxo usando a estrela A0V HIP 107555. Esta estrela padrão foi escolhida porque ela tem uma função de espalhamento puntual (em inglês, *point spread function*, PSF) mais compacta que a outra estrela disponível, apesar do falta de fluxo na parte azul do espectro, de $2.08 - 2.20 \mu\text{m}$. Uma vez que não se estava interessado na síntese de população estelar por conta do pequeno intervalo espectral para ajuste, simplesmente removeu-se este defeito ajustando um função *spline* ao contínuo, conjuntamente com as bandas de absorção estelar, e subtraindo o ajuste do espectro original, mantendo somente as linhas de emissão. No final do processo de redução de dados, os cubos de dados IFU foram gerados pela tarefa `nifcube` com spaxels re-amostrados de $\sim 0''.05 \times 0''.05$. É importante mencionar que, apesar deste procedimento, os fluxos não foram os mesmos do formato de dados antigo (29 fatias), e foram corrigidos pela multiplicação dos cubos de dados por um fator de 0.54.

Depois da redução, foi realizado um procedimento de tratamento de dados descrito em detalhes em Menezes et al. (2014). A correção da refração atmosférica diferencial (em inglês, *Differential Atmospheric Refraction*, DAR) foi feita empiricamente, ajustando-se

polinômios de terceiro grau a partir do deslocamento espacial dos centróides ao longo do cubo de dados, um para cada dimensão espacial, afim de mantê-los na mesma posição em todos os comprimentos de onda. Apesar do DAR ser pequeno no infravermelho, a alta resolução das observações NIFS, com óptica adaptativa (AO), pode contabilizar até 3 spaxels de deslocamento devido a este efeito. No final da correção, todos os centróides, medidos no pico da imagem do contínuo estelar, permaneceram os mesmos com precisão de $0''.01$. Esta metodologia empírica é a mais precisa para remover este efeito, uma vez que as curvas teóricas não reproduzem os deslocamentos espaciais adequadamente ao longo do eixo espectral. Isto é crucial para a combinação dos cubos de dados.

O passo seguinte foi a re-amostragem espacial dos dados, seguido por uma interpolação quadrática (Isquadratic), a qual foi realizada pelo ajuste de uma função quadrática à cada grupo de quatro spaxels adjacentes ao longo das linhas e colunas da imagem. Este procedimento, o qual preserva o fluxo superficial das imagens, tem por objetivo melhorar a visualização dos contornos das estruturas. Quando seguido pelo processo de deconvolução, a interpolação leva à uma melhor resolução espacial. A nova amostragem foi de $0''.021 \times 0''.021$, de acordo com o critério de Nyquist para re-amostragem de dados, correspondendo à metade da frequência de amostragem da imagem na direção y . É válido informar que este procedimento introduz componentes de alta frequência espacial, as quais podem ser vistas na transformada de Fourier das imagens. Estas componentes podem ser removidas pela filtragem espacial Butterworth no domínio de frequências.

Nós combinamos os quatro cubos de dados com quatro pontos de *dithering* em ambas dimensões espaciais através de uma mediana. Entretanto, para aplicar uma mediana, foi necessário multiplicar os cubos de dados por um fator numérico devido à diferença de fluxo entre as observações. O processo da mediana elimina os raios cósmicos, bem como defeitos no CCD. O FoV total foi reduzido para abranger somente a região dentro do anel estelar, resultando num quadrado de $\sim 200 \text{ pc}^2$ ($1''.68 \times 1''.68$) com um intervalo espectral final entre 2.1 a $2.4 \mu\text{m}$.

3.2.1.1 Filtragem espacial e espectral Butterworth

O processo descrito a seguir consiste em uma filtragem aplicada ao domínio das frequências através do cálculo da transformada de Fourier das imagens, ou espectros, no cubo de da-

dos. Isto é seguido pela multiplicação de cada imagem da transformada de Fourier do cubo com a imagem correspondendo ao filtro espacial Butterworth (Gonzalez e Woods, 2002), calculando-se então a transformada de Fourier inversa deste produto. A ideia é remover as altas frequências pela aplicação de um filtro “passa-baixo” e realizar a transformada de Fourier inversa para a nova imagem/espectro filtrados.

Ao se filtrar os dados espaciais do NIFS, normalmente o procedimento mais adequado é a multiplicação de um filtro com formato elíptico por um com formato retangular (ver a definição matemática em Menezes et al. 2014), onde a principal razão destes fatores é o formato assimétrico dos pixels no CCD. A melhor frequência de corte encontrada em NGC 6951 foi $f=0.35$ para o eixo x e $f=0.4$ para o eixo y , em ambos os formatos de filtro, onde 1 corresponde à frequência de Nyquist para os dados. Foi verificado que o cubo de dados final não apresentou uma variação de fluxo da região central, com raio de abertura de $\sim 0''.2$, maior que 2%, significando que a PSF praticamente não foi afetada, considerando-se a quantidade de ruído removido dos dados.

De maneira similar, a filtragem pode ser aplicada em uma única direção, para cada espectro do cubo de dados, com somente uma frequência de corte, que no caso foi de $f=0.52$. Similar à verificação do efeito da filtragem nas imagens, viu-se que o fluxo na linha de emissão $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$, para a mesma abertura, e encontrou-se que a diferença entre os fluxos filtrados e não filtrados desta linha eram menores do que 3%. Fig. 3.2 mostra que, no espectro filtrado, torna-se possível ver que a linha $He I \lambda 20585 \text{ \AA}$, que era previamente indetectável devido ao alto nível de ruído. Na parte inferior da Fig. 3.2, é graficado o ruído filtrado e a correspondente imagem média. O cubo de dados com filtragem espectral não foi utilizado para a extração da cinemática das linhas de emissão ou na cinemática estelar, mas somente para a aplicação da tomografia PCA e para a construção das imagens de He I.

3.2.1.2 Deconvolução Richardson-Lucy

A PSF pode geralmente ser bem descrita por uma gaussiana ou por uma função Moffat. Entretanto, para imagens corrigidas com AO, esta abordagem não é válida dado o formato complexo da PSF. Para observações com AO, espera-se uma PSF com duas componentes - uma mostrando o proeminente pico de difração, dado pela função de Airy, e outra um halo ao seu redor, dado por uma função de Lorentz - porém, com a escala de píxel ob-

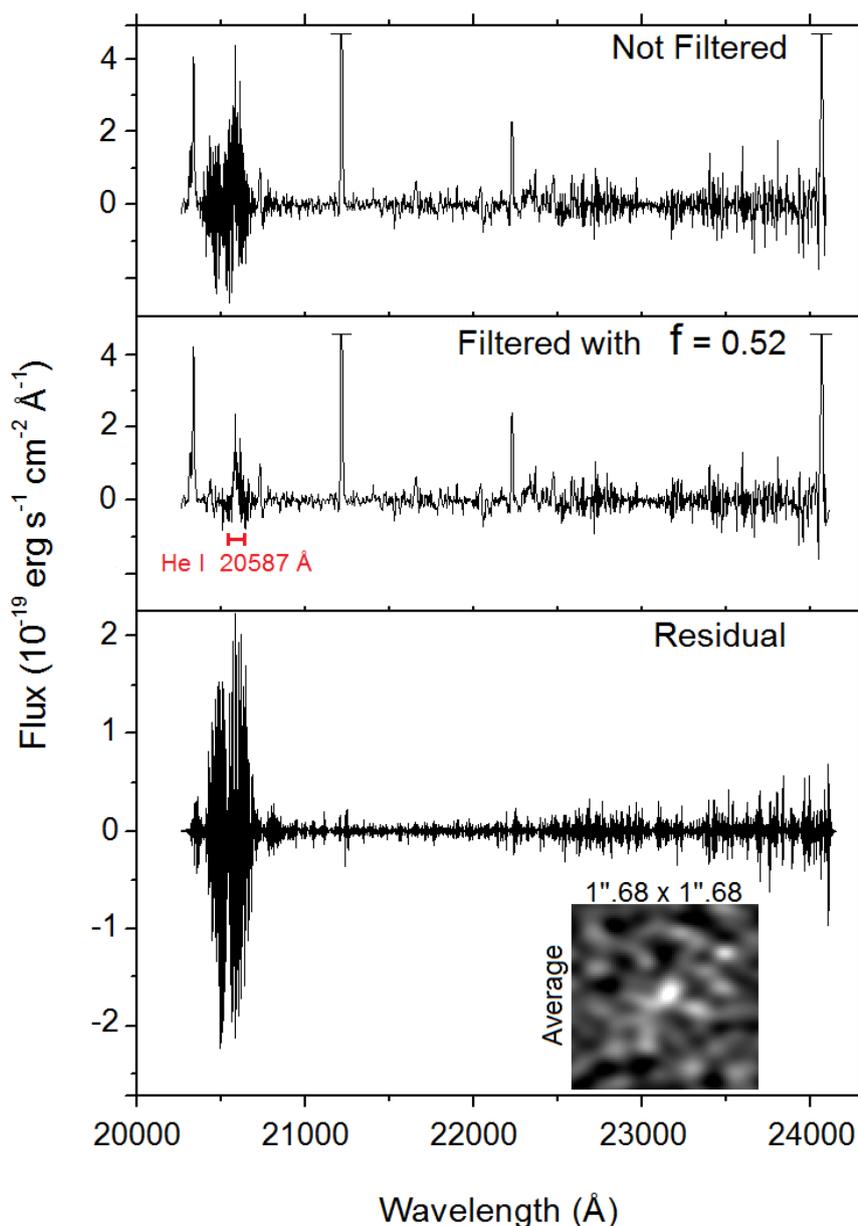


Figura 3.2: **Acima:** espectro médio com um raio de abertura de $\sim 0''.2$. **Meio:** espectro filtrado com frequência de corte $f=0.52$, com detecção da linha He I. **Abaixo:** o ruído filtrado e a imagem média do cudo de dados de ruído.

servada não é possível resolver a função Airy e esta componente é bem descrita por uma gaussiana. Entretanto, não se pode assumir um tal cenário simples no caso dos cubos de dados NIFS, porque a correção AO introduz perfis complexos na PSF que não são bem ajustados por qualquer combinação das funções mencionadas anteriormente. Uma vez que não há nenhuma fonte puntual no cubo de dados de NGC 6951 passível de ser usada como PSF, a solução alternativa foi estimá-la a partir de imagens da estrela padrão usada na

redução dos dados (*seeing* de $0''.44$), tomando um pequeno intervalo do contínuo centrado em $2.2 \mu\text{m}$.

Como os spaxels do NIFS tem dimensões distintas, a PSF de uma estrela pode vir a ser amostrada assimetricamente no eixo x (maior dimensão dos spaxels). A razão é que nesta dimensão o tamanho spaxel é maior que a FWHM de um perfil Airy na banda K ($\sim 0''.06$), enquanto que no eixo y ele é menor. Dependendo do posicionamento relativo do centróide da estrela no spaxel, os spaxels laterais no eixo x podem ser mais ou menos iluminados. Para minimizar este efeito nas exposições das galáxias, escolhe-se cuidadosamente as posições de *dithering* para se amostrar distintas partes no spaxel, em várias exposições de curta duração. Se fosse uma imagem mediana, qualquer assimetria seria, em sua maior parte, removida. Com uma única observação da estrela padrão, entretanto, pode-se ver a assimetria no pico da PSF no eixo x (Fig. 3.3). Como esperado, isto não é notado no eixo y . Portanto, optou-se por tornar a PSF simétrica antes de se aplicar a deconvolução de Richardson-Lucy (Richardson, 1972; Lucy, 1974). Este passo foi realizado adicionando-se a mesma imagem da PSF, invertida no eixo x , à imagem original antes de sua normalização. Tem-se aplicado com sucesso a deconvolução Ricardson-Lucy com PSFs simétricas em uma variedade de situações similares (Menezes 2012; Menezes et al. 2014, 2015; Menezes e Steiner 2015), assegurando este procedimento.

Seis iterações foram aplicadas para cada imagem do cubo de dados de NGC 6951, o que provou ser a melhor escolha para este caso. Assumindo que a FWHM medida após a redução e tratamento da estrela padrão é o mesmo que o de uma fonte na galáxia, a resolução espacial, após a deconvolução aplicada para o cubo de dados da galáxia (baseado no percentual da FWHM diminuída no contínuo da galáxia) foi estimada em $\sim 0''.09$. Isto corresponde a ~ 5 pc na galáxia, ou 2 spaxels após a re-amostragem. Na Fig. 3.4 a estrutura espacial para a linha $\text{H}_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$ é mostrada em três diferentes estágios do tratamento dos dados, onde pode ser visto novas estruturas que não puderam ser claramente detectadas anteriormente.

3.2.2 Dados óptico GMOS

As observações obtidas com o IFU do espectrógrafo multi-objeto Gemini (em inglês, *Gemini Multi-Object Spectrograph*, GMOS) no telescópio Gemini norte, foram obtidas nas

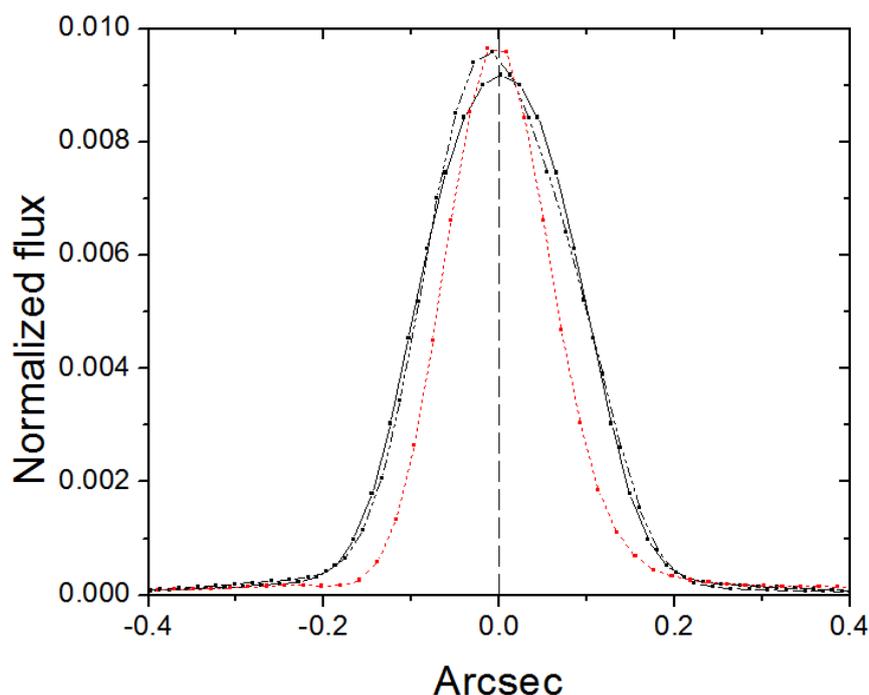


Figura 3.3: Perfis PSF da estrela padrão ao longo do eixo x da imagem original (curva tracejada em preto) e depois do processo de simetrização (curva em preto). O perfil no eixo y permanece inalterado (curva em vermelho). As FWHMs são $0''.17$, $0''.2$ and $0''.12$, respectivamente.

noites de 31 de agosto de 2006 e 1 de setembro de 2006, cujos dados já foram analisados e publicados por Storchi-Bergmann et al. (2007). Aqui nós re-analizamos os mesmos dados, porém levando em conta somente três dos nove cubos de dados que estão centrados no AGN. As exposições de 500 s têm um FoV de $5'' \times 7''$ com um *seeing* de $\sim 0''.5$, correspondendo a uma resolução espacial de ~ 40 pc na galáxia. O intervalo em comprimento de onda é de 5600-7000 Å, com uma resolução espectral $R \approx 2300$ (~ 130 km s $^{-1}$).

A redução de dados foi feita em ambiente IRAF, usando o pacote `gemini.gmos`. Os passos incluem subtração de *bias*, ajuste de *flat-fielding*, correção das distorções espaciais e calibração em comprimento de onda. No final do processo, três cubos de dados foram gerados, com pixels de $0''.1 \times 0''.1$. Aplicou-se então um tratamento de dados muito similar ao aplicado aos cubos de dados NIFS, incluindo os seguintes passos: correções DAR, mediana dos cubos, filtragem espacial Butterworth e, finalmente, deconvolução Richardson-Lucy, com FWHM estimada de uma estrela de calibração. O processo consistiu de seis iterações e uma PSF gaussiana com FWHM= $0''.52$. A PSF final foi estimada pela convolução com a imagem HST, no filtro V , com uma PSF gaussiana. O FWHM de tal PSF foi escolhido para resultar numa imagem HST convoluída que tivesse o FWHM medido nos dados

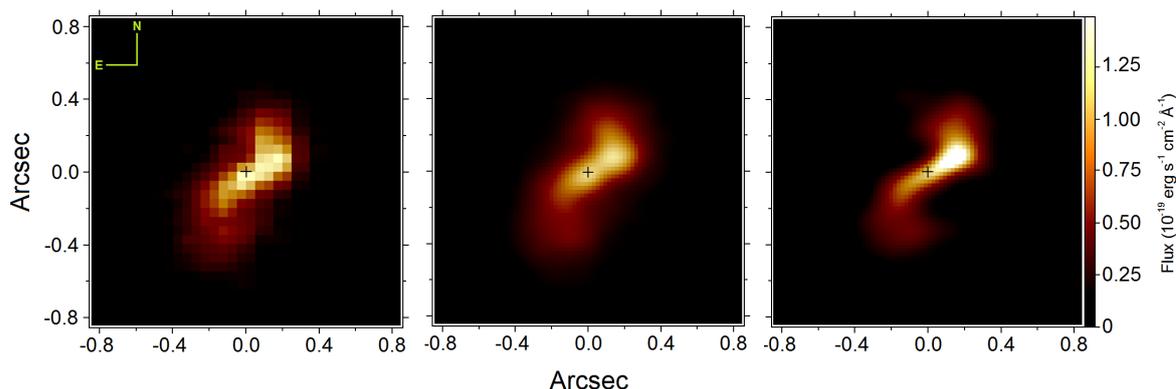


Figura 3.4: Imagem média do cubo de dados com contínuo subtraído, das linhas H_2 , mostradas após o processo de redução com escala em píxel de $0''.05$ (esquerda); após a re-amostragem para $0''.021 \times 0''.021$ e a filtragem Butterworth (meio); e após o processo de deconvolução de Richardson-Lucy (direita). A cruz denota o centro do bojo.

GMOS deconvoluídos. Assim, a PSF estimada após a deconvolução tinha o FWHM da gaussiana usada neste processo, que foi de $0''.45$.

3.3 Análise e resultados para as linhas de emissão: o gás molecular

3.3.1 As linhas H_2

Na Fig. 3.5 é exibido o espectro médio de NGC 6951 na banda K , após a subtração do contínuo, com uma raio de abertura de $0''.2$, centrado no bojo. Neste espectro, pode-se identificar seis transições ro-vibracionais H_2 , além das linhas $Br\gamma$ $\lambda 21661 \text{ \AA}$ and the $He I$ $\lambda 20585 \text{ \AA}$. O contínuo foi subtraído por um ajuste de função spline simples, mascarando as regiões de linhas de emissão e depois subtraindo-o do espectro original. Não se utilizou uma síntese de populações estelares para esta subtração devido ao ajuste impreciso que ocorre quando se considera um intervalo espectral pequeno, além da pobre resolução espectral em relação os dados.

Na Fig. 3.4 as imagens foram extraídas do cubo de dados com contínuo subtraído e as linhas $He I$ and $Br\gamma$ mascaradas, de tal maneira que todas as imagens do cubo de dados NIFS representam somente a emissão de gás molecular (chamado simplesmente de cubo do “gás molecular”), exceto onde são especificadas images de linhas individuais. No painel à direita da Fig. 3.4, pode-se ver que a imagem do gás molecular apresenta uma estrutura plana, possivelmente um disco visto de perfil, com $PA=124^\circ$, e suas extremidades se estendendo quase que perpendicularmente à estrutura plana, em direções opostas. A Tabela 3.1

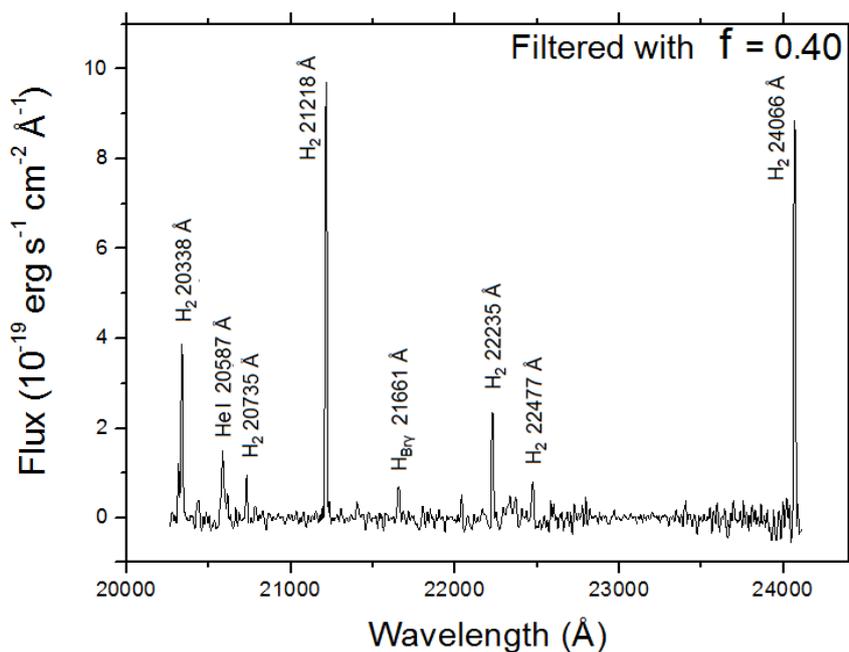


Figura 3.5: Espectro médio dos cubos de dados de NGC 6951 após a subtração do contínuo, dentro de um raio de abertura de $0''.2$ centrado no bojo da galáxia.

contém os fluxos medidos para as linhas de emissão de H_2 dos espectros extraídos a partir de quatro regiões circulares, com raios de $0''.1$, nas posições identificadas na Fig. 3.6 (painel à esquerda), e também o fluxo total do espectro de uma região circular de com raio de $0''.5$, centrado no bojo. Devido às grandes incertezas de calibração, os erros nos fluxos absolutos são de $\sim 30\%$ ou até maiores, como indicado pelos fatores de multiplicação aplicados antes de se calcular a mediana dos quatro cubos de dados.

Na Fig. 3.6 (painel esquerdo), as regiões 1 e 2 estão ao longo do $PA=124^\circ$, enquanto que as regiões 3 e 4 representam as fracas emissões nas extremidades alongadas. De acordo com Storchi-Bergmann et al. (2007), o lado mais próximo da galáxia está à sudoeste e o lado mais afastado à nordeste, porém é interessante notar que quando se compara as intensidades relativas das linhas entre as regiões 3 e 4, vê-se que são somente ligeiramente diferentes (uma média de 11% de maior intensidade para a região 4), sugerindo que não há variação apreciável na extinção por poeira na linha de visada desta estrutura. Na Fig. 3.6 (painel direito), apresenta-se a mesma imagem a fim de exibir o nível de ruído e, assim, a região a partir da qual pode-se seguramente extrair as propriedades do gás molecular e onde ajustes confiáveis podem ser feitos.

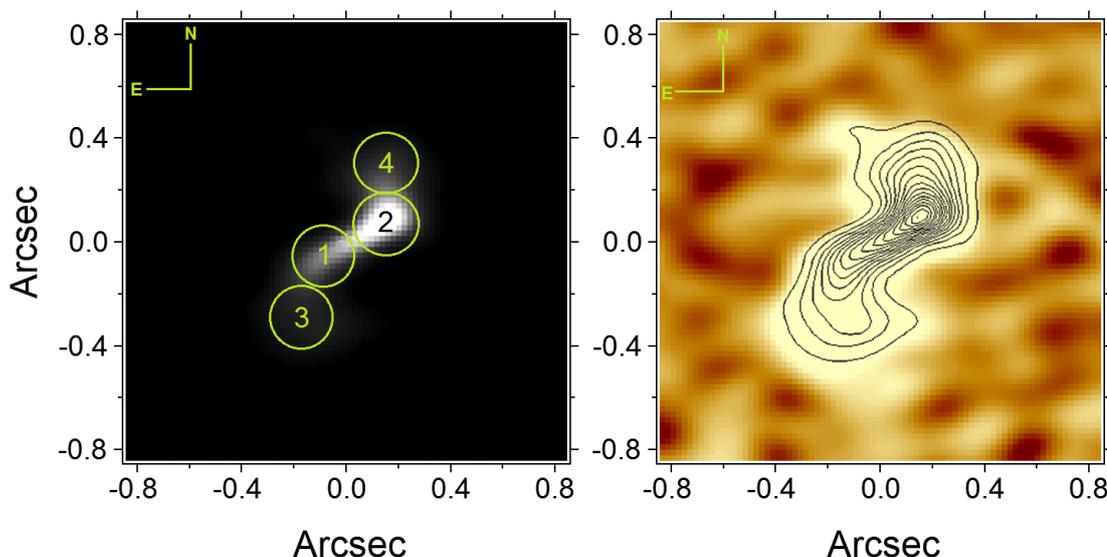


Figura 3.6: Painel esquerdo: a imagem de gás molecular, exibindo as quatro regiões com raios de $0''.1$, a partir dos quais os fluxos das linhas foram extraídos. Painel direito: a mesma imagem, dimensionada para exibir a flutuação de ruído, e a área de emissão significativa de H_2 . Os contornos estão em escala quadrática, com o contorno interno correspondendo a 15% e o contorno externo a 1% do pico do fluxo.

3.3.2 Cinemática H_2

A Fig. 3.7 (painel esquerdo) permite visualizar a distribuição espacial completa das asas vermelha e azul para a linha $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$ e a imagem das asas da mesma linha com velocidades $v < -140 \text{ km s}^{-1}$ e $v > 140 \text{ km s}^{-1}$ (painel central), bem como os contornos do gás molecular. Apesar de diferenças devido principalmente à razão sinal-ruído (em inglês *signal-to-noise*, S/N), todas as linhas H_2 tem cinemática consistente (Fig. 3.9), com a maior diferença sendo o prolongamento em *redshift* mais pronunciado na imagem da transição $\lambda 20735 \text{ \AA}$. As seis regiões diferentes denotadas por letras na Fig. 3.7 correspondem às localidades de onde se extraíram os espectros a partir de regiões circulares com raios de $0''.1$, para determinar os perfis da linha $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$. Todos os perfis de linha são exibidos na Fig. 3.8, com a seção superior mostrando que a FWHM em *blueshift* aumenta para regiões mais distantes do centro, com comportamento similar para as linhas com *redshift*, na seção inferior. As regiões *b* e *e* têm claramente perfis assimétricos e devem representar a transição entre dois regimes de velocidade, um mais turbulento e dominado pela velocidade de dispersão e o outro visto nos perfis de linha estreitos localizados no disco. Na Fig. 3.7 (painel direito), é exibido o mapa de velocidade radial baseado em um ajuste gaussiano único da linha $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$ em cada spaxel, com os contornos do gás molecular. Os ajustes

Tabela 3.1 - Fluxos das linhas de emissão H₂ medidos para as quatro regiões circulares marcadas na Fig. 3.6, com raios de 0".1 e emissão total dentro de uma abertura de raio de 0".5, incluindo as linhas Br γ e HeI. Todos os valores estão em unidades de 10⁻¹⁶ erg s⁻¹ cm⁻². Erros não excedem os típicos 30% de incerteza na calibração de fluxo.

λ_{vac} (Å)	ID	1	2	3	4	Total
20 338	H ₂ 1-0 S(2)	2.94 ± 0.19	2.39 ± 0.22	1.43 ± 0.12	1.80 ± 0.09	12.72 ± 0.44
20 585	HeI	–	–	–	–	5.48 ± 0.51
20 735	H ₂ 2-1 S(3)	0.78 ± 0.09	0.67 ± 0.04	0.34 ± 0.03	0.46 ± 0.09	3.91 ± 0.58
21 218	H ₂ 1-0 S(1)	6.15 ± 0.15	6.40 ± 0.14	3.93 ± 0.24	4.24 ± 0.12	51.81 ± 1.89
21 661	Br γ	–	–	–	–	4.04 ± 0.76
22 235	H ₂ 1-0 S(0)	1.66 ± 0.17	1.84 ± 0.12	1.04 ± 0.14	1.33 ± 0.13	11.20 ± 1.26
22 477	H ₂ 2-1 S(1)	0.65 ± 0.13	0.50 ± 0.14	0.50 ± 0.10	0.42 ± 0.06	4.78 ± 1.57
24 066	H ₂ 1-0 Q(1)	5.78 ± 0.76	6.86 ± 0.42	3.58 ± 0.13	3.94 ± 0.35	43.39 ± 5.13

além de um raio de $\sim 0".4$ podem levar à ilusória interpretação da cinemática estendida, onde o S/N é baixo demais para uma análise confiável (como mostrado na Fig. 3.6, painel à direita). O eixo cinemático associado com o disco é de $103^\circ \pm 3^\circ$.

Interpreta-se os perfis de linha estreitos das regiões 1 e 2 na Fig. 3.6 (painel esquerdo) como representando a emissão de um disco, com PA=124°, e uma espessura no limite da resolução, com um limite superior para a sua espessura de ~ 20 pc. Este disco está conectado ao gás turbulento associado com as regiões 3 e 4. O comportamento dos dois regimes de velocidade talvez decorra de alguma interação entre o disco e o jato, resultando na relativamente elevada dispersão de velocidades, detectadas em ambas as componentes de gás molecular (frio) e ionizado (quente) (Storchi-Bergmann et al., 2007), o que é característico de *outflows* nucleares (Martin, 2006; Davies et al., 2014). Esta hipótese é reforçada pela orientação do PA em rádio, a qual está de acordo com a orientação inferida para o gás turbulento (Fig. 3.7, painel central).

Os perfis de velocidades mostrados na Fig. 3.10 foram extraídos a partir de duas orientações diferentes, correspondendo aos ângulos de posição do disco e da emissão rádio, respectivamente, com uma pseudo-fenda com largura equivalente de 0".1. O eixo cinemático para o disco ($103^\circ \pm 3^\circ$) é distinto daquele medido nas imagens das asas azul e vermelha dos perfis de linha estreitos de H₂ $\lambda 21218$ Å (o disco na Fig. 3.7, painel esquerdo), o qual é de $124^\circ \pm 6^\circ$. Essa diferença significa que a velocidade máxima não coincide com o fluxo máximo. De fato, o perfil de velocidade radial exibe a curva característica de um disco, o

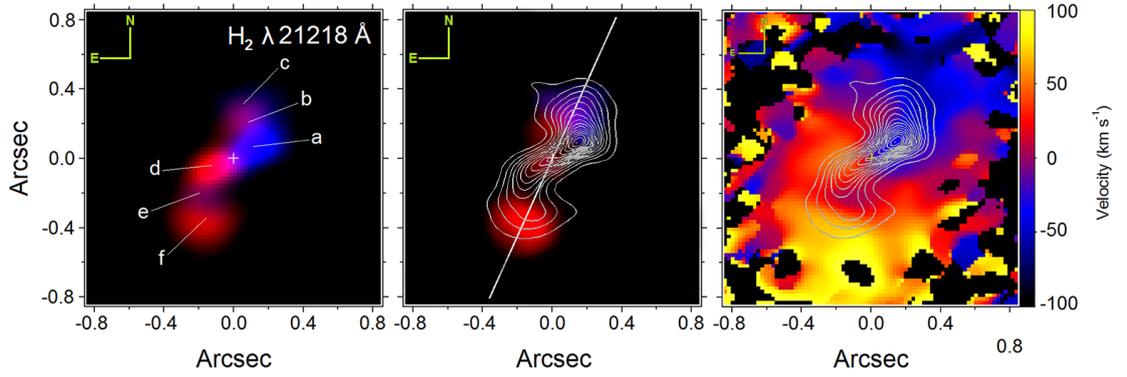


Figura 3.7: Painel esquerdo: imagem da linha $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$, com *blueshift* (de -226 km s^{-1} a 0 km s^{-1}) e *redshift* (de -0 km s^{-1} a 226 km s^{-1}). As letras indicam as posições das regiões circulares, com raios de $0''.1$, a partir dos quais os perfis de linha foram extraídos e exibidos na Fig. 3.8. Painel central: a mesma linha para velocidades $v < -140 \text{ km s}^{-1}$ e $v > 140 \text{ km s}^{-1}$ (asas azul e vermelha somente). A linha branca mostra o $PA_{radio}=156^\circ$ e os contornos representam o gás molecular. Painel direito: mapa de velocidade radial com um ajuste gaussiano para a linha $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$ em cada spaxel.

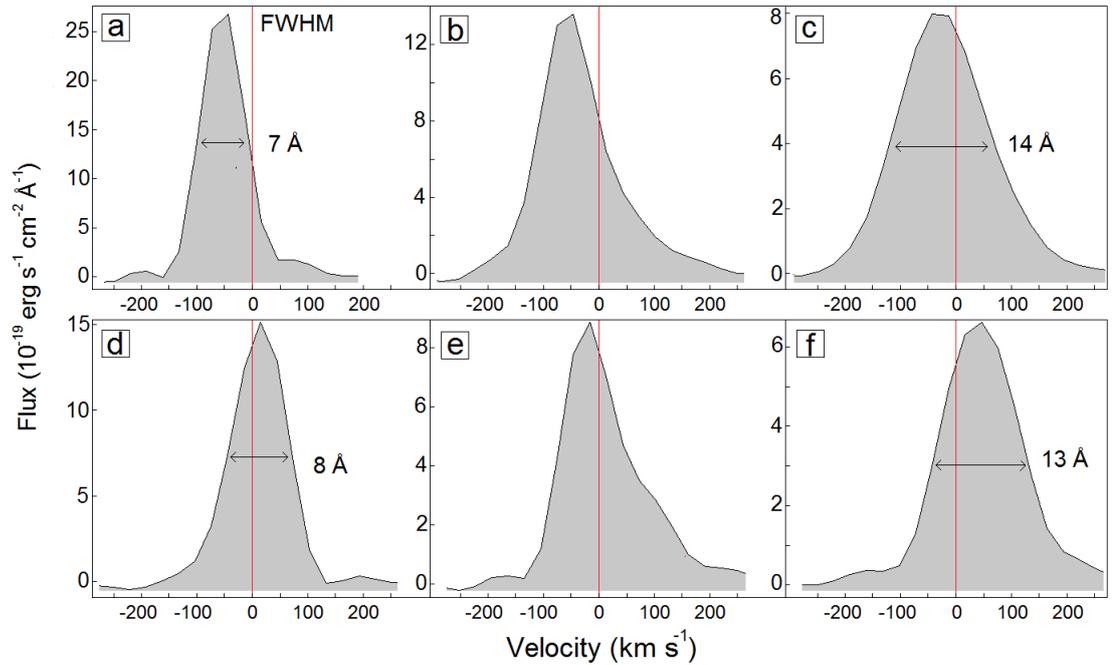


Figura 3.8: Perfis de linha $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$ para as seis regiões marcadas na Fig. 3.7. A linha vertical vermelha denota o comprimento de onda de repouso, com velocidade zero.

qual não diminui tão abruptamente em grandes distâncias. A velocidade radial no disco abrange de $+40$ à -40 km s^{-1} e o disco tem uma velocidade média de dispersão, corrigida do alargamento instrumental, de $36 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$, similar à velocidade radial. O perfil de velocidade ao longo da orientação da emissão rádio atinge $\sim 70 \text{ km s}^{-1}$ na regiões turbulentas, as quais tem uma dispersão de velocidades média de $69 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ na região 1, e $70 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ na

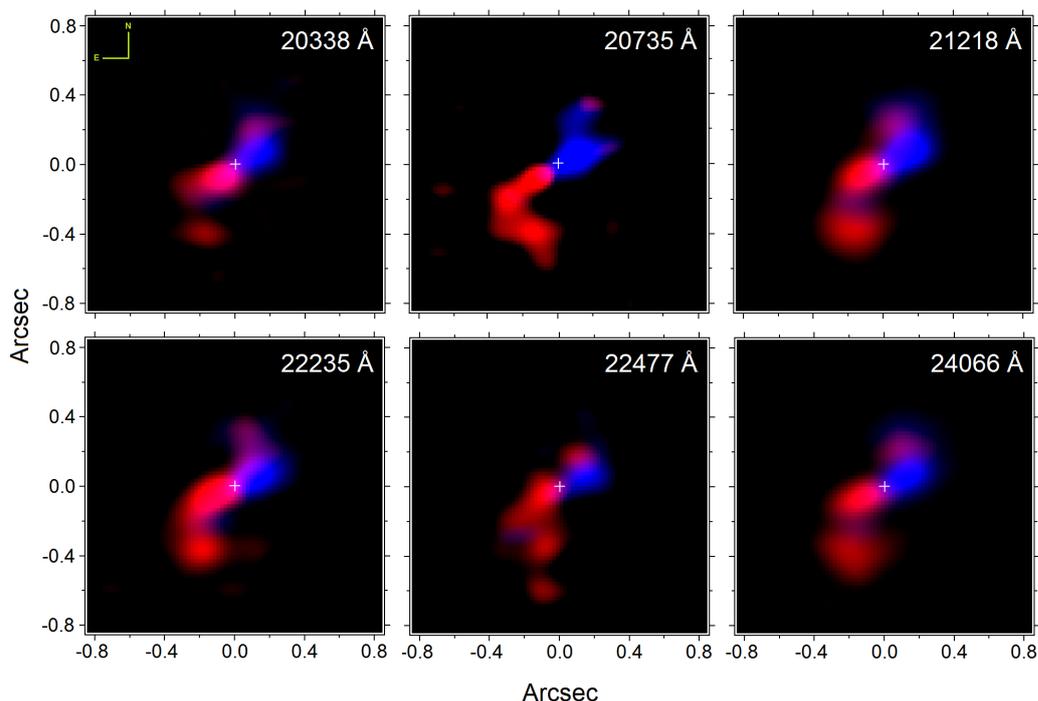


Figura 3.9: Imagens da cinemática para todas as linhas de H_2 detectadas na banda K , com o comprimento de onda mostrado em cada painel. O centro do bojo é marcado com uma cruz.

região 2. Considerando que o disco é visto quase que de perfil, as velocidades radiais são provavelmente próximas de seus valores reais. Assumindo uma inclinação de $\sim 90^\circ$ para o disco H_2 , ele está inclinado $\sim 44^\circ$ *vis-à-vis* ao disco estelar da galáxia. O eixo cinemático possui inclinação inferior ao de $H\alpha$ ($PA=125\pm 10^\circ$), medido por Storchi-Bergmann et al. (2007), onde é assumido que o gás está no disco galáctico.

3.3.3 Tomografia PCA do cubo de dados do gás molecular

A técnica de tomografia PCA é detalhadamente explicada na Seção de metodologia, de modo que se apresentará diretamente os resultados. Para algumas aplicações, ver Ricci et al. (2011), Schnorr Müller et al. (2011), Menezes et al. (2013) e Ricci et al. (2014).

A fim de derivar somente as correlações entre as linhas moleculares, as linhas de recombinação $Br\gamma$ $\lambda 21661 \text{ \AA}$ e $He I$ $\lambda 20585 \text{ \AA}$ foram mascaradas e a tomografia PCA aplicada ao cubo de dados mascarado. Os autovetores mais significativos obtidos com este procedimento são exibidos na Fig. 3.11.

Pode-se dizer que o primeiro autoespectro e o respectivo tomograma são bem similares, respectivamente, ao espectro médio (Fig. 3.5) e à imagem do cubo de dados para o gás

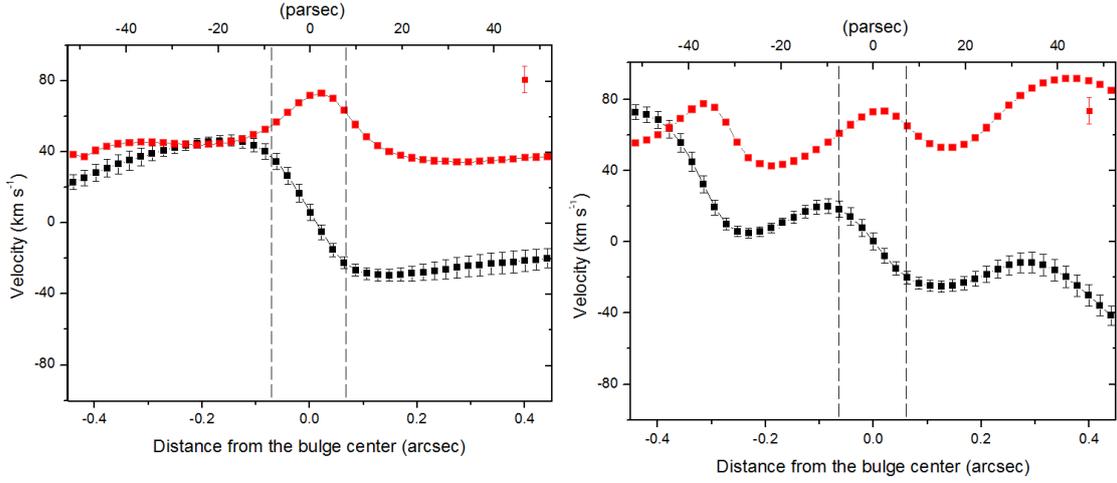


Figura 3.10: Perfil de velocidade radial (quadrados pretos) e dispersão de velocidades (quadrados vermelhos) para a linha $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$, medida ao longo do $PA=103^\circ$ (acima), representando o disco molecular, e $PA=156^\circ$ (abaixo), a orientação da emissão rádio. As linhas tracejadas verticais denotam a PSF da estrela padrão, e as barras de erros para a dispersão de velocidades, corrigidas do alargamento instrumental, são mostradas dentro do gráfico.

molecular médio (Fig. 3.4 painel à direita). Isto é esperado porque o autovetor 1 explica a maior parte a variância dos dados (61.15%), apesar do lado noroeste da estrutura aparentar ser mais proeminente aqui porque o tomograma tem um peso maior onde há mais emissão no cubo de dados, quando comparado ao cálculo da emissão média. Esta estrutura tem o mesmo $PA=124^\circ \pm 6^\circ$ da emissão média e suas extremidades alongadas são quase que perpendiculares.

No autoespectro 2 (9.78% da variância dos dados), há correlações entre comprimentos de onda correspondendo às asas vermelhas de todas as linhas H_2 , as quais são anti-correlacionadas com os comprimentos de onda correspondendo às asas azuis destas linhas, indicando um fenômeno cinemático do gás molecular. Uma análise da morfologia do tomograma 2 revela que as partes desviadas para o azul da linha está na parte noroeste da estrutura e as desviadas para o vermelho na parte sudeste, com o centro do bojo exatamente no centro. Observando o tomograma, há também a mesma anti-correlação associada com as regiões turbulentas. As cores na Fig. 3.11 (painel central) devem ser lidas como as velocidades em *blueshift* e *redshift* com respeito à linha de visada.

O autoespectro 3 (2.07% da variância dos dados), as asas largas das linhas são correlacionadas e tem um fraca anti-correlação com a parte estreita dos picos centrais. A interpretação é que as áreas brilhantes do tomograma correspondem à regiões onde a

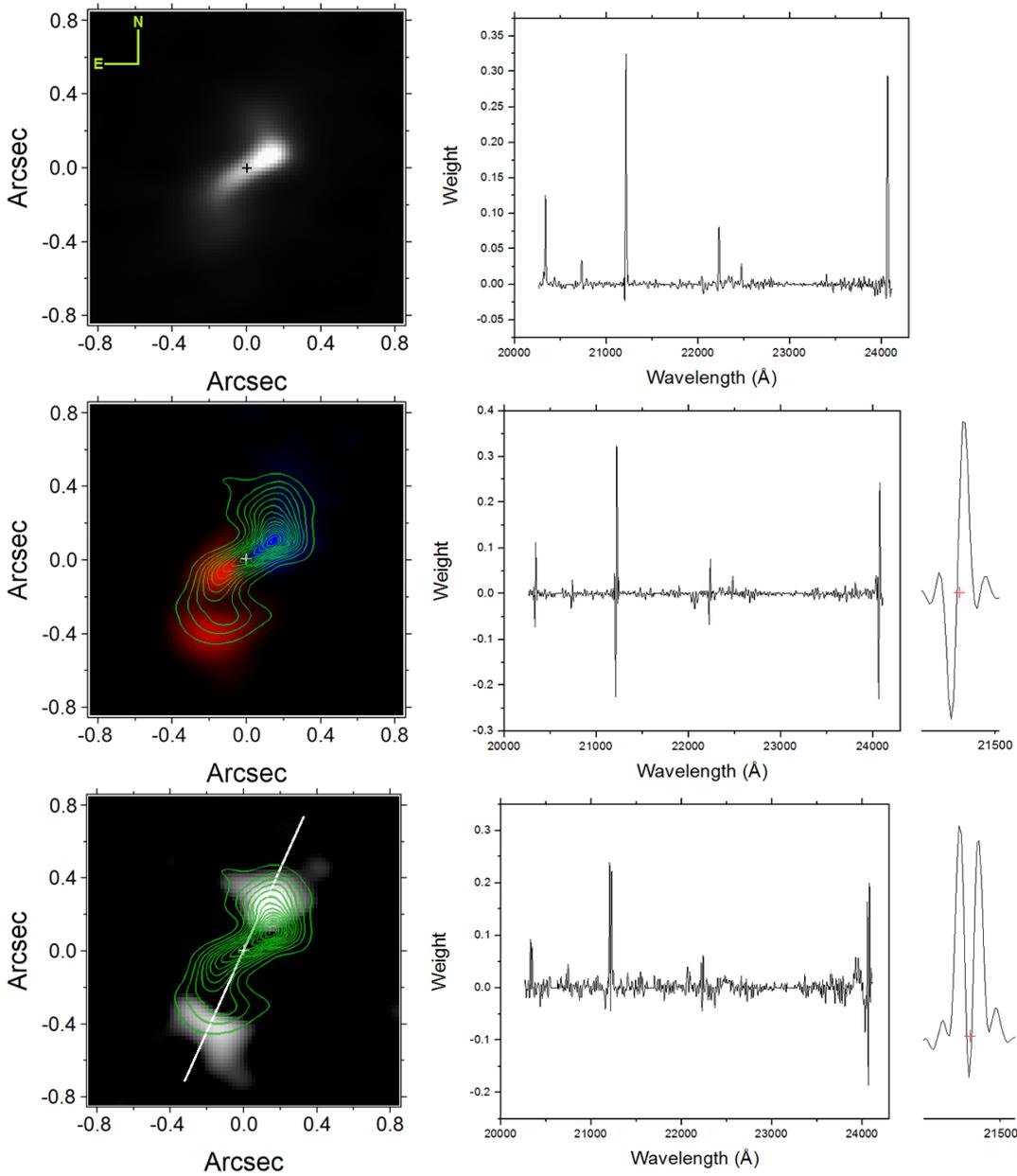


Figura 3.11: Os primeiros três tomogramas e autoespectros de NGC 6951, obtidos pela tomografia PCA, a partir do cubo de dados NIFS para o gás molecular. O painel central mostra o peso negativo total da asa em *blueshift*), em azul, e o peso positivo da asa em *redshift*), em vermelho. Para melhor visualização, o comprimento de onda H₂ λ21218 Å é ampliado. Os contornos representam o gás molecular, a linha branca é o jato com PA de 156° e as cruzes denotam o centro do bojo.

FHWM das linhas de emissão são mais largas e, portanto, onde os maiores valores para a dispersão de velocidades são encontrados. A localização espacial para esta correlação está em acordo com a imagem anterior das asas vermelhas e azuis das linhas moleculares (painel central da Fig. 3.7).

Os contornos na Fig. 3.11 mostram como a informação cinemática do tomograma é espacialmente relacionada à estrutura molecular, representado pelo cubo de dados médio do gás molecular. A cinemática do tomograma 2 está associado simultaneamente com o disco (rotação) e com as regiões turbulentas (*outflow*). Uma vez que a análise PCA produz novos autovetores não-correlacionados, os tomogramas interpretados como a cinemática do gás são bastante precisos na representação de estruturas em diferentes regimes de velocidade, porque a resolução do espectro não permite selecionar adequadamente os intervalos de comprimento de onda para discriminar entre o deslocamento do perfil de linha estreito e o aumento da FWHM na mesma direção. Neste caso o PCA é uma boa maneira de mostrar a localização espacial do gás turbulento.

3.3.4 Condições físicas do gas molecular

Na Tabela 3.1 são exibidos os fluxos, não corrigidos de extinção, das linhas de emissão detectadas. Eles foram medidos para quatro regiões diferentes (Fig. 3.6, painel esquerdo). Algumas razões de linhas são exibidas na Tabela 3.2. Para remover o efeito da razão ORTHO/PARA, Mouri (1994) compara diferentes modelos de excitação usando as razões da intensidade de 2-1 S(1)/1-0 S(1) (as quais ocorrem para ORTHO moléculas) e 1-0 S(2)/1-0 S(0) (para PARA moléculas), onde os valores não-térmicos são esperados serem constantes. As razões de linha para NGC 6951 sugere que seu núcleo tem excitação térmica e que as regiões 2, 3 e 4 estão muito próximas do ponto teórico do processo de aquecimento por choque (Sternberg e Dalgarno, 1989), estabelecendo uma possível distinção entre a região 1, a qual é compatível com excitação por raios-X (Lepp e McCray, 1983) (Fig. 3.12). A interação do gás com a fonte que dirige o choque deve ser mais evidente na região 2, a qual é mais brilhante que a região 1.

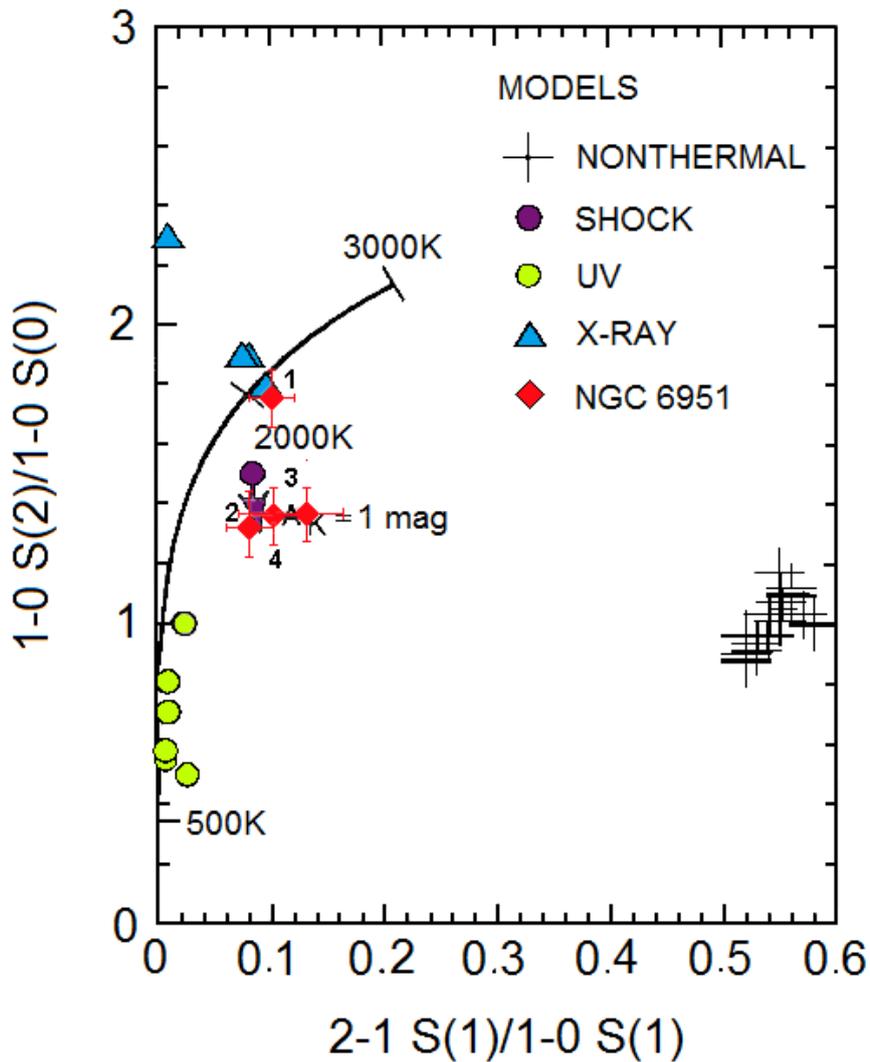


Figura 3.12: Diagrama de excitação do H₂ para as razões de linhas 2-1 S(1)/1-0 S(1) vs. 1-0 S(2)/1-0 S(0), extraído de Mouri (1994), mostrando os valores medidos para as 4 regiões mostradas na Fig. 3.6 (painel esquerdo) para NGC 6951.

3.3.4.1 Diagrama populacional H₂

Para o gás de alta densidade, onde a excitação e desexcitação colisionais são dominantes, as populações relativas dos níveis ro-vibracionais $n_{\nu,J}$ são descritos pela distribuição de Boltzmann. Dado o nível relativo das transições H₂, pode-se calcular a razão das diferentes densidades populacionais, as quais são proporcionais à densidades de coluna observadas, *versus* a energia do nível superior, no que se chama por diagrama populacional. Para um gás termicamente excitado, todos os valores de transição residem numa linha reta e a inclinação correspondente é inversamente proporcional à temperatura do gás. As densidades de coluna pode ser derivadas com a fórmula

$$N(\nu, J) = \frac{f}{A(\nu J, \nu' J')} \times \frac{\lambda}{hc} \times \frac{4\pi}{\Omega_{aper}} \quad (3.1)$$

onde f é o fluxo medido, $A(\nu J, \nu' J')$ é a probabilidade de transição do estado (νJ) ao estado $(\nu' J')$ (obtido de Wolniewicz et al. (1998)), λ é o comprimento de onda do repouso, h é a constante de Planck, c a velocidade da luz e Ω_{aper} é a abertura. Ao utilizar-se o logaritmo da razão entre duas populações Boltzmann como uma função da densidade de coluna, normalizada pela transição $(\nu J) = (1, 3)$ [correspondendo à linha 1-0 S(1)], obtém-se a seguinte equação

$$\ln \frac{N(\nu J)/g_J}{N(1, 3)/g_3} = \frac{-E(\nu J)/k}{T} + constante \quad (3.2)$$

A *constante* é independente da transição. Fig. 3.13 mostra o diagrama de população H_2 para as quatro regiões (exibidas na Fig. 3.6, à esquerda), com as densidades de coluna normalizadas pela transição (1,3), *versus* a energia no nível superior, em unidades Kelvin. Um ajuste linear foi realizado e encontrou-se uma temperatura de 1980 ± 130 K, compatível com o equilíbrio térmico do gás H_2 .

De acordo com os modelos de excitação descritos por Mouri (1994), a razão 0.30 para linha 1-0 S(0)/1-0 S(1) é $\sim 36\%$ acima do que se esperaria para um choque e excitação por raios-X (~ 0.22), e mais próximo dos modelos UV. Devido à ausência de *starburst* no núcleo e uma temperatura resultante incompatível com a excitação por estrelas, descarta-se a excitação por UV. Remanescentes de supernova tem um valor típico de ~ 0.22 para a razão de linha 1-0 S(0)/1-0 S(1) (Mouri, 1994), mais baixo que a razão de ~ 0.30 medida para NGC 6951. Argumenta-se que, levando-se em consideração a geometria da estrutura molecular, é muito pouco provável que esta razão seja devido a remanescentes de supernova mas, com choques consequentes de uma outra fonte de energia. Razões similares foram encontradas na literatura para várias galáxias, atribuídos à excitação por choque ou presente em ambiente bem perturbados, e.g., 0.28 ± 0.05 para NGC 520, um sistema em fusão (Kotilainen et al., 2001); 0.29 para NGC 660, com duas faixas de poeira inclinadas (Schinnerer e Scoville, 2002); 0.24 ± 0.01 para NGC 1266, provavelmente excitado por choques-C (Pellegrini et al., 2013); 0.27 ± 0.01 para NGC 1275, compatível com excitação por choque e aquecimento turbulento (Scharwächter et al., 2013); 0.3 ± 0.1 para NGC 5929

Tabela 3.2 - Razões de linha H₂ medidos para as quatro regiões circulares marcadas na Fig. 3.6, com raios de 0''.1, e a razão para o total da emissão, dentro de uma abertura de 0''.5. A razão 1-0 S(1)/Br γ também é exibida.

Razão de linhas	1	2	3	4	Total
$\frac{2-1S(1)}{1-0S(1)}$	0.10 ± 0.02	0.08 ± 0.02	0.13 ± 0.03	0.10 ± 0.02	0.09 ± 0.03
$\frac{1-0S(0)}{1-0S(1)}$	0.27 ± 0.03	0.29 ± 0.03	0.27 ± 0.05	0.31 ± 0.04	0.30 ± 0.04
$\frac{1-0S(2)}{1-0S(0)}$	1.77 ± 0.29	1.30 ± 0.19	1.37 ± 0.18	1.37 ± 0.27	1.14 ± 0.20
$\frac{1-0S(1)}{Br\gamma}$	9.4 ± 1.25	9.5 ± 1.9	–	–	12.8 ± 2.9

(Bower et al., 1993) (analisada neste trabalho); e 0.18 para a galáxia Arp102B (Stauffer et al., 1983), onde as últimas duas razões tem uma forte interação jato-gás.

A alternativa a aquecimentos por supernovas seria a presença de um jato, onde um plasma relativístico continuamente atinge o gás molecular. De fato, o núcleo de NGC 6951 tem uma emissão rádio central, a qual é levemente excêntrica, sugerindo que o jato rádio poderia ser interrompido por uma densa distribuição de gás.

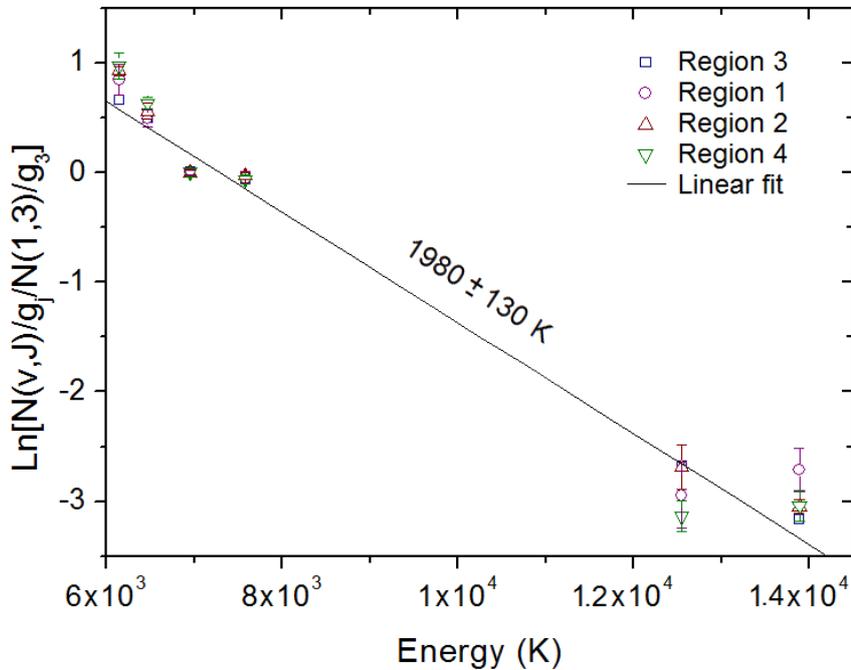


Figura 3.13: Diagrama de nível de populações H₂ relativos à transição 1-0 S(1) para as quatro regiões (marcadas na Fig. 3.6, painel esquerdo) de NGC 6951. A linha reta é o ajuste linear com uma inclinação consistente com uma população isotérmica à 1980±130 K.

3.4 Análises e resultados para as linhas de emissão: o gás ionizado

3.4.1 Imagens HST: o cone de ionização e a extinção interestelar

As imagens analisadas foram obtidas com o telescópio espacial Hubble (em inglês, *Hubble Space Telescope*, HST), recuperadas do arquivo do HST, para os filtros F814W (banda I) e F658N ($H\alpha + [N II]$) para o instrumento ACS WFC1, com escala de $0''.05$ por píxel, e para o filtro F547M (banda V) obtido com o WFPC2/PC com escala de $0''.046$ por píxel. Nos painéis da Fig. 3.14, destaca-se a estrutura do gás ionizado, onde é mostrada a imagem $(V - I)$ com os contornos do gás ionizado e molecular, respectivamente. As regiões mais escuras nas imagens $(V - I)$ correspondem as mais altas extinções, as quais estão em acordo com o mapa estrutural baseado igualmente em imagens do HST mostrado por Storchi-Bergmann et al. (2007) (ver a Fig. 4 deles), com a região à sudoeste do núcleo nitidamente mais obscurecida.

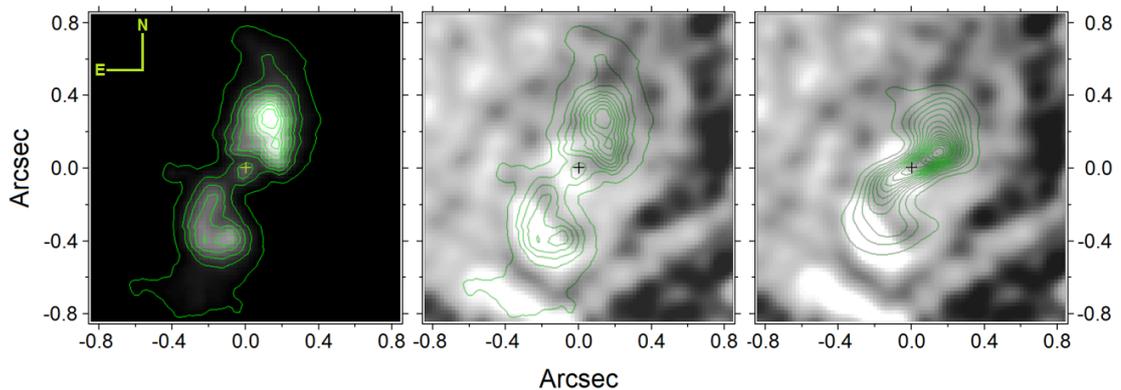


Figura 3.14: Imagens HST. Painel esquerdo: imagem $(H\alpha + [N II])/I$. Os contornos estão em escala linear, com o contorno interno correspondendo à 17% e o contorno externo à 3% do pico do fluxo. Centro: imagem $(V - I)$ com os contornos da imagem anterior. Painel direito: $(V - I)$ com os contornos da imagem do gás molecular. As regiões mais escuras correspondem à extinções mais altas.

A primeira imagem na Fig. 3.14 (representando a emissão $H\alpha + [N II]$) exibe uma estrutura dupla, simétrica com respeito a uma fraca emissão pontual central. Interpreta-se esta estrutura dupla como dois cones de ionização, com a componente à noroeste sendo duas vezes mais intensa do que à sudoeste, a qual exibe uma formato de arco. A linha conectando os cones de ionização tem um $PA = 153^\circ \pm 2^\circ$. A fraca emissão pontual central coincide com o pico da emissão do bojo estelar, visto na banda I . A partir daqui, assume-se que o bojo, visto nas bandas I e K , tem o mesmo centro, o qual também define a posição

do AGN. É válido mencionar que há somente uma fraca emissão na vizinhança do AGN. A imagem ($V - I$) (Fig. 3.14, painel central) indica onde a extinção é mais alta (regiões mais escuras), as quais atribui-se à presença de poeira. Se esta imagem é comparada com a estrutura do gás ionizado, não se vê correlação alguma. Esta comparação mostra que o lado noroeste do cone é intrinsecamente mais brilhante que o lado sudeste, também visto nos dados NIFS (Fig. 3.4, painel direito). Na Fig. 3.14 (painel painel direito) também não se vê correlação entre a distribuição de poeira mais densa e o gás molecular. Isto pode parecer contraditório, uma vez que as moléculas H_2 são formadas na superfície de grãos de poeira; entretanto, uma vez formado, o gás poderia ser aquecido até temperaturas acima da temperatura de sublimação dos grãos, de ~ 1500 K. Esta temperatura foi calculada na seção anterior como sendo $T=1980$ K e, de fato, este deve ser o caso. Portanto, a poeira deve somente ser associada com a distribuição do gás molecular frio. Também nota-se que não há evidência clara de nenhuma estrutura indicando braços espirais nestas escalas.

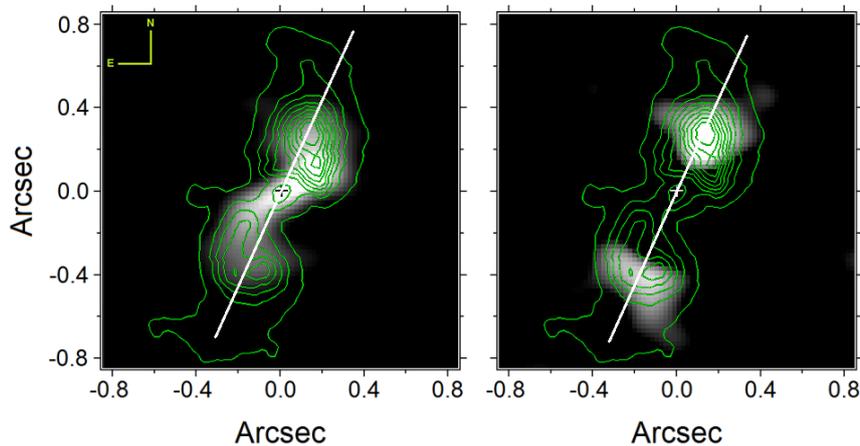


Figura 3.15: Painel esquerdo: imagem do gás molecular (branco) e a imagem $(H\alpha+[N II])/I$ (contornos verde). Painel direito: tomograma 3 (branco) obtido com a tomografia PCA do cubo de dados do gás molecular, com os mesmos contornos do gás ionizado, indicando onde a velocidade de dispersão é mais alta. A linha branca é o $PA_{Radio}=156^\circ$.

Pela sobreposição dos contornos do gás ionizado (tal como visto na imagem do HST) com a imagem do gás molecular (Fig. 3.15, esquerda), torna-se evidente que os cones de ionização estão desalinhados com o gás molecular de tal maneira que eles coincidem principalmente com a emissão H_2 que não está distribuída ao longo do disco, o que sugere algum tipo de interação. O mesmo pode ser dito sobre a orientação da emissão rádio, a qual coincide com a dos cones. A imagem à direita da Fig. 3.15 mostra novamente os cones

e o tomograma 3 do cubo de dados NIFS, o qual é interpretado como representando as regiões onde o gás é mais turbulento, e eles são co-espaciais com as extremidades do gás ionizado e tem a mesma orientação do jato rádio. Este cenário sugere que a alta-velocidade do gás molecular, visto em conjunto com o gás ionizado, poderia representar um *outflow* nuclear originado da interação entre o jato e o disco molecular, em consonância com a análise dos dados GMOS na Seção 3.4.3.

3.4.2 Gás ionizado no infravermelho: as emissões $Br\gamma$ e HeI

Uma fraca emissão é detectada de $Br\gamma$ (Fig. 3.16), se estendendo do centro e conectando-se com a estrutura da emissão $H\alpha+[NII]$, com intensidade e ângulo de posição cinemático consistente com aqueles encontrados para as linhas H_2 (compare com a Fig. 3.7, painel esquerdo).

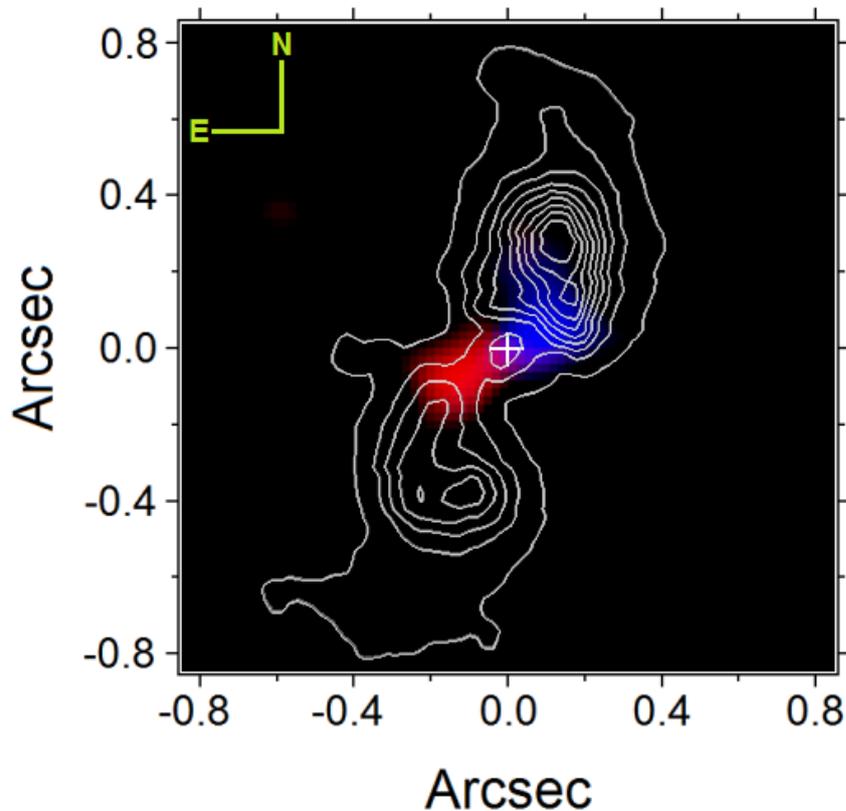


Figura 3.16: Imagem das asas azuis e vermelha da linha de emissão $Br\gamma$ com a imagem $(H\alpha+[NII])/I$ (contornos brancos).

Esta emissão parece preencher o vão entre o núcleo e os cones de ionização alongados, sugerindo que a emissão vista na imagem HST origina-se majoritariamente do $[NII]$. Isto

é confirmado por Storchi-Bergmann et al. (2007), que encontrou $[N II]/H\alpha = 4 - 5$ para a região nuclear. Na Seção 3.4.5 esta discussão é retomada.

Examinando a imagem das asas azuis e vermelhas do perfil de linhas, nós vemos que o centro cinemático de $Br\gamma$ também concorda bem com o centro adotado para o AGN, o centro do bojo na banda K . A velocidade radial foi medida com o ajuste de uma função gaussiana à linha de emissão $Br\gamma$ nos espectros das regiões 1 e 2 (painel esquerdo da Fig. 3.6), e encontrou-se um intervalo de -40 km s^{-1} à $+40 \text{ km s}^{-1}$. Isto é, o mesmo que as velocidades extraídas do gás molecular e também similar à velocidade radial medida para o gás ionizado (Seção 3.4.6). Para a dispersão de velocidades, mediu-se uma média de $55 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$ para a região 1 e $80 \pm 36 \text{ km s}^{-1}$ para a região 2, as quais apresentam uma emissão muito fraca. Estes valores são maiores que aqueles medidos para o gás molecular no disco $36 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$, apesar dos erros serem significativamente maiores. Uma vez que esta emissão coincide espacialmente com o disco molecular, a hipótese que ele se origina dos cones de ionização é menos favorável, dada a extensão do gás ionizado.

O alto valor de ≈ 10 para a razão $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA} / Br\gamma$, mostrada na Tabela 3.2, está bem acima dos valores encontrados na literatura, e longe dos valores típicos de $\lesssim 0.6$ para galáxias *starburst* (Mazzalay et al., 2013, Rodríguez-Ardila et al., 2004, Rodríguez-Ardila et al., 2005). De fato, esta galáxia não mostra indicação de nenhuma formação estelar significativa ocorrendo em seu núcleo (van der Laan et al., 2013). Na medida em que se aumenta o raio de abertura, a razão aumenta, como pode ser visto comparando a razão total com as regiões 1 e 2. Esta diferença é justificada, porque as linhas H_2 apresentam uma emissão mais estendida.

Na Fig. 3.17 é exibida a imagem do fluxo integrado da emissão He I, a qual é assimétrica quando comparada à distribuição de gás molecular e com respeito à mais intensa emissão $Br\gamma$. Assim, tem-se um fluxo maior para a linha He I na parte sudeste do núcleo e o caso oposto para a emissão $Br\gamma$. Enfatiza-se que a linha He I está localizada num interval muito ruidoso do espectro (Fig. 3.2), e mesmo após a filtragem de ruídos de alta frequência, o perfil de linha remanescente pode ser afetado por componentes de absorção atmosférica.

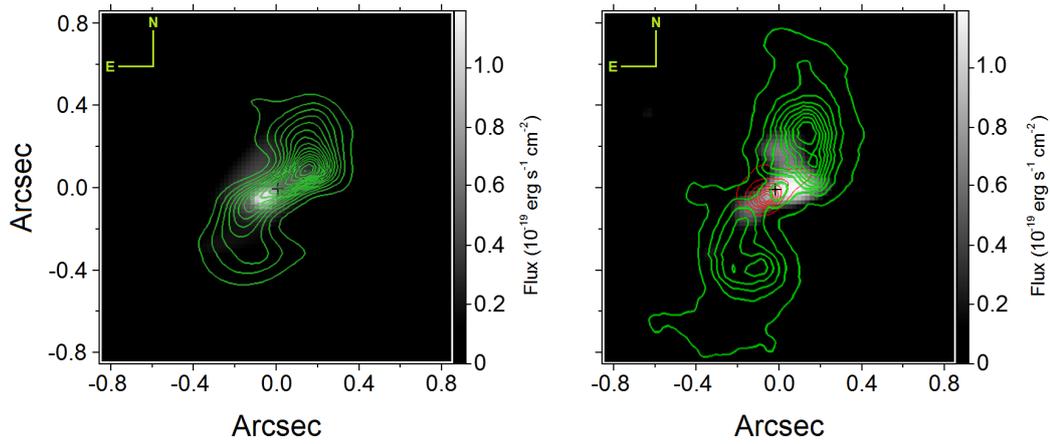


Figura 3.17: Painel esquerdo: imagem do gás molecular (contornos verde) e a emissão He I (branco). Painel direito: He I (contornos vermelhos), $\text{Br}\gamma$ (branco) e $(\text{H}\alpha + [\text{N II}])/I$ (contornos verdes). A cruz denota o centro do bojo.

3.4.3 O cubo de dados GMOS

Com o objetivo de analisar o gás na parte óptica do espectro, selecionou-se somente a região interna ao anel, correspondendo ao mesmo FoV e orientação usada para analisar os dados NIFS, e novamente com a subtração da emissão estelar. Entretanto, neste caso, realizou-se uma síntese de população estelar em cada espectro do cubo de dados, usando o programa STARLIGHT (Cid Fernandes et al., 2005) e a base teórica de Bruzual e Charlot (2003). A síntese estelar proporciona espectros estelares sintéticos, a partir dos quais um cubo de dados estelar é gerado. O cubo de dados estelar é então usado para subtrair a contribuição estelar da emissão total no cubo de dados original, além da contribuição de poeira e do *featureless continuum*, para se obter o cubo de dados das linhas de emissão.

Fig. 3.18 mostra a imagem média do cubo de dados GMOS com contínuo subtraído, contendo somente as linhas de emissão, com a imagem centrado no bojo. Optou-se em mostrar a imagem média por duas razões: para comparar com os resultados de tomografia PCA (próxima seção) e porque todas as linhas de emissão detectadas apresentam uma distribuição espacial bem semelhante e, portanto, imagens semelhantes. Pode-se somente notar diferenças na distribuição espacial entre as linhas de emissão detectadas tomando suas razões de linhas, como mostrado na Fig. 3.21 (painéis superior e inferior).

O centro do bojo no óptico (Fig. 3.18) é marcado com uma cruz e pode-se ver que a distribuição do gás ionizado é claramente assimétrica com respeito a ele. Uma explicação possível para a distribuição deslocada do fluxo integrado do gás ionizado com respeito ao

centro é a distribuição assimétrica de poeira no núcleo. Isto é confirmado pela Fig. 3.14 (painel central), onde o lado direito da imagem é mais suscetível à extinção por poeira, um efeito que pode ser pronunciado quando a resolução é seis vezes menor. Neste caso, o centro do bojo no óptico seria deslocado para a esquerda.

Para verificar se a distribuição assimétrica de poeira poderia deslocar o centro fotométrico da imagem de contínuo do GMOS, mediu-se o novo centróide da imagem HST convoluída no filtro V (com uma PSF gaussiana com $\text{FWHM}=0''.45$, tal como discutido na Seção 3.2.2), e encontrou-se um deslocamento para o leste de $0''.05$, i.e, um píxel no cubo de dados GMOS, e menos que um píxel para o sul. Apesar de se medir este deslocamento, este valor é muito sensível ao valor da FWHM estimada da PSF. Este é a razão pela qual não se considera este efeito nas imagens derivadas dos dados GMOS.

Um aspecto crucial deste trabalho é escolher um sistema de referência para comparar as imagens obtidas com os três instrumentos, a saber, o NIFS e GMOS do Gemini norte e o HST, e enfatiza-se que os respectivos centróides foram tomados como o centro do bojo para cada banda, o que assume-se coincidirem. Isto é uma escolha consistente, uma vez que há bons indícios, em todas as observações, que o centro do AGN está localizado no centro do bojo, como pode ser visto pelos centros cinemáticos de H_2 e $\text{Br}\gamma$; o tomograma 2 da tomografia PCA (para os dados GMOS, na próxima seção), e a emissão pontual $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$.

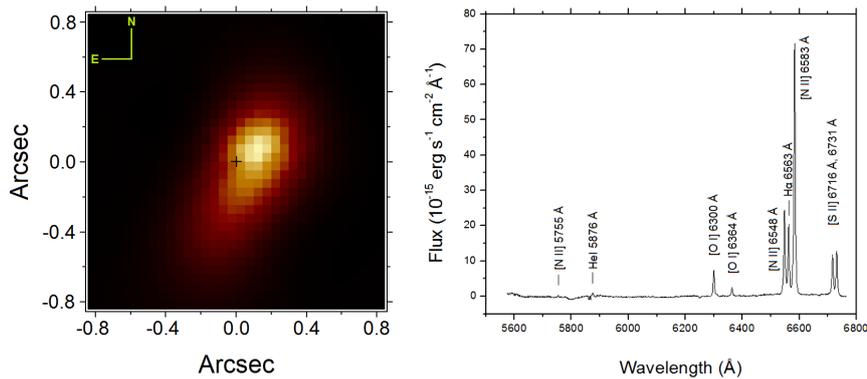


Figura 3.18: Painel esquerdo: a imagem exibe a soma das linhas de emissão com contínuo subtraído dos dados GMOS. A cruz denota o máximo da emissão de contínuo no centróide do bojo. Painel direito: o espectro correspondente da subtração do contínuo extraído dentro de uma abertura de raio $0''.4$.

3.4.4 Tomografia PCA do cubo de dados GMOS para as linhas de emissão

Como na Seção 3.3.3, aplicou-se a tomografia PCA para o cubo de dados GMOS e os primeiros três autoespectros e tomogramas são apresentados na Fig. 3.19. O primeiro autoespectro e tomograma fornecem basicamente a mesma informação dada pela imagem média e espectro exibidos na Fig. 3.18, uma vez que eles correspondem a 88.39% da variância total. O segundo autoespectro (7.65% da variância) mostra uma anti-correlação entre as asas azuis e vermelhas de todas as linhas de emissão, implicando num fenômeno cinemático do gás. Uma vez que se definiu a estrutura representada na imagem HST como dois cones de ionização, com uma orientação similar *vis-à-vis* o segundo tomograma, interpreta-se este tomograma como uma indicação cinemática dos dois cones de ionização visto quase que de lado, com $PA=144^\circ \pm 3^\circ$. O cone à noroeste está no lado mais próximo, acima do plano galáctico. O autoespectro 3 mostra correlações similares entre as asas largas das linhas de emissão e anti-correlações com o perfil estreito das mesmas linhas, os quais também são vistos no autoespectro 3 obtidos com tomografia PCA do cubo de dados do gás molecular. Novamente, interpreta-se este resultado como sendo devido à diferenças na FWHM das linhas em regiões onde a dispersão de velocidades é mais alta, evidenciando a localização espacial onde o gás é mais turbulento.

A Fig. 3.20 (painel esquerdo) exhibe o tomograma 2, espacialmente coincidente com a imagem do gás ionizado do HST, embora com uma resolução ~ 6 vezes menor. Este tomograma informa qual o lado está se aproximando e qual está de afastando de nós.

É importante enfatizar que os tomogramas 2 e 3 revelam características que foram claramente detectadas somente por meio desta técnica. Na Fig. 3.20 (Painel direito), compara-se o terceiro tomograma da tomografia PCA dos cubos de dados NIFS e GMOS, os quais mostram as regiões correspondendo as mais altas dispersões de velocidades. Pode-se ver que eles tem morfologias similares e que as estruturas observadas estão localizadas próximas às extremidades dos cones de ionização, ao longo do ângulo de posição do jato rádio. Embora observado com uma diferença significativa em resolução, é surpreendente que ambos as componentes de turbulência do gás ionizado e molecular estejam localizados na mesma região.

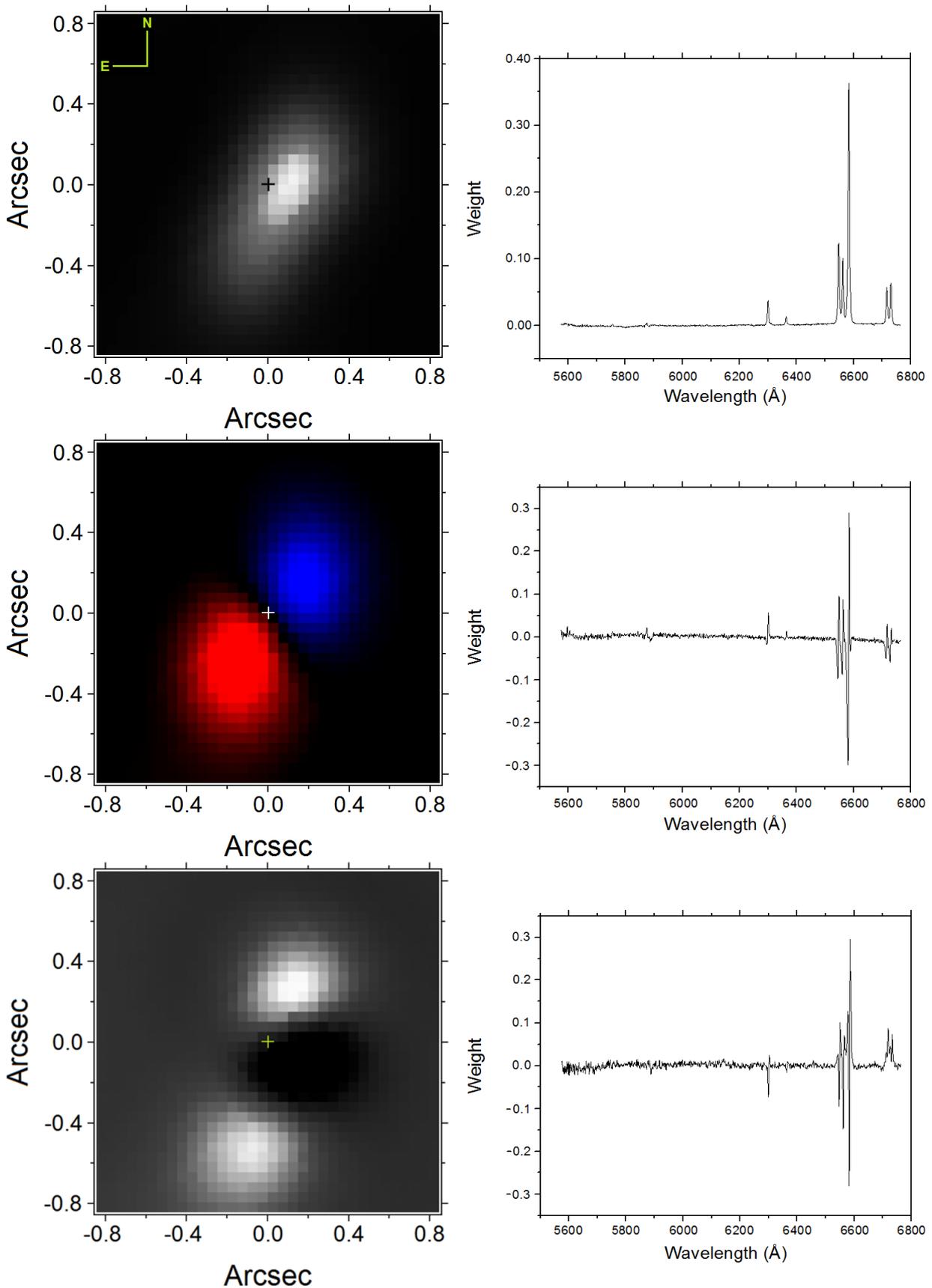


Figura 3.19: Os primeiros três tomogramas e autoespectros obtidos pela tomografia PCA de NGC 6951, a partir do cubo de dados GMOS para o gás ionizado. O painel central mostra o peso negativo total em azul (asa *blueshift*), e o peso positivo em vermelho (asa em *redshift*).

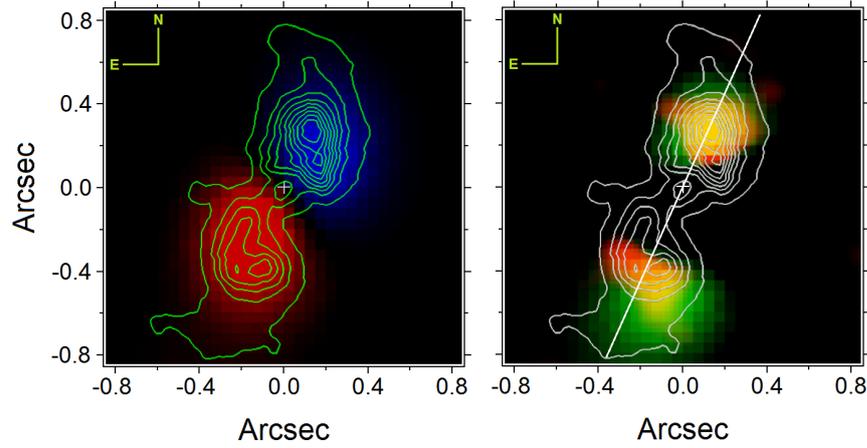


Figura 3.20: Painel esquerdo: tomograma 2 obtido pela tomografia PCA do cubo de dados GMOS, com os cones correspondendo aos pesos positivos e negativos, mostrado em vermelho e azul, respectivamente. Painel direito: tomogramas 3 para o GMOS (verde) e NIFS (vermelho); a cor amarela resulta da mistura das cores verde e vermelha. A linha branca indica o $PA_{Radio}=156^\circ$. Os contornos da imagem $(H\alpha+[NII])/I$ são sobrepostos em ambas as imagens.

3.4.5 As razões de linha no óptico e as condições físicas do gás

Outras razões de linha úteis para investigar o mecanismo de excitação são $[NII]\lambda 6583 \text{ \AA}/H\alpha$ e $[OI]\lambda 6300 \text{ \AA}/H\alpha$ (Fig. 3.21), as quais podem ser calculadas para cada spaxel em todo o FoV, incluindo a região nuclear e o escoamento. Os perfis de linhas foram ajustados com um algoritmo Gauss-Newton para funções não-lineares. A Fig. 3.21 (painel superior) mostra a razão $[NII]/H\alpha$, juntamente com os contornos da imagem $(H\alpha+[NII])/I$. Ambas as imagens retratam uma estrutura bipolar, centrada no AGN, com ângulos de posição similares. Mas é importante notar que a razão $[NII]/H\alpha$ máxima não coincide com o emissão máxima dos cones de ionização, representados pelos contornos HST. As razões estão no intervalo de $[NII]/H\alpha \sim 1-3.8$, possuindo um valor típico de ~ 2.5 , com um máximo de ~ 3.8 à 53 pc nas direções noroeste e sudeste a partir do núcleo. A mesma razão foi encontrada em M 51 ($[NII]/H\alpha \sim 3.8$), a qual tem uma forte interação jato-gás (Kuno e Nakai, 1996). A linha conectando as duas regiões com os valores mais altos de $[NII]/H\alpha$ tem $PA \sim 160^\circ \pm 6^\circ$, consistente com o PA da emissão rádio. Em comparação, as regiões de formação estelar no anel estelar têm valores entre $[NII]/H\alpha = 0.3 - 0.4$ (Storchi-Bergmann et al., 2007), típicos de emissão H II (Baldwin et al., 1981).

A razão de linha de $[OI]/H\alpha$ é exibida na Fig. 3.21 (painel inferior), juntamente com os cones de ionização, representados pela imagem HST e o ângulo de posição do disco

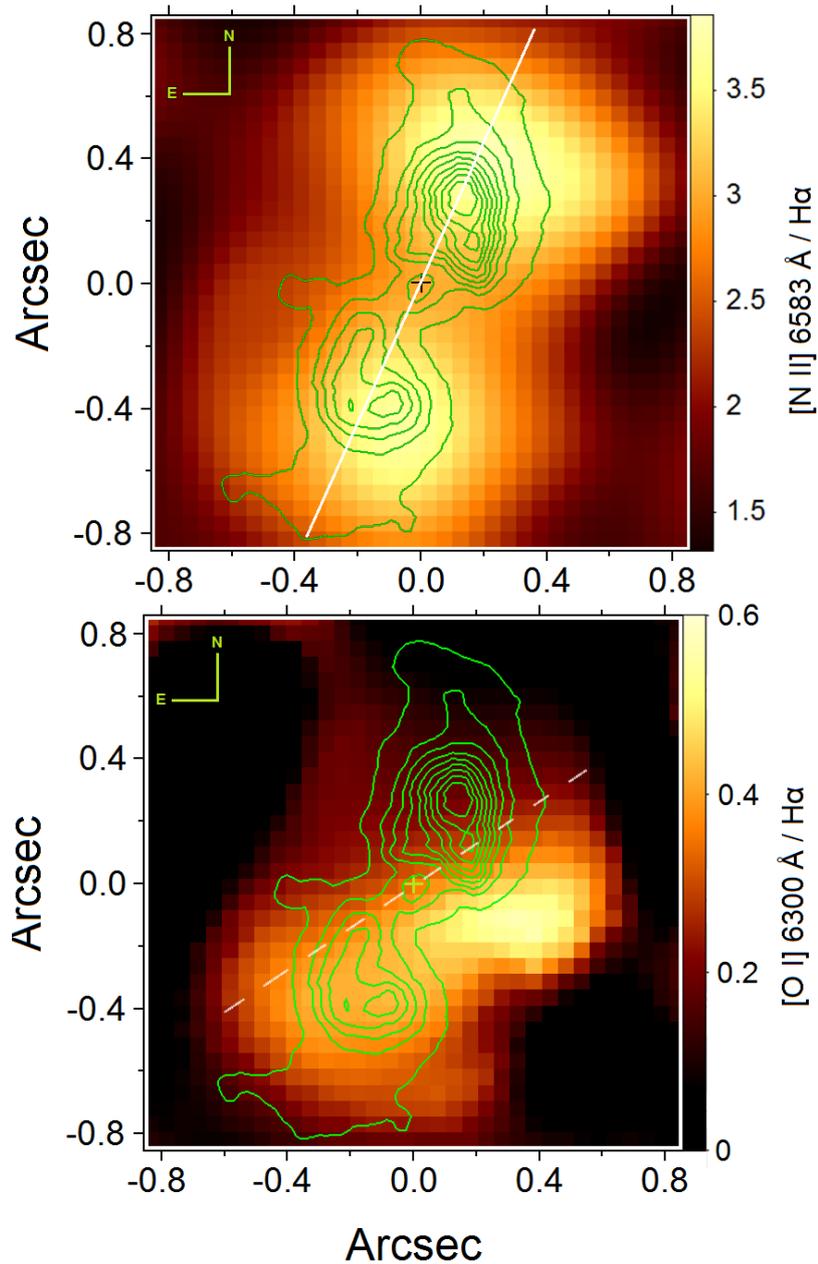


Figura 3.21: Painel superior: imagem da razão $[N II]/H\alpha$. A linha branca fornece o $PA_{radio}=156^\circ$. Painel inferior: imagem de $[O I]/H\alpha$. A linha branca tracejada denota o ângulo de posição do disco molecular (124°). Ambas as imagens mostram os contornos da imagem HST.

molecular. É interessante notar que a razão máxima, 0.6, não coincide nem com os cones nem com o disco H_2 . Esta característica não está relacionada à diferenças na extinção. De fato, ela está localizada numa região onde a extinção deveria ser mais alta (ver Fig. 3.14) e, portanto, com uma emissão $[O I]$ mais baixa. O pico da emissão está localizado 50 pc à sudoeste do núcleo, e sua intensidade diminui na direção do cone do sul, logo abaixo do local do disco molecular. Entretanto, há certa correlação entre a alta razão de $[O I]/H\alpha$

com o lado distante do cone de ionização, à sudeste, mas nenhuma no outro cone. A razão média no FoV (200 pc^2) é de $[\text{O I}]/\text{H}\alpha=0.24$, em acordo com Ho et al. (1997b), que obteve o valor de 0.23.

Altos valores de $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$ podem ser associados com o aquecimento mecânico por choques (Osterbrock e Ferland, 2006), apesar de serem provavelmente não relacionados com o *outflow* para esta galáxia, uma vez que a emissão rádio tem uma orientação distinta. Se este resultado é, de fato, indicativo de ondas de choque, não há nenhuma forte evidência de qualquer população estelar jovem no núcleo (van der Laan et al., 2013), da qual estaria relacionada com remanescentes de supernovas e ventos estelares. Uma estrutura similar e de dimensões equivalentes, foi encontrada próxima ao núcleo em M 81 (Ricci et al., 2015) e, numa escala menor, em aglomerados estelares no centro da Via Láctea, como o aglomerado Arches (Yusef-Zadeh et al., 2002) e IRS 16 (Genzel et al., 2010), provavelmente associados a ventos estelares de populações jovens.

A razão pela qual não se analisou a razão $[\text{S II}]\lambda 6717/\lambda 6731$ é que estas linhas não estão presentes em quase metade do FoV.

3.4.6 A cinemática das linhas $\text{H}\alpha$ e $[\text{N II}]$

Os mapas da velocidade radial e de dispersão de velocidades para as linhas $\text{H}\alpha$ e $[\text{N II}]$, com o alargamento instrumental de $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$, foram obtidos pelo ajuste de uma função gaussiana aos perfis de emissão das linhas em cada spaxel no cubo de dados. Os resultados são exibidos na Fig. 3.22. A velocidade de $\text{H}\alpha$ varia de 85 km s^{-1} à -95 km s^{-1} ao longo do PA cinemático $\text{PA}=121^\circ \pm 2^\circ$. Para os mesmos dados, mas com um FoV de $7'' \times 15''$, Storchi-Bergmann et al. (2007) encontraram um limite superior de 200 km s^{-1} , e um $\text{PA}=125^\circ \pm 10^\circ$, e Dumas et al. (2007) mediu o $\text{PA}_{[\text{O III}]}=142^\circ \pm 1^\circ$, dentro de $33'' \times 41''$. A cinemática $[\text{N II}]$ tem valores consistentes de 75 km s^{-1} à -85 km s^{-1} , com $\text{PA}=103^\circ \pm 2^\circ$. Os ângulos de posição foram calculados pelo método descrito no apêndice C de Krajnović et al. (2006), usando um programa IDL implementado por Michele Cappellari.

Os mapas de dispersão de velocidade mostram, para ambas as linhas, um duplo pico simetricamente localizado ao longo da mesma direção dos cones de ionização, alcançando um máximo de $\sim 184 \text{ km s}^{-1}$. Storchi-Bergmann et al. (2007) obtiveram dispersões de velocidades com valores típicos no intervalo de 60 a 80 km s^{-1} para as linhas $[\text{N II}]$ e $\text{H}\alpha$,

alcançando até 140 km s^{-1} nos cones de ionização. O FoV apresentado aqui é menor, e portanto a dispersão de velocidades média obtida foi de 111 km s^{-1} . O pico para a linha [N II] está deslocado do pico $\text{H}\alpha$ por 26 pc e -7 pc ao longo das direções x e y , respectivamente, e está mais próximo do PA da emissão rádio. Nenhum dos picos coincide com os picos de emissão $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ vistos na imagem HST porém estão, em vez disso, localizados logo após suas extremidades (as quais podem ser vistas nas medidas de dispersão de velocidade ao longo do PA do cone, nos gráficos de Fig. 3.22). Na borda dos mapas, o S/R é insuficiente para se inferir qualquer interpretação.

A distribuição para o razão $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$, exibida na Fig. 3.21, também desenha um estrutura bipolar, similar àquela vista para a dispersão de velocidade (Fig. 3.22, painel inferior). Na Fig. 3.23, pode-se ver uma forte correlação entre suas estruturas, embora mais à noroeste que na direção sudeste.

3.5 A componente estelar

3.5.1 O índice de Sersic

O índice de Sersic é um bom indicador se uma galáxia apresenta ou não um pseudo-bojo. Para a maioria dos pseudo-bojos ele possui um valor $n < 2$, enquanto que para bojos clássicos $n > 2$ (Fisher e Drory 2008; Kormendy e Kennicutt 2004). Usamos, portanto, da medida deste parâmetro para verificar como se classifica o bojo desta galáxia, tal como se apresenta nos 200 pc centrais. Ajustou-se um perfil de Sersic 2D tanto na banda K do NIFS quanto na banda I do HST, obtendo-se valores de 1.4 ± 0.1 , e 2.1 ± 0.1 , respectivamente. Vale lembrar que a região ajustada é muito menor do que o raio efetivo medido para esta galáxia ($R_e = 49''$ in the B-band, Marquez e Moles 1993), distância da qual se costuma extrair tais índices. Tal resultado, juntamente com o fato de que NGC 6951 apresenta uma estrutura de barra conectada a um proeminente anel de formação estelar e possui uma distribuição de poeira em formatos espirais no núcleo, nos leva à conclusão de que, de fato, ela abriga um pseudo-bojo.

Apesar do fato de que há uma barra conectada a um anel com intensa formação estelar, nenhuma população jovem foi detectada na região circum-nuclear entre o núcleo e tal anel, sendo apenas bem representada por estrelas com idades características de bojos de galáxias

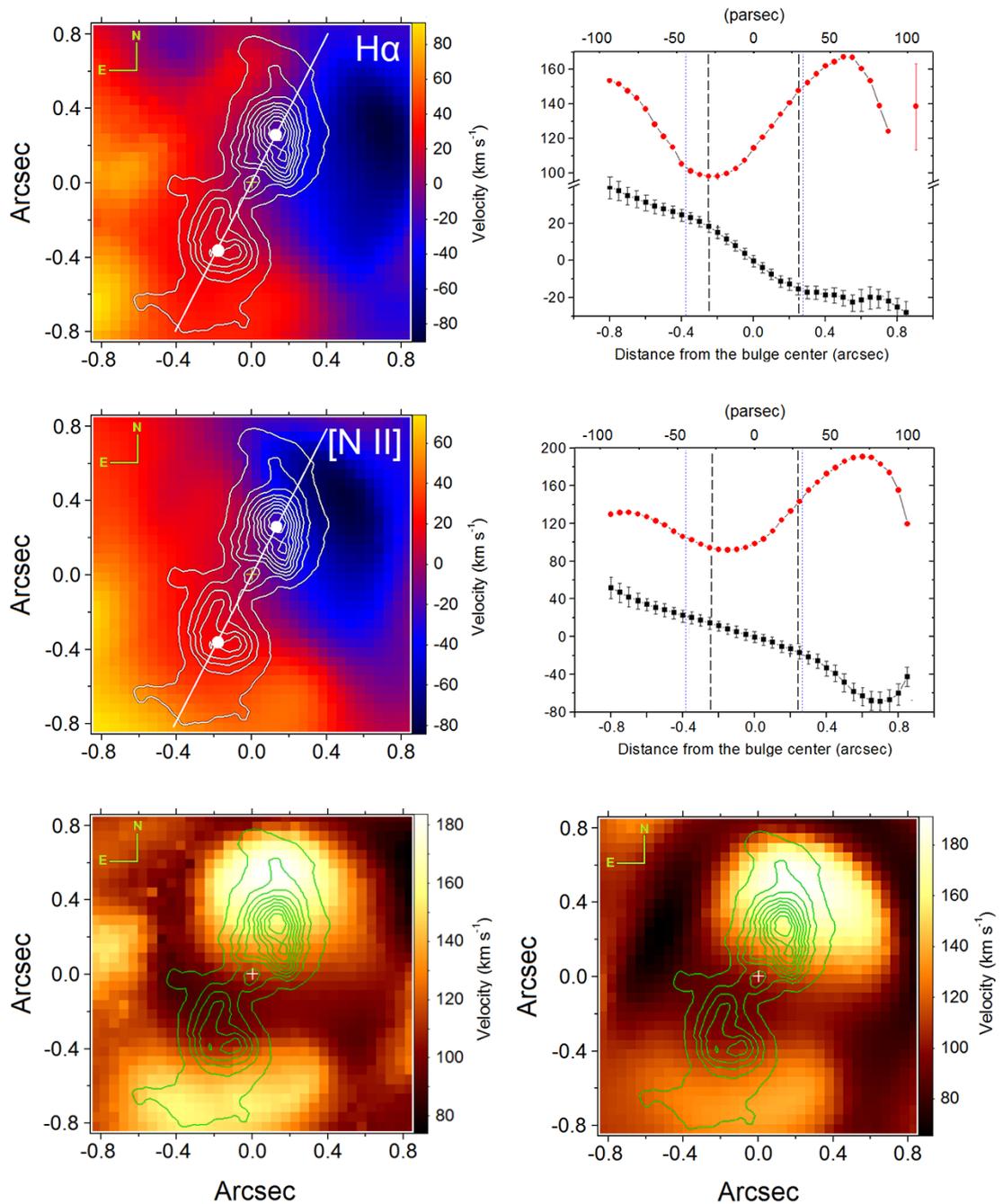


Figura 3.22: Superior esquerdo: mapa de velocidade H α . Sobreposto a esta imagem estão os contornos da imagem $(H\alpha + [N II])/I$. Os círculos preenchidos correspondem às regiões do bi-cone com maiores intensidades. A linha branca indica $PA_{cone} = 154^\circ \pm 1^\circ$. Superior direito: perfis de velocidade radial e velocidade de dispersão (quadrados pretos e círculos vermelhos, respectivamente) ao longo do mesmo PA. A barra de erro para a dispersão de velocidade, corrigido do alargamento instrumental, é exibido no gráfico. Painel central: o mesmo para a linha [N II]. As linhas tracejadas pretas verticais em ambos os gráficos denotam a FWHM da PSF e as linhas pontilhadas denotam a localização das regiões com maior intensidade das respectivas linhas. Inferior esquerdo: mapa de dispersão de velocidade H α . Inferior direito: mapa de dispersão de velocidade da linha [N II].

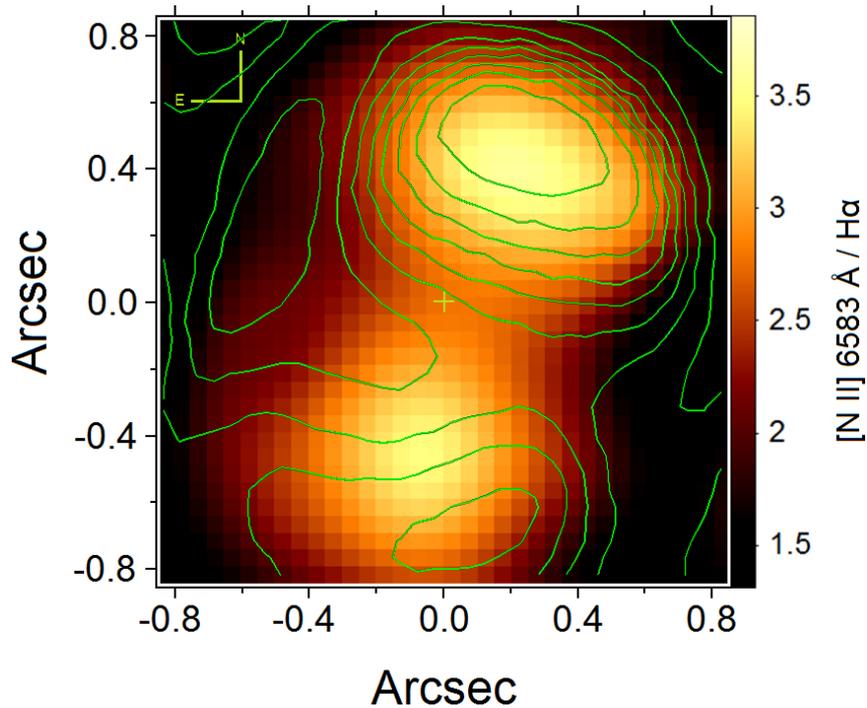


Figura 3.23: /

$H\alpha$ e dispersão de velocidades do [N II]. Razão [N II]/ $H\alpha$ e os contornos do mapa de dispersão de velocidade da linha [N II].

$> 3 \times 10^9$ anos (van der Laan et al., 2013). Além desta componente estelar velha, imagens do HST no óptico revelam estruturas espirais de gás que não estão sob nova formação estelar. Por fim, com o intuito de verificar se alguma subestrutura estelar possa existir no núcleo, subtraiu-se a imagem do bojo da galáxia das imagens construídas com os perfis de Sersic com $n = 1.4$ e $n = 2.1$, baseadas nos ajustes das bandas K e I , respectivamente, mas nenhuma estrutura pôde ser identificada.

3.5.2 A cinemática estelar

Para extrair a distribuição de velocidades estelares na linha de visada, utilizou-se das bandas de absorção ^{12}CO e ^{13}CO para se ajustar a melhor combinação de um uma amostra disponível de espectros estelares (Winge et al., 2009), através de uma convolução por séries de Gauss-Hermite. Este procedimento foi aplicado para cada píxel do cubo de dados após todas as linhas de emissão da faixa espectral correspondente serem mascaradas antes dos ajustes. O algoritmo que encontra os melhores parâmetros ajustados é baseado no método PENALIZED PIXEL FITTING (pPXF), implementado por Cappellari e Emsellem (2004);

no final do processo cada píxel possuía um valor correspondente para a velocidade radial, dispersão de velocidades de os dois momentos seguintes da expansão polinomial, h_3 e h_4 . Na Fig. 3.24 é mostrado o ajuste para um único píxel com $S/N=23$ (painel esquerdo) e um ajuste com $S/N=10$ (painel direito), com o intuito de mostrar o limite de S/N para o qual bons ajustes podem ser realizados. Para a região nuclear, portanto, há uma média de $S/N=20$, medido em uma abertura com raio de $\sim 0''.1$, e apresenta um mínimo de ~ 7 nas bordas do cubo de dados. Na Fig. 3.25 (painel superior), mostra-se o mapa da velocidade radial estelar, derivado por este método, com um PA medido de $143^\circ \pm 2^\circ$, que está de acordo com o PA extraído de dados de menor resolução de observações com o SAURON (Dumas et al., 2007), de $145^\circ \pm 2^\circ$, para um campo de visão ~ 20 vezes maior.

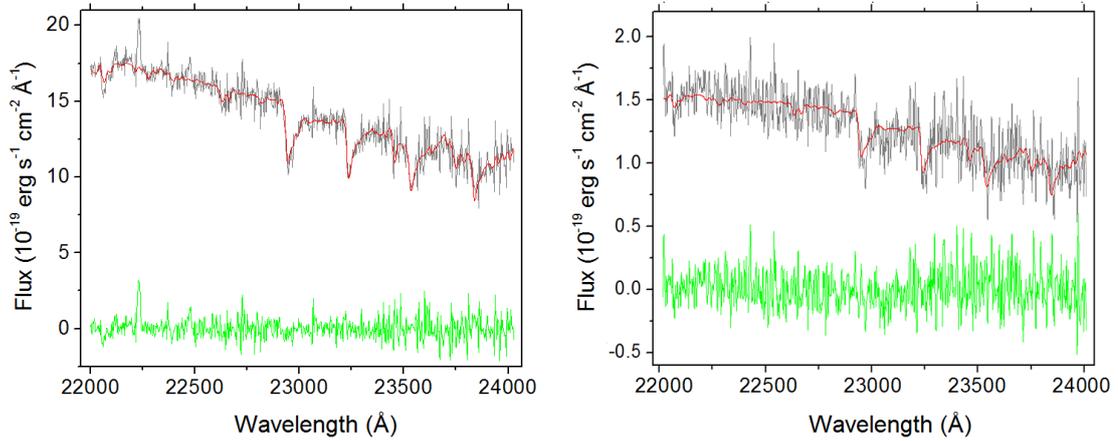


Figura 3.24: Esquerda: espectro nuclear do píxel central (preto), com $S/N=23$ e o ajuste resultante do pPXF mostrado em vermelho. O resíduo é mostrado em verde. Direita: o mesmo que o painel anterior, mas para um píxel com $S/N=10$.

Mediu-se uma velocidade heliocêntrica de $V_r=1454 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$, que corresponde a um *redshift* de $z = 0.00485$. A velocidade projetada interna a $\sim 0''.3$ é mostrada na Fig. 3.25 (painel superior), e compreende valores entre -35 e $+35 \text{ km s}^{-1}$. O painel do meio da Fig. 3.25 mostra a curva de velocidade extraída de uma pseudo-fenda com $\sim 0''.1$ de espessura, ao longo do PA do eixo cinemático, de 143° , bem como os a velocidade de dispersão para a mesma orientação. É calculada uma velocidade média de $87 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$ e, além disso, há um curioso comportamento encontrado para a dispersão de velocidade: ela é sistematicamente menor e constante quando associada com as velocidades em *redshift* ($79 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$), mas cresce $15 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ para o lado com as velocidades em *blueshift* ($94 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$), no mesmo lado onde é detectado o *outflow* em aproximação. Visto que os

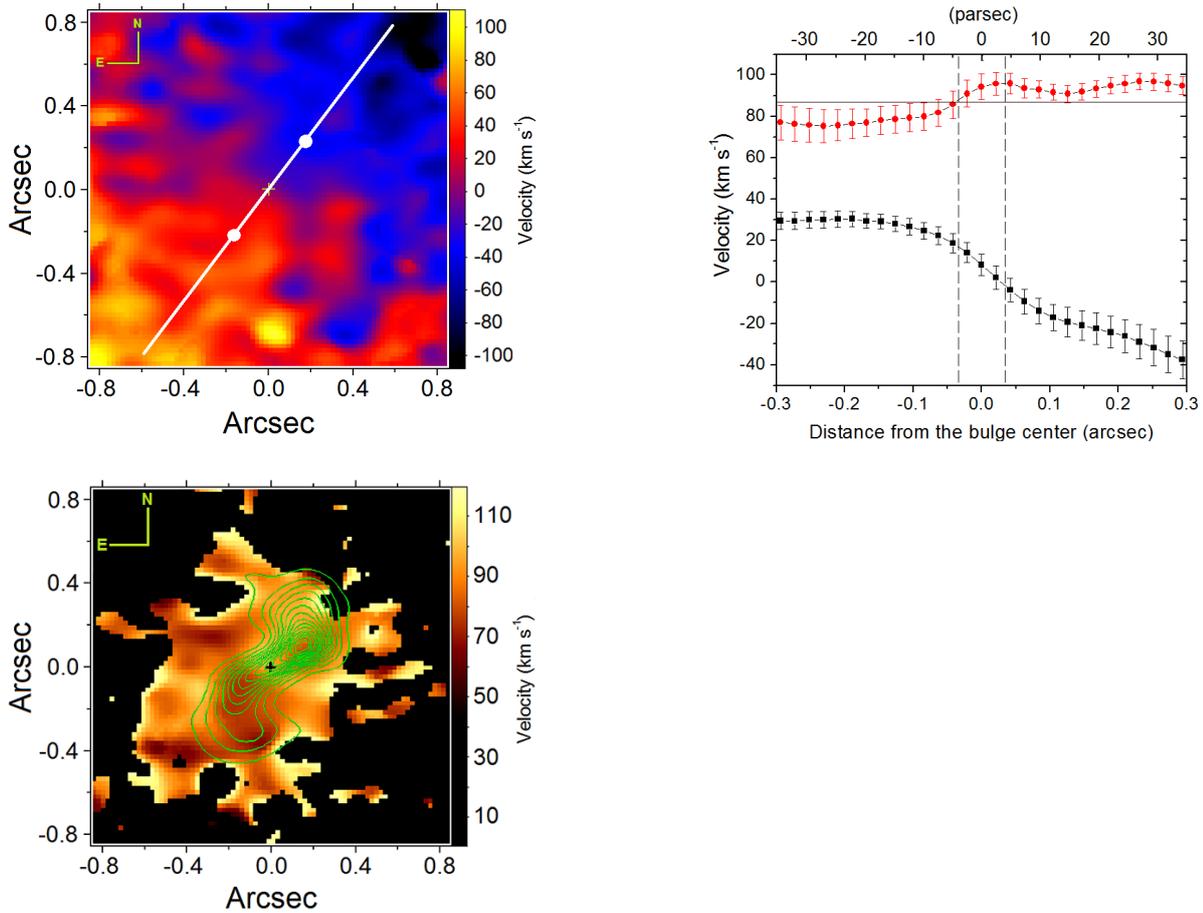


Figura 3.25: Painel superior: mapa da velocidade estelar obtido com os ajustes do pPXF. O eixo cinemático correspondente tem $PA=143^\circ$ e o círculo cheio branco denota os limites da curva extraída da velocidade radial. Painel do meio: curva de velocidade radial (quadrados pretos) e dispersão de velocidades (quadrados vermelhos) ao longo do eixo cinemático. As linhas tracejadas verticais denotam a FWHM da PSF. Painel inferior: mapara para a dispersão de velocidade, corrigido do alargamento instrumental, com os contornos da emissão do gás molecular. As regiões com $S/N \leq 10$ estão mascaradas em preto.

ajustes levam em conta polinômios de maior grau, dificilmente esta característica seria uma consequência de maus ajustes devido à forma das bandas de CO.

Com respeito à velocidade de dispersão (Fig. 3.25 (painel inferior)), encontrou-se uma média de $97 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ dentro de uma região com $\sim 0''.4$ de lado, ponderada por intensidade. Este procedimento garante que os erros para este parâmetro, cujos pixels possuem S/N com menores valores, tenha um peso menor na média. Quando presentes, no entanto, os pixels com $S/N \leq 10$ foram desconsiderados deste cálculo. O motivo dos ajustes terem sido ruins em determinados pixels está inteiramente correlacionado com os baixos valores de S/N , fornecendo sistematicamente valores maiores que 120 km s^{-1} quando a razão $S/N \leq 10$. Sendo assim, simplesmente mascarou-se os pixels correspondentes.

A razão entre a velocidade de dispersão medida para o gás ionizado e para as estrelas, em várias galáxias, fica entre 0,6 e 1,4, com uma média de 0,8 (Ho, 2009), mas aqui a dinâmica do gás ionizado é claramente afetada pelo *outflow*, com uma velocidade de dispersão média de $\sim 130 \text{ km s}^{-1}$ para a linha de $\text{H}\alpha$, também corrigido do alargamento instrumental. Na verdade, para o caso desta galáxia, Ho (2009) adotou um valor estimado pela linha de $[\text{N II}] \lambda 6583$, superestimando a dispersão de velocidades, uma vez que esta linha também é afetada pela dinâmica do *outflow*. A variação entre os PAs estelares e de $\text{H}\alpha$, por sua vez, é de $24 \pm 4^\circ$, 17° acima da diferença observada em nove galáxias ativas (Dumas et al., 2007). Mostra-se que tais diferenças estão correlacionadas com taxas de acreção pelo BN maiores que $10^{-4.5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

3.6 Discussão

Dois importantes fenômenos em larga escala associados aos AGNs, a saber, o *outflow* e inflow de gás, estão supostamente presentes simultaneamente no núcleo de galáxias ativas (Martini e Pogge 1999; Storchi-Bergmann 2010; Davies et al. 2014), mesmo não sendo sempre possível identificá-los inequivocamente ou discriminá-los. De fato, o *outflow* de gás pode ser facilmente traçado pela emissão das linhas do gás ionizado e emissões proibidas da NLR, enquanto evidências cinemáticas do escoamento de gás sejam muito difíceis de serem vistas ou terem suas taxas medidas, principalmente para os 100 pc centrais das galáxias. O inflow de gás, necessário para alimentar o BN supermassivo, é responsável pelas altas energias observadas, gerada e transferida para as vizinhanças do gás em volta do BN, que é então aquecido e “soprado” para fora em forma de ventos e/ou jatos.

Para NGC 6951, há uma sustentação de evidência de inflow visto na cinemática da linha de $\text{H}\alpha$ em Storchi-Bergmann et al. (2007). O *outflow*, por sua vez, é facilmente identificado através dos cones de ionização detectados tanto nas imagens do HST, como nos IFUs do NIFS (infra-vermelho) e GMOS (óptico).

3.6.1 O disco molecular inflado pelo jato

Há um forte indício de que NGC 6951 abrigue um jato nuclear compacto (com índice espectral de ~ 0.6 , Saikia et al. 2002), e não apresenta nenhum sinal de formação estelar em andamento no núcleo, cuja presença poderia imitar a emissão em rádio proveniente de

remanescentes de supernovas (Pérez et al. 2000; van der Laan et al. 2013). Tal emissão possui um tamanho angular de $\sim 0''.7 \times 0''.2$, com um PA=156°. Tais dimensões englobam completamente a região de emissão do gás molecular ($\sim 0''.8 \times 0''.6$) possuindo ainda um PA similar ao medido ao longo das regiões de maior turbulência do gás (Fig. 3.20, painel direito).

Nós propomos, portanto, que a estrutura detectada, correspondente às regiões de maior turbulência no centro de NGC 6951, possa ser explicada pela presença de dois cones de ionização, alinhados com o jato em rádio. O disco molecular estaria sendo impactado pelo jato em uma porção mais interna do que é imageado, e esta colisão ejetaria parte do gás presente neste disco, aquecendo-o e aumentando a dispersão de velocidades no local (que é precisamente o significado físico de se “inflar” um disco). Este gás, sendo soprado na direção dos cones, é então ionizado pela fonte central. Nesta interpretação a borda interna do disco atuaria também como um obstáculo que possivelmente muda a direção do suposto jato, ou ainda, o interrompe e espalha a energia acumulada no local da colisão.

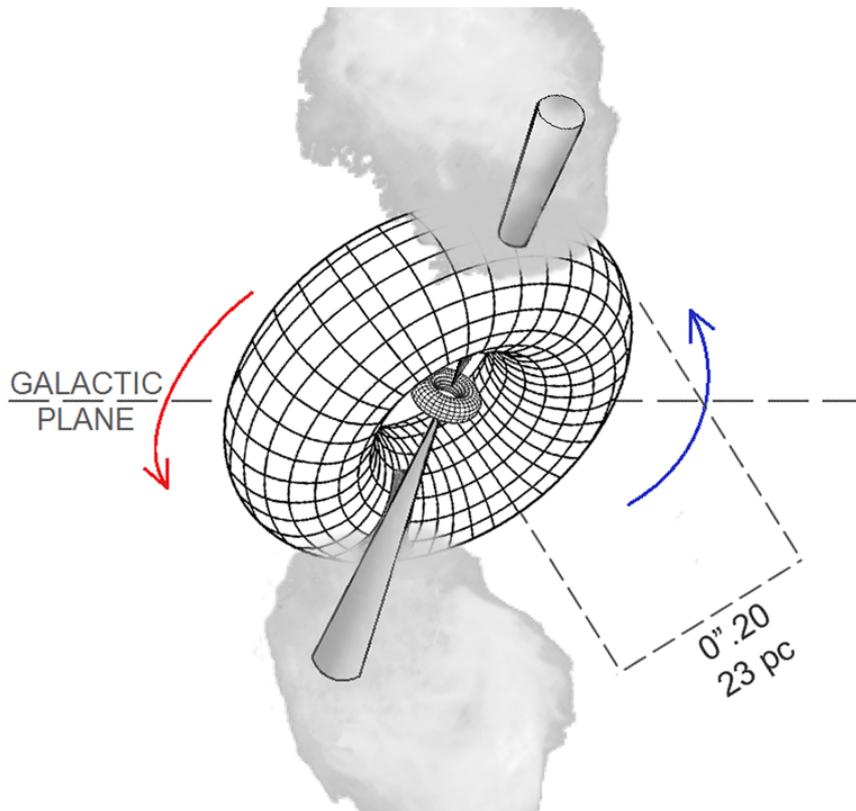


Figura 3.26: Esboço da interação entre o jato e o disco molecular, inclinado em relação à linha de visada. O toro de poeira, hipoteticamente mostrado como o disco central, estaria alinhado com o jato. O sentido das flechas denota a rotação do disco externo.

Até a presente análise, nós podemos seguramente afirmar apenas que o jato estaria inclinado em relação ao disco molecular, de uma quantia o suficiente para que haja uma forte interação com as bordas internas deste disco. Dadas as observações não é possível prever se, ou como, o gás está sendo escoado para o BN. A interpretação mais natural, no entanto, é que haja um toro molecular (como requerido pelo Modelo Unificado), que define a orientação dos cones de ionização e, supostamente, definiria a orientação do disco de acreção (se o gás for acretado no mesmo plano do toro). Neste cenário o toro não estaria alinhado com o disco detectado e, além disso, estaria também *edge-on*, devido à ausência de detecção de uma componente larga na linha de Br γ .

Não há, no entanto, razão para supor demais sobre a conexão que possa existir entre o disco molecular e o suposto toro, uma vez que não há indicação alguma de como, ou se, eles estão fisicamente relacionados. Como ressaltado na Seção 3.1, a discussão feita por (Lawrence, 2007) poderia, em princípio, ser adaptada para este cenário, onde instabilidades na borda interna do disco poderiam dar origem a episódios de inflow cujo plano de acreção dependeria apenas de onde surgisse tal nuvem. Não se exclui a possibilidade de outras configurações mais complexas, como por exemplo a presença de discos torcidos (*warps*) em escalas inferiores a do disco molecular (Krips et al., 2007), ou no próprio disco de acreção (Greenhill et al. 2003; Herrnstein et al. 2005; Kuo et al. 2011). Contudo, um toro alinhado com o jato parece ser a interpretação mais natural para explicar o que é observado, à luz do Modelo Unificado.

A Fig. 3.26 ilustra o que foi descrito até então, com base nas observações apresentadas: a direção do jato, dada pela orientação do suposto toro de poeira (co-planar com o disco de acreção), não alinhado com o disco molecular em larga escala, ocasiona a interação entre ambas as estruturas, a começar pelas paredes internas deste mesmo disco. Vale mencionar que ambos os cones de ionização, visto nas imagens do HST e do GMOS, e inferido e alinhado pelas regiões turbulentas no infra-vermelho, são coerentes com várias imagens apresentadas ao longo deste capítulo, a saber, nas Figs. 3.7, 3.11, 3.15, 3.20 e 3.21. A cinemática do cone só foi revelada através da tomografia PCA, no óptico (Fig. 3.20), e de maneira menos eloquente, pela cinemática nas linhas de H α e [N II] (Fig. 3.22), com o lado em aproximação correspondendo à orientação norte-oeste do núcleo e, portanto, o lado mais próximo do cone e do jato.

O gás turbulento associado à região de alta dispersão de velocidades consiste, provavelmente, de gás parcialmente ionizado devido à fonte central. A emissão em raios-X do AGN também pode contribuir significativamente no aquecimento do gás (Halpern e Steiner, 1983). Tal aquecimento pode ser proveniente tanto dos elétrons de alta velocidade presentes no jato, quanto de choques ocasionados pela posterior injeção de energia através da turbulência. Esta última hipótese pode ser reforçada pelo fato da razão de linhas de $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ ser maior nas regiões correspondentes à alta dispersão de velocidades (Fig. 3.23).

Uma vez que o gás escavado está sendo redirecionado para os cones de ionização, surge uma interessante questão: qual seria a fração do gás nos cones de ionização que é originada do disco molecular e qual a porção que seria proveniente das partes centrais do AGN? Infelizmente não se pode inferir tais quantidades se baseando nas atuais observações. No entanto, será calculado posteriormente que uma grande parte deve provir do disco, a julgar pela massa de gás molecular quente ejetada em ambos os lados (de $\sim 24 M_{\odot}$). Posteriormente será inferida uma taxa para o *outflow*.

Visando complementar este cenário, Hopkins e Elvis (2010a) têm mostrado que mecanismos preliminares de *feedback*, tal como a pressão de radiação da fonte central, poderia gerar instabilidades e aumentar dramaticamente a seção de choque das nuvens próximas do AGN, o que diminuiria por um fator 10 a energética necessária para acelerar as mesmas quantidades de gás, inicialmente em forma mais compacta. Por outro lado, a densidade e posterior fragmentação do gás no disco pode ser alta o suficiente para impedir a propagação do jato (Gaibler et al. 2011; Wagner et al. 2012). Neste sentido, NGC 6951 poderia representar uma versão, em menor escala, do que ocorre em NGC 1068, onde uma interação similar é vista. No próximo capítulo se descreverá que esta interação se deve à deflexão do jato colidindo com um filamento de gás molecular, sendo aquecido e soprado na direção da NLR em forma de nuvens compactas em forma de um *outflow* em dois estágios (May D. & Steiner J.E., em preparação).

Em NGC 6951, ambos o disco molecular e o toro hipotético estariam inclinados em relação ao disco da galáxia ($i = 46^{\circ}$), sendo vistos aproximadamente *edge-on*, e não estariam distribuídos no mesmo plano, um em relação ao outro. Em última instância, tais desalinhamentos entre *outflows* e discos de galáxias foram encontrados em mais de 50% em uma amostra de galáxias ativas (Fischer et al., 2013), e talvez em 4 de 5 das estudadas

por Davies et al. (2014), indicando que, de fato, não há correlação entre o toro com o respectivo disco da galáxia.

3.6.2 Comparação com a Via Láctea

Pode-se dizer que NGC 6951 é uma galáxia gêmea ativa da Via Láctea, possuindo a mesma morfologia de uma SAB(rs)bc (de Vaucouleurs e Pence, 1978). Tal fato pode, em princípio, fornecer uma comparação válida em termos de sua natureza, de ambas as regiões nucleares. Uma óbvia vantagem desta análise é que a arquitetura central da “nossa” galáxia pode ser perscrutada com resolução espacial da ordem de sub-parsecs (ver a revisão feita por Ferrière 2012 acerca das estruturas moleculares no centro galáctico).

Em um panorama geral, a distribuição de gás molecular e ionizado abrange uma larga faixa de formas e tamanhos, com especial atenção para a detecção de um anel molecular (mais conhecido na literatura por *CND* - circumnuclear disc) circundando uma estrutura em mini-espiral em volta de Sgr A*, observado na emissão da molécula de HCN, e próximo ao núcleo (Guesten et al., 1987; Jackson et al., 1993; Genzel et al., 2010). Este anel possui um anel interno e externo medido de ~ 1 e ~ 4 pc, respectivamente, com uma espessura inferida de ~ 1 pc. Está inclinado em $\sim 20^\circ$ em relação ao disco da galáxia e a sua cinemática é bem descrita por um padrão de rotação, com um valor desprojetado de $\sim 110 \text{ km s}^{-1}$ e dispersão de velocidades de $\sim 55 \text{ km s}^{-1}$ próximo da borda interna (Guesten et al., 1987). Jackson et al. (1993) interpretaram estas medidas como um anel composto por diferentes filamentos, com indicações de que o gás interno e ionizado seja meramente uma extensão da mesma estrutura, com diferente grau de excitação (Montero-Castaño et al., 2009; Zhao et al., 2010).

Há, também disponíveis, observações do HST/NICMOS de uma componente de gás quente associada à emissão molecular (Yusef-Zadeh et al., 2001), aquecido provavelmente pela dissipação de energia gerada nos movimentos aleatórios das estruturas menores do gás no anel. Tais colisões retiram momento angular de certas nuvens, eventualmente levando-as mais para próximo ao centro. Este anel é certamente a estrutura mais próxima do centro galáctico e Sgr A* que poderia ser chamada de toro.

Ressalta-se que este anel não está alinhado com o disco da galáxia, que também é o caso visto para NGC 6951, sugerindo que a região nuclear pode abrigar, nestas escalas, múltiplas

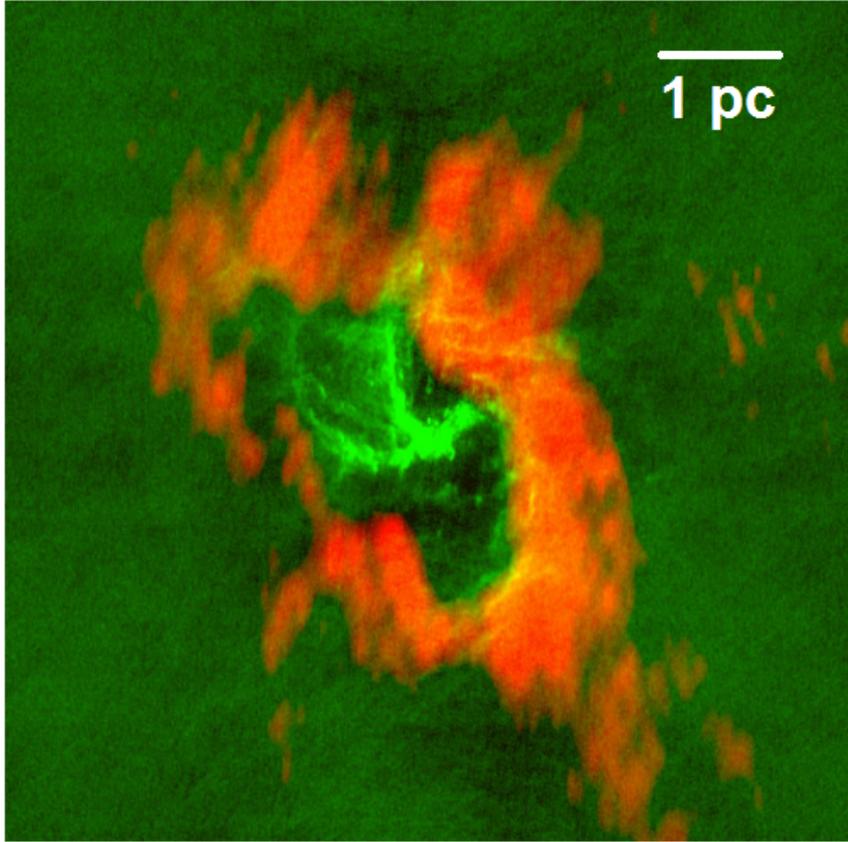


Figura 3.27: Imagens sobrepostas mostrando a emissão em rádio em 3,6 cm (em verde), do gás ionizado, e o anel molecular de HCN (em vermelho) para a região em torno do BN central, inativo, da Via Láctea (Ferrière, 2012).

componentes de gás estruturadas em vários tamanhos e com diferentes inclinações. A estrutura encontrada para NGC 6951 difere, no entanto, nas dimensões que apresenta, com raio de ~ 47 pc e um limite superior para espessura de 20 pc, com inclinação de 44° , aproximadamente uma ordem de grandeza superior ao encontrado para o anel na Via Láctea, e duas vezes mais inclinado.

O raio de influência do BN na Via Láctea, cuja massa se estima em $M_{BN} = 4 \times 10^6 M_\odot$, é de ~ 3 pc, que no caso compreende a maior parte do anel molecular. A massa do BN em NGC 6951 (a ser estimada adiante, na Seção 3.6.5) parece ser da mesma ordem de grandeza, tendo portando um raio de influência similar. Mas no presente caso, este raio se estende apenas para uma pequena região do disco molecular, portanto temos um cenário onde o BN central descreve o movimento orbital do anel molecular na Via Láctea (Zhao et al., 2010), mas o mesmo não ocorre inteiramente para NGC 6951. De fato, há ainda uma diferença significativa entre a dinâmica das duas estruturas, no sentido que em NGC 6951

a velocidade de dispersão e de rotação contribuem igualmente para a cinemática do disco (da ordem de 40 km s^{-1}), enquanto que para o anel nuclear a velocidade de rotação é o dobro da velocidade de dispersão (110 and 55 km s^{-1} , respectivamente), mostrando que discos ainda podem ser sustentados e detectados com alta dispersão interna.

Tentar explicar a origem do disco de H_2 em NGC 6951 seria o mesmo que definir a origem das diversas componentes nucleares de gás na Via Láctea, cujo centro está pelo menos 1000 vezes mais próximo, e que são, até então, incertas. Mantém-se em mente, no entanto, que a estrutura em NGC 6951 é maior, mais massiva e aparentemente mais organizada do que o anel nuclear. Há na literatura dois processos comumente evocados para a origem de tais discos: uma fusão de galáxias, com uma companheira menos massiva, ou consequência da dissolução de uma barra nuclear. Não há, no entanto, evidência de fusão em nenhuma escala na galáxia aqui analisada, que normalmente é inferida através de gás em contra-rotação ou filamentos de gás acima do plano do disco da galáxia. Além disso, nenhuma perturbação nas órbitas estelares é detectada. Quanto à barra, há simulações de que ela possa ser o sub-produto da deposição de gás em um disco perpendicular ao seu eixo-maior (Tohline e Durisen, 1982), embora o disco detectado não esteja no plano, nem perpendicular ao disco da galáxia. Portanto, a explicação para este disco não parece provir de nenhuma das duas hipóteses.

3.6.3 A taxa de outflow do gás molecular

Pode-se estimar a massa de H_2 emissora (quente) localizada nas regiões atribuídas ao *outflow* na galáxia, que correspondem àquelas assinaladas pelos números 3 e 4 na Fig. 3.6 (painel esquerdo). Em princípio esta seria a real quantidade de gás sendo ejetada, sem nenhuma fração de gás frio, uma vez que o material visível é excitado justamente pelo mesmo mecanismo que o expulsa do disco. Seguindo o cálculo realizado por Scoville et al. (1982) e Riffel et al. (2008), temos:

$$\begin{aligned} M_{\text{H}_2} &= \frac{2m_p F_{\text{H}_2\lambda 2.1218} 4\pi D^2}{f_{\nu=1, J=3} A_{S(1)} h\nu} \\ &= 5.0776 \times 10^{13} \left(\frac{F_{\text{H}_2\lambda 2.1218}}{\text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2}} \right) \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right)^2 \end{aligned}$$

onde m_p é a massa do próton, $F_{\text{H}_2\lambda 2.1218}$ e o fluxo da linha (não corrigido por extinção,

cujos efeitos são assumidos como sendo desprezíveis - Seção 3.4), D a distância da galáxia e $f_{\nu=1, J=3}$ sendo a fração de H_2 no nível $\nu = 1$ e $J = 3$, com M_{H_2} dado em massas solares. A dependência linear da emissividade molecular na densidade, deriva da hipótese do gás termalizado, a 2000 K e com $n_{H_2} > 10^{4.5} \text{ cm}^{-3}$. Isto implica em uma fração de população de 1.22×10^{-2} e uma probabilidade de transição $A_{S(1)} = 3.47 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Usando os valores calculados na Tabela 3.1, para o *outflow* na região 4, tem-se $F_{H_2\lambda 2.1218} = 4.24 \pm 0.12 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ em uma abertura de $\sim 0''.1$ de raio, obtendo-se então $M_{H_2} \sim 12M_{\odot}$. Refazendo o mesmo cálculo para a região 3, obtém-se novamente $M_{H_2} \sim 12M_{\odot}$, o que resulta em uma massa total de $\sim 24M_{\odot}$ removida do disco molecular. Realizando-se o mesmo procedimento para o gás presente no disco (regiões 1 e 2), fornece um total de $M_{H_2} \sim 37M_{\odot}$. Deste modo, pode-se dizer que 40% do gás visível estaria sendo ejetado no *outflow*.

Dando prosseguimento a esta análise, pode-se também estimar a taxa de *outflow* de gás assumindo-se uma velocidade estimada por $V \sim \sqrt{v^2 + \sigma^2} / \langle \sin \rangle$, com $\langle \sin \rangle = 0.7$, uma vez que a orientação do *outflow* é pouco conhecida (Davies et al., 2014), obtendo-se $V \sim 135 \text{ km s}^{-1}$. Assumindo também uma distância de 25 pc do AGN para a massa total de gás molecular ejetada, de $24M_{\odot}$, chega-se em uma taxa de $\sim 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Dado o pronunciado desalinhamento entre o disco e o *outflow*, se assumirmos que todo o gás ejetado está vindo do disco, e não faz parte do meio interestelar, pode-se definir o mesmo valor para a taxa de gás em inflow necessária para manter a estrutura molecular inalterada, em termos da massa de H_2 emissora (seja excitada por choques ou raios-X). Este fato leva à interessante conclusão de que, se esta taxa for menor, o disco molecular irá eventualmente desaparecer.

3.6.4 A dinâmica central do gás molecular

Em vista da análise entre a conexão anel estelar-gás molecular interno ao anel, van der Laan et al. (2011) ajustaram uma segunda componente Gaussiana à emissão de CO(2-1), além daquela ajustada para o modelo de barra nuclear, e encontraram o que é descrito como uma “ponte de CO”, interpretada como gás escoando para o centro, com um PA= $\sim 23^\circ$ (ver Fig.7, painel inferior da esquerda, em van der Laan et al. 2011). Este resultado é a única pista, até agora, de gás molecular escoando para dentro do anel estelar, com velocidade

medida. No entanto, tal componente não alcança o centro, tal como se apresenta na imagem derivada desta análise, mas se conecta à emissão central da molécula de HCN, cuja distribuição possui uma faixa de velocidade bem definida em *redshift* e *blueshift*, de $\pm 70 \text{ km s}^{-1}$, com $\text{PA} = 160^\circ \pm 20^\circ$ (Fig.2 de Krips et al. 2007). Para facilitar a visualização, adaptamos estas figuras e comparamos suas orientações com a estrutura encontrada em H_2 na Fig. 3.28, bem como a resolução dos dados para cada imagem. A orientação da emissão HCN difere significativamente da medida para o eixo maior da galáxia ($\text{PA} = 135^\circ$). Tal não coincidência, argumentam os autores, pode ser causada por uma inclinação diferente do gás na região central (assumido como um disco em rotação), por movimentos não circulares ou um disco torcido, todas hipóteses sendo derivadas do fato de que se assume que o disco, tanto quanto a segunda componente radial de CO, estão localizadas no plano do disco da galáxia.

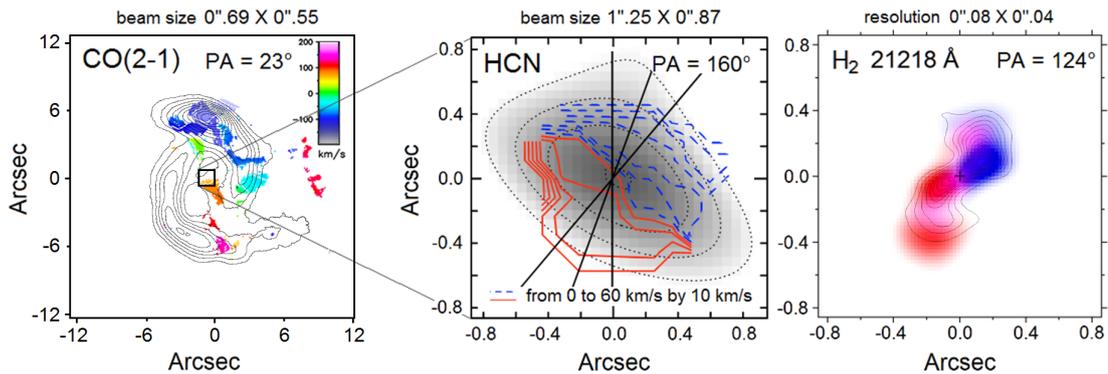


Figura 3.28: Painel esquerdo: Figura adaptada de van der Laan et al. (2011) para a detecção da “ponte de CO”, através do ajuste de uma segunda Gaussiana, e a região da qual se detectou uma cinemática para a emissão molecular de HCN em Krips et al. (2007) (painel do meio), cujo campo de visão foi selecionado para coincidir com a imagem apresentada no painel direito, do disco molecular. Os contornos denotam o fluxo da linha e a composição RB mostra a cinemática.

A resolução do mapa de fluxo de HCN é ~ 10 vezes inferior quando comparada com os dados do NIFS. Ela é também uma emissão compacta com aproximadamente a mesma extensão do disco molecular detectado, mas que permanece não resolvida neste caso. Em contrapartida, a orientação desta emissão concorda melhor com aquela medida para a emissão em rádio, indicando que a emissão de HCN é provavelmente afetada pelo *outflow* e não relacionada, em sua maioria, ao disco de H_2 . Krips et al. (2007), tal qual revelou esta observação, levantou a hipótese de que esta emissão compacta de HCN poderia ser o toro nuclear, ou uma extensão dele, uma conclusão que não é incompatível com nosos

resultados, mas que não concorda com a orientação do disco que se detecta aqui, cuja escala é resolvida nas duas dimensões, com um limite superior para a escala de altura de ~ 20 pc.

Em nossos dados não há emissão não relacionada ao disco detectado, sendo confundida com o nível do ruído para a maior parte do campo de visão. Isto nos impede de supor como o disco de H_2 estaria relacionado com o de HCN, e sua cinemática. Mas, se de fato, estas estruturas identificadas por Krips et al. (2007) estão próximas ao plano do disco, não haveria uma conexão óbvia entre elas, uma vez que vemos um disco *edge-on*, consideravelmente inclinado ($\sim 44^\circ$) com respeito ao plano da galáxia. Para reforçar esta falta de conexão, a massa estimada por Krips et al. (2007) para o disco de HCN supõe uma provável baixa inclinação. Mesmo se o potencial do anel seja capaz de direcionar gás para a região nuclear, o disco de H_2 revela uma história totalmente diferente de como o inflow ocorreria nos últimos 50 pc do núcleo, dadas tais diferenças de inclinação. Nenhuma mudança no PA do disco indica a presença de um disco torcido, que poderia representar uma conexão com o gás frio mais extenso, assumido estar no disco da galáxia. Para explicar tal falta de correlação entre ambas orientações, Hopkins et al. (2012) realizaram uma série de simulações de alta resolução da região circum-nuclear. Na ausência de uma barra secundária, eles argumentam que uma fragmentação de larga escala do gás no disco galáctico pode resultar em discos nucleares desalinhados, no entanto, tais simulações mostram discos com dimensões menores do que detectamos.

3.6.5 A massa do buraco negro

Uma vez que o disco molecular tem uma inclinação muito alta, próxima de 90° , e apresenta uma curva de velocidade radial típica de discos em rotação (Fig. 3.10), pode-se estimar um limite superior para a massa do BN dentro de um raio onde há o pico de velocidade de rotação. Efeitos dinâmicos da velocidade de dispersão não são incluídos no cálculo pelo fato de que as regiões que se mostram com maior turbulência estão orientadas com um PA distinto. Tal fato também vem da hipótese de que o gás no disco está em equilíbrio térmico e apresenta apenas turbulência local. Usando um raio de $\sim 0''.15$, que corresponde a ~ 17 pc na galáxia (para a distância assumida de 24 Mpc), e uma velocidade de 40 km s^{-1} , obtém-se uma massa dinâmica de $6.3 \times 10^6 M_\odot$. Este valor é $\sim 1,5$ vezes

maior que o medido para a Via Láctea ($\sim 4.4 \times 10^6 M_{\odot}$ Genzel et al. 2010), sem se subtrair a massa estelar dentro deste raio. A massa total de gás foi encontrada como sendo menor que 3% da massa estelar no núcleo de uma amostra de 6 galáxias em Mazzalay et al. (2013).

Baseado em modelagens dinâmicas do gás na região central ($\sim 0''.2$) e da largura das linhas de emissão com o HST, assumindo $i = 33^{\circ}$ com uma velocidade de dispersão estelar de 104 km s^{-1} , Beifiori et al. (2009) encontraram um limite superior de $5.9 \times 10^6 M_{\odot}$. Este resultado compreende um raio ligeiramente maior do que medido aqui, mas fornece uma massa 7% menor do que a que se estimou. A massa dinâmica estimada por Krips et al. (2007), na região central de $\sim 0''.5$ para a emissão de HCN, é de $2 \times 10^8 M_{\odot}$ para uma inclinação de 40° , que é mais do que uma ordem de magnitude do valor encontrado aqui, para um raio $\sim 3\times$ maior. A razão desta discrepância, como comentando, se deve ao fato de que a emissão de HCN está claramente afetada pelo *outflow* e não possui velocidade e perfil de linha representativos de um gás acomodado em um disco, muito menos possuiria a inclinação inferida. Mesmo que parte do gás molecular observado esteja distribuído no disco da galáxia, ambos os movimentos de *outflow* e de rotação se somariam em velocidade (considerando que o sentido do movimento projetado coincida), o que levaria inevitavelmente a se superestimar a massa dinâmica.

Como apontado por Kormendy e Ho (2013), galáxias com pseudo-bojos, tal como NGC 6951, não seguem a relação $M_{BN} - \sigma$ (Sect. 3.5.1). Pseudo-bojos têm massas menores medidas para o BN para um dado σ , com relação às galáxias com bojos clássicos. Mesmo tendo em mente este fato, para efeito de completeza, se aplicarmos a relação encontrada em Ferrarese e Merritt (2000), para a dispersão de velocidade média de 97 km s^{-1} , em uma abertura de $\sim 0''.2$ de raio, fornece uma massa $M_{BN} = 4.3 \times 10^6 M_{\odot}$. Este valor é 47% inferior à massa dinâmica em 17 pc, em contradição com pseudo-bojos tendo massas menores do que à fornecida pela relação $M_{BN} - \sigma$. Tal diferença vem principalmente do fato de que nossa estimativa implica em uma massa estelar não desprezível ao valor total, que deve ser por volta de 50% do encontrado.

3.7 Conclusões

Tem-se apresentado e analisado dados em alta resolução no infra-vermelho próximo, do cubo de dados de NGC 6951, com o NIFS. Dados de arquivo (do HST e GMOS) também

foram selecionados e reduzidos para complementar o cenário dos 200 pc centrais descrito para esta galáxia. Os resultados são baseados tanto nas linhas emitidas pelo gás ionizado quanto pelo gás molecular de H_2 , sendo que as principais conclusões são as seguintes:

1. Detectou-se uma estrutura compacta de gás molecular em H_2 , interpretada como um disco visto aproximadamente *edge-on*, com diâmetro de ~ 47 pc, $PA=124^\circ$ e faixa de velocidade entre -40 to $+40$ $km\ s^{-1}$. Este mesmo disco, provavelmente a fonte de gás que alimenta o AGN, está desalinhado em relação à emissão em rádio, que possui um $PA=156^\circ$.
2. A orientação do jato em rádio é consistente com a encontrada para os cones de ionização, com $PA=153^\circ \pm 2^\circ$, medido para a imagem de $H\alpha+[NII]$ do HST. Tal emissão é também equivalente à encontrada no cubo de dados do GMOS, com o lado mais intenso em *blueshift*, revelando que esta estrutura de ionização é vista em *outflow*.
3. Existem duas regiões com maior turbulência, vistas tanto para as imagens do gás molecular quanto para o gás ionizado, conectado com as bordas da emissão H_2 . A orientação estas regiões de maior dispersão de velocidades têm uma orientação semelhante a do jato em rádio e dos cones de ionização.
4. As regiões de gás turbulento coincidem com uma alta razão das linhas $[NII]/H\alpha$, de ~ 3.8 , indicando que há excitação do gás por choques.
5. Encontrou-se para esta mesma razão uma correlação espacial com as regiões de maior dispersão de velocidades para a linha de $[NII]$, organizadas em formato bi-cônico, o que está de acordo com o trabalho de Storchi-Bergmann et al. (2007), sugerindo fortemente que a excitação desta linha está ligada a sua cinemática. Esta correlação é, no entanto, melhor vista no lado norte-oeste do cone.
6. Baseado nas razões das linhas moleculares de H_2 , concluí-se que o mecanismo de excitação é principalmente devido a choques, com uma temperatura de 1980 ± 130 K, compatível com o equilíbrio térmico do gás molecular. Ressalta-se que nem sempre estas razões discriminam bem qual processo é mais importante na excitação das linhas, mas neste caso (usando também os diagramas de Mouri (1994), os pontos estão localizados exatamente na região atribuída a choques.

7. Explica-se, portanto, a estrutura molecular como sendo um disco espesso e com claro sinal de rotação detectada, que está conectado a duas regiões de maior dispersão de velocidades, simetricamente localizadas nas bordas extremas do disco. Tal característica é derivada de um processo de “escavação” que o jato inflige nas partes internas do disco, expulsando parte do gás molecular na direção dos cones de ionização. As moléculas expostas então à radiação do AGN são dissociadas nestes cones, como consequência o gás escavado e ionizado são ambos turbulentos. Este parece ser o efeito mais evidente de *feedback* visto para esta galáxia.
8. Uma interpretação auto-consistente destes dados requer a existência de um toro de poeira visto também *edge-on*, como demandado pelo Modelo Unificado, que ocultaria a BLR desta deste AGN. O toro definiria a orientação dos cones de ionização e estaria inclinado em relação ao disco molecular. Neste caso haveria uma esperada coincidência entre os cones de ionização e o gás expulso pela interação jato-disco, uma vez que ela se dá interno ao disco, que também deve ter um papel em colimar a radiação da fonte central.
9. A imagem ($V - I$) do HST mostra uma distribuição irregular de poeira, inesperadamente não relacionada com a emissão de gás molecular. Tal fato sugere que a maioria do gás é frio demais para ser detectado.
10. A curva de velocidade do disco molecular fornece uma massa dinâmica dentro de 17 pc, de $M_{din} = 6.3 \times 10^6 M_{\odot}$, estabelecendo um limite superior para a massa do BN central.

Tais resultados só foram possíveis de serem derivados devido à combinação de dados em alta resolução e do acurado processo de tratamento de imagens. Se os dados fossem analisados com a amostragem original, sem filtragem e deconvolução, as regiões de gás turbulento se confundiriam com a estrutura em disco, uma vez que nos espectros é ainda mais sutil separar estes dois efeitos, tornando difícil de perceber que se tratavam de duas estruturas distintas e prejudicando (ao menos enfraquecendo) qualquer interpretação semelhante a apresentada aqui. Portanto, estas observações acrescentam um novo e consistente cenário para os 200 pc centrais de NGC 6951. Graças à existência das linhas moleculares de H_2 , as melhores indicadoras do escoamento de gás no infravermelho próximo, uma vez que

emitem na região onde os processos físicos mais relevantes e inerentes ao AGN começam a atuar, enquanto que a cinemática do gás ionizado, visto no NIFS, GMOS e HST, descreve principalmente o *outflow* da galáxia, que neste caso está intimamente correlacionado com a alimentação do AGN.

A revelação do duplo outflow em NGC 1068

4.1 Introdução

A natureza única das classes de AGNs tipo 1 e 2 foi apenas decisivamente provada com a detecção de linhas largas por meio de observações polarimétricas da galáxia Seyfert 2 NGC 1068, por Antonucci e Miller (1985), que mais tarde propôs o modelo unificado para AGNs. Não por acaso, NGC 1068 ((R)SA(Rs)b) foi escolhida porque é a galáxia mais próxima (14,4 Mpc; Tully e Fisher (1988)) e mais brilhante Seyfert 2 no céu, proporcionando a visão mais detalhada para o estudo da dinâmica da NLR e excitação de suas linhas. Esta distância corresponde a $1'' \sim 70$ pc na galáxia (para $z=0,003793$ e $H_o=75$ $\text{kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$).

Portanto esta galáxia encontra-se no foco das atenções para uma abordagem multi-comprimento de onda. Dados de alta resolução ($< 0''.1$) foram tomados em rádio (Wilson e Ulvestad, 1983; Gallimore et al., 1996; Garcia-Burillo et al., 2016), em espectroscopia e imageamento óptico (Cecil et al., 1990; Evans et al., 1991) e no infravermelho (Raban et al., 2009; Müller Sánchez et al., 2009; López-Gonzaga et al., 2014), para examinar a influência do jato sobre o gás ionizado e, ocasionalmente, o papel do gás na deflexão do jato, bem como a natureza do toro e a emissão de gás molecular e de poeira estendidas.

Cecil et al. (1990) reportou altas velocidades intrínsecas do gás na NLR com valores de até $\sim 1500 \text{kms}^{-1}$, e descartou a origem das nuvens como uma eventual expulsão de gás proveniente da região de linhas largas (BLR em inglês). Em vez disso, elas são provavelmente aceleradas pelo vento vindo do AGN (com velocidades típicas de $0.1c$), que interage com o disco e as redireciona para cima do plano galáctico. Tais nuvens compactas são, inclusive, supostamente massivas o suficiente afim de se manterem estáveis ao longo da

NLR, enquanto ejetadas através deste mecanismo. Outra questão diz respeito ao material acelerado em regiões distantes do AGN, tanto quanto ~ 100 pc, podendo chegar a velocidades como as medidas em Cecil et al. (1990), até ocasionalmente começarem a desacelerar. Apesar de uma robusta modelagem cinemática (Das et al., 2006; Barbosa et al., 2014), tais mecanismos subjacentes de aceleração ainda permanecem como uma questão em aberto. Uma boa razão para isso reside nos processos físicos mal compreendidos envolvidos na interação do material da NLR com o *outflow* intrínseco do AGN.

Choques gerados na orientação do jato são conhecidos por expandir o gás na vizinhança da emissão de rádio (Capetti et al., 1999; Axon et al., 1998), a partir de onde surge a anti-correlação observada entre as linhas de alta ionização e o jato. No entanto, essa interação dá conta apenas da cinemática próxima ao jato. A combinação da energética somada pelo jato e pelo vento do AGN é, em geral, fácil de se perceber, mas difícil de se distinguir. Gallimore et al. (1996) estudou em detalhes a estrutura em sub-arco de segundo de cada nó na estrutura em rádio perto do núcleo (Fig. 4.1), identificando uma emissão térmica atribuída à borda interna de um toro (ponto S1), adotado mais tarde como o centro do AGN, e a localização onde o jato é abruptamente desviado (nó C). Após ser lançado do centro, as partículas do jato sofrem provavelmente uma re-aceleração no ponto de deflexão e depois interagem com o material do meio interestelar localizado no nó NE.

O cenário simplificado proposto por Gallimore et al. (1996) é mostrado no esquema da Fig. 4.2, com o principal ponto a se destacar, a região em que o jato sofre a mudança de orientação, no nó NE e na nuvem identificada pela letra B.

O toro molecular, tal como observado pelo ALMA (Garcia-Burillo et al., 2016), não é perpendicular ao jato mesmo antes de ser defletido, nem está alinhado com a emissão de [O III] detectada com a morfologia aproximada de um cone de ionização, com o HST (Evans et al., 1991). Observações em infravermelho médio (MID) realizadas por Bock et al. (2000) mostram uma emissão correlacionada com o gás no óptico e é coincidente com a parede noroeste do cone de ionização. De fato, a região mapeada no MID e óptico, retrata uma inesperada região onde as linhas de alta ionização (como as linhas coronais de Si; Mazzalay et al. (2013), coexistem com o a poeira e o gás molecular (López-Gonzaga et al., 2014) (Fig. 4.3).

A relação entre o gás neutro e ionizado é bastante esclarecedora nos trabalhos de

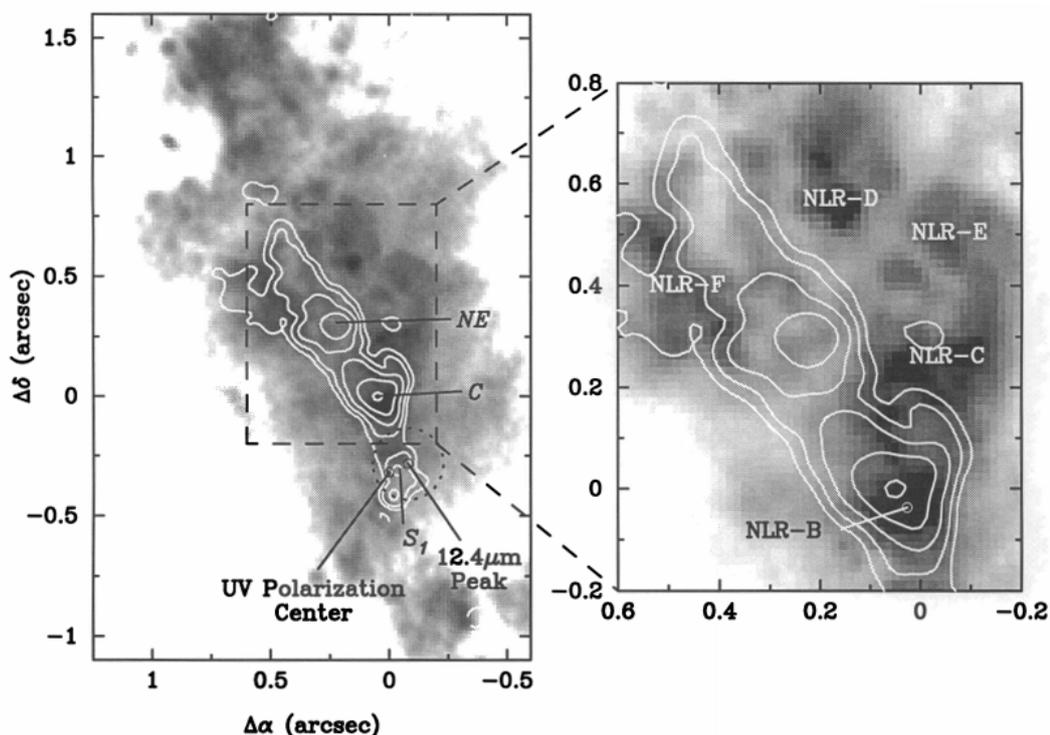


Figura 4.1: Imagem em rádio do MERLIN 6 cm (contornos em branco) sobreposta à imagem de [O III] (Gallimore et al., 1996), cujas nuvens discretas são identificadas pelas letras correspondentes (Evans et al., 1991). Mostra-se claramente a localização dos nós S1, C e NE.

Storchi-Bergmann et al. (2012); Riffel et al. (2014); Barbosa et al. (2014) usando dados observados no NIR-NIFS. Eles encontraram um cone de ionização mais estendido, mostrado pela linha [Fe II], que por sua vez é melhor alinhado com o toro detectado. As regiões de ionização parcial do [Fe II] fornece, de fato, uma melhor cobertura para a estrutura NLR. Estes autores também favoreceram o cenário em que o gás molecular (associado às estrelas mais jovens ao redor do núcleo, de $\sim 30 \times 10^6$ anos) é distribuído em uma estrutura em forma de anel no plano do disco da galáxia, com material molecular em *outflow* próximo do AGN. Em Mazzalay et al. (2013) e Müller-Sánchez et al. (2011b) há também um estudo das linhas coronais para esta galáxia, com o NIFS e o SINFONI, respectivamente. Ambos trabalhos ressaltam a forte influência do jato na excitação de linhas de alto potencial de ionização nas suas vizinhanças, motivo pelo qual aparecem tão estendidas.

À luz deste contexto, apresenta-se dados de arquivo no NIR observados com o SINFONI-VLT, nas bandas *HK*, (parcialmente analisados por Müller Sánchez et al. (2009)), cobrindo um FoV total de $\sim 4''.5$ quadrados. Depois de um processo meticuloso de processamento

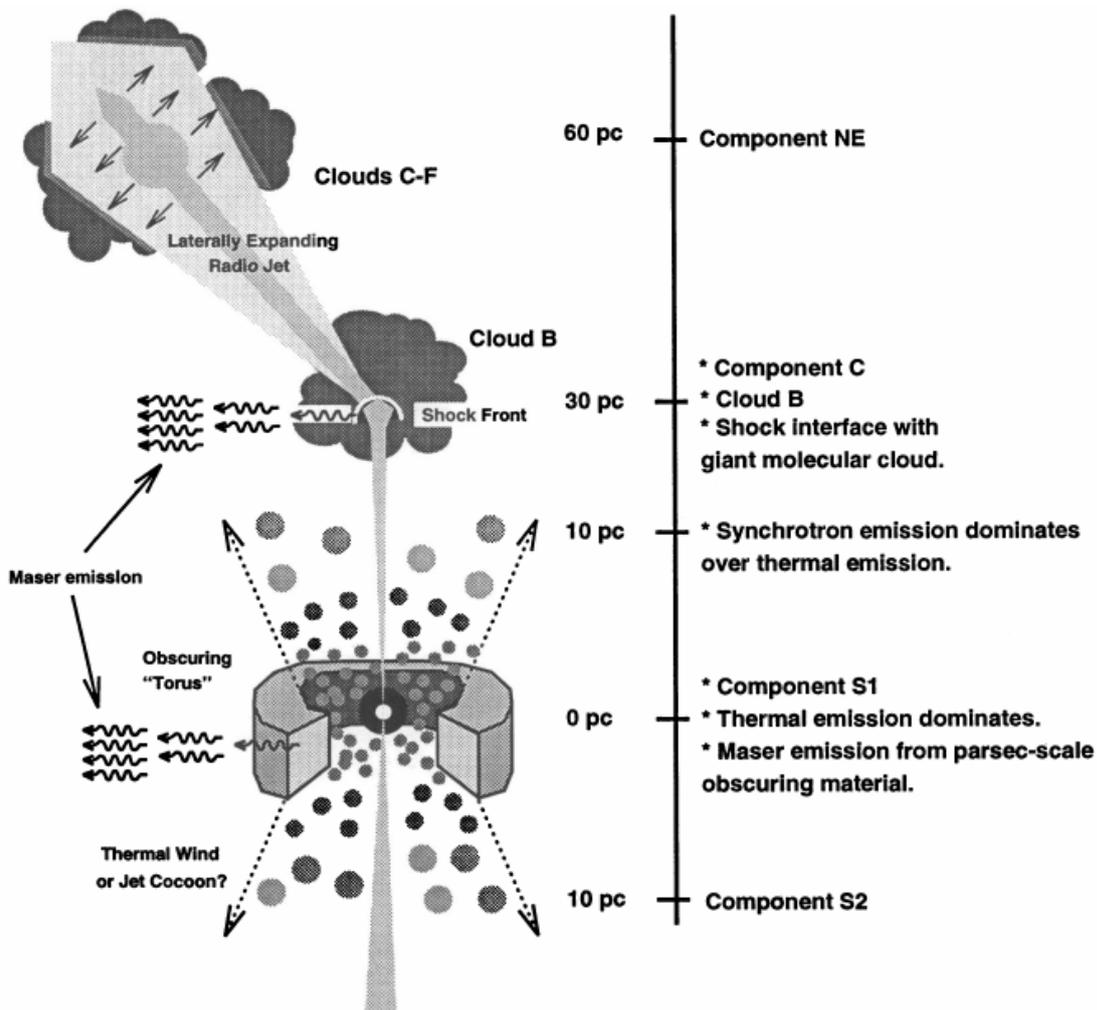


Figura 4.2: Esquema mostrando as principais regiões identificadas pela emissão em rádio e no óptico, ressaltando como jato é defletido (Gallimore et al., 1996).

de imagem, encontramos correlações mais estreitas entre as linhas de emissão, que leva à proposição de um cenário auto-consistente com um mecanismo alternativo de aceleração para as nuvens na NLR.

Este capítulo está organizado da seguinte forma: na Seção 4.2 se descreve as observações e tratamentos de dados, com atenção especial para o processo de deconvolução; na Seção 4.4 se apresenta os resultados, começando pela linha de emissão de [Fe II], para então descrever sobre as outras linhas atômicas e finalizando com a emissão molecular. As correlações entre as linhas e a origem das nuvens compactas da NLR são discutidas na Seção 4.5, e só então se discute de forma mais robusta, baseado no cenário formado para a NLR, as implicações físicas dos resultados na Seção 4.6. Finalmente se enumera, na ordem em que se apresentou

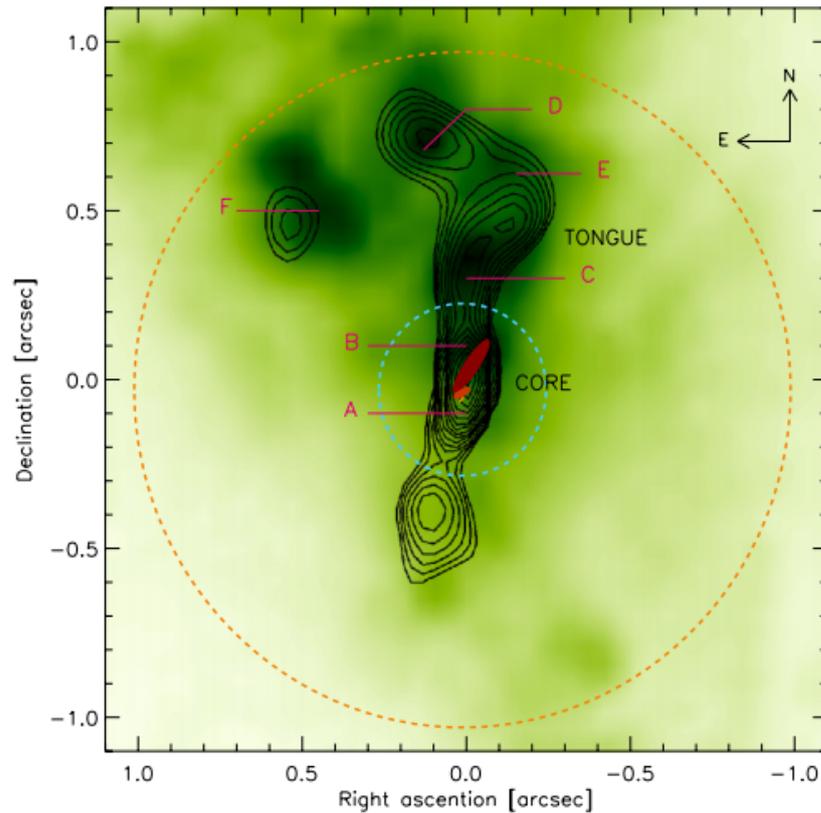


Figura 4.3: Imagem no MID em $12,5\mu\text{m}$ (Bock et al., 2000) (contornos em preto) sobreposta à imagem de [O III], cujas nuvens discretas são identificadas pelas letras correspondentes (Evans et al., 1991) (Fig. 4.1). No centro estariam as duas estruturas de poeira identificadas por interferometria (López-Gonzaga et al., 2014).

cada resultado, as conclusões do capítulo na Seção 3.7.

4.2 Observações e redução de dados de NGC 1068 com o SINFONI - VLT

Os dados aqui apresentados foram obtidos com o espectrógrafo de campo integral no NIR, acoplado ao módulo de óptica adaptativa SINFONI (Bonnet et al., 2004; Eisenhauer et al., 2003), no Very Large Telescope (VLT) UT4. Foram utilizados dados de arquivo das duas escalas de pixels menores, de $0''.05 \times 0''.1$, com 50 segundos de tempo de exposição, nas noites de 10-2005 (daqui em diante mencionados apenas como conjunto de dados 1 - DS1, *data set 1*, em inglês), e com escala de pixel de $0'',0125 \times 0'',025$, com tempo de exposição de 200 segundos, durante as noites de 11-2006 (conjunto de dados 2 - DS2, *data set 2*, em inglês). O sistema de óptica adaptativa MACAO (Multi-Aplicação de Curvatura em Óptica Adaptativa), utilizou como referência o núcleo da galáxia em ambas as observações. As

dimensões do campo resultante é amostrado em 64×32 pixels, rearranjados para 64×64 pixels quadrados, com campo de visão de $3''.2 \times 3''.2$ e $0''.8 \times 0''.8$, respectivamente. Ambos os conjuntos de dados foram observados nos filtros $H + K$, com cobertura espectral de 1.45-2.45 μm , com uma resolução espectral $R \sim 2400$, correspondendo a uma FWHM $\sim 125 \text{ km s}^{-1}$.

Os dados foram reduzidos usando o software *Gasgano*, que incluiu procedimentos padrões como correção de *bad pixels*, linearidade do detector e *flat-fields*, distorções espaciais, calibração de comprimento de onda, subtração de céu (ordenada por proximidade com as observações) e a reconstrução do cubo de dados. Foi realizada a calibração de fluxo dividindo-se cada cubo de dados de acordo com as bandas H e K e utilizando, para o DS1, a estrela HIP 5607 G2V, com magnitudes de 7,44 e 7,53 nas bandas K e H , respectivamente; e para o DS2 a estrela HIP 17897 G2V, com magnitudes de 7,62 e 7,70. Após a calibração, os cubos de dados foram combinados novamente em um único cubo de dados compreendendo as bandas de H e K .

Um total de oito observações do DS1 foram usadas nesta análise, e a figura 4.4 (painel superior) mostra a disposição destes cubos de dados conforme estão deslocados pelo *dithering* de cada observação. As primeiras cinco exposições individuais foram combinadas em um mosaico, cada qual com uma cor diferente correspondendo a uma área específica na imagem final. Com o intuito de manter, ao mesmo tempo, o maior campo de visão e uma elevada relação sinal-ruído (S/N), os cubos de dados numerados como 2, 3, 5, 6, 7 e 8 foram combinados através de uma mediana, em um novo cubo de dados representado pela letra M (daqui em diante mencionado como cubo de dados mediano - MDC, *median data cube*, em inglês). O MDC, livre de artefatos instrumentais no CCD e raios cósmicos, foi usado para aplicar tomografia PCA (ver definição em Steiner et al. (2009) e aplicações para cubos de dados do SINFONI em (Menezes et al., 2015)). Dado o brilho da região nuclear, e, conseqüentemente, um elevado nível de ruído, a abertura central de raio $\sim 0''.18$ foi mascarada a fim de realçar as estruturas de linhas de emissão em torno do núcleo. O DS2 irá complementar a análise da região central, com seu FoV mais central.

Para o DS2, seis cubos de dados foram combinados através de uma mediana, com um *dithering* máximo de $\sim 0'',1$. Ao invés de se utilizar cubos de dados individuais para se gerar os mosaicos de imagens, o FoV resultante é o mesmo utilizado para mostrar todas

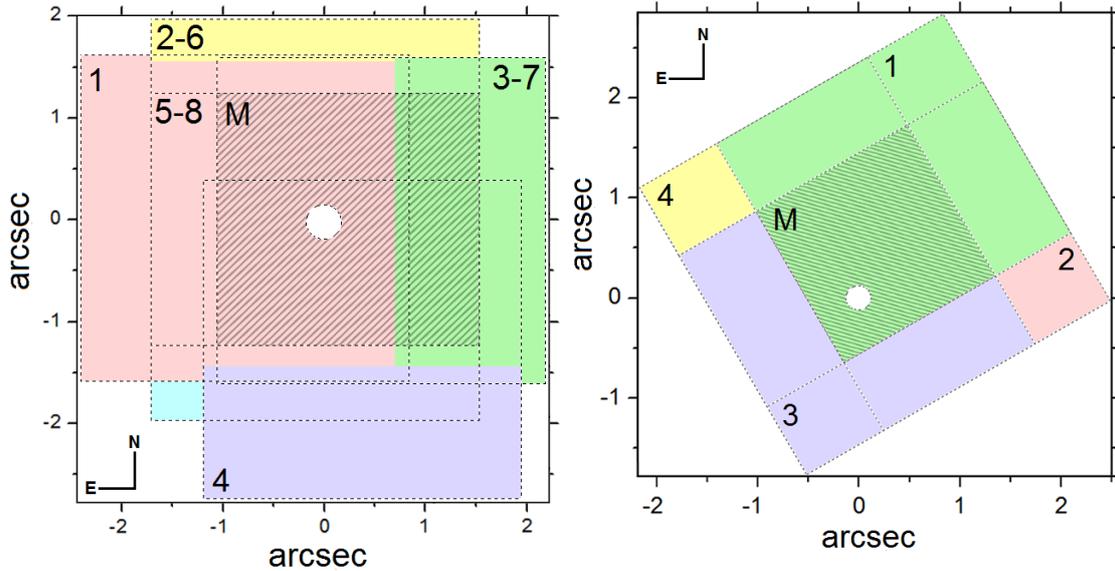


Figura 4.4: Painel esquerdo: arranjo espacial para os cubos de dados do DS1 do SINFONI, representados pelos quadrados de lados tracejados. Os números de 1 a 5 denotam aqueles utilizados no mosaico das imagens, com as cores representando a área que cada qual está cobrindo. Os cubos de dados numerados como 2, 3, 5, 6, 7 e 8 foram combinados através de uma mediana cujo campo de visão resultante é marcado pelo quadrado com a letra M. Painel direito: o mesmo para os dados do NIFS, onde todas as quatro exposições foram utilizadas tanto para os mosaicos quanto para produzir o cubo da mediana. Os círculos denotam a região que foi mascarada, com raio de $0''.18$, e a cruz está centrada nos respectivos bojos, com o norte orientado para cima.

as imagens das linhas de emissão, dado o pequeno deslocamento entre cada observação.

4.3 Observações e redução de dados de NGC 1068 com o NIFS - Gemini Norte

Com o objetivo de comparar as observações do DS1 do SINFONI, principalmente após o nosso procedimento de tratamento de imagem, reduziu-se também dados de arquivo do NIFS-Gemini North Telescope (McGregor et al., 2003). Ambos os instrumentos funcionam acoplados ao módulo de AO e têm pixels de tamanhos semelhantes, mas com o NIFS possuindo o dobro da resolução espectral e, neste caso, quase o dobro do tempo de exposição, o que deve revelar estruturas com fluxo mais fracos que os detectados pelo SINFONI.

O instrumento NIFS também opera com o módulo de óptica adaptativa ALTAIR e os dados foram obtidos durante a noite de 13/12/2006, no âmbito do programa GN-2006B-C-9 (PI: McGregor, Peter J.). O tamanho do píxel do instrumento é de $0''.103 \times 0''.043$, entre os *slitlets* e ao longo dos mesmos, respectivamente, que funcionam de acordo com o

mesmo princípio do espectrógrafo do SINFONI, composto basicamente pequenas peças de espelho que atuam como se fossem pseudo-fendas, cobrindo um FoV de $\sim 3'' \times 3''$. Foram utilizadas quatro observações, de 90 segundos cada, com a configuração extendida do filtro da banda K_{long} ($2,11 - 2,52 \mu\text{m}$), com uma resolução espectral de 5290 ($\approx 60\text{kms}^{-1}$).

Os dados foram reduzidos utilizando-se as tarefas do pacote NIFS no ambiente IRAF. O procedimento incluiu *trimming* das imagens, calibração de *flat field*, subtração do céu, correção das distorções espaciais e calibração de comprimento de onda. Removemos as bandas telúricas e calibramos o fluxo usando a estrela HIP A0 18863, com magnitude na banda K de 6,86. No final do processo de redução de dados, os cubos de dados IFU foram gerados pela tarefa `nifcube`, re-amostrados para pixels de $\sim 0''.05 \times 0''.05$. Como o intuito, após uma comparação inicial dos dados feita na próxima seção, não era utilizar os dados do NIFS para a análise, as observações na banda H não foram consideradas.

4.3.1 Tratamento dos dados

Após a redução, foi realizado um processo de tratamento de dados descritos em mais detalhes nos trabalhos de (Menezes et al., 2014, 2015; May et al., 2016). A refração atmosférica diferencial (DAR) foi corrigida empiricamente em todos os conjuntos de dados, ajustando-se polinômios de terceiro grau por meio da localização espacial do centro do bojo ao longo do cubo de dados, um ajuste para cada dimensão espacial, afim de mantê-los na mesma posição em cada comprimento de onda. No final da correção, todos os centróides, medidos a partir do pico na imagem do contínuo estelar, possuíam o mesmo centróide com uma precisão de $0''.01$. Esta abordagem prática é a mais precisa para remover este efeito, uma vez que as curvas teóricas não reproduzem os deslocamentos espaciais adequadamente ao longo do eixo espectral.

O passo seguinte foi o da re-amostragem espacial dos dados, seguido por uma interpolação quadrática (Isquadratic). Este procedimento, que preserva o fluxo superficial das imagens, visa melhorar a visualização dos contornos das estruturas. A sua aplicação é justificada pela última etapa do tratamento de dados, no processo de desconvolução. Atuando em conjunto, a interpolação e desconvolução, resultam numa melhor resolução espacial. A nova amostragem resultante é de $0''.025 \times 0''.025$ ($\sim 2 \text{ pc/pixel}$) para o DS1 e de $0''.00625 \times 0''.00625$ ($\sim 0,5 \text{ pc/pixel}$) para o DS2. Lembra-se que após a re-amostragem

são introduzidas componentes de altas frequências espaciais, o que pode ser visto na transformada de Fourier das imagens. Estas componentes podem ser removidos através da filtragem espacial Butterworth no domínio das frequências, onde se usa o critério de que não se pode filtrar mais do que 2 % da emissão atribuída à PSF. Outros cuidados, mais sutis, a serem tomados neste processo, estão detalhadamente descritos no trabalho de Menezes et al. (2015), para os dados do SINFONI.

4.3.2 Deconvolução e imagens das linhas de emissão

Uma vez que os dados analisados não são limitados pelo *seeing*, alguma descrição é necessária de como é o impacto da correção de AO nos dados, em ambos os instrumentos. Observações de alta resolução ($\sim 0''$, 1) com AO, resultam em um perfil de PSF complexo, nem sempre descrito por uma combinação de funções de distribuição (ou seja, curvas Gaussianas, Lorentzianas, perfis de Moffat e Airy). Na verdade, se levarmos em conta algumas das imagens da PSF, elas também apresentam distribuições assimétricas, originado principalmente por distintas dimensões dos pixels no CCD (May et al., 2016) e/ou características instrumentais introduzidas pela correção AO. Neste sentido, uma PSF real (extraída da mesma observação) é altamente desejável, e que está disponível apenas em pouquíssimos casos. Felizmente, NGC 1068 mostra uma forte assinatura espectral de emissão de poeira nuclear quente (> 800 K) (não resolvida no DS1, e no limite de resolução no DS2), o que é visto no contínuo da banda K , e, portanto, pode ser testado como uma PSF. A emissão proveniente desta estrutura é atribuída à parte interna de um toro em torno do AGN, que, para NGC 1068, foi medida como sendo de 1,35 parsec de raio (Raban et al., 2009).

Percebemos que esta componente pode ser isolada através da aplicação da tomografia PCA após se mascarar as linhas de emissão e as bandas de absorção nos espectros. O primeiro autovetor para o MDC mostra um contínuo avermelhado, correspondendo a um tomograma com uma estrutura pontual, com $\text{FWHM}=0''$.16, relacionada com o a forma do contínuo do autovetor 1. Uma vez que o MDC é o resultado de seis observações combinadas, com alta razão S/N, e sem raios cósmicos nem defeitos do CCD, a tomografia PCA tende a produzir os resultados mais claros em comparação com exposições individuais, assim, a extração da PSF para deconvoluir imagens nos mosaicos deve seguir outro procedimento, visto que a tomografia PCA passaria a mostrar os defeitos não corrigidos nos autovetores

de maior variância.

Tendo este fato em mente, podemos verificar o quão consistente seria usar como PSF a imagem derivada do contínuo do MDC, ao invés do tomograma 1, que em princípio parece dar uma boa indicação da existência de um contínuo avermelhado pela emissão de poeira quente nuclear. Extraíndo-se a imagem da PSF do MDC nota-se que ambas imagens do contínuo e do tomograma 1 derivado anteriormente possuem a mesmo FWHM e perfil em duas dimensões, o que significa que podemos usar como PSF a imagem do contínuo de cada cubo de dados. Mais do que isso, pode-se extrair uma PSF correspondente ao comprimento de onda de cada linha de emissão que se está interessado em analisar, afim de compor os mosaicos de imagens para cada emissão. Como um teste final, deconvoluiu-se o MDC com as PSFs extraídas de ambas as formas (diretamente do contínuo e a partir do tomograma 1) e obteve-se as mesmos FWHM = $0''.09$. Na figura 4.6 mostra-se os perfis das PSFs extraídas dos dados do DS1 e utilizadas para deconvoluir cada cubo individualmente, afim de se montar os mosaicos, e para o próprio MDC, em ambas direções x e y , antes e depois da deconvolução.

Espera-se que a aplicação da deconvolução em exposições individuais, com PSFs limitadas a uma faixa espectral reduzida ($\sim 50 \text{ \AA}$), leva a melhores resultados simplesmente porque são mais representativas do efeito sofrido durante o processo de correção da AO na região espectral de interesse, ao invés de representar a soma de todas as PSFs em um cubo de dados que é o resultado da combinação de 6 observações. Para quantificar melhor a melhoria obtida após deconvolução, calcula-se a razão Strehl, que mede a razão entre as intensidades relativas dos picos da PSF normalizada e do perfil da função de Airy (calculada para as configurações específicas de cada telescópio e comprimento de onda). Este é um método mais robusto que simplesmente se comparar o *seeing* médio durante as observações, com valores que variam de zero a um.

A tabela 4.2 mostra os resultados para os cubos de dados usados nos mosaicos das imagens para cada instrumento, com as medições feitas antes e depois de deconvolução, nas bandas de K e H . A última coluna apresenta os valores de *seeing* no momento de cada observação e, apesar da pequena amostra aqui apresentada, é possível perceber que não há nenhuma evidência da esperada correlação teórica entre *seeing* e a razão de Strehl inicial (May D. & Steiner J.E., em preparação).

Tabela 4.1 - A FWHM extraída das PSFs do DS1 ao longo das direções x e y , antes (A) e depois (D) do processo de deconvolução. Os perfis das PSFs são mostrados na Fig. 4.6.

Cubo de dados	PSF banda K FWHM (arcsec)			
	$x - axis$		$y - axis$	
SINFONI	A	D	A	D
1	0.13	0.092	0.14	0.093
2	0.13	0.098	0.12	0.092
3	0.13	0.093	0.12	0.091
4	0.14	0.11	0.12	0.107
MDC (DS1)	0.16	0.11	0.16	0.13
MDC (DS2)	0.08	0.06	0.10	0.08

Baseado nas medidas calculadas na Tabela 4.2, em média a melhoria na resolução para a banda K é de 116% para os cubos de dados do SINFONI e de 72 % para os cubos de dados do NIFS, embora o *seeing* médio em ambos os casos seja muito similar e a razão de Strehl no final também seja semelhante. Para a banda H do SINFONI ainda temos uma significativa melhora de 65%, em média, mas apenas de 8% para o NIFS. Pode-se concluir, no máximo, que a princípio a correção por AO funcionou melhor para a configuração do VLT, que do Gemini, neste caso ao menos.

Finalmente, justifica-se a escolha da utilização de cubos de dados do SINFONI neste trabalho, pois atingem uma maior resolução espacial tal como quantificada pelo valor de Strehl. Basicamente, para nossa análise apresentada aqui, é mais importante resolver espacialmente as diferentes componentes de velocidade à resolver os canais de velocidade sem conhecer bem a sua distribuição espacial, uma vez que se deseja caracterizar a emissão de componentes discretas da NLR.

Para visualizar diretamente as diferenças entre os cubos tratados e logo após a redução de dados (corrigido, no entanto, de raios cósmicos), com o SINFONI, mostra-se na Fig. 4.5 o mosaico para o gás molecular em ambos estágios inicial e final (após re-amostragem com interpolação, filtragem de Butterworth e deconvolução), com a região nuclear mascarada. Nota-se que as maiores diferenças são encontradas no norte do núcleo, uma região mais densa de estruturas. São circundadas possíveis cavidades, embora nem todas identificáveis com o contraste apresentado aqui. Para confirmar que algumas subestruturas não fazem parte de remanescentes espúrios do tratamento de dados, adicionou-se ruído aleatório nos espectros dos cubos de dados (eventualmente degradando o S/N original) e a deconvolução

resultou exatamente nas mesmas estruturas.

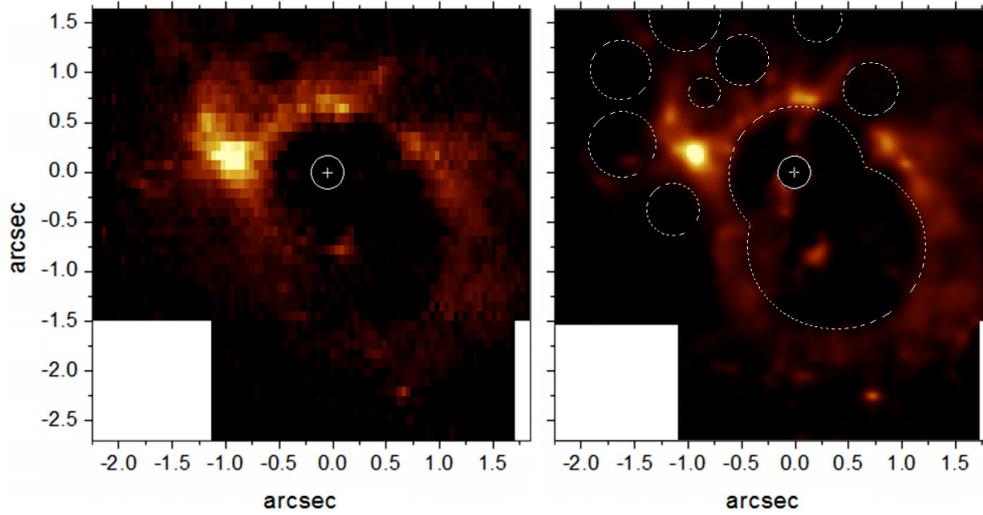


Figura 4.5: Mosaico derivados dos cubos de gás molecular logo após a redução de dados (painel esquerdo) e após o processo de tratamento de dados (painel direito). A região central foi mascarada devido alto nível de ruído e alguns contornos circulares foram adicionados identificando possíveis cavidades no gás.

Adiante, na Fig. 4.26 (painel inferior), comparamos os dados reduzidos e tratados, para o gás molecular em ambos instrumentos, afim de mostrar ao leitor as diferenças de resolução espacial entre cada um e verificar a coerência entre os dados depois de usar a mesma metodologia para o tratamento de imagens. Já para verificar a validade do método de deconvolução no DS2, na seção 4.5.4 compara-se a menor escala de píxel com as observações do ALMA entre a estrutura detectada para o toro molecular.

4.4 Resultados

As Seções seguintes investigam as propriedades individuais e correlações entre as principais linhas de emissão detectadas.

4.4.1 A emissão de [Fe II]

4.4.1.1 A “ampulheta incandescente” e a baixa ionização na NLR

Baseado no mosaico da Fig. 4.4 (painel superior), é mostrada na Fig. 4.7 a imagem para a linha de emissão de [Fe II] $\lambda 16440 \text{ \AA}$ extraída dos cubos de dados subtraídos da emissão do contínuo. O contraste da imagem (*lut*, em inglês) foi ajustado para mostrar as emissões

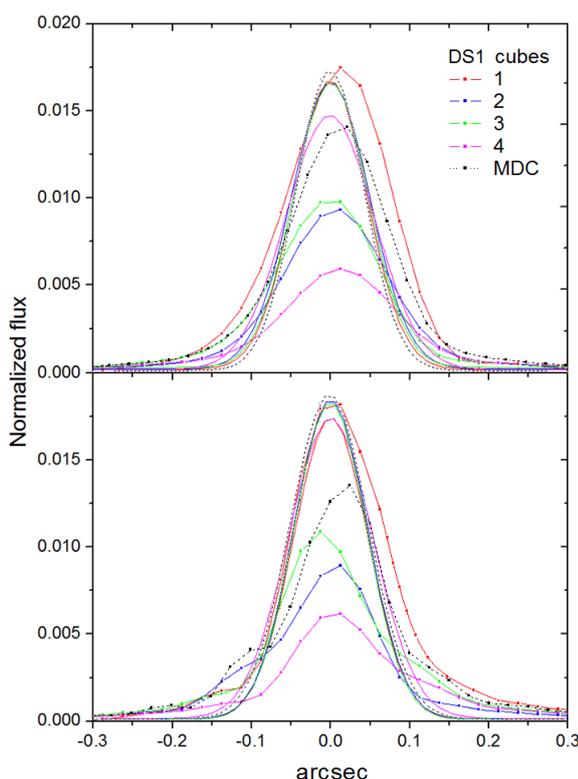


Figura 4.6: Perfis das PSFs extraídos do DS1 para os cubos de 1 a 4, bem como para o MDC. Painel superior: perfis ao longo da direção x antes (curvas com pontos) e depois (curvas Gaussianas) da deconvolução. Painel inferior: o mesmo para a direção y . A FWHM média dos cubos, medida antes e depois da deconvolução, e considerando ambas as direções, são de $0''.12 \pm 0''.01$ e $0''.097 \pm 0''.002$, respectivamente. Para o MDC é de $0''.13$ and $0''.095$. O valor para cada FWHM é mostrado na Tabela 4.1.

mais fracas, o que ocasionou alguma saturação ao redor do pico de emissão desta linha, cujas estruturas poderão ser melhor vistas nas imagens da cinemática, posteriormente. Muito mais brilhante, no entanto, seria se tivesse sido mostrado o núcleo da galáxia, mascarado na imagem. Tal região será analisada com a apresentação do DS2 na Seção 4.5.4.

À primeira vista, algumas características marcantes podem ser identificadas na imagem, como o formato da emissão que delimita os limites dos cones de ionização, lembrando uma “ampulheta”. O PA em ambos os cones, embora pareçam possuir a mesma orientação entre si, são ligeiramente diferentes, sendo de $30^\circ \pm 2^\circ$ and $39^\circ \pm 2^\circ$ nos cones nordeste (NL, siga em inglês) e sudoeste (SO, siga em inglês), respectivamente, com uma média de $34^\circ \pm 4^\circ$. Além disso, o vértice de cada cone também parece não coincidir com um ponto em comum, motivo pelo qual as suas orientações diferem de $9^\circ \pm 4^\circ$.

Olhando para o cone NE, o lado que está mais próximo em relação à LOS, vê-se que há também uma assimetria em relação aos lados separados pelo seu eixo maior, com o pico de

Tabela 4.2 - Razão de Strehl para os cubos de dados do SINFONI e NIFS usados no mosaico das imagens, mostrados e identificados na Fig. 4.4. A razão é medida antes (A) e depois (D) do processo de deconvolução. Quando não mostrados, os erros valem ± 0.002 .

Cubo de dados	Strehl				Seeing
	Banda $K \lambda 21218 \text{ \AA}$		Banda $H \lambda 16440 \text{ \AA}$		
SINFONI	A	D	A	D	
1	0.107	0.241	0.043	0.082	0.63
2	0.084 ¹	0.183 ¹	0.037	0.061	0.63
3	0.098	0.227	0.044	0.079	–
4	0.079	0.153	0.032	0.036	0.91
MDC (DS1)	0.10 \pm 0.02	0.22 \pm 0.01	0.06 \pm 0.01	0.08 \pm 0.01	–
MDC (DS2)	0.34 \pm 0.7	0.54 \pm 0.05	0.15 \pm 0.05	0.21 \pm 0.05	0.53
NIFS	A	D	A	D	
1	0.123	0.203	0.018	0.020	0.90
2	0.101	0.166	0.009	0.009	0.56
3	0.123	0.208	0.015	0.017	1.06
4	0.100	0.191	0.011	0.012	0.47

Notes: 1: Razão de Strehl medida para a emissão de [Si VI] $\lambda 19634 \text{ \AA}$, uma vez que este cubo de dados não é utilizado no mosaico de H₂.

emissão representado pela letra A, do nordeste (NO, sigla em inglês), e a parte interna da ampulheta sendo preenchida por estruturas que lembram cavidades e nuvens compactas (NC, daqui para frente). Tais estruturas são melhor distinguidas na Fig. 4.10. A porção SW estende-se mais pelo FoV, e o seu ângulo de abertura não aumenta a medida que as paredes do cone se afasta do centro, pelo contrário, parecem se fechar em uma estrutura anelar (ou desprojetadamente, de uma bolha), delimitando uma grande cavidade.

Similar ao que ocorre na emissão da linha de [O III] $\lambda 5007 \text{ \AA}$, a emissão de [Fe II], se mostra mais intensa próxima aos nós em rádio NE e C (Gallimore et al., 1996). O PA desta ampulheta concorda, dentro dos erros, com o PA da emissão rádio após defletida (que muda de $\sim 11^\circ$ para $\sim 33^\circ$), com o jato seguindo através do eixo maior do cone NE.

A forma das bordas externas da emissão em [Fe II], associadas à ampulheta, é uma forte indicação da presença de uma estrutura nuclear colimadora, primeiramente definida pelo eixo de um toro. De fato, uma série de outras estruturas têm sido identificadas com formato semelhante, para uma larga faixa de dimensões, como na galáxia “Teacup” J1430+1339 (~ 10 kpc), a nebulosa S106 (~ 500 pc) e em NGC 6302 (< 1 pc), sugerindo uma natureza física em comum para estes sistemas. Voltar-se-á a esta questão na Seção 4.5.4.2, onde

se descreve a natureza do toro para esta galáxia, tanto através dos dados aqui analisados quanto da extensa literatura a respeito.

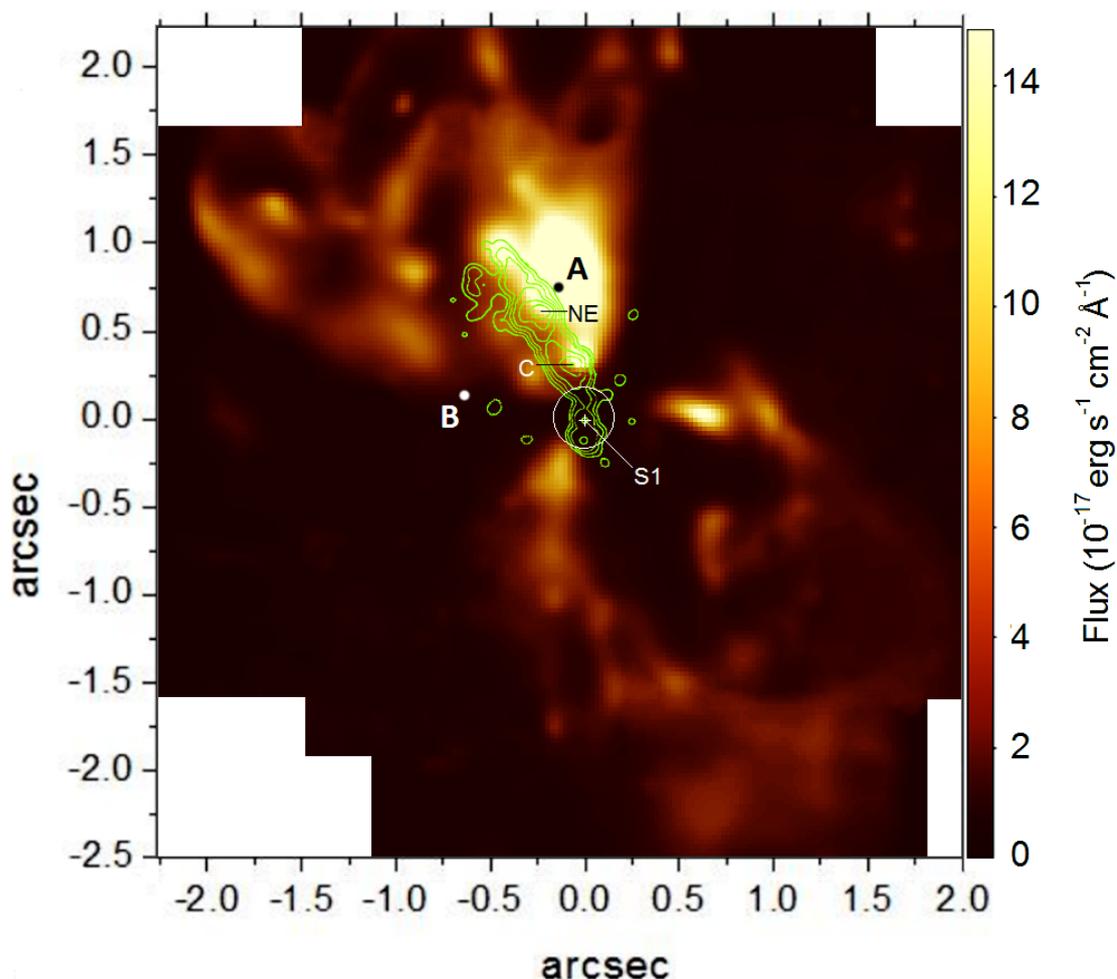


Figura 4.7: Mosaico de imagens para a linha de emissão $[\text{Fe II}] \lambda 16440 \text{ \AA}$ junto com os contornos da emissão em rádio 5 GHz do MERLIN. Os nós NE e C são nomeados de acordo com Gallimore et al. (1996).

Duas regiões denominadas pelas letras A e B, e o ponto NE, com abertura de $0''.1$ de raio, e uma abertura maior para o núcleo, de $0''.25$, foram escolhidas para se extrair os espectros mostrados na Fig. 4.9. O espectro da região central foi obtido antes de se aplicar a máscara nuclear e a subtração do contínuo, mostrando um contínuo avermelhado (como comentado na seção sobre deconvolução), indicando uma forte emissão por poeira (López-Gonzaga et al., 2014). A região A foi escolhida por coincidir com o pico de emissão do $[\text{Fe II}]$, próxima à borda dos contornos mostrados em rádio. A região B está localizada na borda da ampulheta, mostrando um perfil mais estreito para as linhas de $[\text{Fe II}]$, e várias emissões moleculares relativas ao H_2 , uma vez é a região simultaneamente mais próxima

da borda do cone e do pico de emissão do gás molecular, cuja análise é apresentada na Seção 4.4.4.

Vale ressaltar que, apesar do esforço em mostrar todas as estruturas do gás na Fig. 4.7, algumas estruturas de baixíssima emissão ainda podem ser identificadas nas bordas do FoV. Para visualizá-las, exagerou-se no contraste da Fig. 4.8, saturando as regiões já descritas, mas revelando (nas regiões marcadas de B1, B2 e B3) possíveis estruturas que lembram, novamente, cavidades no gás. Tal constatação não seria surpreendente, uma vez que o cone NE apresenta em sua morfologia características semelhantes (como em B1). Dada a baixa emissividade do gás nesta região, comparável ao nível do ruído, pouco se pode dizer sobre tais estruturas, apenas que, sendo reais, parecem expandir-se a partir das bordas dos cones de ionização, onde uma fraca emissão molecular também pode ser vista.

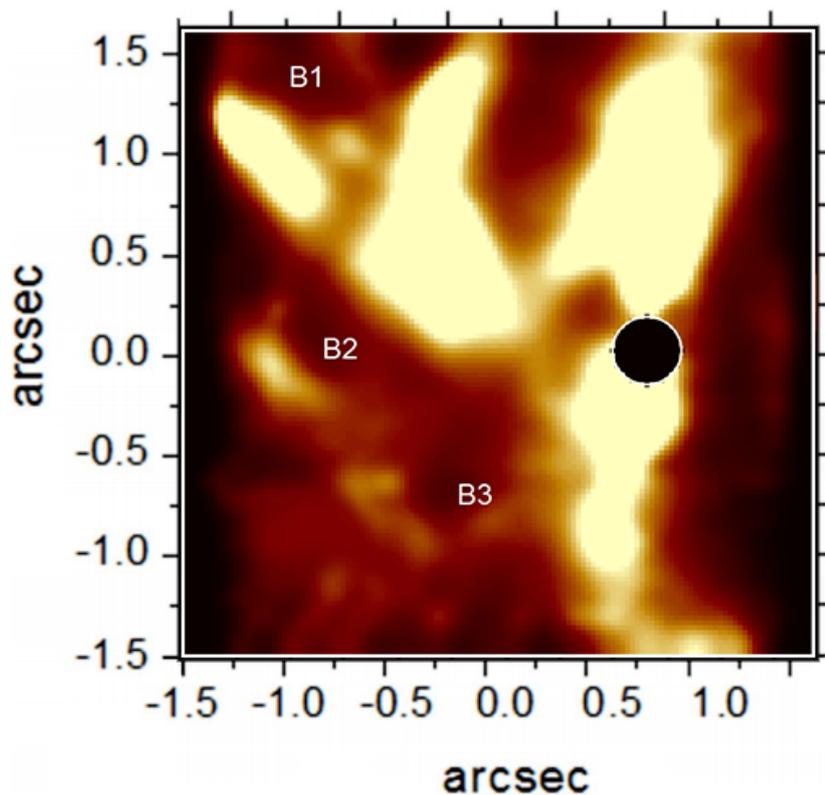


Figura 4.8: Imagem ressaltando a baixa emissão de [FeII] na borda do FoV, sendo as regiões B2 e B3 possíveis estruturas não identificadas anteriormente na Fig. 4.7.

Na Tabela 4.3 são medidos, quando possível, os fluxos para as oito linhas do gás ionizado a serem analisadas neste capítulo e das linhas moleculares detectadas.

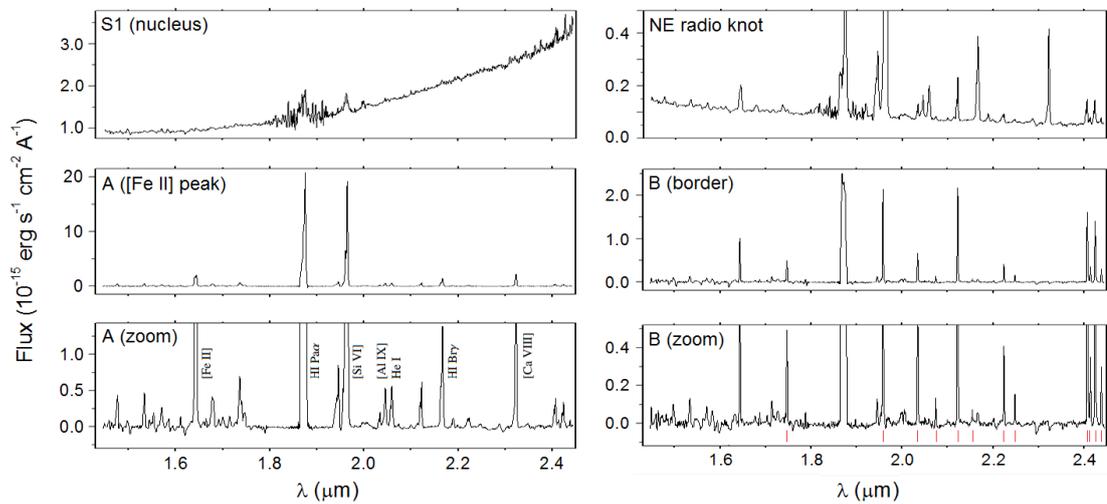


Figura 4.9: Espectros extraídos de acordo com algumas regiões marcadas na Fig. 4.7. A região marcada com a letra A denota o pico de emissão do [Fe II], em B a borda do cone de ionização (próxima do pico de emissão H_2) e em NE o nó em rádio mais distante do núcleo, todas com abertura de $0''.1$ de raio. Para o espectro nuclear (centrado no ponto S1), a abertura é maior e possui $0''.25$ de raio. Nos painéis inferiores mostra-se um *zoom* para os espectros das regiões A e B, com algumas linhas de gás ionizado identificadas, bem como as transições moleculares marcadas em vermelho.

Tabela 4.3 - Fluxos de algumas linhas de emissão medidos para as quatro regiões marcadas na Fig. 4.7, com raio de abertura de $0''.1$, e para a região nuclear S1, com raio de $0''.25$ e os espectros mostrados na Fig. 4.9. Todos os valores estão em unidades de 10^{-15} erg s^{-1} cm^{-2} . Linhas com perfis múltiplos foram ajustadas com o respectivo número de componentes Gaussianas.

λ_{vac} (Å)	Íon	ID ($J_i - J_k$)	A (pico [Fe II]) (n) [†]	B (borda) (n) [†]	nó NE (n) [†]	S1 (núcleo)
16 440	[Fe II]	$a^4F_{9/2} - a^4F_{7/2}$	12.83±0.04 (2)	0.25±0.02 (1)	0.65±0.01 (3)	-
17 480	H ₂	1 - 0S(7)	0.55±0.04 (2)	0.52±0.03 (1)	0.50±0.05 (2)	-
18 751	HI Pa α	3 - 4	30.75±0.03 (3)	0.92±0.08 (1)	6.06±0.04 (3)	70±30
19 576	H ₂	1 - 0S(3)	-	2.13±0.01 (1)	1.08±0.02 (1)	-
19 641	[Si VI]	$^2P_{03/2} - ^2P_{01/2}$	42.0±2 (2)	-	11.46±0.08 (2)	106±5
20 338	H ₂	1 - 0S(2)	0.37±0.02 (2)	0.69±0.01 (1)	0.27±0.03 (2)	-
20 450	[Al IX]	$^2P_{03/2} - ^2P_{01/2}$	0.7±0.1 (2)	-	0.30±0.05 (2)	14±1
20 587	He I	$^1S_0 - ^1P_{01}$	1.1±0.1 (2)	0.05±0.0 (2)	0.66±0.04 (2)	-
20 735	H ₂	2 - 1S(3)	0.09±0.01 (2)	0.14±0.2 (2)	0.05±0.01 (2)	-
21 218	H ₂	1 - 0S(1)	0.87±0.03 (2)	2.26±0.02 (2)	0.67±0.02 (2)	-
21 542	H ₂	2 - 1S(2)	0.012±0.004 (2)	0.05±0.01 (2)	0.021±0.007 (2)	-
21 661	HI Br γ	4 - 7	2.8±0.3 (2)	0.05±0.02 (2)	1.30±0.03 (3)	48±1
22 233	H ₂	1 - 0S(0)	0.4±0.1 (3)	0.38±0.02 (2)	0.10±0.02 (2)	-
22477	H ₂	2 - 1S(1)	0.12±0.03 (2)	0.13±0.02 (2)	0.05±0.02 (2)	-
23 211	[Ca VIII]	$^2P_{01/2} - ^2P_{03/2}$	3.0±0.1 (2)	-	0.67±0.03 (2)	-
24 066	H ₂	1 - 0Q(1)	0.70±0.02 (2)	1.83±0.02 (2)	0.35±0.01 (3)	-
24 131	H ₂	1 - 0Q(2)	0.17±0.01 (2)	0.36±0.01 (2)	0.10±0.01 (2)	-
24 237	H ₂	1 - 0Q(3)	0.68±0.01 (2)	1.75±0.01 (2)	0.38±0.01 (3)	-
24 375	H ₂	1 - 0Q(4)	0.12±0.01 (2)	0.32±0.03 (1)	0.06±0.01 (1)	-

Notes: 1: Número de componentes Gaussianas detectadas para cada linha de emissão.

4.4.1.2 O duplo comportamento das velocidades na NLR

É sabido que a cinemática da NLR em NGC 1068 apresenta um comportamento complexo, sendo ainda um tema em aberto com respeito à análise desta galáxia. Componentes de gás tanto em *redshift* como em *blueshift* são encontradas principalmente no cone NE, na sua maioria próximas da emissão em rádio, mas não somente associadas ao jato. Isso se deve à abundância de gás presente no meio interestelar, transportado eficientemente, em princípio, pelo vento do AGN e perturbado pela passagem do jato (Cecil et al., 1990; Gallimore et al., 1996; Crenshaw e Kraemer, 2000; Das et al., 2006).

Se for constatado que diferentes componentes de velocidade são espacialmente resolvidas, pode-se tentar distinguir as diferentes componentes dos perfis de emissão das linhas como filamentos e nuvens distintas, permitindo caracterizar melhor o comportamento da região interna à NLR. Antes de realizarmos a identificação individual das NCs, nota-se claramente um comportamento duplo para dois regimes de velocidade na linha de [Fe II], vistos na Fig. 4.10: a baixa velocidade ($-310 \text{ km s}^{-1} < v < 237 \text{ km s}^{-1}$) está majoritariamente associada à estrutura de ampulheta, tal qual delineada pelas bordas da emissão de [Fe II]; e a alta velocidade ($-1951 \text{ km s}^{-1} < v < -401 \text{ km s}^{-1}$ e $328 \text{ km s}^{-1} < v < 1514 \text{ km s}^{-1}$) que mostra, em sua maioria, NCs em *blueshift* no cone NE e em *redshift* no cone SW. Sobrepostos à imagem de alta velocidade (painel direito da Fig. 4.10) estão os contornos da emissão coronal de [Si IV] (em branco) e da alta velocidade do gás molecular (em amarelo), a serem discutidas nas Seções 4.4.2 e 4.4.4.

Portanto, a assimetria da estrutura dos cones de ionização também é vista na cinemática da NLR, onde o gás em alta velocidade está confinado nas partes internas às paredes do cone SW (com exceção à emissão estendida que atinge as bordas inferiores da imagem), mas não está confinado no cone NE, ao invés disso parece estar associada às partes internas dos filamentos de gás em baixa velocidade. Na Fig. 4.11 mostra-se o mapa de velocidades com o mesmo módulo em cada painel (daqui em diante mencionados apenas como “mapas de velocidade em *blueshift* e *redshift* abreviados como mapas BRV, onde são identificadas todas as NCs com morfologias discretas, afim de se extrair propriedades como velocidade, dispersão de velocidade, distância e ângulo de posição, mostradas na Tabela 4.4.

Mapas cinemáticos similares podem ser encontrados em Barbosa et al. (2014), com dados do NIFS-Gemini North. As componentes de velocidade lá mostradas, entre -723

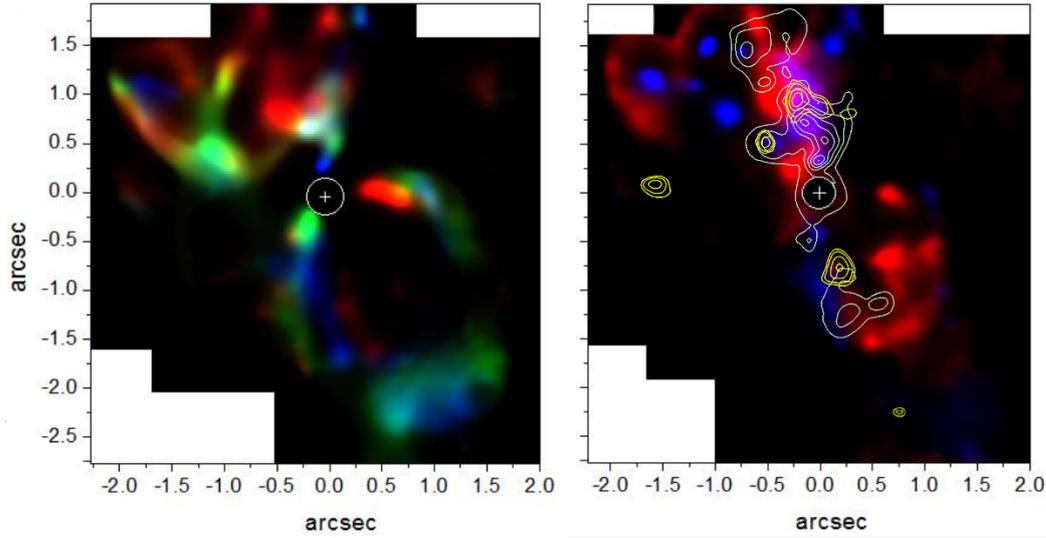


Figura 4.10: Pannel esquerdo: mosaicos das imagens da emissão de [Fe II] $\lambda 16440 \text{ \AA}$ para a baixa velocidade ($-310 \text{ km s}^{-1} < v < 237 \text{ km s}^{-1}$) e para o regime das altas velocidades ($-1951 \text{ km s}^{-1} < v < -310 \text{ km s}^{-1}$ and $237 \text{ km s}^{-1} < v < 1514 \text{ km s}^{-1}$), no pannel direito. Sobrepostos ao mesmo pannel estão os contornos da emissão de [Si VI] (em branco) e da alta velocidade do gás molecular (em amarelo). O círculo denota a região mascarada e a cruz o centro do bojo.

Tabela 4.4 - Velocidade, dispersão de velocidade, distância do centro do bojo e ângulo de posição medidos para as NCs em [Fe II] identificadas nas Figs. 4.11 e 4.12.

ID NCs	v (km s $^{-1}$)	σ^1	Distância (pc)	PA 2	PA 3
FeB1	427	208	-75	26	-11
FeB2	-826	247	-154	57	20
FeB3	376	70	84	-164	–
FeB4	507	130	116	-162	–
FeB5	-503	160	-114	-6	-43
FeB6	-350	200	-23	0	-37
FeB7	636	250	-29	49	12
FeB8	-596	102	-57	44	7
FeB9	-742	100	-120	49	12
FeB10	560	105	69	-135	–
FeB11	773	107	126	-149	–
FeB12	-863	138	-122	27	-10
FeB13	-923	163	-101	15	-22
FeB14	-1187	198	-89	49	12
FeB15	1355	117	90	-115	–
FeB16	-1836	130	-137	32	-5

Notas: (1) Valores corrigidos do alargamento instrumental. (2) Ângulos de posição das NCs relativos ao norte (orientado para cima) e (3) em relação ao eixo maior dos cones, de 34° .

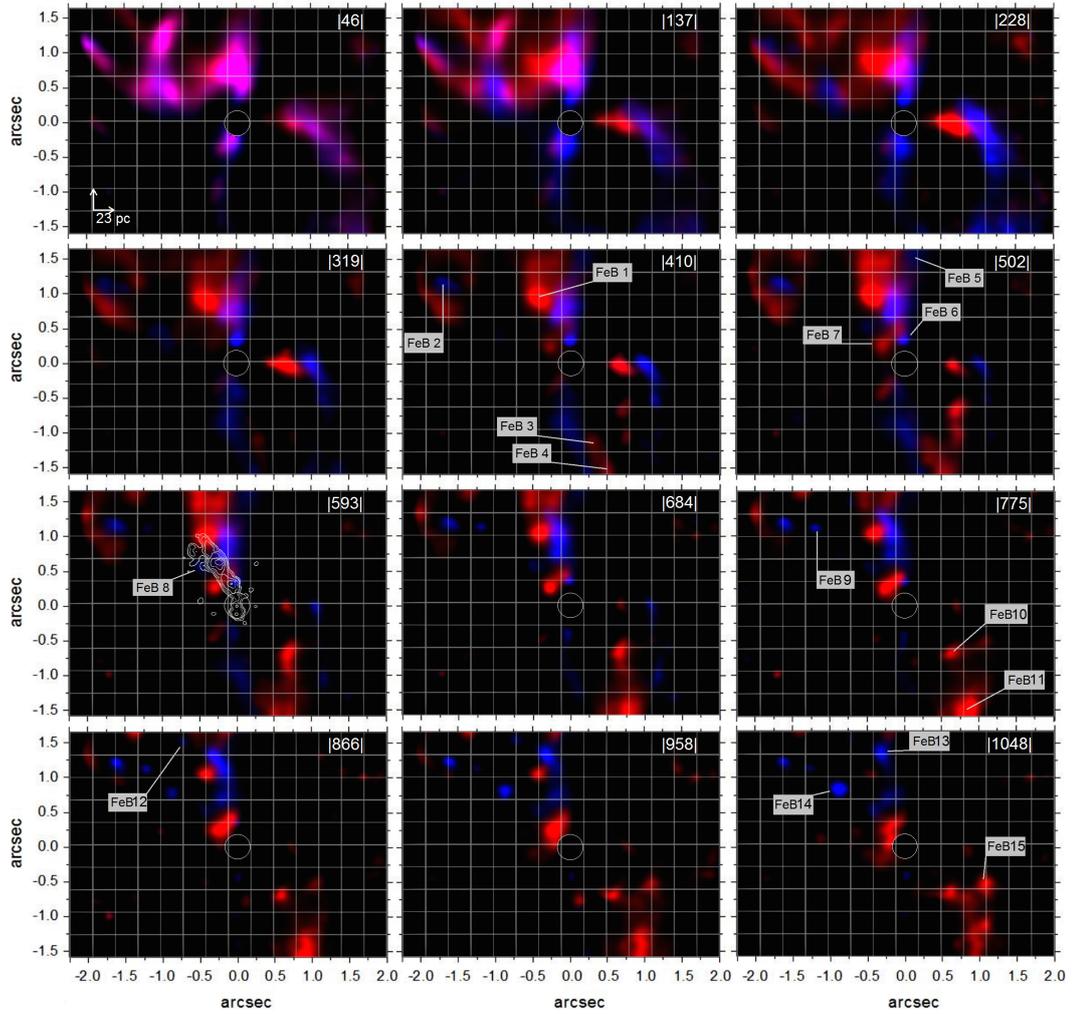


Figura 4.11: Mapas BRV para a linha de $[\text{Fe II}] \lambda 16440 \text{ \AA}$. As velocidades mapeadas estão aproximadamente entre $|v| \lesssim 2000 \text{ km s}^{-1}$, com intervalos de $\sim 90 \text{ km s}^{-1}$. A menor divisão das grades quadriculadas dos painéis possuem lados de 23 pc, e o módulo da velocidade correspondente de cada mapa é mostrado no topo. As dezesseis NCs são assinaladas com o nome “FeB(número)”, com as propriedades listadas na Tabela 4.4. O círculo denota a região mascarada, centrada no bojo.

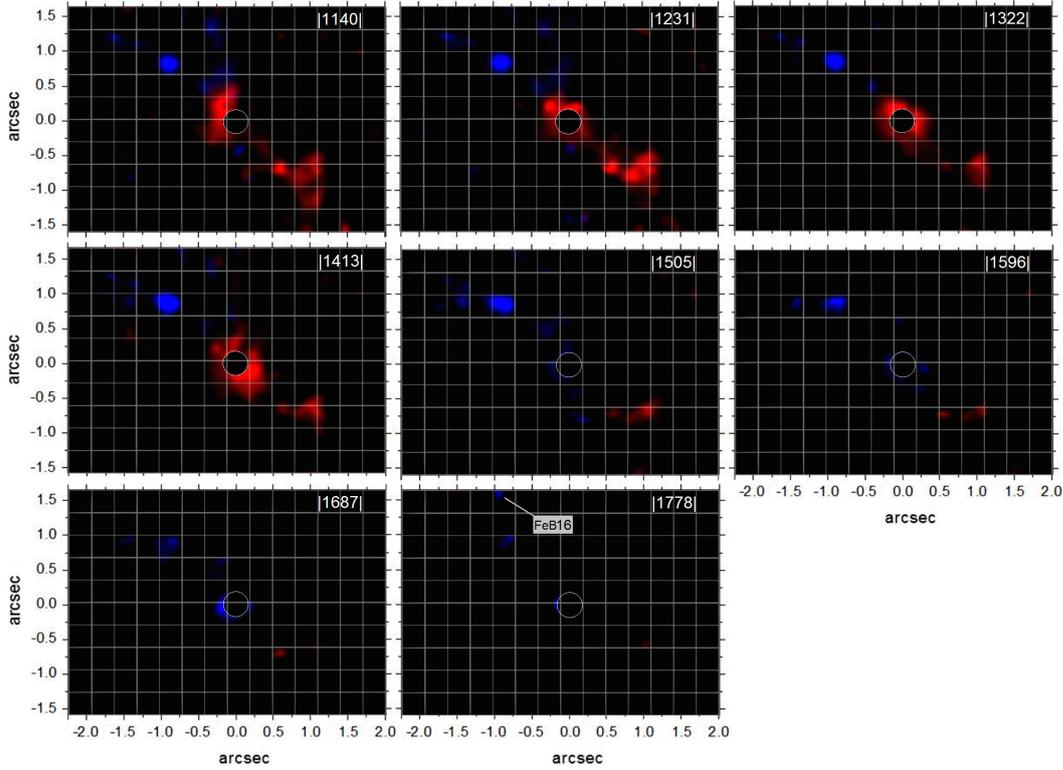


Figura 4.12: Continuação da Fig. 4.11. Ver a legenda na figura anterior.

$\text{km s}^{-1} < v < 600 \text{ km s}^{-1}$, estão de acordo com os mapas apresentados aqui. Os mesmos autores modelaram a cinemática do *outflow* através da mesma linha de [Fe II] e concluíram que, arranjando os parâmetros de tal forma que a sua distribuição espacial coincida com o formato de uma lemniscata, não melhora significativamente a descrição física da NRL em relação ao modelo cônico de Das et al. (2006).

Os mapas BRV revelam que as NCs em *blueshift* e *redshift* atingem velocidades de até -1824 e 1368 km s^{-1} , respectivamente, com os maiores valores relacionados a uma distância maior do AGN. De fato, há evidências de que as NCs estejam sendo aceleradas, em ambas as direções da NLR, como pode ser constatado no gráfico da Fig. 4.13. Tal comportamento já era conhecido desde o trabalho de Cecil et al. (1990), e é agora mostrado de uma forma mais clara aqui.

Cada ponto no gráfico representa uma NC identificada pelo mesmo número mostrado na Fig. 4.11. Para que o ajuste linear tenha um significado físico mais robusto, os quadrados pretos simbolizam as NCs espelhadas com respeito à velocidade zero, afim de se assumir antes do ajuste que suas velocidades estejam em *blueshift*, uma vez que ambas as

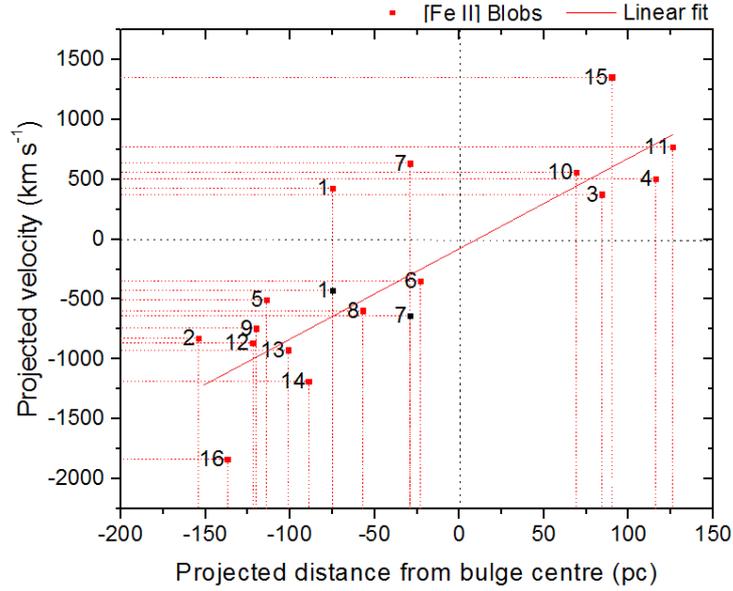


Figura 4.13: Diagrama posição vs. velocidade para as NCs de [Fe II] identificadas na Fig. 4.11, com o respectivo ajuste linear.

componentes sofrem do mesmo efeito de aceleração, embora com projeções distintas para o sinal da velocidade. O ajuste intercepta a distância zero (o centro do bojo) com velocidade de -79 km s^{-1} , e fornece uma inclinação $s = 7.6$, e dá uma escala de tempo de $\sim 1.3 \times 10^5$ anos, levando-se em conta que há a pequena diferença (comparável à resolução espectral dos dados) de velocidade em relação ao centro do bojo. Os pontos que possuem o maior desvio do ajuste são justamente aqueles que possuem maior velocidade projetada (nuvens 15, em *redshift* e 16, em *blueshift*) e as nuvens próximas da emissão em rádio, 1e 7.

Em relação ao cone SW, há na sequência de nuvens 3-4-11-15, um aumento sistemático na velocidade, seguindo a parede interna do cone a partir da posição da nuvem 2. Considerando que, na presença de um jato (defletido ou não) haveria alguma interação com a parte interna da cavidade, parece plausível supor que estas mesmas NCs estariam surgindo de uma região em comum e sendo aceleradas a partir dela, impelidas pela interação com o jato. Além disso, estas NCs apresentam dispersão de velocidades muito similares, com uma média de $107 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$.

No cone NE as NCs atingem valores de dispersão de velocidade maiores, tendo uma média de $173 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$, com uma tendência para valores maiores tendo também maiores velocidades e estando dispostos próximos à orientação do jato. A análise conjunta das propriedades físicas das NCs será tratada em detalhes na Seção 4.5, após se apresentar os

resultados para as linhas de [Si IV] e do gás molecular.

4.4.2 A emissão coronal

A distribuição de fluxo da linha de emissão de [Si VI] $\lambda 19641 \text{ \AA}$ mostra uma morfologia mais estreita do que aquela vista para a linha de [Fe II], preferencialmente orientada na direção do jato estendido (ver Fig. 4.14). Um detalhe adicional sobre esta linha diz respeito à presença da linha dupla com a transição de $\text{H}_2 \lambda 19576 \text{ \AA}$, impedindo, em princípio, de se representar um mapa de fluxo “puro” para o Si, uma vez que há emissão co-espacial próxima ao núcleo entre ambas as linhas. Para contornar este problema, adotou-se o seguinte procedimento: sabe-se que a região em volta de onde está localizado o pico de emissão molecular não apresenta nenhuma linha de emissão ionizada além da emissão de [Fe II] (relacionada às paredes do cone NE), como pode ser verificado fazendo-se os mapas das outras linhas de emissão que não possuem tal viés espectral. Sendo assim, baseado no fluxo medido para uma abertura de raio de $0''.25$, derivou-se um fator multiplicativo à linha mais intensa do $\text{H}_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$ tal que tivesse o mesmo fluxo da linha $\lambda 19576 \text{ \AA}$ (medido na região em que seguramente assume-se que não há emissão de Si, para a mesma abertura). É produzida então uma imagem da linha escalonada, para cada canal de velocidade, e esta imagem é subtraída de canais de velocidade equivalentes na região das linhas duplas. Ou seja, cada canal terá um fator multiplicativo diferente do outro, afim de se anular a emissão molecular para os canais de velocidade do [Si VI]. Tal procedimento resulta em várias imagens de Si com emissão molecular subtraídas, que são posteriormente somadas em um mapa descontaminado de fluxo mostrado na Fig. 4.14. O contraste foi novamente ajustado para se mostrar as emissões mais fracas detectadas, que chegam a ter $100\times$ menos intensidade. Nota-se um resíduo muito tênue onde se deveria ver o pico de emissão H_2 , uma vez que esta subtração não é perfeita.

Vê-se que a emissão de [Si VI] se origina majoritariamente de estruturas discretas que apresentam uma notável simetria em relação ao núcleo, mesmo havendo menos emissão no lado SW do cone, com o gás se estendendo aproximadamente até as mesmas distâncias e PAs semelhantes ao longo dos cones de ionização. A única parte com a qual ela é espacialmente associada ao rádio está acima da região mascarada, mas em geral ela não é co-espacial com a emissão rádio, ao invés disso se localiza próxima das suas bordas. No

painel direito da Fig. 4.14 mostram-se os canais centrais de velocidade, com $-154 \text{ km s}^{-1} < v < 154 \text{ km s}^{-1}$ (em verde), entre $-1588 \text{ km s}^{-1} < v < -192 \text{ km s}^{-1}$ (em azul) e $192 \text{ km s}^{-1} < v < 954 \text{ km s}^{-1}$ (em vermelho). Assim como para o gás em Fe, ainda se encontra emissão tanto em *blueshift* como *redshift* no lado NE do cone, embora as NCs em *redshift* não excedam os 600 km s^{-1} .

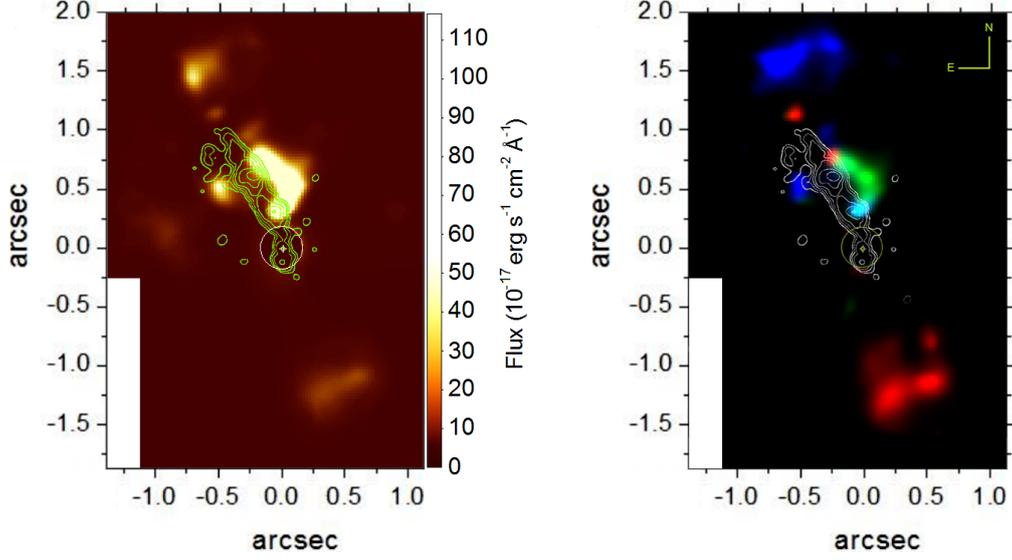


Figura 4.14: Painel esquerdo: mosaico da linha de $[\text{Si VI}] \lambda 19641 \text{ \AA}$ sobreposta com a emissão em rádio do MERLIM em 5 GHz (contornos verdes). Painel direito: composição RGB para a cinemática da linha, com os intervalos de velocidade mostrados no texto. O círculo denota a região mascarada, centrada no bojo.

Na Fig. 4.15 se mostra os mapas BRV com as dezoito NCs identificadas, das quais se extraiu algumas propriedades físicas que são mostradas na Tabela 4.5.

A emissão da baixa velocidade de $[\text{Si VI}]$ difere enormemente da mapeada para o gás em Fe, no sentido de que a emissão coronal está distribuída principalmente na forma de nuvens discretas e a emissão próxima do AGN parece ser proveniente de um filamento de alta ionização em processo de fragmentação (com visíveis três picos de emissão embebidos no filamento), e que estaria fortemente ligado ao jato. De fato, a dinâmica da região de linhas coronais (CLR, em inglês), é essencialmente atribuída à presença de um jato próximo, com as NCs mais distantes seguindo o mesmo PA, diferentemente do que ocorre para as NCs em Fe (ver painel direito da Fig. 4.10). O papel do jato na excitação das linhas de Si foi extensivamente estudado no trabalho de Mazzalay et al. (2013).

Embora a abertura do ângulo compreendido pelas nuvens coronais (CLBs, em inglês)

Tabela 4.5 - Velocidade, dispersão de velocidade, distância do centro do bojo e ângulo de posição medidos para as NCs em [Si VI] identificadas na Fig. 4.15.

NCs ID	v (km s ⁻¹)	σ^1	Distância (pc)	PA ²	PA ³	nuvem [O III] ⁴
CLB1	-177	147	-52	6	-31	–
CLB2	61	186	-46	9	-28	D
CLB3	270	122	-44	-8	-45	D
CLB4	113	68	-38	-20	-57	E
CLB5	-421	140	-24	-6	-43	C
CLB6	-246	78	-90	25	-12	–
CLB7	163	28	65	-158	–	–
CLB8	-543	141	-52	43	6	–
CLB9	520	78	93	-151	–	–
CLB10	331	80	95	-165	–	–
CLB11	-870	178	-115	25	-12	G
CLB12	-830	56	-73	14	-23	–
CLB13	-786	134	-53	40	3	F
CLB14	565	111	95	-149	–	–
CLB15	-985	70	-55	38	1	F
CLB16	-1401	127	-125	23	-14	–
CLB17	-1420	130	-128	15	-22	–
CLB18	-1592	133	-126	6	-31	–

Notas: (1) Valores corrigidos do alargamento instrumental. (2) Ângulos de posição das NCs relativos ao norte (orientado para cima) e (3) em relação ao eixo maior dos cones, de 34°. (4) Nuvens de [O III] identificadas em Evans et al. (1991) e mostradas na Fig. 4.17.

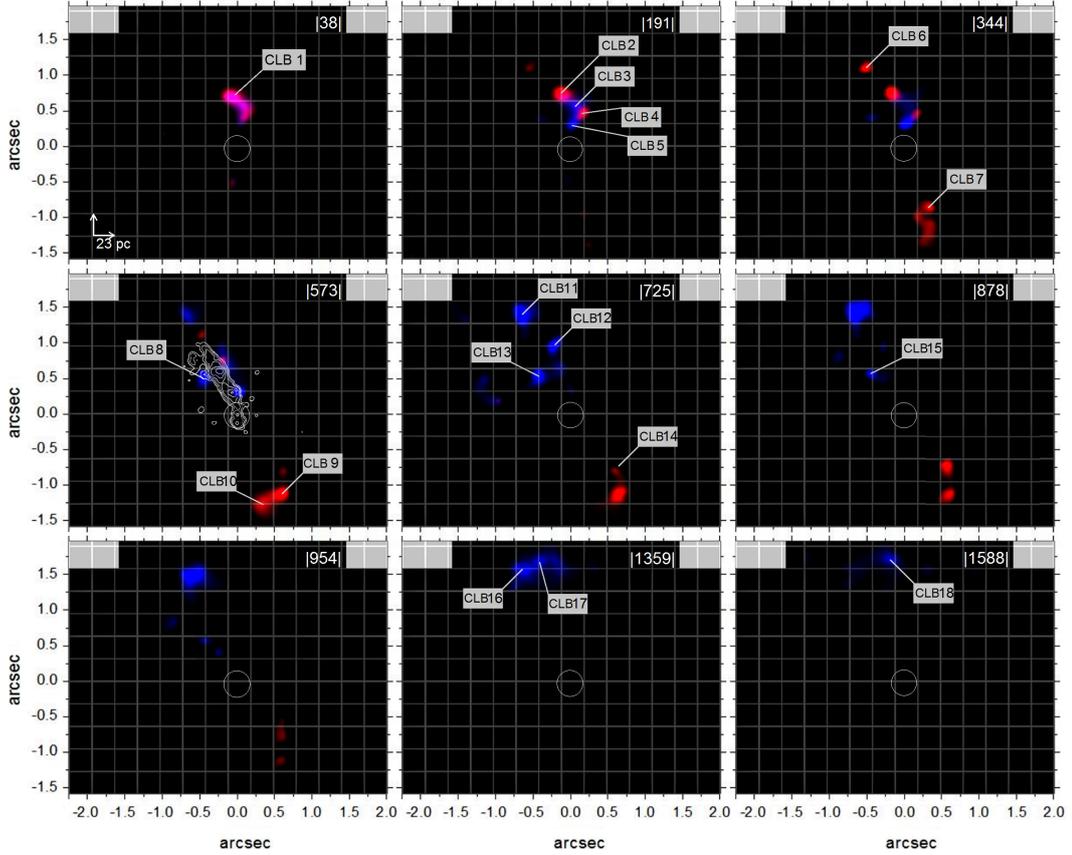


Figura 4.15: Mapas RVB para a linha de emissão de $[\text{Si VI}] \lambda 19641 \text{ \AA}$. As maiores velocidades possuem $|v| \lesssim 1600 \text{ km s}^{-1}$, com intervalos desiguais, representativos de mudanças apreciáveis na distribuição do gás. A menor divisão das grades quadriculadas dos painéis possuem lados de 23 pc, e o módulo da velocidade correspondente de cada mapa é mostrado no topo. As dezoito NCs são assinaladas com o nome “CLB(número)”, com as propriedades listadas na Tabela 4.5. O círculo denota a região mascarada, centrada no bojo.

seja mais estreita comparada à morfologia do gás em Fe, a tendência na aumento de velocidade com a distância segue um comportamento muito similar as NCs em $[\text{Fe II}]$, o que é mostrado na Fig. 4.16. Novamente, os pontos (em preto) foram espelhados com respeito ao eixo de velocidade zero, para apresentarem todos velocidades positivas antes de se ajustar uma reta. O ajuste resulta exatamente na mesma inclinação encontrada anteriormente para o $[\text{Fe II}]$, com a velocidade de -167 km s^{-1} interceptando o local do AGN.

4.4.2.1 Comparação com a emissão no óptico de $[\text{O III}]$

Embora haja uma correspondência com a emissão em $[\text{Fe II}]$ ao longo do jato (Fig. 4.10), os CLBs têm uma associação melhor com a banda estreita (F501N) da emissão de $[\text{O III}]$,

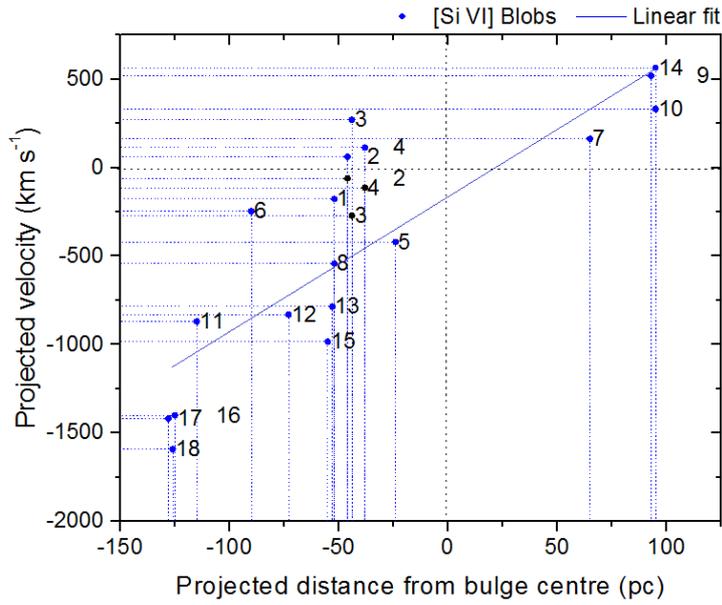


Figura 4.16: Diagrama posição vs. velocidade para as NCs de [Si VI] identificadas na Fig. 4.15, com o respectivo ajuste linear.

como mostrado na Fig. 4.17.

A distribuição de [O III] é comumente mencionada como definindo um cone de ionização com $PA \sim 15^\circ$, dada sua morfologia extensa que preenche a região entre as nuvens de maior luminosidade. Olhando-se para a emissão em rádio, a localização do ponto S1 (Fig. 4.7), tida como a mais provável para o AGN a partir da análise feita por Gallimore et al. (1996), é assumida como coincidir com a fraca nuvem A (ver Fig.2 of Evans et al. (1991)), considerada, no óptico, como o vértice do cone de ionização. Tal referência foi considerada na sobreposição das imagens mostradas na Fig. 4.17. A estrutura de ampulheta da NLR é delineada afim de se comparar com a região preferencial ocupada pelo [O III], deslocada para o lado direito do cone visto em [Fe II].

Deveria-se esperar que a distribuição interna de nuvens que possam obscurecer parte da radiação central afetasse a forma da NLR, tal como ionizada pelo AGN. No entanto, tal obscurecimento não afetaria o formato da NLR no infravermelho, mas poderia contar com uma absorção assimétrica para a radiação UV, dependendo de sua distribuição. Por isso, há duas possibilidades, não excludentes entre si, para explicar tal preferência na direção de ionização do gás no óptico: (1) a radiação UV estaria parcialmente bloqueada por um excesso de poeira na direção esquerda da ampulheta, e/ou (2) o disco de acreção está inclinado com respeito ao toro, concentrando a sua radiação para o lado direito do cone, o

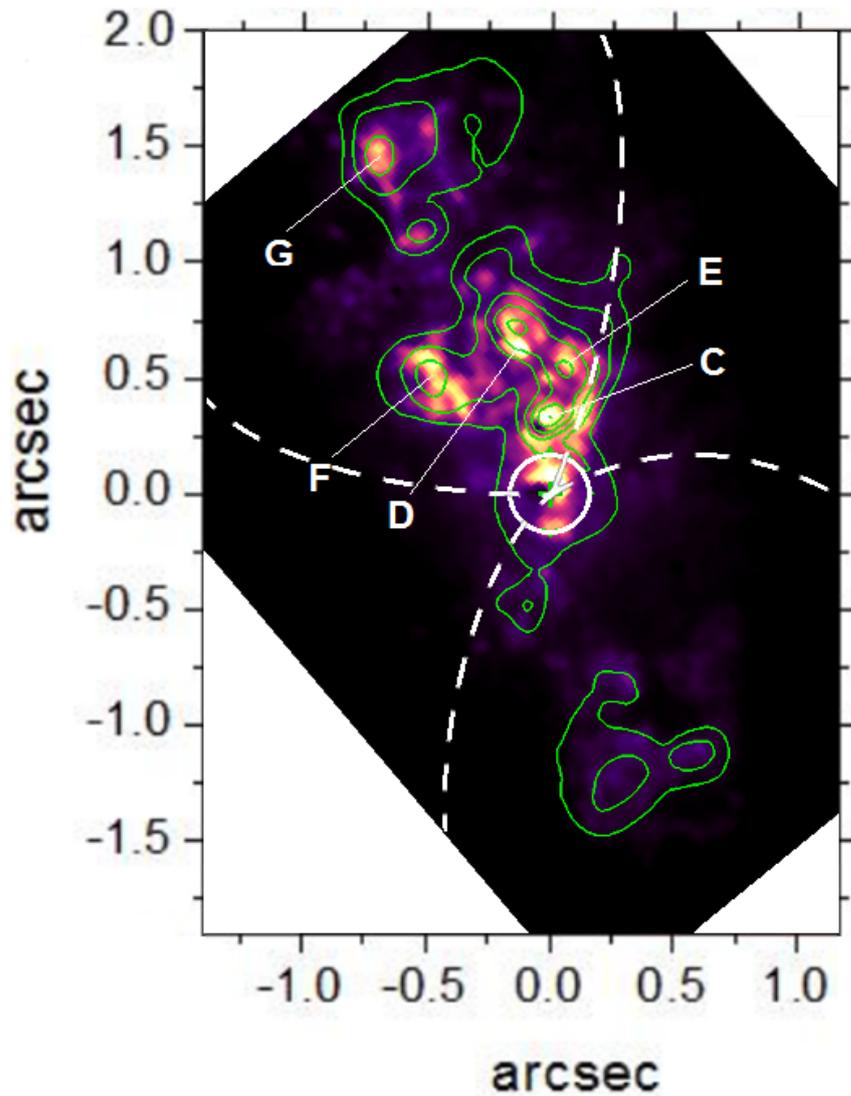


Figura 4.17: Imagem subtraída do contínuo, da emissão de $[O\ III] \lambda 5007 \text{ \AA}$, sobreposta com os contornos da emissão coronal de $[Si\ VI]$. O contorno branco tracejado demarca os limites da estrutura de “ampulheta” do $[Fe\ II]$ e o círculo denota a região mascarada para a linha de Si.

que concorda com o fato de se possuir o mesmo PA do jato antes deste ser defletido.

A emissão em $[O\ III]$ dentro do cone SW também coincide com o gás em $[Si\ VI]$ e as NCs de alta velocidade em $[Fe\ II]$, preenchendo a cavidade formada pela baixa velocidade. Uma vez que a extinção sofrida pelas linhas no infravermelho seja de apenas $\sim 0.1A_v$, pode-se supor que mesmo a emissão no óptico nesta região seja intrinsecamente baixa, uma vez que são as emissões em $[Fe\ II]$ e $[Si\ VI]$, inclusive em relação às morfologias similares destas três linhas, no cone SW. de modo que não haveria uma extinção tão alta como é assumida para se justificar a falta de emissão nesta região. A câmera de alta resolução (HRC, em inglês)

para a detecção de emissão em raios-X do Chandra mostra também uma forte correlação com o óptico, bem como para o cone e suas nuvens correspondentes (Wang et al., 2012).

4.4.3 Outras linhas atômicas detectadas

Nos espectros de NGC 1068, para as bandas H e K , são detectadas uma enorme variedade de linhas de emissão (Fig. 4.9), abrangendo uma vasta faixa para potenciais de ionização (IPs, em inglês). Além da emissão coronal, uma morfologia e cinemática similares são encontradas em mais cinco linhas de emissão, a saber, $\text{Br}\gamma$ $\lambda 21661$ Å (Figs. 4.18 e 4.19), $\text{P}\alpha$ $\lambda 18751$ Å, HeI $\lambda 20587$ Å, $[\text{Ca VIII}]$ $\lambda 23211$ Å e $[\text{Al IX}]$ $\lambda 20450$ Å, com o mapa de fluxo e composição RGB cinemática mostrados nas Figs. 4.20, 4.21 e com os intervalos de velocidade usados para a composição RGB listados na Tabela 4.6.

Tabela 4.6 - Intervalos de velocidade usados na composição RGB de todas linhas de emissão neste capítulo, como mostrados nas Figs. 4.7, 4.14, 4.19, 4.20, 4.21 e 4.26.

λ_{vac} (Å)	Íon	IP ¹	Centro ²	FWHM ²	Azul (km s ⁻¹)	Verde (km s ⁻¹)	Vermelho (km s ⁻¹)
16 440	[Fe II]	8.9	0.07	0.30	-1951 < v < -401	-310 < v < 237	328 < v < 1514
18 751	HI Pa α	12.8	0.04	0.24	-831 < v < -192	-112 < v < 128	208 < v < 1072
19 641	[Si VI]	168	0.01	0.23	-1588 < v < -192	-154 < v < 154	192 < v < 954
20 450	[Al IX]	285	0.02	0.26	-1056 < v < -410	-337 < v < 117	190 < v < 557
20 587	He I	21.2	0.03	0.27	-1165 < v < -219	-146 < v < 87	160 < v < 874
21 218	H ₂	0.65	0.14	0.24	-820 < v < -254	-183 < v < 170	241 < v < 1201
21 661	HI Br γ	13.3	0.03	0.26	-1661 < v < -540	-471 < v < 401	470 < v < 1093
23 211	[Ca VIII]	128	0.0	0.24	-1020 < v < -323	-258 < v < 142	207 < v < 1111

Notes: (1) Potencial de ionização para a transição específica da linha. (2) Parâmetros das Gaussianas mostradas na Fig. 4.24.

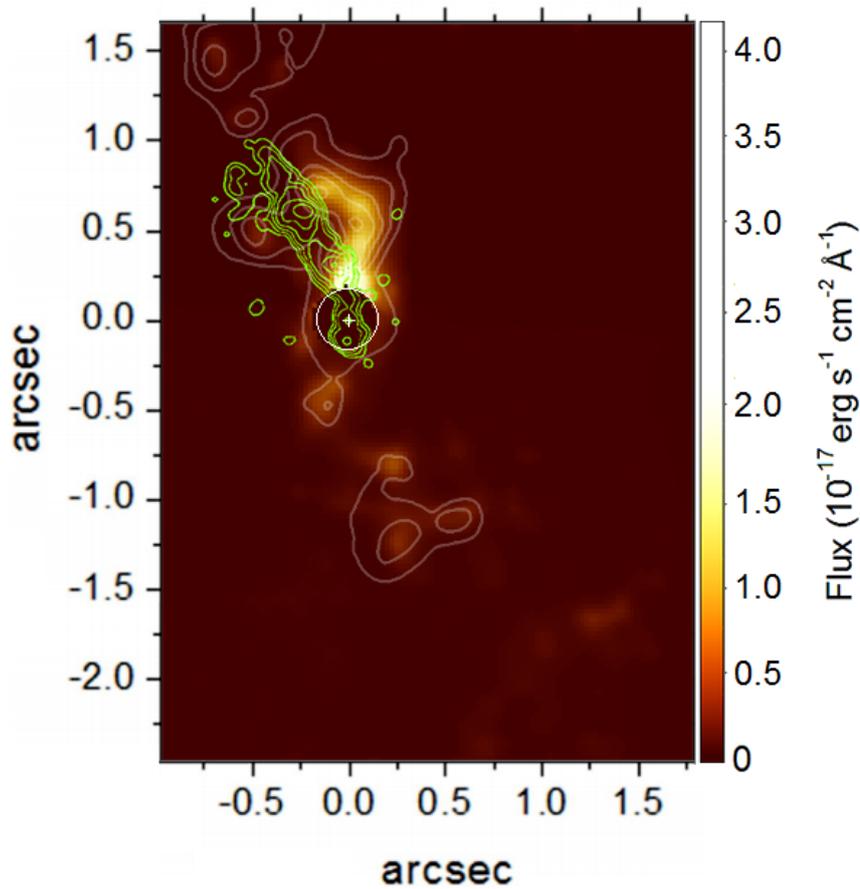


Figura 4.18: Mapa do fluxo para a linha de emissão do $\text{Br}\gamma$ $\lambda 21661 \text{ \AA}$ sobreposta à imagem de rádio do MERLIM 5 em GHz (contornos em verde) e ao fluxo de $[\text{Si VI}]$ (contornos brancos). O círculo denota a região mascarada centrada no bojo.

A emissão em $\text{Br}\gamma$ apresenta uma morfologia similar à traçada pela linha de $[\text{Si VI}]$, como evidenciado pelos contornos brancos na imagem, mas com uma fração da emissão de baixa intensidade mais espalhada no cone SW, mais próximo do que é visto para o Fe na alta velocidade. No entanto, uma estrutura extensa parece estar também relacionada à emissão de baixa velocidade do Fe e, portanto, à estrutura de ampulheta, na borda esquerda (ver Fig. 4.10). Tal extensão fica ainda mais evidente quando vista para na composição cinemática RGB, na Fig. 4.19. Como notado para a emissão em Si, a baixa velocidade está relacionada ao pico de emissão do gás ionizado, preferencialmente deslocadas para velocidades em *blueshift*. Enquanto que para o regime de altas velocidades, mostra uma morfologia mais extensa e perturbada, apresentando filamentos de gás localizados fora e dentro das paredes do cone SW, onde o gás em $[\text{Fe II}]$ mostra apenas baixas velocidades.

Apesar da detecção de uma intensa emissão de $\text{P}\alpha$, esta linha está presente em uma

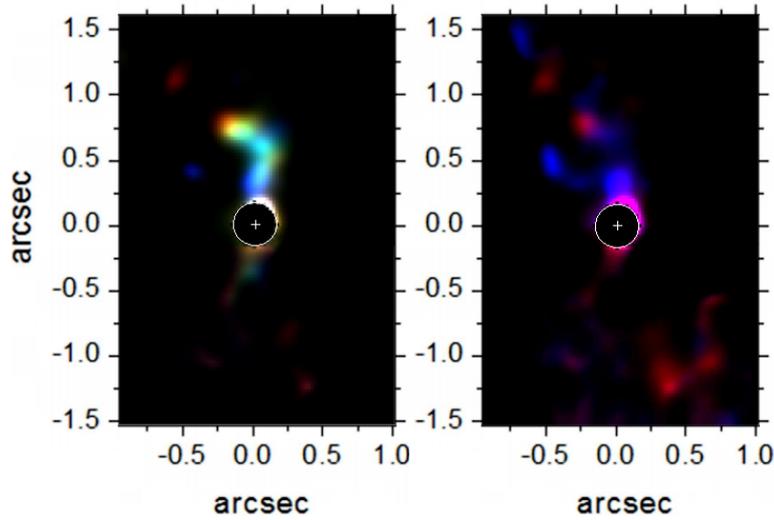


Figura 4.19: Composição RGB para a linha de emissão $\text{Br}\gamma$ $\lambda 21661 \text{ \AA}$ para o regime das baixas velocidades, entre $235 \text{ km s}^{-1} > v > -318 \text{ km s}^{-1}$ (painel esquerdo) e altas velocidades, entre $720 \text{ km s}^{-1} > v > 235 \text{ km s}^{-1}$ and $-318 \text{ km s}^{-1} > v > -1200 \text{ km s}^{-1}$ (painel direito). O círculo denota a região mascarada centrada no bojo.

faixa de difícil remoção de características espectrais introduzidas pela atmosfera, comprometendo uma análise mais restritiva de suas propriedades. Aplicou-se, por isso, um filtro de Butterworth espectral nos espectros da Fig. 4.9 (com procedimento semelhante ao usado nas imagens, mas para uma dimensão) com uma frequência de corte $f=0.45$, afim de se remover parte do ruído de alta frequência e evidenciar a emissão de $\text{P}\alpha$. No entanto o espectro filtrado foi utilizado somente para se produzir as imagens desta linha e mostrá-los neste capítulo. Como visto na Fig. 4.20 (painel superior), o mapa de fluxo ainda sim mostra uma imagem de altíssima qualidade, nada inferior às imagens das demais linhas, e mostra ainda forte semelhança com a emissão de Si (Fig. 4.14), não só morfologicamente mas no intervalo de velocidades (para o FoV mostrado aqui). Pode-se notar, no entanto, que uma alta intensidade da linha na região marcada com a letra B (Fig. 4.7), cujo espectro é mostrado na Fig. 4.9. Tal região está próxima do pico de emissão molecular e está contida na borda do cone NE, também mostrando uma intensa emissão de $[\text{Fe II}]$. Embora faça parte de uma porção fraca da emissão total de $\text{P}\alpha$ (com $1/10$ da intensidade do pico), há uma emissão de baixa velocidade associada à mesma estrutura encontrada em Fe, mostrando filamentos de gás na NLR, como mostrado na Fig. 4.22.

Tal correspondência curiosamente não é sequer notada na emissão de $\text{Br}\gamma$, talvez porque seja fraca demais para ser detectada. Comparando-se com a velocidade do gás em $[\text{Fe II}]$,

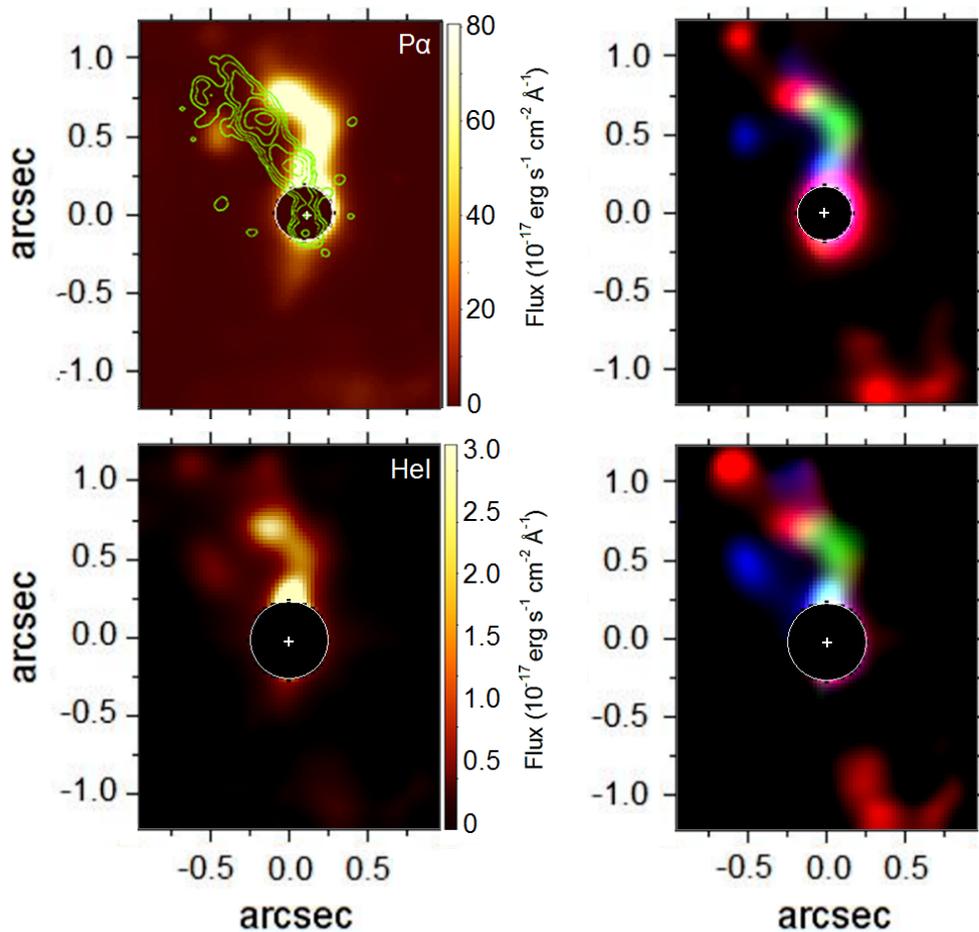


Figura 4.20: Painéis superiores: mapa de fluxo para a linha de emissão de $P\alpha$ $\lambda 18571 \text{ \AA}$ sobreposto com a emissão rádio em 5 GHz (contornos) e a composição RGB mostrando três canais de velocidade definidos na Tabela 4.6. Painéis inferiores: o mesmo para a linha de HeI $\lambda 20585 \text{ \AA}$. O círculo denota a região mascarada centrada no bojo.

as medidas no perfil de linha de $P\alpha$, para a mesma região de emissão dos filamentos, estão sistematicamente deslocadas por 5 \AA para o vermelho. Verificou-se por linhas de Fe adicionais na mesma faixa espectral da emissão de $P\alpha$ mas nenhuma foi encontrada na literatura, garantindo que esta linha realmente caracteriza a mesma estrutura encontrada para o [Fe II].

As demais linhas de emissão, nas Figs. 4.20 e 4.21 apresentam pouca ou nenhuma diferença significativa com respeito as emissões das linhas [Si VI], $Br\gamma$ e $P\alpha$, e as poucas que se pode notar são: (1) a emissão em HeI apresenta uma distribuição mais suave entre as NCs de gás, mais semelhantes à linha de $Br\gamma$, o que é esperado dado os baixos IPs comparados com as outras linhas nas imagens, tal característica permitiu a construção de uma imagem, para canais de velocidade bem específicos, com as linhas de HeI e $Br\gamma$, com

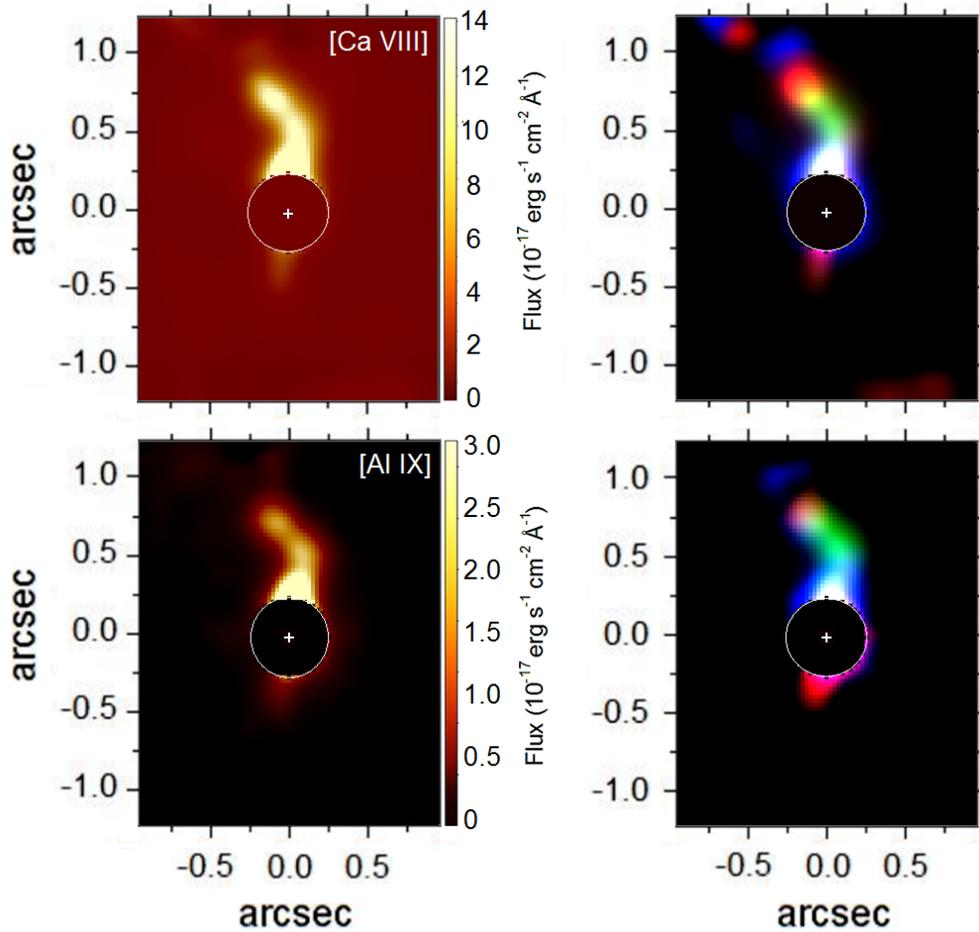


Figura 4.21: Painéis superiores: mapa de fluxo para a linha de emissão de [Ca VIII] $\lambda 23211$ Å sobreposto com a emissão rádio em 5 GHz (contornos) e a composição RGB mostrando três canais de velocidade definidos na Tabela 4.6. Painéis inferiores: o mesmo para a linha de [Al IX] $\lambda 20450$ Å. O círculo denota a região mascarada centrada no bojo.

o intuito de mostrar o caminho livre que as linhas mostram afastadas do jato (Fig. 4.23); (2) a emissão no cone SW para o [Ca VIII] é fraca porque tal região do perfil de linha está localizada na mesma porção espectral de uma banda de CO em $2.32 \mu\text{m}$ e (3) novamente para a emissão em *redshift* no cone SW e para a NC em *blueshift* à esquerda do ponto NE estão intrinsicamente ausentes para a linha de [Al IX], cujo IP é o mais alto apresentado nesta análise, de 285 eV.

Considerando a variedade de IPs das linhas mapeadas, e à similaridade em sua morfologia próxima ao núcleo, pode-se indagar se existe algum gradiente de ionização ao longo da região onde essas respectivas linhas são mais intensas, nas vizinhanças da emissão em rádio. Em vista de se verificar esta hipótese, na Fig. 4.24 (painel superior) são ajustados os perfil espaciais para as oito linhas de emissão analisadas neste capítulo, ao longo de uma

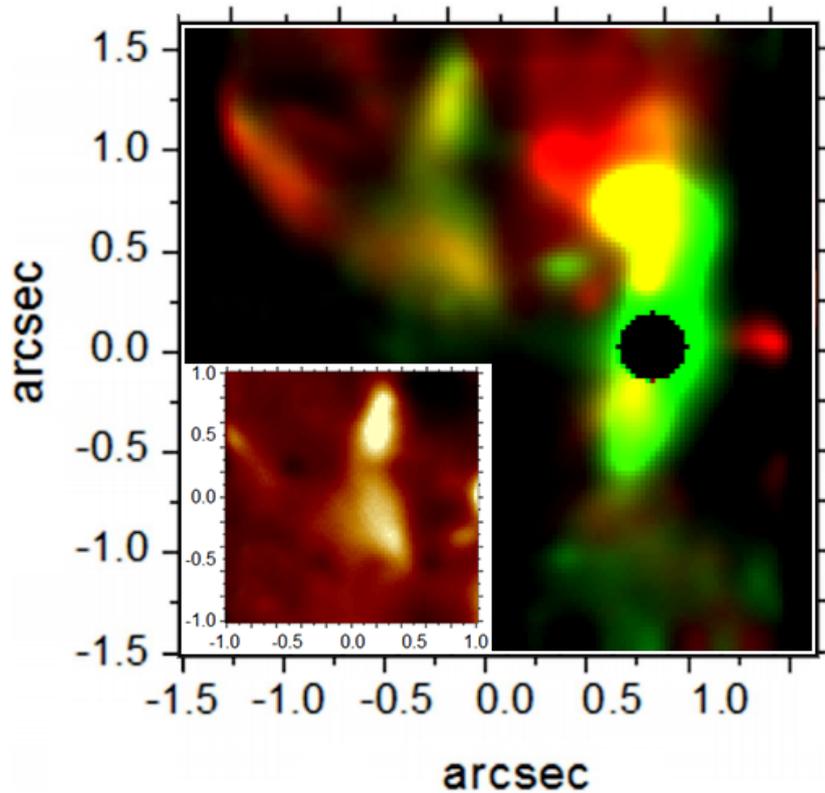


Figura 4.22: Composição RG da emissão associada à baixa velocidade dos cones de ionização para as linhas de [FeII] (vermelho) e Pa α (verde). No canto inferior esquerdo é mostrado o recorte da emissão unicamente de Pa α para a região da borda superior do cone.

pseudo-fenda cuja configuração está mostrada em um *zoom* no canto superior direito do gráfico, com um PA=135° e aproximadamente perpendicular ao jato nesta região. Todos os perfis são perfeitamente ajustados por uma curva Gaussiana, cujos parâmetros estão listados na Tabela 4.6, onde a referência espacial para o centro é dado em relação ao centro da Gaussiana ajustada para a linha de [Ca VIII] (mais próxima ao jato). Olhando-se para seus perfis, vê-se claramente que as linhas que possuem maiores IPs estão sistematicamente mais próximas do jato, sendo que aqueles ajustados para o [Fe II] e o gás molecular são os mais afastados do jato (IP menores). Lembra-se que a escala de píxel para estas observações é de 0".05 (com a resolução espacial melhorada, como mostrado na Seção 4.3.2), e as distâncias relativas medidas são tão baixas quanto 0".01, o que seria equivalente a ~ 1 pc. A precisão deste resultado é confirmada pelos baixíssimos erros nos ajustes, de $\pm 0".002$.

No painel inferior da Fig. 4.24 são mostrados os centróides medidos (em relação à linha de [Ca VIII] e, conseqüentemente em ordem de proximidade do jato) em função dos

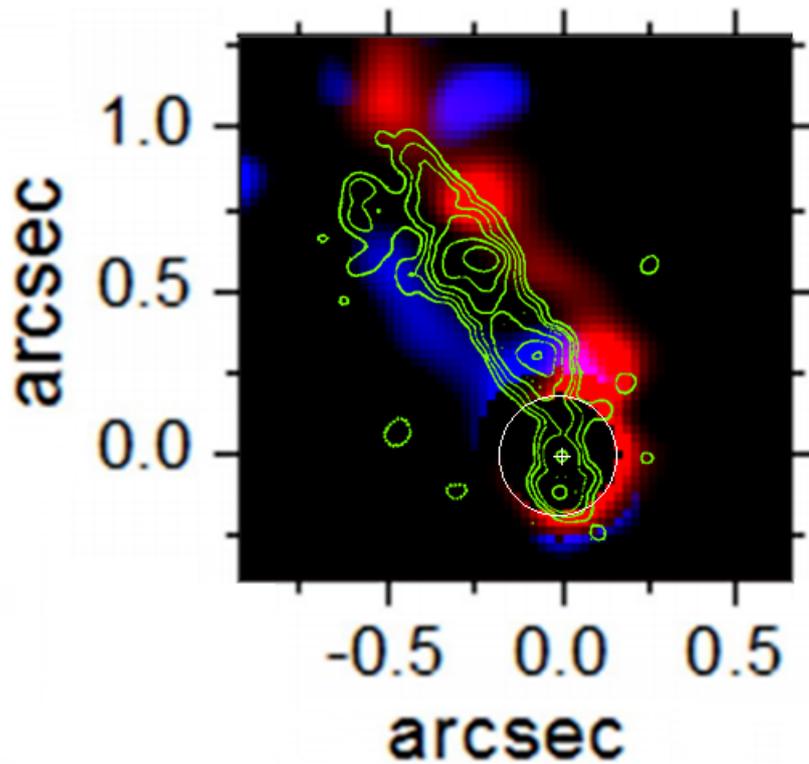


Figura 4.23: Com o intuito de mostrar que há emissão ao longo das bordas da emissão em rádio, apresenta-se uma composição RB de canais de velocidade específicos para as linhas de $\text{Pa}\alpha$ (vermelho) e $\text{Br}\gamma$ (azul), anti-correlacionadas com o caminho do jato.

respectivos IPs. Para os três maiores IPs são medidas as menores distâncias, embora não arranjadas por IPs crescentes, e as linhas de menor IP a distância que seu centro de emissão está do jato aumenta sistematicamente. Embora seja difícil derivar uma interpretação conclusiva, principalmente para as linhas com as menores separações, as emissões mais próximas do jato são, com o se esperaria, aquelas com os maiores IPs.

4.4.4 A emissão molecular do H_2

A detecção de gás molecular circundando AGNs abrange um vasto número de galáxias, indiferentemente dos seus tipos morfológicos ou grau de atividade. Rodríguez-Ardila et al. (2004, 2005) têm mostrado que 75% das galáxias de tipo Seyfert 1 e 100% das Seyfert 2 mostram emissão H_2 nuclear nos 500 pc centrais. A distribuição do gás molecular em NGC 1068 cobre basicamente toda extensão do FoV, mas com uma distribuição completamente diferente das linhas do gás ionizado. O mapa de fluxo da linha $\text{H}_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$ é mostrado na Fig. 4.25, juntamente com os contornos da emissão em rádio. A estrutura

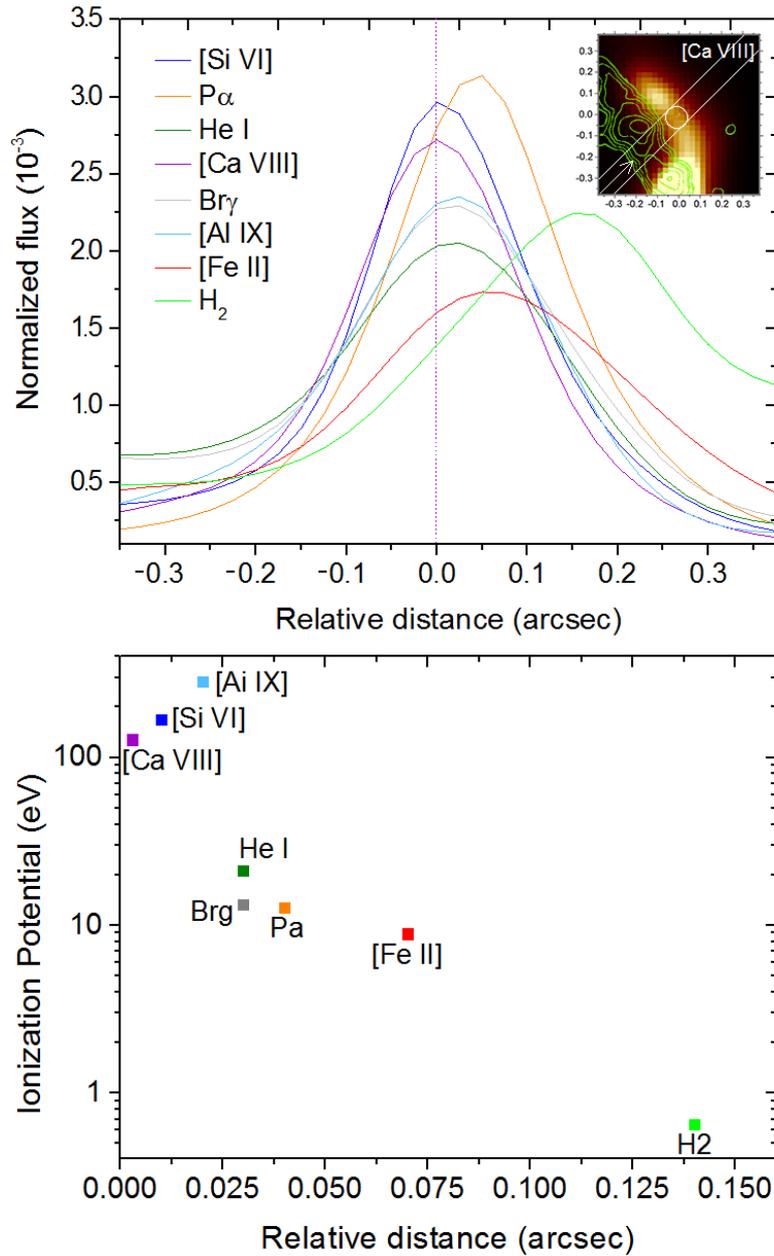


Figura 4.24: Painel superior: perfis de distribuição espacial do gás as linhas de emissão listadas na Tabela 4.6, ao longo de uma pseudo-fenda mostrada no canto superior direito (com $\pm 0''.1$ de espessura). O centro de referência é dado pelo pico da Gaussiana do [Ca VIII]. Painel inferior: distâncias dos centróides das Gaussianas em função dos respectivos potenciais de ionização para as transições detectadas.

localizada no pico de emissão está a $\pm 0''.1$ do centro do bojo e possui um $PA=81^\circ$, de onde quatro “braços” de H_2 parecem se desdobrar e estender-se em direções opostas do pico de emissão, com os braços mais próximos do AGN formando um anel/bolha assimétrica cujo eixo maior é estimado como tendo um $PA=30^\circ \pm 2^\circ$ (PA similar ao encontrado para a estrutura de ampulheta em Fe). Diferentemente das linhas analisadas até agora, o pico

de emissão não está diretamente relacionado à presença do jato, e está localizado próximo da borda interna do cone NE, isto é, ainda exposto à radiação da fonte central. Possíveis origens desta nuvem principal (no pico de emissão) serão discutidas na Seção 4.5.

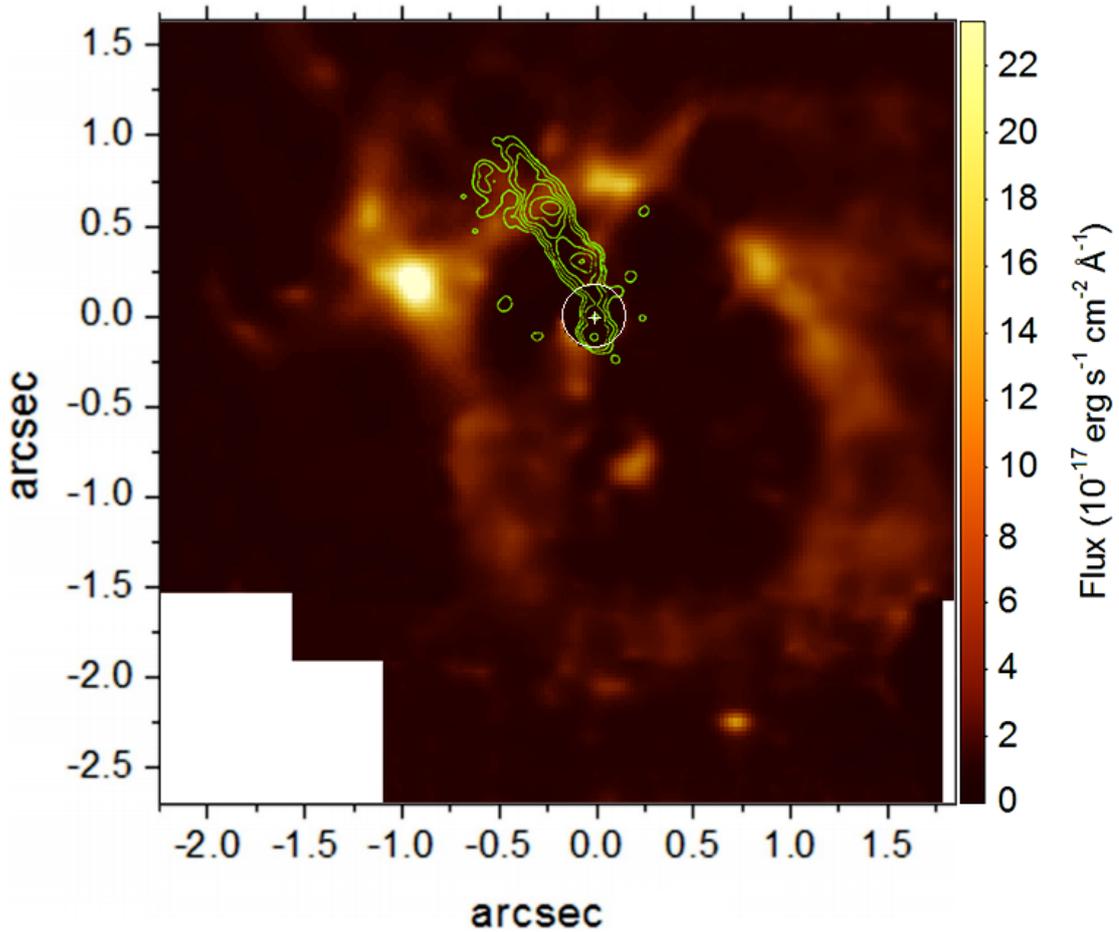


Figura 4.25: Mosaico para a linha $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$ sobreposto com os contornos da emissão em rádio 5 GHz. O círculo denota a região nuclear mascarada centrada no bojo.

A região em volta do nó NE é de particular interesse neste ponto da análise, porque é o ponto onde o jato colide e rompe o braço molecular. De fato, todos os nós em rádio identificados estão diretamente associados com o gás molecular, para esta galáxia (Fig. 4.25).

Os complexos perfis de linha da NLR em NGC 1068 (como vistos na Fig. 4.9) permanecem passíveis de longos debates desde os trabalhos de (Cecil et al., 1990). Pode-se notar facilmente que o perfil de linha começa a se separar justamente quando o jato intercepta a parte interna do braço molecular (no nó NE) e gradualmente se divide em dois perfis de linha, ambos aumentando em módulo de velocidade, a medida que se afasta do braço

molecular. Esta estrutura eventualmente termina em uma cavidade de gás ionizado, após interagir com o jato. Embora esta interação não seja novidade na literatura, aqui é possível visualizar exatamente onde e quando este processo acontece.

4.4.4.1 A cinemática do H_2

A faixa de velocidade coberta pelo H_2 é de $-820 \text{ km s}^{-1} < v < 1201 \text{ km s}^{-1}$, e está representada na composição RGB da Fig. 4.26 (painel superior). Chama-se atenção, no entanto, que não há emissão detectada entre o intervalo de $593 \text{ km s}^{-1} < v < 848 \text{ km s}^{-1}$, e após este limite há uma estrutura identificada no limite da resolução ($\text{FWHM}=0''.12$) com $v=1017 \text{ km s}^{-1}$ ($\sigma=99\pm 10 \text{ km s}^{-1}$) localizada na borda inferior do FoV, interna à parede de gás molecular e do gás em Fe. Esta emissão é precisamente co-espacial com outra estrutura detectada com $v=131 \text{ km s}^{-1}$ ($\sigma=68\pm 46 \text{ km s}^{-1}$), cujo perfil de linha se confunde com aqueles referentes à abundante emissão próximos do zero em velocidade. Por mais estranho e artificial que pareça, também é difícil supor que um artefato instrumental apareceria duas vezes exatamente na mesma região espacial, ao longo do espectro, mesmo para um único cubo de dados. Se esta estrutura é, de fato, real, parece que pouco pode ser dito sobre a sua natureza. O espaçado intervalo entre o pico encontrado para ambas as velocidades, de 886 km s^{-1} , não evoca nenhuma explicação física considerando-se que seria algo decorrente apenas da emissão molecular, e não associada a outras linhas. Se esta estrutura representa um fenômeno cinemático simétrico, implicaria em um *redshift* intrínseco de 574 km s^{-1} com duas componentes de velocidade simétricas e não resolvidas espacialmente, com $|v| \sim 443 \text{ km s}^{-1}$, sugerindo que pudesse ser alguma estrutura em expansão de morfologia não identificada, lembrando, talvez, uma remanescente de supernova.

Ainda no cone SW, há outra característica um tanto surpreendente, vista como uma NC isolada e em *redshift* dentro da cavidade molecular e, aparentemente, exposta à radiação do AGN, precedendo as emissões de maior ionização, mais afastadas do centro.

Vê-se que esta cavidade está claramente envolta em gás em movimento. Uma grande fração da espessa parede interna do cone, que está atrás do disco da galáxia, é vista em *blueshift*, com velocidades entre $-282 \text{ km s}^{-1} < v < -99 \text{ km s}^{-1}$, com valores menores a medida que se afasta do centro.

Já para o cone NE, há uma grande concentração de NCs vistas como a fragmentação

de dois dos braços de H_2 , com as NCs em *blueshift* localizadas próximas ao jato e ao gás ionizado, sendo que as NCs em *redshift* estão aparentemente não correlacionadas com a emissão em rádio. A alta velocidade do gás molecular é mostrada em contornos amarelos na Fig. 4.10 (painel direito), em sua maioria associada com o gás ionizado, com exceção à distante NC, em *redshift*, à esquerda do FoV.

Todas as NCs moleculares estão identificadas nos mapas BRV mostrados na Fig. 4.27, com algumas propriedades físicas listadas na Tabela 4.7. Em relação à dispersão de velocidade não há nenhuma distinção entre as NCs próximas ao jato e as distantes dele, com uma média equivalente entre as NCs tanto em *blueshift* como as com *redshift* (de 87 km s^{-1} and 85 km s^{-1} , respectivamente).

Como já notado por Barbosa et al. (2014), as NCs H_2B10 e H_2B20 parecem estar simetricamente relacionadas, embora ambos os lados dos cones apresentem uma notável assimetria. Isto pode indicar uma interação similar ocorrendo entre o jato e o gás molecular em ambos os lados, reforçando a presença de um jato estendido no cone SW. Estes “projéteis” de H_2 estão a 70 e 62 pc do núcleo, e possuem velocidades medidas de $-586 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ e $300 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ nos cones NE e SW, respectivamente.

O alto número de NCs identificadas neste caso é devido as suas proximidades e perfis de linhas claramente distintos entre si. Foram identificadas apenas aquelas que apresentassem claras distinções para as velocidades medidas. Tal fato decorre do alto grau de fragmentação do gás molecular, cujas NCs estão principalmente localizadas acima do braço superior de H_2 , não apresentando nenhum grau de colimação como as identificadas para o gás ionizado.

Similarmente ao que foi feito para as outras linhas, na Fig. 4.28 se mostra o gráfico da distância das NCs em função das suas velocidades, afim de se verificar algum sinal de aceleração das mesmas. Novamente, aquelas em *redshift* no lado norte do FoV foram espelhadas com respeito ao eixo de velocidade zero (assumindo-se que este cálculo faria mais sentido se víssemos o cone NE de cima). Como esperado, dada a ampla distribuição das NCs, não há um claro sinal de aceleração neste caso. No entanto, este resultado pode estar representando as NCs, que possuem menores velocidades em relação às ionizadas, que estão no início de um processo de expansão acelerada, desencadeada nas proximidades dos locais que estão surgindo, isto é, do braço molecular. mesmo assim, nota-se que as NCs

Tabela 4.7 - Velocidade, dispersão de velocidade, distância do centro do bojo e ângulo de posição medidos para as NCs de gás molecular identificadas na Fig. 4.27.

NCs ID	v (km s ⁻¹)	σ^1	Distância (pc)	PA ²	PA ³
H ₂ B1	40	99	-88	66	29
H ₂ B2	8	105	-87	80	43
H ₂ B3	-90	92	-72	83	46
H ₂ B4	61	96	-66	55	18
H ₂ B5	25	91	-61	-4	-41
H ₂ B6	24	103	-75	-71	-108
H ₂ B7	20	103	-46	67	30
H ₂ B8	-112	75	-24	-2	-39
H ₂ B9	49	75	95	-84	–
H ₂ B10	300	47	59	-162	–
H ₂ B11	96	114	-66	30	-7
H ₂ B12	376	141	-108	87	50
H ₂ B13	31	92	-55	-2	-39
H ₂ B14	-283	59	-83	-21	-58
H ₂ B15	171	135	-75	52	15
H ₂ B16	92	128	-100	75	38
H ₂ B17	-270	123	-61	-22	-59
H ₂ B18	-356	61	-51	20	-17
H ₂ B19	-470	100	-53	49	12
H ₂ B20	-586	99	-68	15	-22
H ₂ B21	492	79	80	-127	–
H ₂ B22	-757	79	-92	16	-21

Notas: (1) Valores corrigidos do alargamento instrumental. (2) Ângulos de posição das NCs relativos ao norte (orientado para cima) e (3) em relação ao eixo maior dos cones, de 34°.

mais distantes ainda possuem as maiores velocidades. O ajuste linear intercepta o centro com uma velocidade de 13 km s^{-1} e fornece uma inclinação de $s = 3.0$, resultando em uma escala de tempo de $\sim 3.3 \times 10^5$ anos, mais longa que o obtido para as NCs ionizadas, indicando que, se as NCs do gás ionizado surgem de contrapartidas moleculares, nesta forma elas seriam mais suscetíveis ao mecanismo de aceleração.

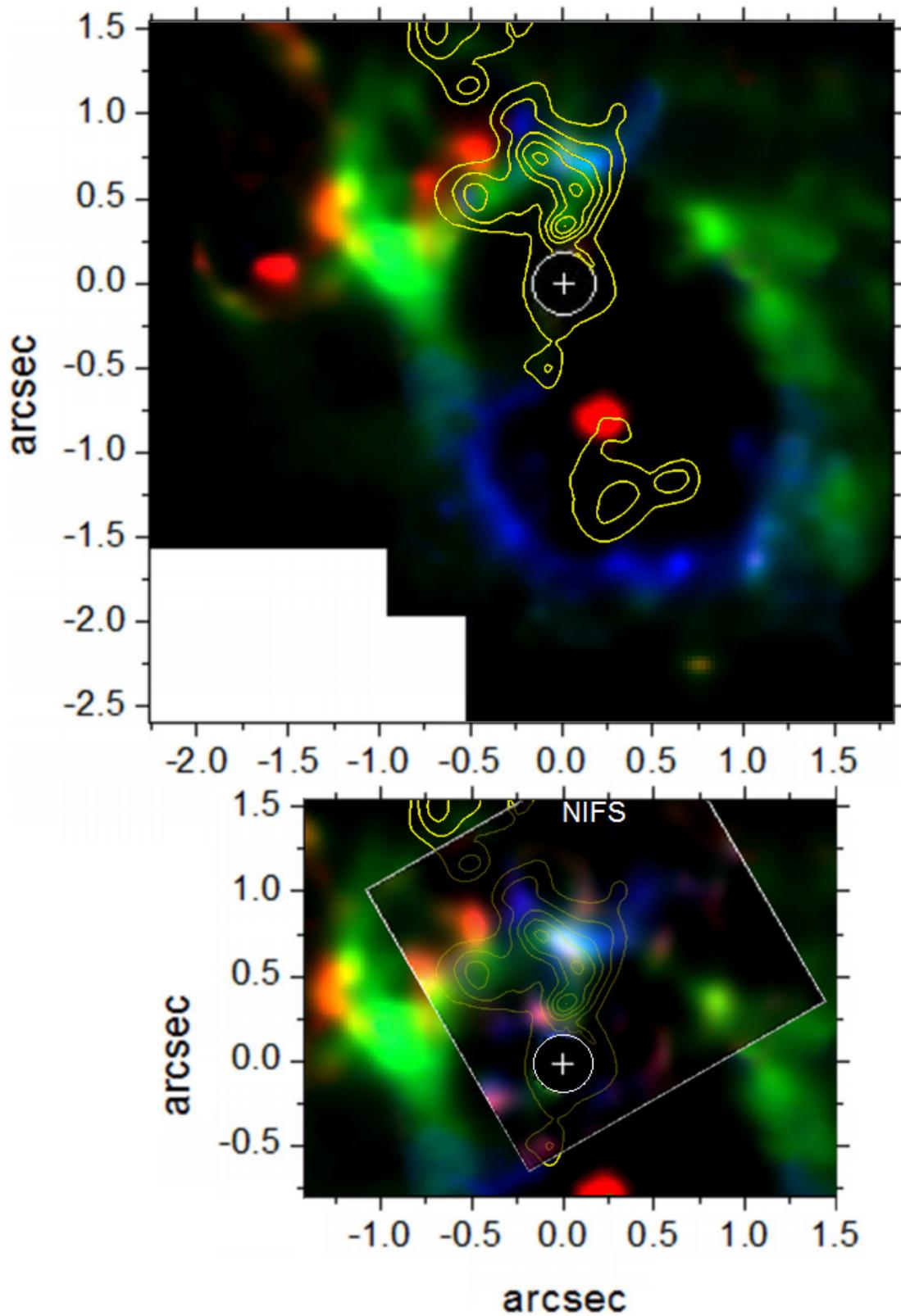


Figura 4.26: Composição RGB para a linha de emissão de $H_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$, com os intervalos de velocidade correspondentes definidos na Tabela 4.6, e sobreposta à emissão de $[Si VI]$ (contornos em amarelo). Painel superior: mosaico de imagens para os dados DS1 do SINFONI. Painel inferior: comparação feita para um cubo de dados reduzido e tratado do instrumento NIFS. O círculo denota a região nuclear mascarada centrada no bojo.

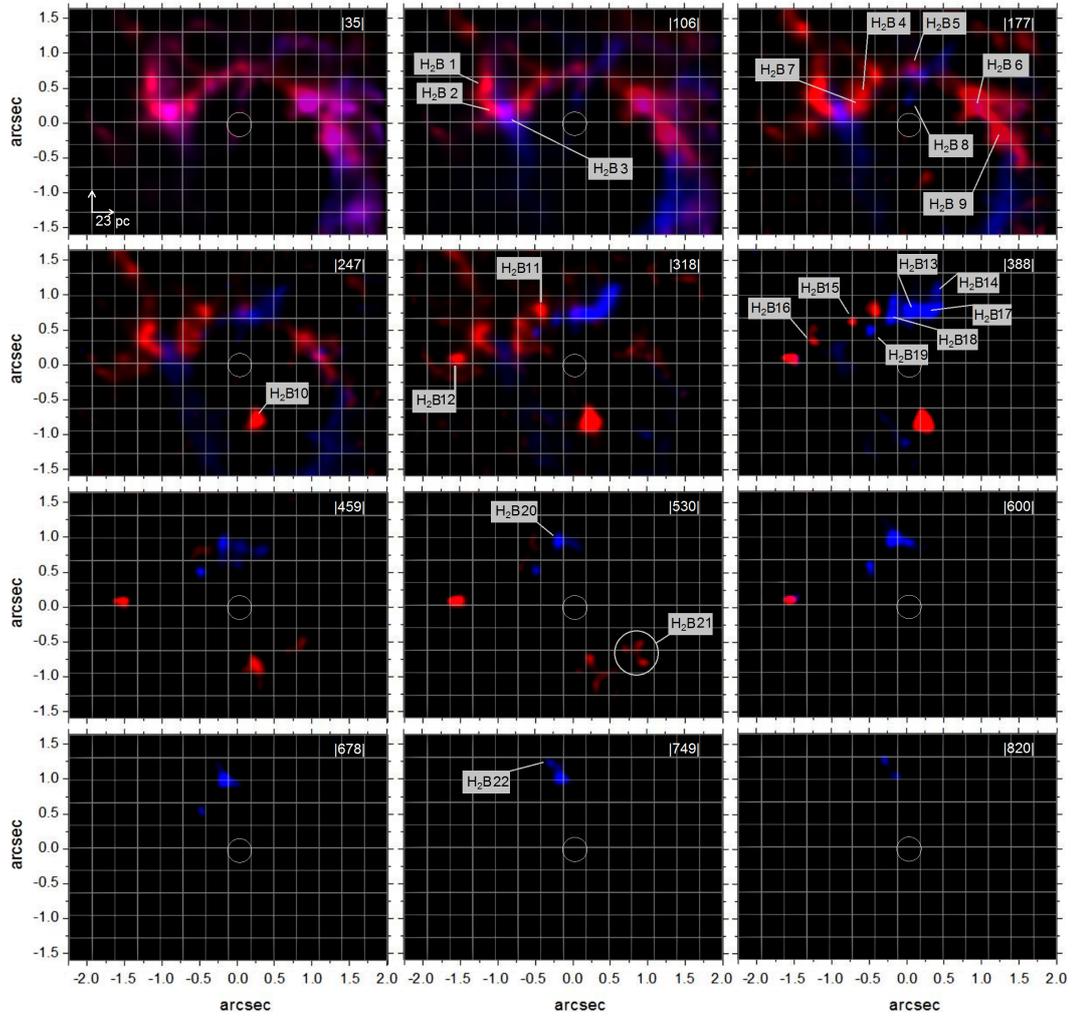


Figura 4.27: Mapas RVB para a linha de emissão de H_2 $\lambda 21218 \text{ \AA}$, com uma faixa de velocidades entre $-820 \text{ km s}^{-1} < v < 593 \text{ km s}^{-1}$, com intervalos variados de velocidades ao longo dos mapas, representativos de uma mudança significativa na distribuição do gás. A menor divisão das grades quadriculadas dos painéis possuem lados de 23 pc, e o módulo da velocidade correspondente de cada mapa é mostrado no topo. As visões e duas NCs são assinaladas com o nome “ $\text{H}_2\text{B}(\text{número})$ ”, com as propriedades listadas na Tabela 4.7. O círculo denota a região mascarada, centrada no bojo.

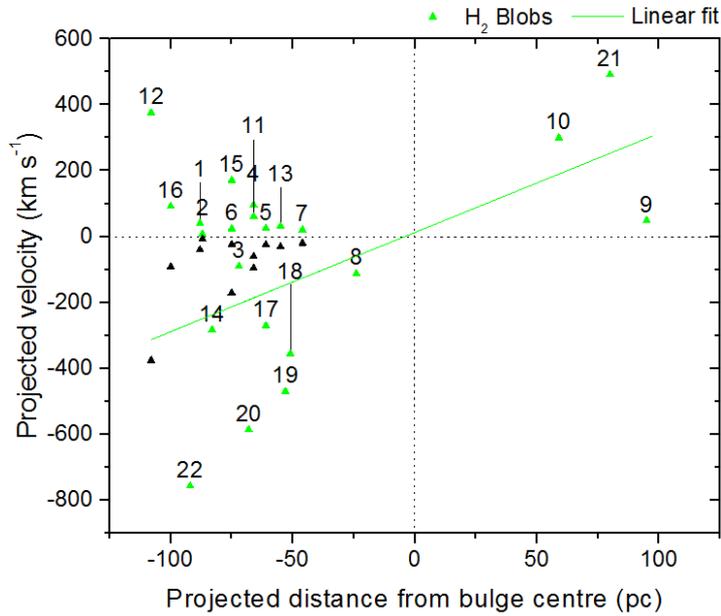


Figura 4.28: Diagrama posição vs. velocidade para as NCs moleculares identificadas na Fig. 4.27, com o respectivo ajuste linear.

4.4.4.2 Comparação com os dados do NIFS

Como descrito na Seção 4.3.2, é de grande valia compararmos os dois conjuntos de dados, obtidos com o SINFONI e NIFS, após a rotina de tratamento de dados aplicada, principalmente para se verificar a consistência do processo de deconvolução. Na Fig. 4.26 (painel inferior) mostra-se a composição RGB, para intervalos de velocidade equivalentes, para o MDC obtido dos dados do instrumento NIFS, sobreposta a mesma imagem do SINFONI mostrada no painel superior, complementando as bordas do FoV do NIFS.

Ambas as escalas de píxel são similares, no entanto, as observações com o NIFS possuem o dobro da resolução espectral e têm aproximadamente o dobro do tempo de exposição. Apesar da resolução espacial, em geral, superior dos dados do SINFONI (como inferido pelas razões de Strehl), todas as estruturas identificadas previamente para o mesmo FoV estão em perfeita concordância entre ambos os dados, em favor da consistência do método de deconvolução.

Considerando-se um tempo de exposição mais longo, a primeira diferença notada é uma fraca emissão espalhada dentro da cavidade superior de H₂, entre o braço molecular e o AGN, que não é detectada nos dados do SINFONI. Parece haver também um melhor de-

lineamento de uma cavidade logo acima da emissão de [Si VI] (em contronos). Veificou-se por uma emissão mais fraca também no cone SW, mas nenhuma foi encontrada. Outre detalhe a se notar é a maior mistura nas cores RGB neste tipo de imagem, que evidentemente é causada pela resolução espectral superior, uma vez que tal composição depende unicamente dos perfis de linhas nos limites escolhidos para se separar os regimes de velocidades, que são obviamente melhor definidos neste caso.

A conclusão que se pode chegar a partir desta comparação é de que, de uma forma geral, o cenário para o FoV comparado permanece o mesmo, em termos de estruturas detectadas, com as únicas diferenças relacionadas as exposições mais tênues.

4.5 A arquitetura do núcleo de NGC 1068

4.5.1 Correlações entre as linhas de emissão de H_2 , [Si VI] e [Fe II]

Há sinais claros de interação entre a emissão de Si ao longo de sua trajetória através do gás molecular (Fig. 4.26), onde duas das NCs de Si estão diretamente ligadas à emissão fragmentada de H_2 , ambas em *blueshift*, e com as maiores velocidades medidas. A saber, tal associação se dá entre as NCs CLB12 e H_2 B20 (com $v=-830$ km s⁻¹ e -586 km s⁻¹, respectivamente) e as identificadas como CLB13 e H_2 B19 (com $v=-786$ km s⁻¹ e -470 km s⁻¹, respectivamente). O gás de alta ionização é provavelmente originado das emissões vizinhas das nuvens moleculares, rompendo através da parede molecular e acelerando através de uma cavidade menor e interagindo com a sua borda superior no limite norte do FoV.

As estruturas compactas de H_2 de alta velocidade, integralmente associadas ao gás ionizado, definem (no lado NE do cone) um ângulo de abertura de $\sim 82^\circ$ e $PA \sim 9^\circ$, de acordo com o encontrado para a emissão de [O III] (Fig. 4.17). Esta região, ou “cone-dentro-do-cone”, delimitada em sua maioria pela emissão e pico das linhas de maior ionização, pode estar diretamente exposta à radiação central, perpendicular ao disco de acreção e ao mesmo tempo imersa na região desenhada pela baixa velocidade de [Fe II], que é geometricamente definida pela orientação do toro, desalinhado com relação ao disco de acreção.

Na Fig. 4.29 se mostram os contornos da emissão de H_2 (até 5% do pico de intensidade), juntamente com a composição RB da alta velocidade da linha de [Fe II], majoritariamente anti-correlacionadas entre si. Há ainda dois braços moleculares próximos da máscara na

região central e dentro da cavidade maior ao redor do AGN. Estes braços estão certamente em processo de *outflow*, sendo a reserva de gás que interage primeiramente com o jato, mais próximo ao núcleo (sem contar o toro). Como não se detecta emissão estendida em rádio na parte SW do cone, podemos apenas supor que, se existente, estaria orientada a um PA oposto ao medido para o jato antes de ser defletido na parte NE (de 11°), significando que haveria alguma interação com a parte SW do filamento molecular e, inclusive, com a parede interna da cavidade. Enquanto esta interação é responsável pela fragmentação da parede norte do gás, dando origem às NCs, no lado SW as NCs estão nitidamente confinadas dentro da cavidade e, como visto na Seção 4.4.1.2, com gás acelerando ao longo da sua borda interna, partindo do ponto de onde esta suposta interação agiria com mais intensidade. Tal cenário demanda que os mecanismos de ionização para os regimes de baixa e alta velocidades do gás sejam estritamente distintos.

Há, até aqui, evidências suficientes para se afirmar que as NCs ionizadas se originam do reservatório de gás molecular circundante ao núcleo, com a principal diferença que no lado NE do cone a parede molecular, mais próxima do AGN, sofre uma pressão de radiação maior e esteja sendo fragmentada.

4.5.2 O que o PCA tem a revelar sobre o gás turbulento?

NGC 1068 é uma exceção no que diz respeito a se apresentar o resultado de eventuais PCAs da maneira tradicional, até o ruído dominar os autoespectros, e o motivo é simples: existem mais de 30 autovetores que mostram claramente correlações fortes entre diferentes componentes de velocidade das linhas, tornando sua análise essencialmente não interpretável. Tal fato decorre da cinemática extensa, organizada de forma discreta e relacionada a diferentes perfis de linha ao longo dos espectros. Pode-se, no entanto, enriquecer a análise até agora feita aqui apresentando-se os tomogramas que estão relacionados às componentes turbulentas (partes largas das linhas) e de linhas estreitas do gás. Tomogramas com esta interpretação já foram mostrados tanto nos dados do NIFS quando do GMOS no capítulo de NGC 6951, e foram confirmados através da cinemática mais simples do gás, no próprio cubo de dados, e serão apresentados novamente no caso de NGC 5929, a última galáxia a ser analisada.

A assinatura nos autoespectros é exatamente a mesma, como nas Figs. 3.11, 3.19, 5.47

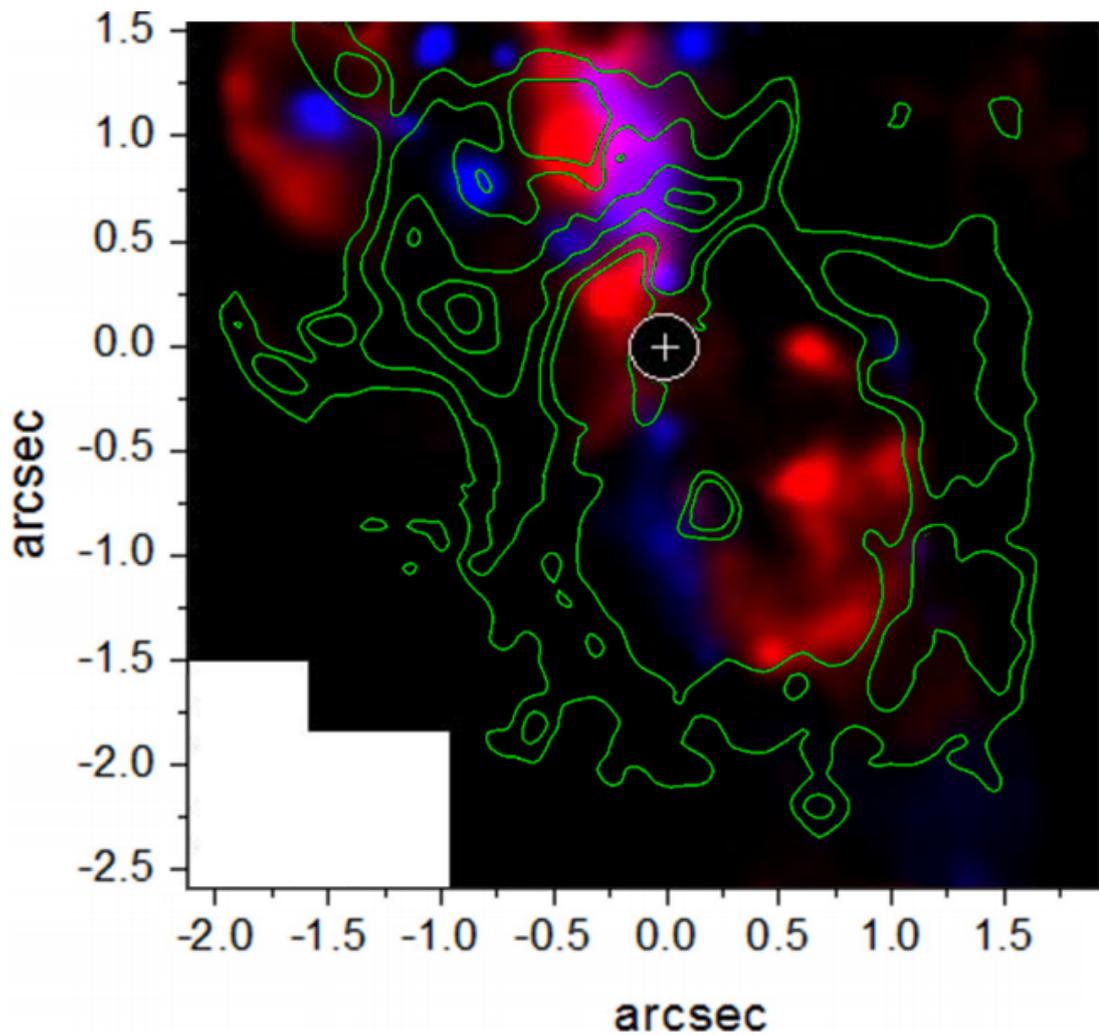


Figura 4.29: Regime das altas velocidades da linha de [Fe II] (o mesmo mostrado na Fig. 4.10) e a emissão molecular (contornos). O círculo denota a região mascarada e a cruz o centro do bojo.

e 5.45 (sendo as duas últimas da galáxia NGC 5929). Para NGC 1068 exemplificamos este mesmo resultado na Fig. 4.30, no PCA das linhas de emissão somente do gás ionizado (transições de H_2 mascaradas), embora a maior variância seja praticamente exclusiva da intensa linha de [Si VI].

O autovetor E3, portanto, é o que mostra a anticorrelação das asas largas da linha com o perfil estreito, cujo respectivo tomograma indica que a parte estreita está presente apenas na região brilhante, logo após a máscara nuclear, ou seja, a maior parte da emissão de [Si VI] possui dispersão de velocidade superior em relação à porção do gás com perfil mais estreito (lembrar que não é possível inferir fisicamente o valor para esta dispersão através dos autoespectros). Uma pergunta que cabe ser feita agora é: não seria esta anticorrelação associada à cinemática de diferentes componentes (azuis e vermelhas), ao invés de revelar asas largas da linha? Acontece que outras componentes discretas possuem menos variância (linhas menos intensas), e os primeiros autovetores fornecem correlações com respeito às componentes mais intensas da linha. Em outras palavras: existem componentes largas associadas às regiões mais intensas da linha, ao invés de representarem componentes separadas de maior velocidade, que inclusive aparecem em autovetores de ordem superior. A justificativa é mais clara se olharmos para o autovetor E2, que mostra a cinemática global do gás ionizado, onde é mais intenso, assim como E3 mostra onde a emissão das asas da parte mais intensa são mais largas, facilmente interpretadas como maior dispersão.

Verifica-se que a mesma característica é encontrada nas outras linhas de emissão (como [Fe II] e H₂), aparecendo sempre entre os autovetores E2 e E5. Desde modo, as composições RGB dos tomogramas do PCA das linhas de emissão são focadas neste autovetor, cujo autoespectro não será mostrado em cada caso, uma vez que passa a mesma informação explicada para o caso do [Si VI].

Na Figs. 4.31 e 4.32 estão dispostas sete composições RGBs, relativas aos tomogramas de, no máximo, três linhas de emissão, a saber, [Fe II], [Si VI] e H₂. Na primeira, apenas PCAs para o MDC são mostrados. No painel (a) da Fig. 4.31 mostram-se exatamente os mesmos tomogramas (relativos à maior dispersão do [Fe II], em vermelho, e a emissão molecular, em verde) que na Fig. 4.32, com a diferença de que nesta última o FoV é maior (PCA em um único cubo de dados). Vê-se que o gás mais turbulento de [Fe II] está intimamente associado ao caminho do jato em rádio, anti-correlacionado com a emissão H₂ (salvo nas proximidades dos filamentos e paredes moleculares) e parece preencher as cavidades moleculares. É interessante ressaltar que aqui não aparecem apenas as NCs que se estudou ao longo do capítulo, complementando a análise para toda a estrutura detectada. Há, no entanto, uma NC (nuvem FeB2) à NE do núcleo, que não está ligada

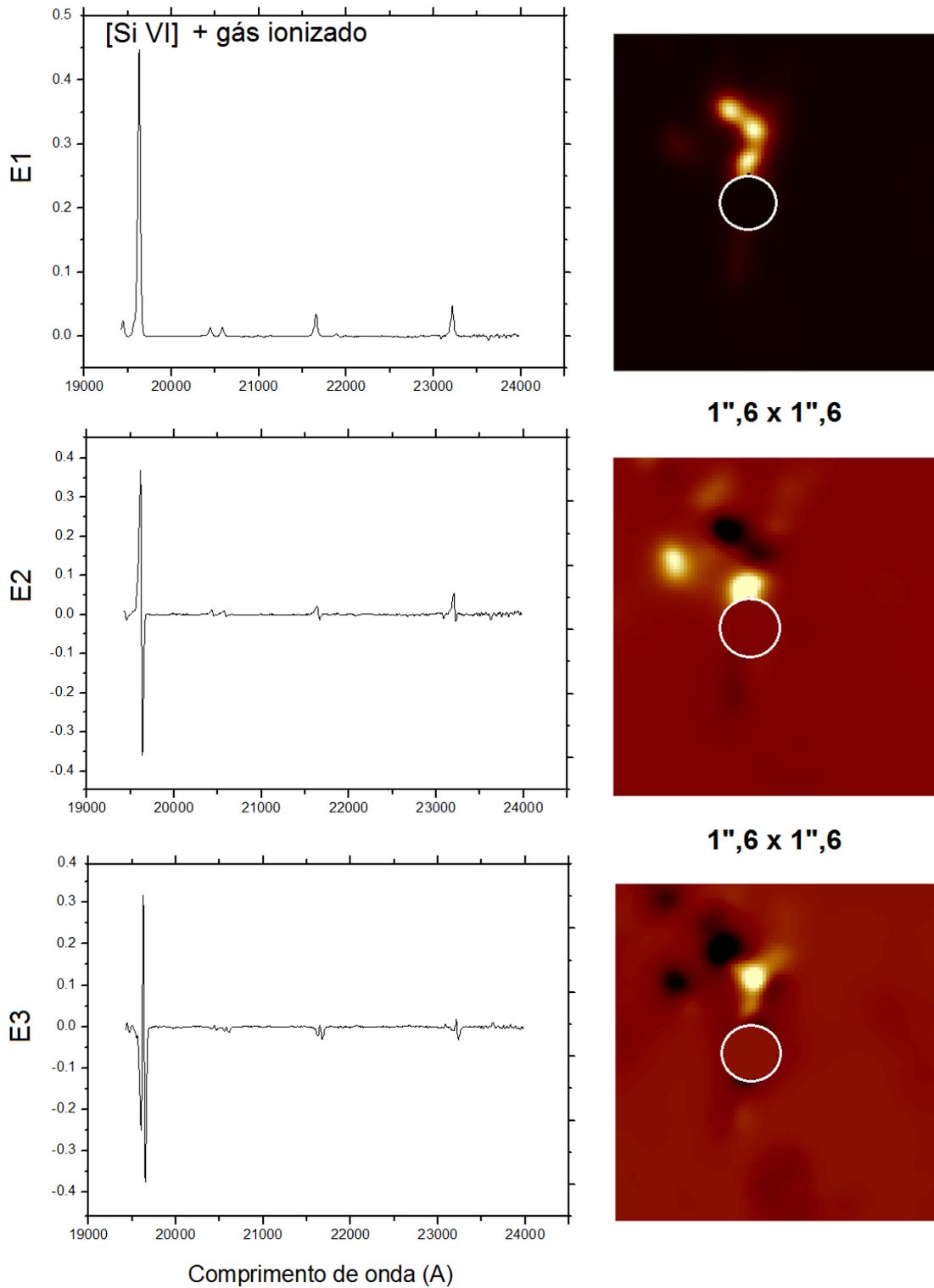


Figura 4.30: Primeiros três tomogramas e autoespectros do PCA aplicado ao cubo de gás ionizado (derivado do MDC), cuja variância se resume às correlações da intensa linha de [Si VI]. Em E1: 78% da variância, representando a emissão integral da linha; E2: cinemática global do gás ionizado e E3: asas largas da linha correlacionadas entre si e anti-correlacionadas com o perfil estreito. O centro do bojo coincide com a região mascarada e o norte está orientado para cima.

à dinâmica do jato, em princípio, mas também se localiza dentro de uma cavidade. Mas toda a área vermelha restante se relaciona com as NCs de maior dispersão detectadas nas Figs. 4.11 e 4.12, e mostradas na Tabela 4.4, como nas nuvens FeB1, FeB6, FeB7 e FeB13.

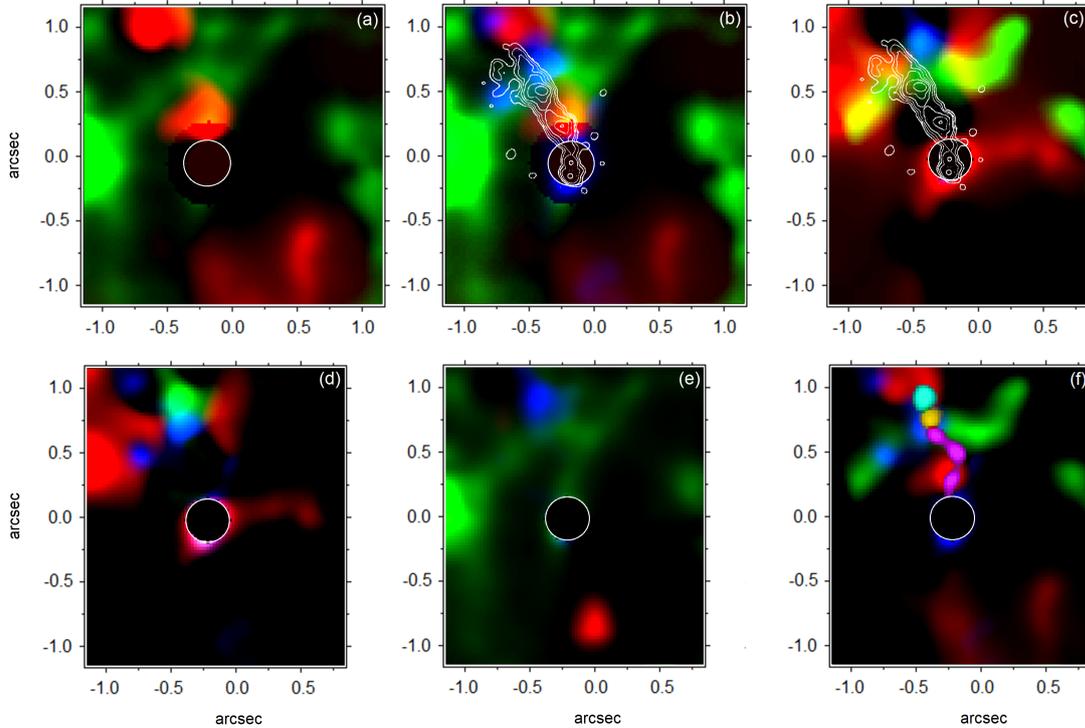


Figura 4.31: Composições RGBs para alguns tomogramas do PCA aplicado nos dados do DS1, para as linhas de [Fe II], [Si VI] e H₂. Em (a): emissão integral de H₂ (verde) e tomograma para a alta dispersão de velocidades do [Fe II] (vermelho); (b): o mesmo que em (a) mais o tomograma para alta dispersão do [Si VI] (azul) com os contornos da emissão em rádio; (c): alta dispersão do H₂ (verde), baixa dispersão do [Fe II] (vermelho) e a NC molecular de alto *blueshift* (H₂B20) (azul), com os contornos em rádio; (d): baixa dispersão do [Fe II] (vermelho), H₂B20 (verde) e alta dispersão do [Si VI] (azul); (e): H₂ (verde) com as NCs H₂B10 (vermelho) e H₂B20 (azul), tal como reveladas em tomogramas separados (ver Fig. 4.33) e (f): RGB da alta dispersão para as três linhas com o pico de emissão do [Fe II] (amarelo), picos de emissão do [Si VI] (roxo) e a NC H₂B20 (azul claro). O centro do bojo coincide com a região mascarada e o norte está orientado para cima.

No painel (b) está mostrada a emissão molecular (verde), com os tomogramas de alta dispersão para o Fe, novamente (vermelho), e Si (azul). Há uma clara anti-correlação das regiões onde ambas as linhas ionizadas se mostram mais turbulentas, de forma que se completam em uma faixa contínua de maior dispersão, às bordas da emissão em rádio. Ambas coexistem com o gás molecular, e parece haver uma indicação de que o mecanismo de ionização resulta em maior dispersão de velocidades e, quem sabe, atuando com maior intensidade onde se vê o gás em Si mais turbulento, do que onde se vê o de Fe.

O painel (c) tem o intuito de mostrar a possível origem da nuvem compacta de H₂ com

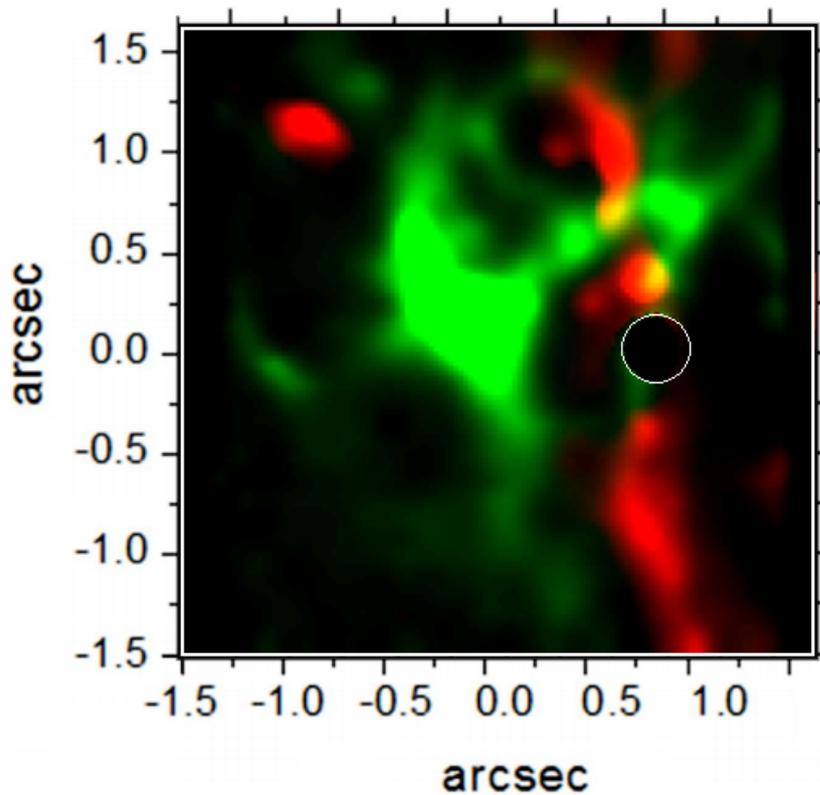


Figura 4.32: Composição RG para o tomograma representando a emissão integral de H_2 (verde) e alta dispersão de velocidade do $[FeII]$ (vermelho). O centro do bojo coincide com a região mascarada e o norte está orientado para cima.

maior *blueshift* (azul). A porção do gás molecular com maior dispersão (verde) parece estar se fragmentando na NC molecular, que por sua vez adentra na cavidade ilustrada pelo gás em Fe de menor dispersão (vermelho). Interessante notar que toda a parede norte do gás molecular possui alta dispersão, em oposição ao cone SW. Em (d) mantém-se o tomograma de baixa dispersão do Fe (vermelho) e da NC de H_2 (verde), e troca-se o tomograma de alta dispersão do H_2 pela alta dispersão do Si (azul). Complementando a interpretação do painel anterior, parece que a NC molecular é “empurrada” pelo jato, com sua porção inferior exposta à radiação e blindando as moléculas acima e com mesma orientação.

No painel (e) mostra-se o mesmo que na Fig. 4.33, mas com a emissão do gás molecular (verde). Em azul e vermelho estão as NCs de maior velocidade do H_2 , tal como detectadas pelo PCA, com o pico de velocidade um pouco diferentes do que o medido no próprio cubo de dados. Provavelmente são valores mais precisos, uma vez que fazem parte de dois tomogramas separados (ver autoespectros na Fig. 4.33). E por fim, no painel (f), é mostrada a alta dispersão para todas as três linhas (verde - H_2 , vermelho - Fe e azul -

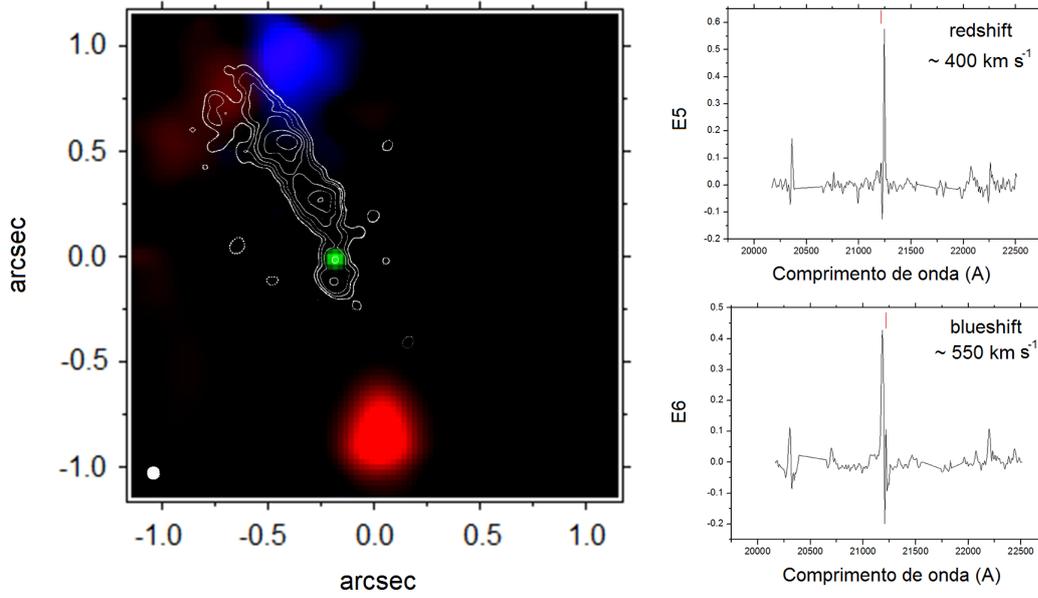


Figura 4.33: Composição RGB mostrando os tomogramas do centro do bojo (verde) e das NCs de alta velocidade do H_2 , H_2B10 (vermelho) e H_2B20 (azul). Os contornos denotam a emissão em rádio e o círculo branco preenchido a dimensão do *beam*. Ao lado estão os respectivos autoespectros E5 e E6 das NCs detectadas, com as velocidades medidas a partir do próprio autoespectro.

Si), com as seguintes estruturas sobrepostas: pico de emissão do [Fe II] (amarelo), picos de emissão do [Si VI] (roxo) e a NC molecular de maior *blueshift* (azul claro). Há, portanto, indicação de um gradiente de ionização entre estas últimas três estruturas, dispostas ao longo de uma parede de gás fragmentada e cuja maior dispersão, em sua maioria, não coincide com os respectivos picos de emissão.

Em suma, o cone NE é composto por estruturas de gás altamente fragmentadas, como já se havia visto, na classificação das NCs, e que as cavidades moleculares abrigam o gás ionizado com mais alta dispersão, preferencialmente disposto ao longo do jato. E que toda a extensão norte da parede molecular apresenta uma dispersão maior em relação ao seu pico de emissão.

4.5.2.1 A origem das nuvens compactas

Tem-se apresentado a cinemática das linhas de emissão com os mapas BRV, mostrados nas Figs. 4.11, 4.15, 4.27, e a frequência com que eles aparecem para cada faixa de velocidade, bem como a distribuição de probabilidade para cada conjunto de NCs, são mostradas na Fig. 4.34, com os parâmetros listados na Tabela 4.8. A velocidade mais provável, considerando-se todas as 56 NCs selecionadas, é de -294 km s^{-1} , e se assumir que todas as

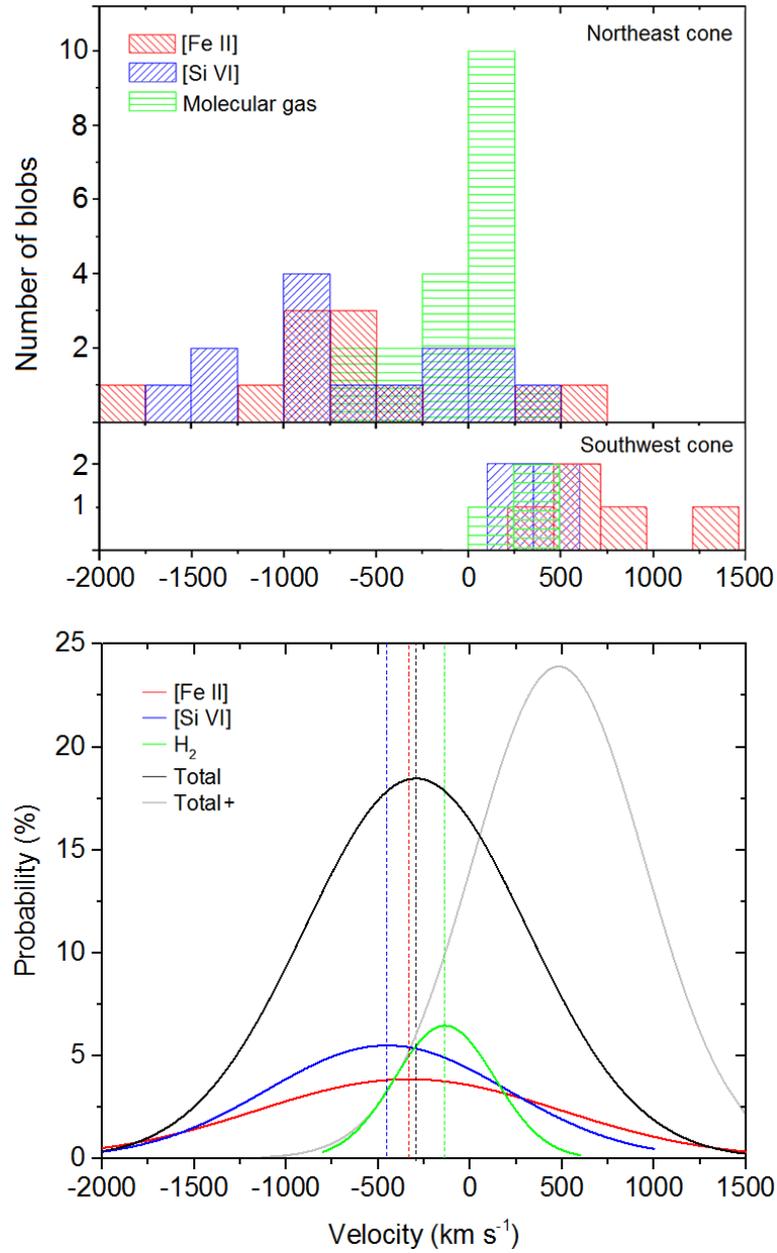


Figura 4.34: Topo: frequência de ocorrência das NCs para as linhas de H₂, [Fe II] e [Si VI], selecionadas nos mapas BRV, e com as propriedades físicas listadas nas respectivas tabelas. Abaixo: distribuição de probabilidade das velocidades para cada conjunto de NCs. A velocidade mais provável e o desvio padrão são mostrados na Tabela 4.8. A curva cinza representa a distribuição caso todas as velocidades fossem positivas.

velocidades possuem o mesmo sinal (afinal todas estão sendo aceleradas radialmente), fornece o valor, obviamente superior, de 508 km s⁻¹. Para se visualizar melhor, apresenta-se o “diagrama de intersecção de posição” para evidenciar as NCs que estão espacialmente correlacionadas, na Fig. 4.35 (painel esquerdo), com os números de identificação listados nas Tabelas 4.4, 4.5 e 4.7.

Tabela 4.8 - Parâmetros para cada função Gaussiana mostrada na Fig. 4.34 (painel inferior), baseados na distribuição de velocidades das NCs identificadas, com n sendo o número de NCs.

λ_{vac} (Å)	Line	n	Peak (km s^{-1})	σ (km s^{-1})
16 440	[Fe II]	16	-332	829
19 641	[Si VI]	18	-452	653
21 218	H ₂	22	-138	272
Total v		56	-294	605
Total $ v $		56	508	437

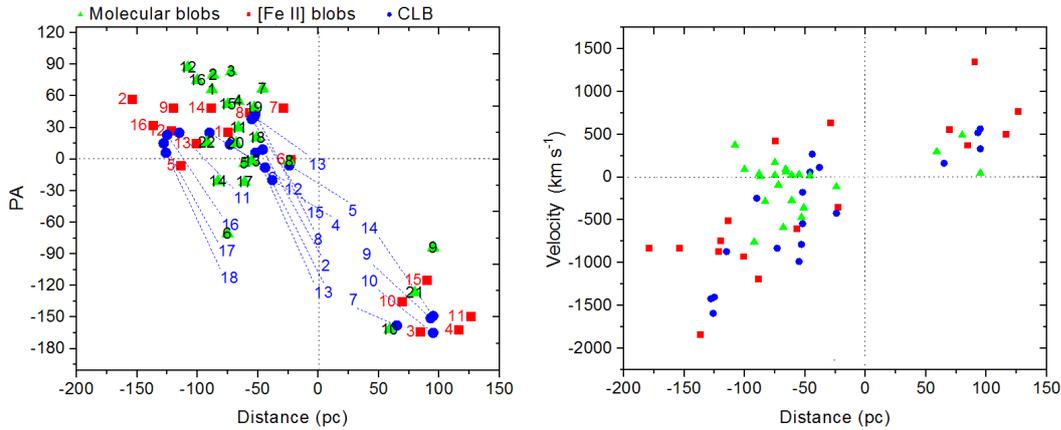


Figura 4.35: Painel esquerdo: diagrama de intersecção de posição para as NCs de H₂, [Fe II] e [Si VI] selecionadas nos mapas BRV e cujas propriedades físicas são listadas nas respectivas tabelas. Painel direito: diagrama posição-velocidade para as mesmas NCs, indicando uma aceleração radial.

Os pontos apresentam, em média, as mesmas dimensões (no eixo x) das NCs detectadas, de ~ 10 pc, de modo que a sua sobreposição de fato mostram NCs co-espaciais, que em sua maioria ocorrem para PAs menores. Nota-se uma faixa estreita de PAs coberta pelas NCs de Si, se estendendo até ~ 1300 pc do núcleo, com alto grau de colimação. Há também duas regiões distintas preferencialmente ocupadas por NCs moleculares e de [Fe II], separadas entre si e distinguidas pela distância que estão do núcleo, com as de Fe mais distantes, embora ambas cubram uma faixa de PA similar.

A característica mais marcante do diagrama posição-velocidade (Fig. 4.35, painel direito) diz respeito à aceleração radial da qual estão submetidos, que é igualmente constatada para todas as emissões (ver gráficos das Figs. 4.13, 4.16 e 4.28). Pode-se calcular ainda a contribuição em fluxo do gás em alta velocidade, desconsiderando-se, no entanto, o fluxo da região mascarada. Como resultado tem-se que somente 9%, 2% e 5% da emissão total provém do gás de alta velocidade, para as linhas de [Fe II], H₂ e [Si VI], respectivamente.

Curiosamente, as NCs em Fe apresentam velocidades tão altas quanto as de Si, mesmo se considerarmos que a cinemática do [Si VI] é claramente afetada pela presença do jato. Pode-se, portanto, começar a questionar se o jato realmente tem o papel mais importante em acelerar o gás ionizado, ao invés de ser somente responsável pela expansão lateral do gás, ionizando os elementos de maior potencial de ionização e varrendo o material ao longo de sua propagação, como revelado por Axon et al. (1998) através de espectroscopia de alta resolução ($\sim 0''.03$).

Por outro lado, a presença e abundância de emissão molecular em uma região limitada circundando o AGN sugere que as moléculas de H_2 sobrevivem à radiação central até uma certa distância do centro, onde a emissão cessa não pela falta de um mecanismo de excitação, mas porque são provavelmente destruídas pela contínua exposição à fonte central e/ou choques, como indicado pela presença de NCs ionizadas. Mais do que isso, as NCs continuam a existir, sugerindo novamente que possam ser os primeiros estágios das NCs mais afastadas.

Temos argumentado nas Seções 4.4.4.1 e 4.4.2 uma possível indicação de que haja alguma simetria nas NCs “sopradadas” em ambos os cones, como entre aquelas altamente colimadas de [Si VI] (Fig. 4.14, painel direito) e as NCs de alta velocidade de H_2 H₂B10 e H₂B20. Em princípio, uma possível correlação entre as NCs pode ser verificada olhando-se por aquelas que possuem um $\Delta PA \sim 180^\circ$ e distâncias similares em relação ao núcleo, com velocidades equivalentes (assumindo-se apenas as questão em *blueshift* no cone NE e com *redshift* no cone SW). Como se sabe que o regime de velocidades é muito mais abrangente para o gás em *blueshift*, pode-se aliviar esta última condição. Seguindo tal critério, encontra-se um par de candidatas promissoras para as NCs em [Fe II] a saber, FeB14 e FeB10, bem como as NCs mostradas na Fig. 4.33 e aquelas distantes em Si numeradas em 16, 17 e 18 em relação às em *redshift* 10, 9 e 14. Todas diferem em velocidade por um fator ~ 2 para as de Fe e H_2 e ~ 3 para as de [Si VI], sendo as mais aceleradas em *blueshift*. No entanto, dada a assimetria intrínseca entre os cones e, portanto, a ejeção das NCs, não se poderia assumir que elas estejam surgindo através de um processo que siga essencialmente alguma simetria. O alto número de NCs em Fe também impede de se inferir alguma conexão entre si. O que merece atenção, nesta análise, é o fato de que possa existir uma simetria que não seja sobrepujada pelas diferenças no processo de ejeção em cada

cone. Como por exemplo, no cone superior sendo fragmentadas de um braço molecular e no inferior como se estivessem sendo “escavadas” e arremessadas ao longo de seus limites internos.

Na Fig. 4.36 (painel esquerdo), mostra-se a dispersão de velocidade das NCs em função da distância do AGN, identificadas de acordo com as Tabelas 4.4 e 4.7. Para enfatizar melhor a análise neste gráfico, não se mostra as NCs em [Si VI], que basicamente estariam espalhadas por todo o espaço de parâmetros. Sem contar a NC de FeB8, localizada no braço molecular, todas as outras NCs ou apresentam uma dispersão de velocidade muito superior, ou possuem valores similares às NCs de H₂ mas para uma distância maior. Nenhuma NC molecular é encontrada acima de $\sigma=141 \text{ km s}^{-1}$ ou uma NC em [Fe II] com dispersão de velocidade inferior a de H₂ para um distância menor que 122 pc. No entanto, constata-se que não há nenhuma correlação entre a real proximidade das NCs e o crescente aumento da dispersão de velocidade. Este comportamento sugere fortemente que a dispersão de velocidade possa ser um bom limite para a sobrevivência das moléculas e posterior liberação dos átomos de Fe inicialmente aprisionados em grãos de poeira e/ou não ionizados pela blindagem da seção de choque das moléculas H₂. As dispersão de velocidades menores para grandes distâncias, como vistas para as NCs em [Fe II], poderia significar diferentes “caminhos de evolução” para as NCs, vindas originalmente de alguma NC molecular também com menor dispersão de velocidade.

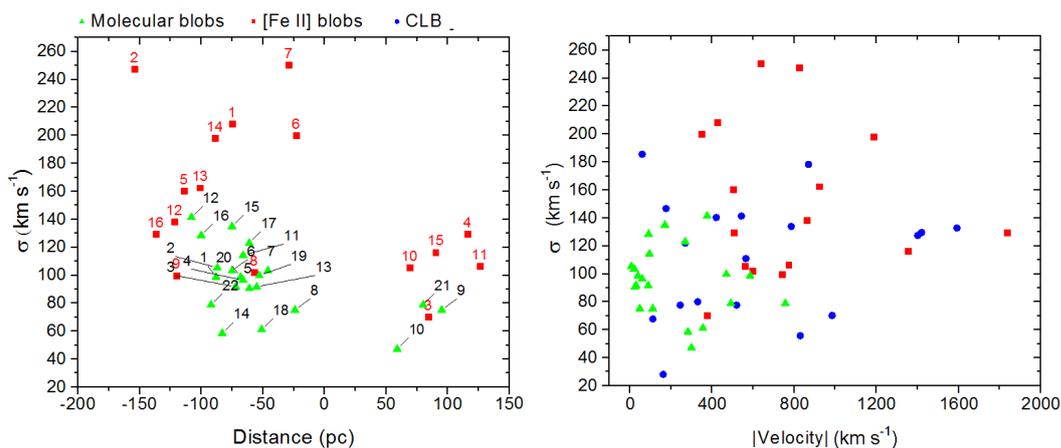


Figura 4.36: Painel esquerdo: gráfico da distância ao AGN vs. dispersão de velocidade para as NCs de H₂ e [Fe II] selecionadas nos mapas BRV, com suas propriedades físicas medidas nas respectivas tabelas. Painel direito: velocidade radial projetada vs. dispersão de velocidade para as NCs em [Si VI], também.

Considerando-se o módulo das velocidades radiais, vê-se na Fig. 4.36 (painel direito)

que há uma larga faixa de valores para a dispersão de velocidade vista ao longo do eixo das velocidades, ou seja, não há correlação entre tais parâmetros cinemáticos. No entanto, novamente as NCs moleculares se concentram em uma região “livre de NCs em [Fe II]”, com valores menores para ambas as variáveis e as NCs coronais se estendendo por todo diagrama, indicando que o mecanismo responsável por sua excitação deve independe de quaisquer argumentos cinemáticos, salvo a influência do jato. A Fig. 4.37, por sua vez, mostra o mesmo que os dois painéis da Fig. 4.36, mas para um gráfico 3D com os três parâmetros utilizados e apenas para as NCs moleculares e de Fe. Pode-se ver que há uma clara preferência por faixas de valores inferiores nos três eixos, para o gás molecular, que parecem se estender e perder tal correlação para as NCs em Fe. Tais parâmetros ilustram uma possível origem das NCs em Fe a partir do braço de H₂.

Para entender melhor a influência do jato na emissão das linhas, que possui PA similar ao dos cones de ionização, apresentam-se dois gráficos do PA de cada NC em função dos módulos das velocidades radiais e da dispersão de velocidade, como mostrado nos painéis da Fig. 4.38. No painel esquerdo há uma certa tendência das NCs com alta dispersão de velocidade se posicionarem próximas do PA dos cones, embora no gráfico à direita esta característica fique mais evidente, com uma preferência pelas NCs apresentarem uma distribuição mais estreita ao longo do PA dos cones, para as altas velocidades. No entanto, este resultado não discrimina inequivocamente entre a influência direta do jato e de outro possível mecanismo de aceleração que possuiria o mesmo PA, como poderia sugerir a mudança de orientação do jato. Poderia ocorrer, por exemplo, uma contínua injeção de energia na região em que o jato é defletido e ocasionar na geração de fortes ventos na mesma posição e, principalmente, tendo a mesma orientação do jato. Tal mecanismo, se existente, poderia contar não só pela aceleração das NCs próximas ao jato, mas também para aquelas esparsamente espalhadas pela NLR. Outro ponto interessante de se ressaltar, e mostrado no painel direito, é uma sutil tendência do aumento de velocidade radial a partir do lado direito do cone (o mesmo em que se localiza o jato, com PAs negativos) para o lado esquerdo. A influência do jato é, a princípio, negligenciável para as regiões afastadas da emissão em rádio, portanto esta característica estaria a favor da interpretação de um vento originado na região onde a interação jato-gás é mais forte. Tal hipótese será melhor debatida na Seção 4.6.

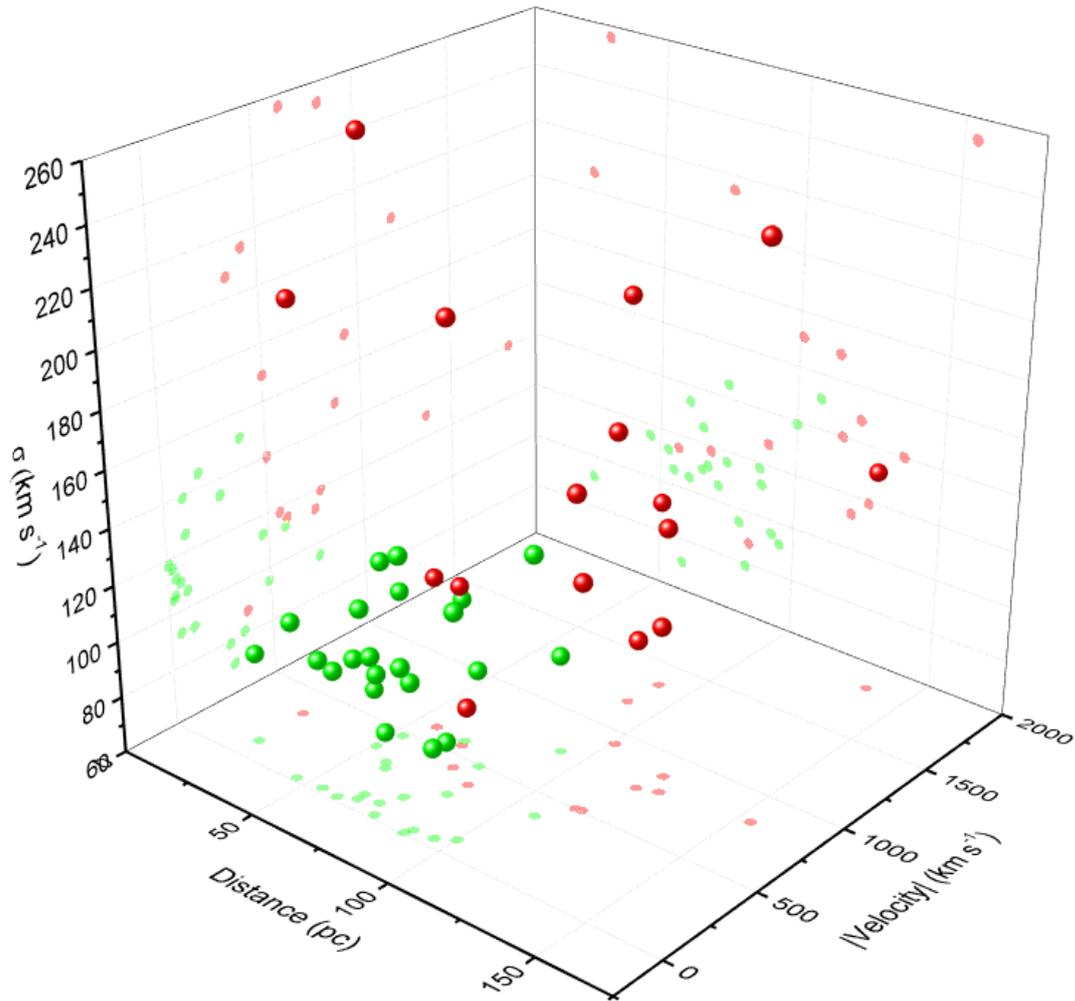


Figura 4.37: Gráfico 3D para a dispersão de velocidade, velocidade radial e distância do AGN para as NCs moleculares e de [FeII], mostrando uma clara diferença na faixa de valores ocupadas por estas duas componentes de gás.

Portanto, dois diferentes cenários podem estar sendo visualizados para cada lado dos cones. No lado NE o braço de H_2 sofre por dois mecanismos de *feedback*: (1) o jato atravessa a barreira molecular e comprime o gás ao longo de suas bordas, criando as linhas coronais a partir do ponto onde o gás molecular é fragmentado e (2) o vasto ângulo de abertura coberto pelas NCs moleculares e em Fe envoltas pelo próprio gás molecular ou já dissociadas, requer um mecanismo extra de aceleração, uma vez que as NCs são encontradas a grandes distâncias do jato. Uma possível explicação seria a produção de fortes ventos lançados durante a interação do jato com o gás molecular e orientado na mesma direção após sua deflexão. Ventos provenientes da vizinhança do AGN estão direcionados (como inferido pelo gás ionizado no óptico) mais para a direita do cone superior, e ainda estariam

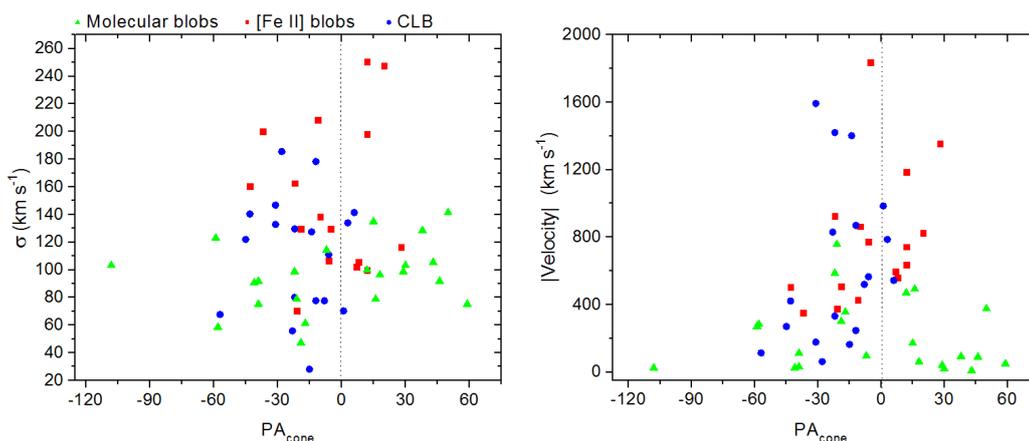


Figura 4.38: Painel esquerdo: diagrama do ângulo de posição (com respeito ao eixo maior do cone, de 34°), em função da dispersão de velocidade para as NCs de H_2 , $[\text{Fe II}]$ e $[\text{Si VI}]$ selecionadas nos mapas BRV e com suas propriedades físicas listadas nas respectivas tabelas. Painel direito: o PA_{cone} em função do módulo da velocidade radial projetada para as mesmas NCs.

parcialmente blindados pelo braço molecular, desfavorecendo grandemente sua atuação na aceleração do gás.

Finalmente, no cone SW, a suposta existência de um jato interagiria com as paredes internas do gás molecular, criando, deforma semelhante, um vento contínuo que aceleraria as NCs ao longo da cavidade.

4.5.3 Um anel ou uma bolha molecular?

Desde que o gás molecular em NGC 1068 é estudado com dados de alta resolução, tem sido afirmado por diversos autores (Galliano e Alloin, 2002; Müller Sánchez et al., 2009; Riffel et al., 2014; Storchi-Bergmann et al., 2012) que este apresenta a morfologia de um anel, preferencialmente imerso no plano do disco da galáxia. Mostrou-se até agora, na Seção 4.5, que a origem das NCs de gás ionizado deriva da interação do *feedback* do AGN com o gás molecular. Vê-se ainda que a emissão de baixa velocidade da linha de $[\text{Fe II}]$ coincide com a emissão de H_2 no cone SW e é morfologicamente complementar e parcialmente coincidente no cone NE (Figs. 4.10 e 4.29).

Se o gás molecular circundante ao AGN é, de fato, a fonte de toda emissão do gás ionizado aqui apresentado, então o formato em anel dificilmente seria compatível com toda a cinemática da NLR estudada neste capítulo. Basicamente, se a morfologia de anel está correta, não se poderia mais sustentar o cenário apresentado aqui por duas

razões. Primeiro, que a cavidade no cone SW contém a emissão da alta velocidade para quase todas as linhas de emissão, que estão acelerando ao longo de seus limites internos a partir de uma região mais próxima do AGN. Tal fato leva à conclusão que a cavidade necessariamente deve reter o gás de uma forma que se o gás estivesse distribuído em um anel, não poderia fazer, incluindo ainda a inclinação da NLR com respeito ao disco da galáxia. Considerando a origem das NCs como vindas do gás molecular, a estrutura de H₂ deveria estar se expandindo, assim como as próprias NCs. Na Fig. 4.39 mostra-se que a estrutura molecular está sob processo de desaceleração, com maiores *blueshift* associados à borda interna da estrutura (contornos em azul), com uma velocidade de aproximação decrescente até a borda externa (contornos em vermelho). Esta constatação se ajustaria no cenário proposto, onde as NCs se expandem mais rápido e seriam redirecionadas ao longo das paredes internas, com velocidade menor. Segundo, esta estrutura é assimétrica com respeito ao AGN, o que revelaria um cenário incomum para a eventual formação de um anel no disco galáctico. Por outro lado, mostrou-se que esta assimetria é provavelmente causada pela proximidade do braço molecular no cone NE, do AGN, sofrendo conseqüentemente uma pressão maior do jato defletido, levando à sua ruptura. Além disso, o gás molecular no lado NE requer uma geometria condizente com o *outflow* de gás ionizado, que por sua vez tem sua origem no gás molecular, ou seja, algo como uma bolha se expandindo acima do plano galáctico. Esta configuração daria conta de ambas as estruturas em *blueshift* e *redshift* em um mesmo cone, e não somente aquelas localizadas próximas do jato (que seriam conseqüência da expansão lateral do gás). O alto grau de fragmentação deste braço também pode indicar que parte da contribuição da radiação do AGN escape por dentre as lacunas de gás criadas na formação e ejeção das NCs. Neste sentido, uma bolha molecular teria inflado eficientemente no cone SW, onde a radiação do AGN (e possivelmente o jato oposto) permanecem confinados.

De fato, pode-se estimar as densidades relativas entre as paredes SW e NE da bolha assumindo que ela seja inversamente proporcional à distância percorrida em ambos os lados, de ~ 45 e ~ 126 , respectivamente. Este cálculo simplificado resulta que a parte NE da bolha seja 2,8 vezes mais densa. Evidentemente que o fato da parte menos extensa poder conter “vazamentos” de energia, pode diminuir consideravelmente esta estimativa. Nota-se ainda que há uma reentrância visível na parede externa da bolha, localizada na

linha que separa os lados de diferentes tamanhos, em relação ao AGN.

O cenário de uma bolha em expansão naturalmente explica a existência do braço norte estendido por sobre o AGN, inclusive as emissões externas ao cone de ionização, bem como a distante NC H₂B12. Em algum período no passado, estas estruturas teriam sofrido dos mesmos mecanismos que atualmente aceleram as nuvens expostas nos cones, enquanto a bolha estava expandindo. A relativa alta velocidade desta NC em *redshift* (de 376 km s⁻¹) é ainda menor do que aquelas confinadas no cone SW, ou para aquelas com distâncias similares, podendo sugerir que ela atingiu uma velocidade aproximadamente constante neste ponto que se encontra. Curiosamente, esta é a NC com maior dispersão de velocidade, de 141 km s⁻¹, mas se olharmos para todas que apresentam valores altos, elas estão sistematicamente localizadas no lado leste do cone, significando que esta não é uma propriedade única desta NC peculiar.

Vale lembrar que há uma emissão fraca circundando a estrutura principal tanto dos cones de [Fe II] quanto da bolha molecular, que lembram todas pequenas cavidades semelhantes às encontradas próximas da borda superior das imagens, na extremidade do cone NE (Figs. 4.8, 4.25 e 4.10). Estes “buracos” seriam naturalmente interpretados como bolhas com dimensões menores, como a que se vê quando o gás em Si parece “furar” o braço molecular. Dada a espessura das estruturas do gás molecular não parece surpreendente que a energia injetada na bolha (e que é responsável por sua expansão) pudesse escapar em forma de gás quente através de aberturas ou por onde o gás oferecesse menos resistência. Curiosamente, algumas dessas pequenas bolhas parecem ter suas bordas completadas por filamentos de ambas as emissões parcialmente ionizadas do [Fe II] tanto quanto pela emissão em H₂.

O cenário proposto não exclui a possibilidade de que as paredes da bolha estejam majoritariamente próximas do disco da galáxia, uma vez que é a região com maior densidade de gás. Por último, mas não de menos importância, se a fonte deste abundante material molecular não faz totalmente parte do gás presente no disco da galáxia, sugere-se que seja oriundo de um estrutura massiva localizada atualmente no pico de emissão do H₂, difundido através de uma forte interação passada com o AGN. Embora esta hipótese seja bastante especulativa, é necessária uma origem alternativa para o gás molecular se este é derivado de uma única estrutura coesa no passado.

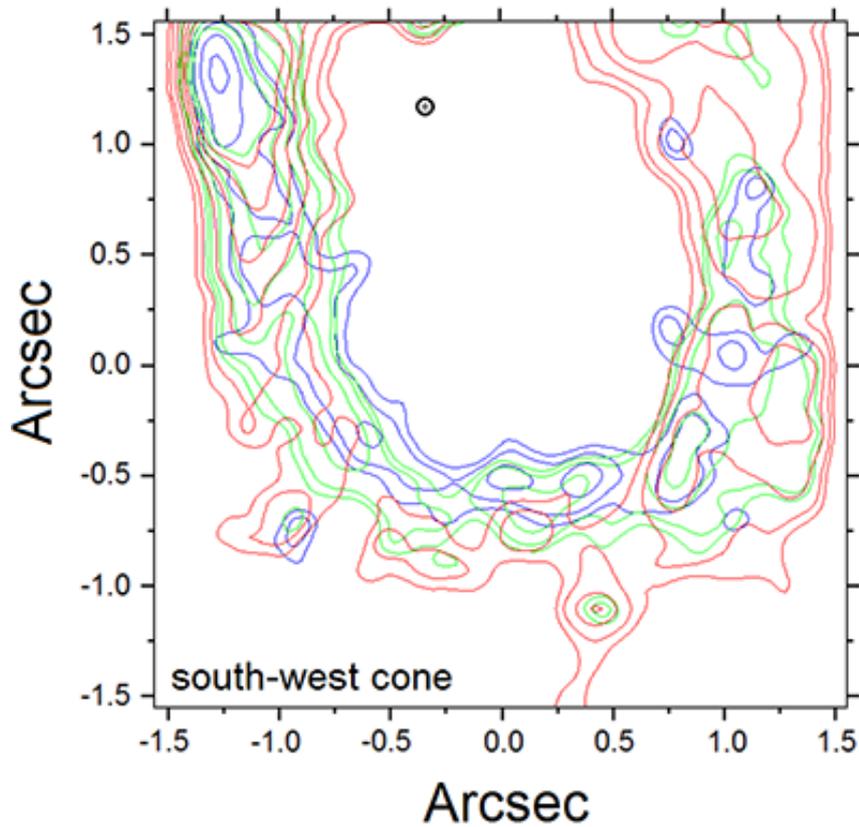


Figura 4.39: Três diferentes faixas de velocidades para a emissão molecular no cone SW. Os contornos em azul mostram o intervalo entre $-353 \text{ km s}^{-1} < v < -283 \text{ km s}^{-1}$ e em vermelho a partir de -70 km s^{-1} até zero, com relação à velocidade sistêmica da galáxia. A cruz denota o centro do bojo.

Uma vez que uma bolha em projeção é vista aparentemente como um anel de gás cuja velocidade deve ser necessariamente similar à velocidade sistêmica da galáxia, isto explica a relativa baixa velocidade medida para as paredes da bolha molecular. Uma velocidade em *blueshift* na parte SW (atrás do disco da galáxia) representaria uma desaceleração sofrida primeiramente pela borda externa do gás, freada pelo ISM. Considerando o *blueshift* medido de -353 km s^{-1} , o tempo máximo que a bolha levaria até esta distância ($\sim 90 \text{ pc}$), a partir do núcleo, é calculado em 3.6×10^5 anos, relativamente rápido se comparado à escalas de mudanças causadas pela componente estelar.

O fato de se assumir uma bolha em expansão parece ir de encontro com a correlação encontrada por Storchi-Bergmann et al. (2012), entre estrelas jovens ($\sim 30 \text{ Myr}$) e a emissão molecular em volta de onde apresenta seu pico de luminosidade. Estes autores argumentam que a estimativa de um limite mínimo para a velocidade de expansão de uma estrutura nuclear, até a presente distribuição do gás, faria com que esta estrutura se formasse muito

mais rápido que a idade média das populações estelares mais jovens atualmente envoltas pelo mesmo gás, que de fato foi o que também calculamos. Em outras palavras, na época da formação estelar o gás molecular já deveria estar, aproximadamente, na sua atual posição.

Uma forma de se evitar este cenário “estático” é considerar que as estrelas, envoltas por um reservatório de gás, já estavam em formação na época em que esta estrutura se aproximou do AGN. Tal aglomerado estelar estaria distribuído próximo do plano da galáxia, portando com velocidade semelhante à encontrada para a rotação das estrelas na galáxia, entre $-80 \text{ km s}^{-1} < v < 20 \text{ km s}^{-1}$, para a região que se encontra. De fato, esta velocidade está de acordo com aquelas medidas para as NCs moleculares próximas do pico de emissão do H_2 . Tantas componentes de velocidade derivam do alto grau de fragmentação do gás, cujos perfis de linha podem ser discernidos para diferentes nuvens.

A hipótese de um aglomerado estelar rico em gás molecular, que supostamente interagiu com o AGN no passado (estaríamos vendo parte do que restou desta interação), requer uma coerente descrição dinâmica para a órbita que o aglomerado teria. Infelizmente isto não poderia ser inferido dos dados apresentados aqui, embora seja um cenário tentador que preencha a maioria dos requerimentos. Parafraseando o célebre personagem Sherlock Holmes, “(...) *when you have excluded the impossible, whatever remains, however improbable, must be the truth*”.

Finalmente, o cenário apresentado é consistente com ambas as estruturas vistas em *outflow* e as do gás molecular, que interage e é, inclusive, parte do mesmo *outflow* e responsável pela expansão do gás tal qual como o vemos em forma de NCs. Dessa forma não é necessário distinguir dois grandes contextos para a NLR, a saber, o gás distribuído no disco e o gás próximo do jato em *outflow*, com o vento do AGN interagindo parcialmente com o disco da galáxia. Este é, aliás, o atual panorama aceito, incompatível com a análise aqui apresentada. É explicado, por exemplo, que as componentes com diferentes sinais de velocidade são decorrentes de um *bow shock* (de forma bem simplificada e sem muitas evidências), já aqui seriam naturalmente explicadas pela fragmentação de uma bolha em expansão. Uma estrutura assim seria a primeira reportada na literatura tendo uma escala maior daquelas formadas em *starbursts* e menor do que as detectadas “bolhas de Fermi”, com a primeira não necessariamente relacionada ao núcleo de uma galáxia.

4.5.4 Um panorama geral dos dados de 25 mas (DS2)

Nesta Seção concentrar-se-á em uma breve análise dos dados de 25 mas do DS2, enfatizando apenas os pontos que venham a complementar o cenário apresentado aqui. Na Fig. 4.40 estão mostradas, primeiramente, as composições RGBs para as três principais linhas analisadas até então, a saber, [Fe II], [Si IV] e H₂, para um FoV de $\sim 22 \times 22$ pc. Apresentando as imagens desta forma tem a vantagem de mostrar as emissões mais fracas relativas às asas das linhas, embora isso ainda não garanta que estruturas realmente fracas sejam mostradas, como é o caso da nuvem de maior *blueshift* (-283 km s^{-1}) detectada em H₂, no canto superior esquerdo do FoV. Ressalta-se que, pela região nuclear ser muito brilhante, novamente, em alguns casos mascarou-se para montar as imagens e, em outros, a subtração do contínuo resultou em uma região de fluxo negativo, dado o alto nível de ruído, como nos casos das linhas de H₂, Pa α e [Al IX].

No painel esquerdo, seguindo a ordem das linhas apresentadas, vemos que o gás de [Fe II] apresenta a distribuição mais esparsa, sem clara distinção da sua cinemática, que é altamente perturbada próxima do AGN, com muitas subcomponentes de variadas velocidades, coincidentes espacialmente. É possível, no entanto, delimitar a faixa espectral em que se detectam os perfis de linhas, no intervalo entre $-839 \text{ km s}^{-1} < v < 565 \text{ km s}^{-1}$. Apesar da complexidade, ainda é possível reconhecer o que representa as paredes dos cones que se conectam com a estrutura dos dados do DS1, e a nuvem onde o jato é defletido.

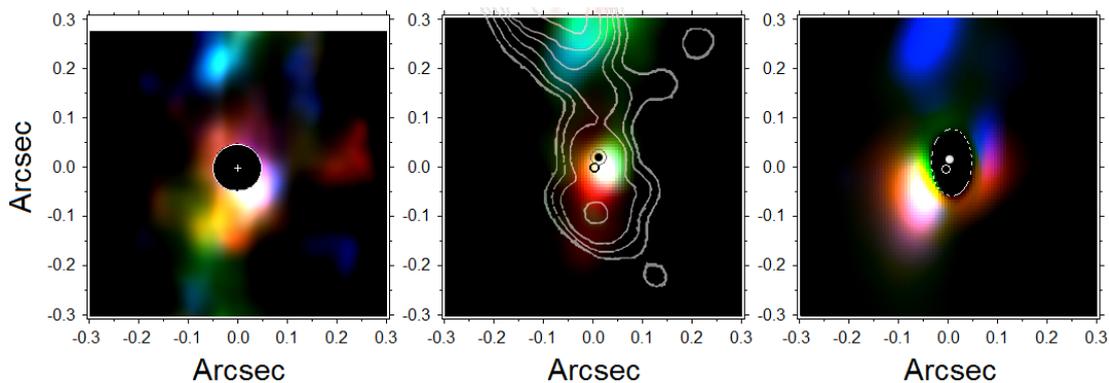


Figura 4.40: Composições RGBs para os dados do DS2 para as linhas de [Fe II] (painel esquerdo), [Si IV] (painel do meio) e H₂ (painel direito). Os contornos sobrepostos ao painel de [Si IV] representam a emissão de rádio em 5 GHz do MERLIN e os pontilhados no painel do H₂ delimitam a região de elevado nível de ruído nas imagens. Nota-se que a sobreposição RGB resulta em cores adicionais consequentes de suas misturas. Todas as imagens estão centradas no bojo e o norte está orientado para cima.

No painel do meio vê-se que o primeiro contato do jato com o gás ocorre ligeiramente

antes do nó C do rádio, a $\sim 0''.15 \pm \sim 0''.02$ ao norte do núcleo, a mesma região em que o jato muda de orientação. Para o [Si VI] é possível distinguir claramente a divisão cinemática entre o gás em *blueshift* e *redshift* e está de acordo com os dados do DS1. A faixa de velocidade detectada é está entre o intervalo $-1221 \text{ km s}^{-1} < v < 763 \text{ km s}^{-1}$, ao contrário do DS1 onde o gás em Fe que apresenta as maiores velocidades. Este fato pode estar simplesmente ligado à diferença de intensidades entre as linhas em relação ao contínuo. Identifica-se ainda, que o centro cinemático desta linha (marcado pelo círculo preto) não coincide com o centróide fotométrico do bojo (círculo aberto). Na Fig. 4.42 mostra-se em forma de imagens tal deslocamento. No painel (a) mostram-se as imagens da metade do contínuo (lado azul) e a outra metade vermelha, resultando na cor roxa, e em verde o centro de emissão de [Si VI]; em (b) estão as imagens das asas azul e vermelha da linha de [Si VI] e em verde a emissão do contínuo; e em (c) a composição RGB apenas da linha de [Si VI]. Claramente o centro fotométrico do bojo (cujo contínuo é dominado pela emissão de poeira quente) não coincide com o pico de emissão do gás ionizado, que fornece o seu centro cinemático. O eixo maior cinemático é medido em $136^\circ \pm 12^\circ$ (ou -44°), e é atribuído ao *outflow*, nas imediação da orientação em rádio. É, de fato, surpreendente que se este representa o centro do AGN, o centro da emissão de poeira tem precisamente a mesmo deslocamento encontrado por Garcia-Burillo et al. (2016), com observações do ALMA, de $0''.03$ ($\sim 2 \text{ pc}$). A concordância desse resultado confirma que o uso de AO, juntamente com a rotina de tratamento de dados aplicada (em especial o processo de deconvolução), permitiu que se obtesse uma resolução quase tão boa quanto a escala de píxel do detector. A imagem do gás molecular será discutida na Seção 4.5.4.2.

Ainda para as mesmas linhas de emissão, com o intuito de se visualizar melhor como a distribuição e a cinemática do gás se conectam nas diferentes escalas de píxel, mostra-se uma única imagem ambos os conjuntos de dados, respectivamente para cada linha, nas Figs. 4.41, 4.43 e 4.44.

Por fim, nas Figs. 4.45 e 4.46, se apresenta, novamente em composições RGB, as imagens para as demais linhas de emissão também mostradas para o DS1, mascaradas quando necessário. São elas: $\text{Pa}\alpha$, [Al IX], He I, $\text{Br}\gamma$ e [Ca VIII]. Apenas as duas primeiras imagens mostram diferenças notáveis na sua morfologia e cinemática, com a linha de $\text{Pa}\alpha$ tendo um formato de “concha” ao norte do núcleo e a linhas de [Al IX] se mostrando mais intensa em

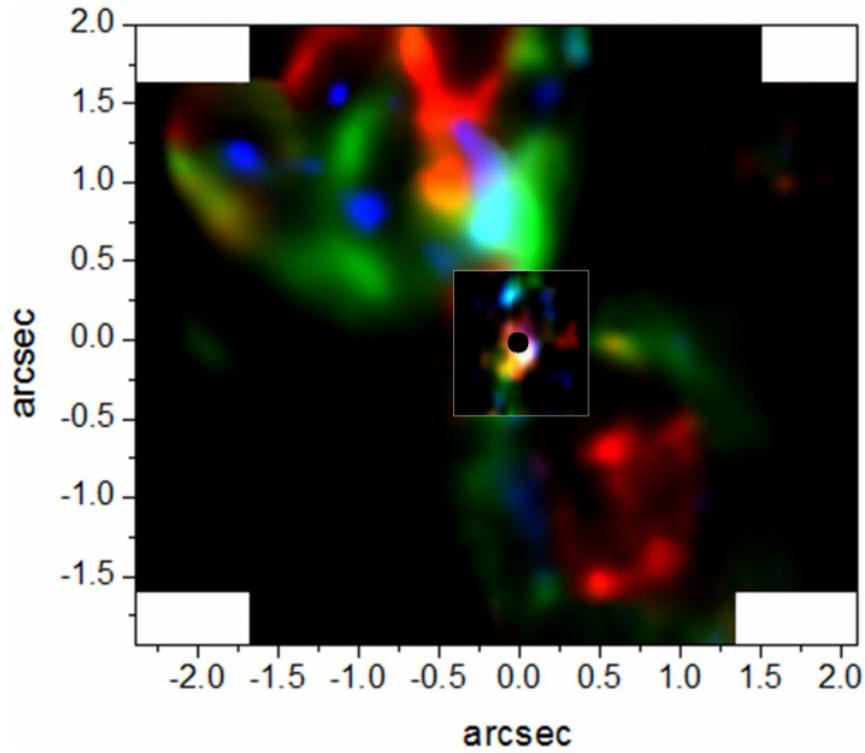


Figura 4.41: Composições RGBs para a cinemática da linha de [Fe II] (utilizando os mesmos canais de velocidade) unindo-se as imagens dos conjuntos de dados do DS1 e DS2.

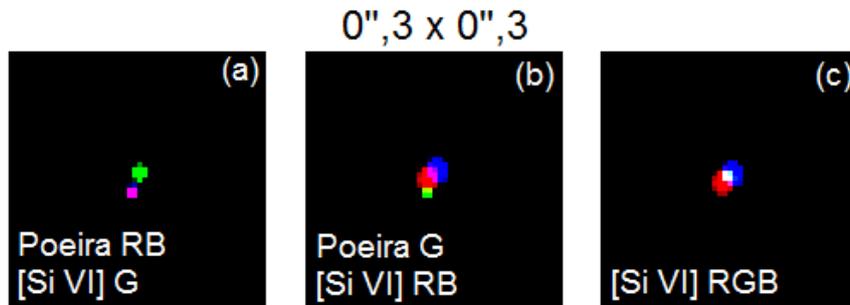


Figura 4.42: (a): pico de emissão da linha de [Si VI] (verde) e da emissão de poeira (rosa); (b): imagens das asas azul e vermelha da linha de [Si VI] com o pico de emissão da poeira (verde); (c): imagens anteriores de [Si VI] mostrando o centróide cinemático.

uma região abaixo de onde todas as outras linhas apresentam maior fluxo e, curiosamente com emissão também em *redshift* ao norte do AGN. Lembra-se que a estrutura ao norte foi denominada (para o caso do gás molecular) de “tongue” nos trabalhos de Müller Sánchez et al. (2009).

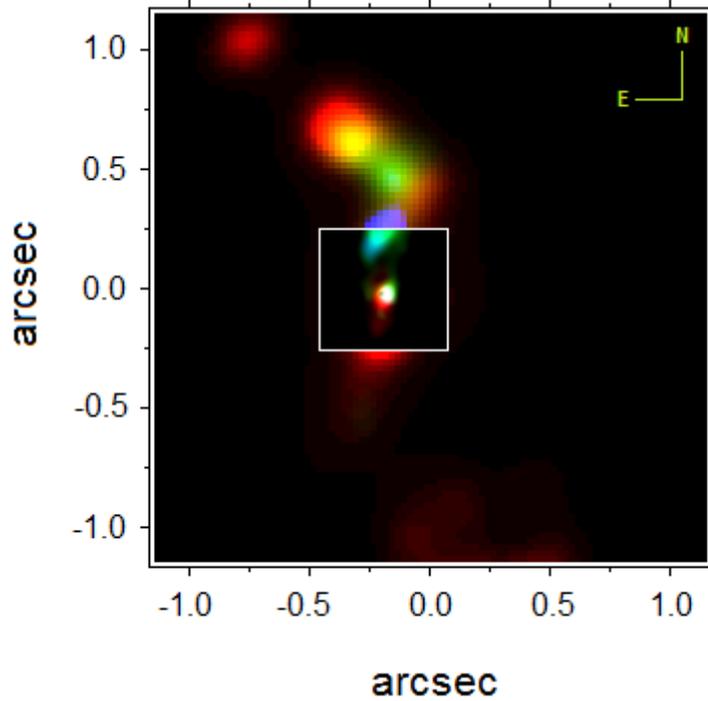


Figura 4.43: Composições RGBs para a cinemática da linha de [Si VI] (utilizando os mesmos canais de velocidade) unindo-se as imagens dos conjuntos de dados do DS1 e DS2.

4.5.4.1 Tomografia PCA nos dados de 25 mas (DS2)

Muito brevemente, apresentar-se-á dois tomogramas relativos um ao gás molecular e outro ao gás ionizado, uma vez que, essencialmente, toda informação cinemática pode ser vista nas composições RGBs dos perfis de linhas mostradas anteriormente nesta Seção.

Na Fig. 4.47 (painel superior) estão mostrados o autoespectro E2 e o respectivo tomograma, para o gás ionizado na região espectral do [Ca VIII], com o contínuo subtraído. No painel inferior é mostrado o autoespectro E2 na região espectral da linha mais intensa de H_2 , com o contínuo. O intuito de selecioná-los é de ressaltar uma estrutura em comum entre ambos (ao redor da máscara aplicada na região nuclear), que é interpretada como gás em *outflow* a partir das paredes do toro molecular detectado. A orientação de ambos os lados difere ligeiramente e podem indicar a direção em que o jato se propaga logo após deixar a região central, interagindo com as bordas do gás da região central.

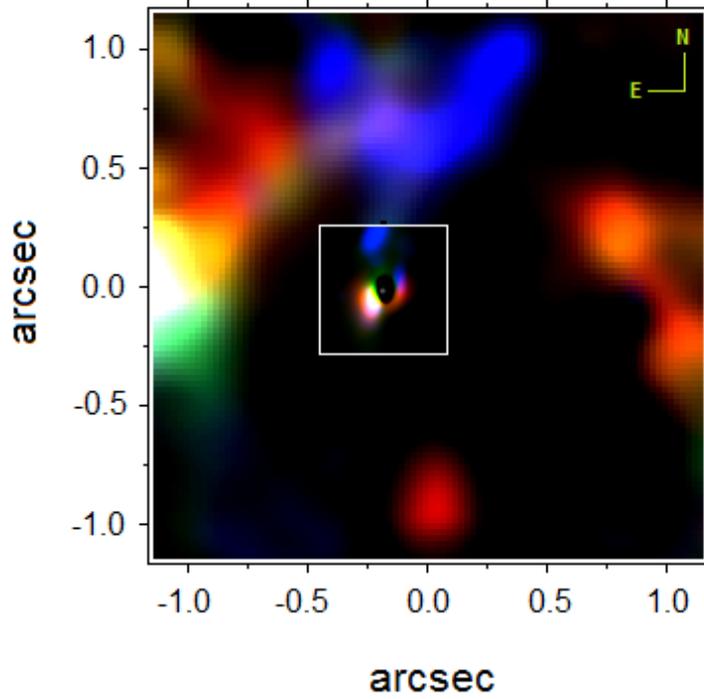


Figura 4.44: Composições RGBs para a cinemática da linha de H_2 (utilizando os mesmos canais de velocidade) unindo-se as imagens dos conjuntos de dados do DS1 e DS2.

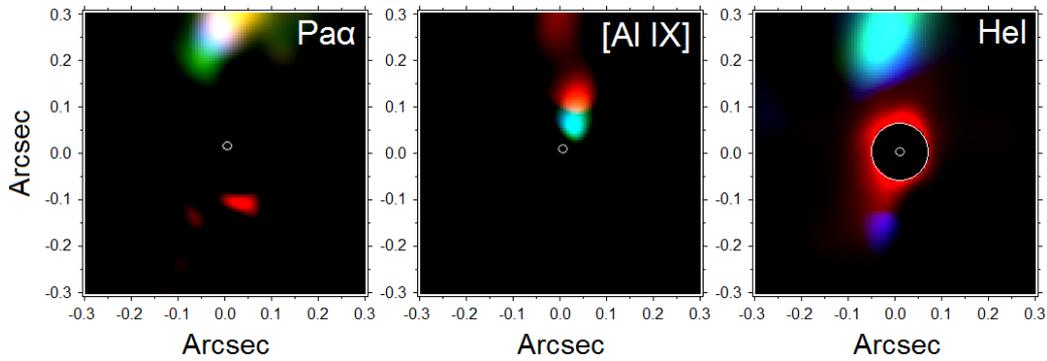


Figura 4.45: Composições RGBs para os dados do DS2 para as linhas de $Pa\alpha$ (painel esquerdo), $[Al IX]$ (painel do meio) e $He I$ (painel direito). As únicas imagens cuja máscara central foi aplicada são na linha de $He I$. Nota-se que a sobreposição RGB resulta em cores adicionais consequentes de suas misturas. Todas as imagens estão centradas no bojo e o norte está orientado para cima.

4.5.4.2 O toro molecular

A imagem para a cinemática molecular é mostrada no painel direito da Fig. 4.40. Da mesma forma que marcado na imagem do $[Si VI]$, o círculo aberto denota o pico de emissão do contínuo (poeira) e o círculo cheio, o centro cinemático do gás ionizado. O contorno disforme circunda a região onde a subtração do contínuo resultou em fluxo negativo, dado

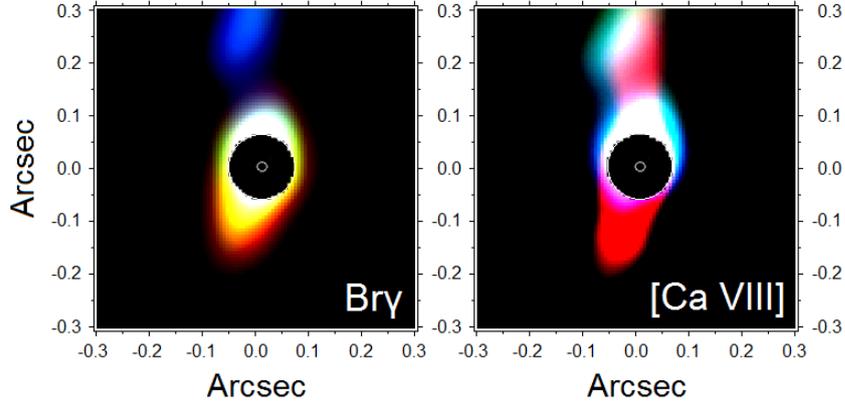


Figura 4.46: Composições RGBs para os dados do DS2 para as linhas de $\text{Br}\gamma$ (painel esquerdo) e $[\text{Ca VIII}]$ (painel do meio). Ambas as imagens possuem a região central mascarada. Nota-se que a sobreposição RGB resulta em cores adicionais consequentes de suas misturas. Todas as imagens estão centradas no bojo e o norte está orientado para cima.

o alto nível de ruído associado à forte emissão nuclear.

Vê-se que o gás localizado no extremo norte aparece em todas as imagens das linhas de emissão (com exceção do $[\text{Al IX}]$). A faixa de velocidade coberta neste caso é de $-494 \text{ km s}^{-1} < v < 184 \text{ km s}^{-1}$, mas inferior a 70 km s^{-1} (o limite da resolução espectral) para a emissão alongada mais próxima do centro, em volta do núcleo. O PA para o disco central vale $132^\circ \pm 10^\circ$ (o mesmo valor é encontrado no mapa de fluxo desta linha), e é equivalente ao medido para a linha de $[\text{Si VI}]$, e possui $r=16 \pm 3 \text{ pc}$, sem sinal algum de rotação. Garcia-Burillo et al. (2016) detectaram um toro molecular com $\text{PA}=112^\circ \pm 20^\circ$ e $r=5 \text{ pc}$ para a emissão de $\text{CO}(6-5)$, e um $\text{PA}=142^\circ \pm 23^\circ$ com $r=7 \text{ pc}$ para a distribuição de poeira, que concorda, dentro dos erros, com o que se estimou aqui. No entanto, estes autores detectaram uma estrutura mais compacta interna à morfologia descrita pelo H_2 . Outras observações, documentadas na literatura, também calcularam a orientação para a estrutura central, como a fornecida pela emissão maser ($140^\circ \pm 5^\circ$ Greenhill et al. (1996)) e pelo disco de poeira detectado por Gratadour et al. (2015) ($118^\circ \pm 5^\circ$).

A cinemática, resolvida, encontrada para o disco de 14 de diâmetro (Garcia-Burillo et al., 2016), mostra a mesma preferência para velocidades em *blueshift* e *redshift* para os lados NE e SW, respectivamente. Uma vez que o PA medido para o *outflow* da linha de $[\text{Si VI}]$ é equivalente ao encontrado, nas diversas medidas, para o disco molecular e de poeira, qualquer eventual assinatura de gás em rotação seria certamente afetada pela interação do *outflow* com este disco. Além disso, a dispersão de velocidade medida tem

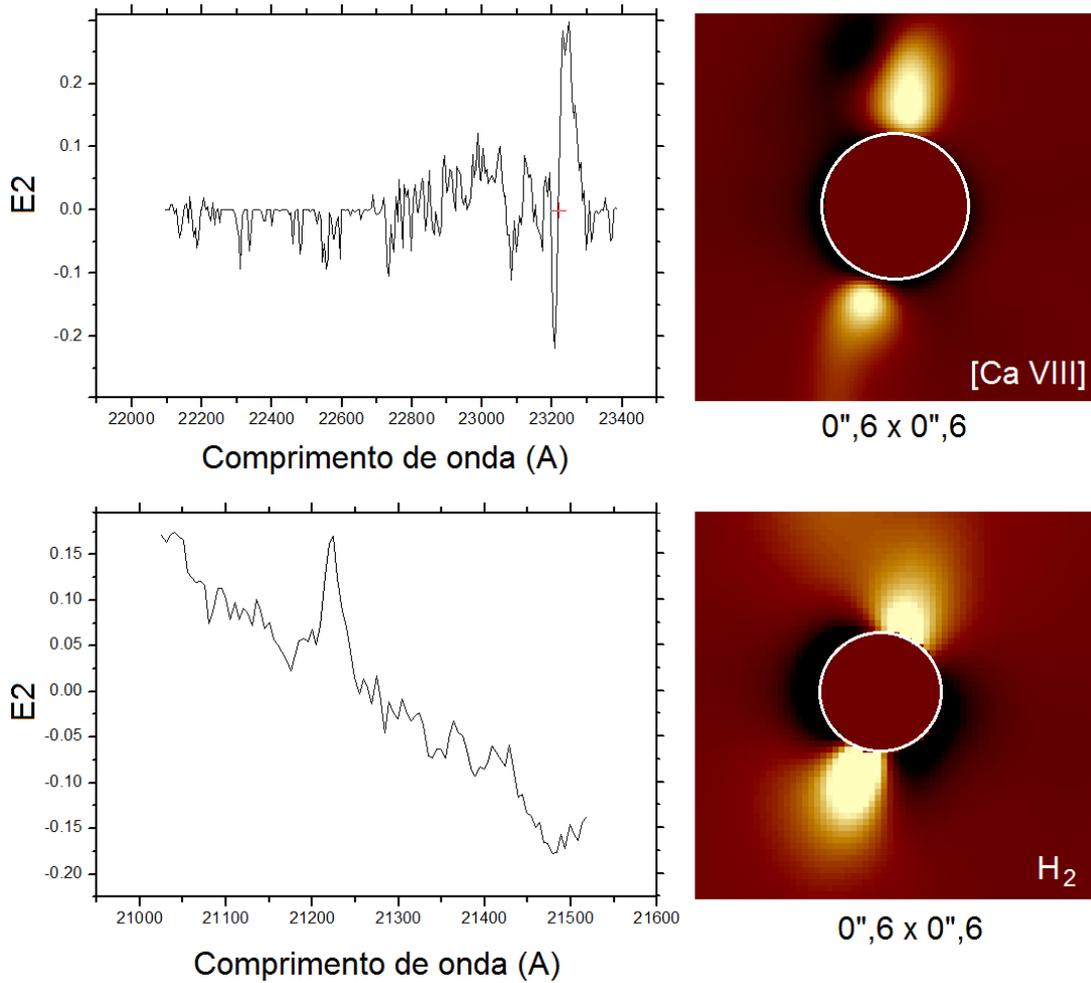


Figura 4.47: Painel superior: autoespectro mostrando uma forte correlação na linha de [Ca VIII] com o respectivo tomograma. Painel inferior: a mesma estrutura revelada no autovetor 2 para o PCA do gás molecular.

uma média de $\sim 85 \text{ km s}^{-1}$, certamente maior que qualquer fraca evidência de rotação.

Em NGC 6951 (cujos resultados foram apresentados no capítulo anterior), May et al. (2016) encontraram um disco com diâmetro de 47 pc, cuja orientação difere do PA do jato por apenas 32° . Este desalinhamento é a causa da alta dispersão de velocidade medida nas bordas do disco (da ordem de $\sim 70 \text{ km s}^{-1}$, também), mostrando alongamentos similares dos encontrados aqui. No entanto, aqui a estrutura de H_2 possui dimensões menores e o desalinhamento é ainda mais pronunciado que em NGC 6951, impedindo de se recuperar qualquer sinal de rotação nesta escala.

Um questionamento imediatamente emerge acerca dos PAs do *outflow* e do disco: estaria o gás, que é emitido na linha de [Si VI], fazendo parte somente de um *outflow* nuclear,

ou seria parte do material interno ao disco sendo ejetado (como no caso de NGC 6951)? Um aspecto que favorece a última hipótese, além de ter sido o cenário encontrado para NGC 6951, é que o PA do jato (que nestas escalas não possui uma orientação muito precisa medida) teria uma diferença de $\sim 55^\circ$ em relação ao eixo cinemático do [Si VI], não tão próximo, mas ainda não perpendicular ao disco.

De acordo com o que foi analisado para o DS2, o eixo que é perpendicular ao toro tem um $PA=42^\circ\sim 10^\circ$, semelhante ao eixo da estrutura em ampulheta, de $34^\circ\pm 4^\circ$. Além disso, uma característica curiosa, mas sutil, é que o vértice de ambos os cones não coincidem entre si (nem na escala dos dados do DS1), como visto na Fig. 4.7, estando deslocados de acordo com os alongamentos vistos no disco molecular no DS2, significando que a radiação central está sendo colimada com uma leve assimetria. Finalmente, considerando a baixa inclinação inferida para o toro através da emissão maser, este estaria inclinado de $\sim 28^\circ\pm 15^\circ$ do disco da galáxia.

4.6 *Discussão*

A partir da distribuição espacial das diferentes componentes de gás e suas correlações, principalmente as descritas pela linha coronal [Si VI], as regiões parcialmente ionizadas de [Fe II] e o gás molecular a partir das linhas H_2 , propõem-se, com uma maior resolução espacial, um cenário auto-consistente onde distintos graus de ionização se originam primariamente da interação entre a radiação do AGN, o jato, e o gás molecular em torno do núcleo, do qual já havia sido mencionado em Mazzalay et al. (2013). Questões como “por que se vê uma assimetria na cavidade molecular ao redor do AGN?”, “como e onde a alta ionização/linhas coronais são originadas?”, “qual o papel do jato em transmitir energia ao escoamento e como a interação jato-disco acontece e explica as componentes de velocidade extendidas?”, são respondidas com base na comparação minuciosa entre as propriedades derivadas de cada linha de emissão e a discriminação de várias NCs como um subproduto de diferentes estágios da interação jato-vento/disco.

4.6.1 *A resposta soprada pelo vento*

A relação do jato com a NLR em NGC 1068 há muito foi esclarecida pela análise concomitante de observações rádio e óptico (Cecil et al. (1990); Gallimore et al. (1996);

Capetti et al. (1999); Das et al. (2006) e, mais recentemente, no NIR por Riffel et al. (2014); Barbosa et al. (2014)). De uma maneira geral, há um convergimento na literatura com respeito ao papel do jato na cinemática da NLR. Correlações entre o gás ionizado e a emissão rádio são vistos a partir do nó S1 (o centro do AGN) ao ponto C (considerado o local onde o jato é desviado; (Gallimore et al., 1996)), e longe deste nó onde há uma desobstrução das nuvens da NLR da trajetória do jato, normalmente descrito como a expansão lateral do gás (Axon et al., 1998). Este processo criaria ambas velocidades com desvio em *blueshift* e *redshift* na vizinhança da emissão rádio, o que é detectado aqui. A aceleração das nuvens não relacionadas ao jato é comumente atribuída à um vento, lançado pela fonte central e colimado pela geometria espessa do toro. Este vento fluiria livremente através dos filamentos e nuvens, e seria continuamente redirecionado por meio do gradiente de pressão ao longo de um material mais denso (no disco da galáxia). Simulações da interação ventos-discos, próximos do AGN, mostram que se o vento encontra um material denso se formariam filamentos esparsos até que estes fossem completamente fragmentados e dispersados, em desacordo com o número de NCs encontradas aqui (Gallimore et al., 1996). Além disso, a condução das nuvens de altas velocidades e distantes é ainda mais incerta.

O FoV coberto pelos dados não é suficiente para confirmar a desaceleração das nuvens para uma distância maior que ~ 150 pc, relatado por Das et al. (2006). Aparentemente mapeou-se as NCs até o ponto de inversão da aceleração, contudo chamamos a atenção para os intervalos de velocidade encontrados, significativamente maiores que os estudos anteriores (colunas 6 e 8 da Tabela 4.6), alcançando valores tão grandes quando o dobro daqueles encontrados nos mapas de canais de velocidade de Barbosa et al. (2014). Este resultado adicional desafia ainda mais a eficiência de um mecanismo subjacente capaz de ascender e acelerar as NCs.

4.6.1.1 O outflow em dois estágios

A partir dos dados, este mecanismo é explorado distinguindo-se os processos que poderiam governar a expansão radial do gás. A estrutura de ampulheta, representada pela emissão [Fe II] de baixa velocidade, é excitada por fótons em raio-X da fonte central, criando regiões parcialmente ionizadas. Assim, a geometria resultante tem um PA definido

pelo eixo do toro.

A bolha molecular, por sua vez, tem a mesma orientação que a da ampulheta. Se esta estava se expandindo pelo vento proveniente do disco de acreção, ela teria preferencialmente a direção do jato antes do desvio, o qual é perpendicular ao disco de acreção. Portanto, o vento central não pode explicar a aceleração vista no amplo ângulo aberto dos cones, nem a orientação a qual a bolha se expande.

Em essência, os fótons em raio-X penetram através da barreira molecular e ionizam a linha [FeII], porém o vento é responsável pela excitação do gás localizado mais à direita do cone (ver Fig. 4.26).

Um fato importante é o de que NCs próximas, ou inseridas ao gás molecular (mais visíveis na vizinhança do AGN na Fig. 4.26) apresentam dimensões menores que as que estão desconectadas do gás molecular. Em vista da simulação executada por Hopkins e Elvis (2010b), foi demonstrado que uma nuvem compacta próxima ao AGN, e exposta ao vento central, tem sua seção de choque aumentada por instabilidades causadas por choques perpendiculares, diminuindo a potência que um *feedback* teria que ter para ejetar a mesma quantidade de gás por um fator ~ 10 . No presente caso, isto poderia dar conta nos estágios iniciais da ejeção das NCs. Entretanto, as NCs permanecem com uma morfologia compacta, indicando que este processo não persistira para distâncias maiores.

Hopkins e Elvis (2010b) denominaram este efeito como um *outflow* secundário”, dirigido pelo mesmo vento, porém o que se propõem é um segundo estágio para o *outflow* impulsionado pela existência de um “vento secundário”. Este vento é gerado pelo contínuo aquecimento do gás numa região onde o jato atinge o gás molecular e muda sua direção. Na Fig. 4.48 há um esboço do modelo geométrico que se propõe. Apesar do jato não estar visivelmente interagindo com a parede interna SW, a emissão [Si VI] é uma boa indicadora da sua presença, e é possível inferir a região onde a interação aconteceria, ejetando as NCs a partir da parede interna esquerda. Cada lado do cone tem mais indicadores que o vento do AGN não seria inteiramente responsável pela aceleração das NCs. No cone SW estaria na grande quantidade gás confinado na cavidade, a qual tinha que ser ejetado de um lugar mais abundante em material molecular que o centro. E no cone NE está a presença de um braço molecular, parcialmente bloqueando a pressão do vento; também as mais altas velocidades até ~ 150 pc do núcleo e a tendência para as NCs [FeII] serem aceleradas

mais da direita para a esquerda na NLR (ver discussão da Fig. 4.38, painel direito, na Seção 4.5.2.1).

A combinação do *feedback* do AGN na forma de um jato e um vento central, com o vento gerado nos pontos onde o jato atinge e é desviado pelo gás molecular constitui o que se chama de um *outflow* de dois estágios. O vento secundário é responsável por redirecionar e espalhar a energia colimada do jato, e isto acontece para um PA muito similar daquela da orientação do toro. Esta combinação de efeitos provavelmente explica as altas velocidades alcançadas pelas NCs do amplo ângulo aberto do cone, para distâncias de até ~ 150 pc do núcleo. Em Barbosa et al. (2014) a potência do jato é estimada em $P = 5,7 \times 10^{41}$ erg s^{-1} , de acordo com o valor medido para outras galáxias Seyfert. As massas de NCs moleculares são estimadas (de acordo com o método apresentado no capítulo de NGC 6951) entre 10-100 M_{\odot} , e considerando uma velocidade desprojetada de ~ 200 km s^{-1} , para as 22 NCs detectadas, fornece uma energia cinética total de $\sim 10^{50}$ erg s^{-1} , que é $\sim 10^{10}$ erg s^{-1} superior àquela estimada para o jato. Considerando que o jato está colimado, esta diferença seria significativamente maior. Portanto, é necessária uma energia extra para acelerar as NCs na NLR, proveniente da energia térmica produzida pela colisão dos elétrons de alta velocidade do jato com o gás molecular no nó NE. Este estudo será aprofundado para um futuro artigo.

Uma importante diferença deste estudo é que se colocou as componentes NLR não no contexto do disco galáctico circundante, mas focado na premissa de que todas as linhas ionizadas se originam dos elementos previamente contidos no suprimento de gás molecular, dissociadas por meio da interação primariamente sofrida em torno do AGN. Resumidamente falando, a alta velocidade da emissão [Fe II] está anti-correlacionada com o gás molecular, mas ambos apresentam uma morfologia complementar. A grande quantidade de material molecular seria originado de um único aglomerado molecular, cuja porção original remanescente estaria atualmente na na posição de seu pico de intensidade (Fig.4.25).

Por fim, mostra-se na Fig. 4.49 a sobreposição dos fluxos para as três linhas de emissão representando cada uma uma componente diferente do gás: neutro/molecular (H_2), parcialmente ionizado ([Fe II]) e emissão coronal ([Si VI]), afim de se visualizar todas as estruturas identificadas de uma só vez. Nota-se mais claramente a quantidade de NCs no cone NE e a espessa parede do cone SW.

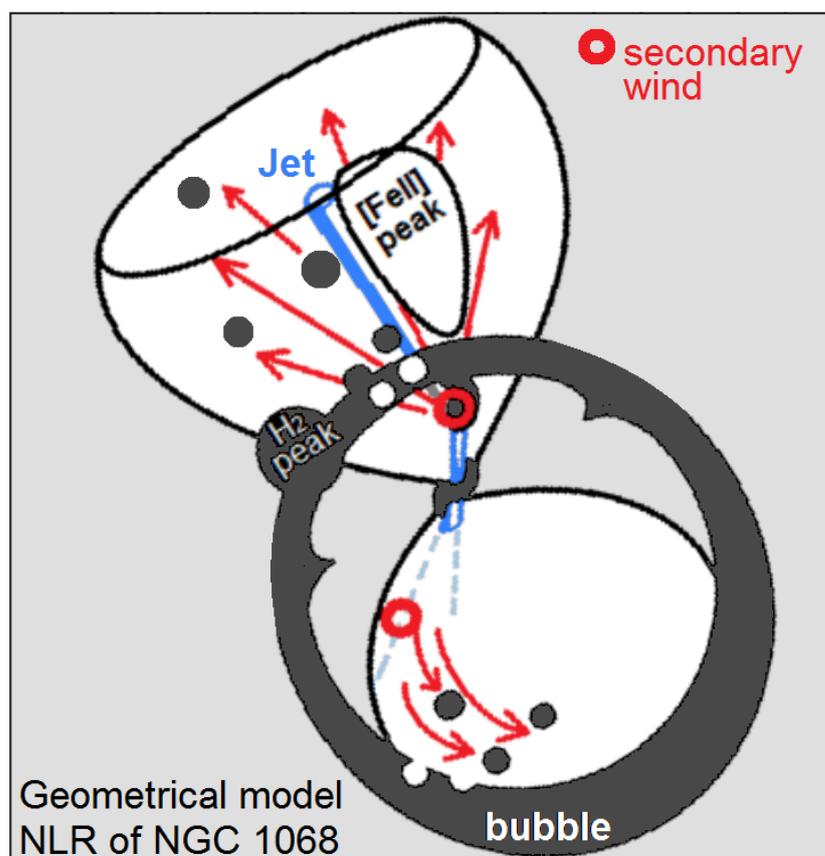


Figura 4.48: Um esboço da interação entre jato (cor azul) e a bolha molecular (cor cinza). A produção do vento secundário é marcada por dois círculos vermelhos e as setas denotam sua direção.

4.6.2 Resfriamento do gás fluindo para o toro: alimentando o monstro nas sombras

Há dois filamentos proeminentes da emissão molecular acoplados à região central mascarada e à parede interna da bolha (da Fig.4.25), onde emissão de alta ionização também é vista. Müller Sánchez et al. (2009) sugeriram, baseados numa escala de pixel de 0.025 mas, que as “línguas” H_2 seriam a entrada de gás no AGN, mas esta hipótese foi posteriormente contestada por Storchi-Bergmann et al. (2012), que argumentam que esta característica é vista em *outflow* dada a dinâmica do gás ionizado na NLR estendida. Constata-se que ambos filamentos moleculares estão sendo empurrados e comprimidos pelo jato e, além disso, que se está vendo os vértices dos cones de ionização nestas estruturas.

Para este cenário há duas possibilidades para o processo de alimentação de gás no AGN: ou o escoamento de gás ocorre somente em escalas menores que a do toro detectado, resultado de um depósito anterior de gás na região central, ou há ainda escoamento de

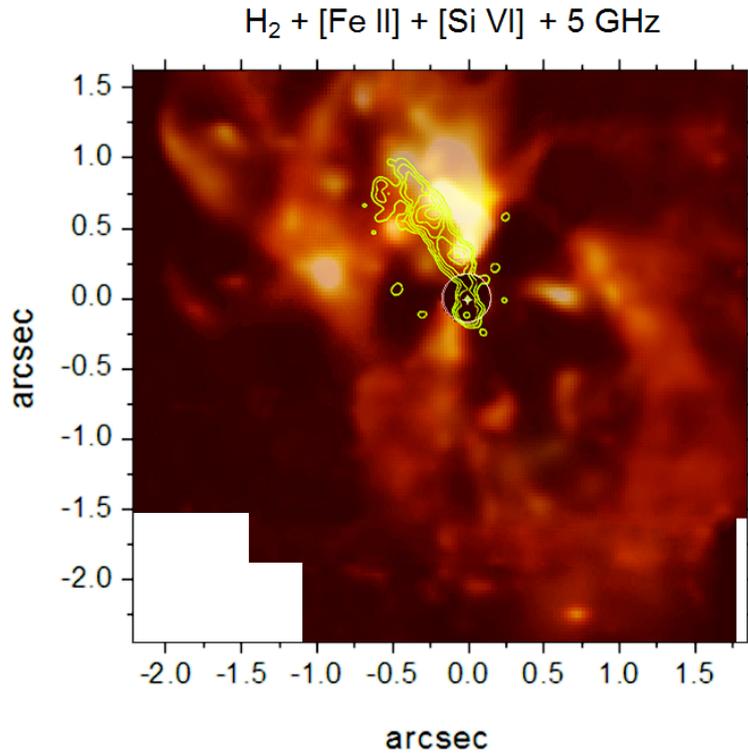


Figura 4.49: Mosaico da sobreposição dos mapas de fluxo das linhas de emissão de H_2 , $[Fe II]$ e $[Si VI]$ com os contornos da emissão em rádio 5 GHz. A intensidade das linhas está proporcional às imagens individuais.

material molecular frio na região equatorial do toro, fluindo através da “sombra” dos cones ionizados, no plano onde a bolha molecular apresenta sua assimetria.

Uma reflexão interessante diz respeito ao destino do gás confinado na bolha SW: iriam, algumas destas NCs, cair de volta numa rota inescapável para o AGN? Neste sentido, todo o gás confinado que é soprado numa direção preferencial poderia ser responsável por um segundo episódio de acreção no BN super-massivo.

4.7 Conclusões

Apresentou-se um novo cenário para o núcleo ativo de NGC 1068, suportado por dados de alta qualidade no NIR. As principais conclusões são as seguintes:

(i) As emissões $[Fe II]$ de baixa velocidade exibem uma estrutura de “ampulheta incandescente” que pode ser identificada como as paredes de dois cones de ionização. A ampulheta define um eixo no ângulo de posição $PA = 34^\circ \pm 4^\circ$.

(ii) A emissão H_2 é bem assimétrica. Enquanto que a parte norte a emissão é mais

intensa, exibindo nuvens de maior densidade, a parte sul a menor densidade parece ter permitido a formação de uma bolha quente que gás neutro e ionizado.

(iii) O cone de ionização sul, tal qual definido pela ampulheta da emissão [Fe II], parece fazer parte das paredes da bolha quente delimitada pela emissão H₂. O cone norte não se limita à bolha quente.

(iv) Estabeleceu-se uma origem comum para todas as NCs ionizadas como provenientes da interação entre o jato/vento AGN com o gás molecular (tal como no braço molecular norte e com as paredes internas da bolha no cone sul). Sua transição para NCs ionizadas são bem definidas pelo comportamento duplo na dispersão de velocidades encontrados nas propriedades das NCs de [Fe II] e H₂, com as últimas não excedendo 141 km s⁻¹.

(v) As nuvens de emissão [Si VI] são bem compactadas; mais do que as nuvens de [Fe II] e H₂. Numerou-se cada uma das NCs para todas estas linhas de emissão e identificou-se um total de 56 NCs. Estas NCs têm velocidades proporcionais em relação à distância da fonte central e, para maiores distâncias, estão alinhados com o ângulo de posição dos cones.

(vi) A maior parte da emissão Br γ pode ser associada às NCs de emissão [Si VI] apesar de terem algumas diferenças perceptíveis. A emissão P α é também, em sua maior parte, relacionada com a emissão de linha coronal, mas é capaz de descrever, com uma fraca emissão, os filamentos mais brilhantes da estrutura de ampulheta. Neste sentido, esta linha foi a única capaz de mostrar ambas as emissões relacionadas com as linhas [Si VI] e [Fe II].

(vii) Dois “projéteis” H₂, em forma de duas NCs identificadas, são vistos simetricamente localizados com respeito a estrutura central. As velocidades destas NCs valem -586 ± 2 km s⁻¹ e 300 ± 10 km s⁻¹.

(viii) Detectou-se uma emissão H₂ compacta peculiar (FWHM=0.12, ~ 9 pc) na extremidade sul da bolha, a qual provavelmente representa uma característica real, dados seus picos duplos deslocados com velocidades $v = 131$ e 1017 km s⁻¹. Assumindo um fenômeno cinemático simétrico, com velocidades $v = \pm 443$ km s⁻¹, seu *redshift* com respeito à velocidade sistemática da galáxia é de 574 km s⁻¹. Uma remanescente de supernova é dada como a explicação mais plausível.

(ix) A alta velocidade ($-1951 < v < -401$ km s⁻¹ e $328 < v < 1514$ km s⁻¹) da emissão [Fe II] tem um comportamento duplo. No cone sul, a emissão está confinada dentro

da emissão de baixa velocidade das paredes da ampulheta; no cone norte, não está. No cone NE a emissão [Fe II] de alta velocidade parece ter uma maior distribuição turbulenta, acima da bolha quente e das nuvens H₂. Esta emissão [Fe II] parece estar associada a nuvens parcialmente ionizadas, possivelmente blindadas da radiação UV ionizante da fonte central e, eventualmente, aquecida por radiação de raios-X.

(x) Propõem-se que um vento forte é formado no cone norte onde a emissão AGN atinge uma das nuvens moleculares de H₂. Este “vento secundário” provavelmente muda de direção e acelera as NCs emitindo [Si VI] bem como muda a direção e realça o jato em rádio. Além disso, é provavelmente a origem da assimetria norte-sul na emissão do gás ionizado, e responsável por acelerar as NCs na NLR.

(xi) As nuvens compactas emitindo [Si VI] parecem estar rompendo através de uma abertura no lado norte da bolha H₂, interpretada como uma bolha em menor escala.

(xii) Os ângulos de posição da distribuição de NCs emissoras [Si VI] e [Fe II] de baixa velocidade sugerem que elas se originaram de estruturas que não estão realmente alinhadas. Explica-se este fato pelo não-alinhamento entre o toro e o disco de acreção.

(xiii) O alinhamento das NCs [Si VI] em ambos os cones sugere que os feixes de ionização UV são altamente colimados, com o PA definido pelo jato, de $\sim 11^\circ$. Por outro lado, a radiação de raios-X parece ter um maior ângulo de abertura e isto é crítico para definir a geometria da região emissora de baixa ionização [Fe II].

(xiv) A emissão [Fe II] de baixa velocidade, a qual marca o contorno do cone sul, é espacialmente coincidente com a bolha molecular, delimitando um limite surpreendentemente estreito para a emissão de alta velocidade confinada (ver Fig. 4.29).

(xv) Em síntese, há três efeitos derivados a partir (1) do vento do disco de acreção (definindo uma espécie de “cone interno” visto na emissão [O III]), (2) da radiação colimada pelo toro (desalinhado com respeito ao disco de acreção) e (3) do vento secundário proposto. O fato de que a orientação após o desvio do jato, a mesma do vento secundário, é muito similar ao eixo do toro, e que define a geometria NLR traçada pela emissão [Fe II] de baixa velocidade, pode ser apenas uma grande coincidência e originar uma interpretação enganosa. Ambos os processos atuam em conjunto, de tal maneira que é difícil de separar o mecanismo de excitação. Entretanto, o primeiro mecanismo (vento secundário) explica principalmente a ampla cobertura da aceleração vista no regime de altas velocidades

para as linhas de emissão, e o último (radiação colimada pelo toro) explica o formato geral da estrutura de ampulheta. Uma tendência semelhante aconteceria no cone sul, apesar de que a exata localização onde o vento secundário se forma não ser tão clara.

(xvi) O anel emitindo H_2 ao redor da bolha quente é provavelmente uma região de foto-dissociação (em inglês, *photo dissociation region*, PDR), coincidente com as paredes do cone na parte sul da ampulheta, sugerindo uma associação entre a PDR e a zona de ionização parcial, responsável pela emissão de baixa ionização.

(xvii) Diferentemente do fluxo do gás molecular alimentando o núcleo proposto por Müller Sánchez et al. (2009), sugere-se que há um mecanismo adicional originado pelo fluxo de gás neutro resfriado na sombra do toro molecular que transfere gás da bolha quente para o toro.

Como perspectiva, espera-se explorar com mais detalhes a contribuição energética do jato (relacionada com o *outflow* secundário) e a radiação/vento provenientes do AGN (os quais definem a estrutura de ampulheta e do “cone interno”) para a cinemática descrita pela bolha e a expansão das NCs. Igualmente esclarecedor, seria explorar melhor os mecanismos de excitação para as NCs [Fe II], e definir o quanto de cada processo contribui para a emissão [Fe II]. Um esforço adicional tem de ser feito a respeito da viabilidade da nuvem molecular (localizada no pico de emissão do H_2 , como fornecedora de gás para a dinâmica da bolha. Muitos destes estudos subsequentes não seriam concebíveis sem as conclusões derivadas pela análise detalhada apresentada aqui.

Outras galaxias: IC 1459, NGC 5102 e NGC 5929

5.1 A galáxia LINER IC 1459

5.1.1 Introdução

IC 1459 é a galáxia referência quando se trata de galáxias *early-type* massivas, com um núcleo em rápida contra-rotação. É classificada como uma E3 gigante (de Vaucouleurs, 1991) (Fig. 5.1), cobrindo $5,2 \times 3,8$ arcmin do céu, com 1 arcsec correspondendo a $\sim 146,9$ pc, a uma distância de 30.3 ± 4 Mpc, (Ferrarese e Merritt, 2000), possuindo um raio efetivo $Re = 40'',6 = 6,2$ kpc (Burkert, 1993). Algumas propriedades físicas e morfológicas são citadas na Tabela 5.1.

O tipo de núcleo ativo que abriga é classificado como um LINER por observações no óptico (Phillips et al., 1986), cujas larguras de linhas proibidas foram medidas em ~ 500 km s⁻¹ (Cappellari et al., 2002). Sua magnitude na banda *K* observada é de 9,8, a banda mais brilhante desde o óptico ao infravermelho.

Tabela 5.1 - Propriedades físicas de IC 1459.

Tipo morf.	E3
D	30,3 Mpc
v_{radial}	1802 km s ⁻¹
z	0,006011
AGN	LINER
σ	370 ± 38 km s ⁻¹ ($1'' \times 1''$)
i	60° (Verdoes Kleijn et al., 2000)
v_{estelar}	$\sim \pm 150$ km s ⁻¹
M_{BN}	$2,7 \pm 1,1 \times 10^9 M_{\odot}$

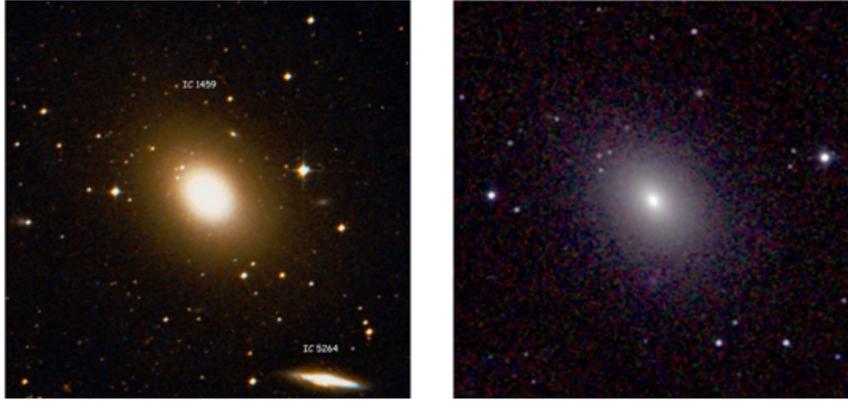


Figura 5.1: Esquerda: a galáxia IC 1459 no óptico, com 12 x 12 arcmin, mostrando a galáxia espiral IC 5264 do seu grupo de 10 galáxias (grupo n° 15 de Huchra e Geller 1982); direita: IC 1459 nos filtros *JHK*, com 6,8 x 6,8 arcmin, do 2MASS.

Algumas características peculiares chamam atenção: um núcleo estelar em rápida contrarotação em relação às estrelas restantes da galáxia e do disco de gás nos 10 arcsec centrais (Franx e Illingworth, 1988), que não pode ser identificado por observações fotométricas (Williams e Schwarzschild, 1979), faixas de poeira torcidas em torno do núcleo, desalinhadas em $\sim 15^{\circ}$ do eixo maior das estrelas (Carollo et al., 1997), mas com o mesmo PA nos $0''.5$ centrais (Verdoes Kleijn et al., 2000), e um disco central de gás ionizado que gira no mesmo sentido das outras estrelas da galáxia tendo uma inclinação de 60° (Forbes et al., 1995), embora sua elipticidade decresça apreciavelmente no centro, indicando mudança de inclinação, mais provavelmente representa um aumento da espessura do disco tal como é previsto pela velocidade superestimada dada pelos modelos. Há fortes evidências de interação no passado (Malin 1985 e Goudfrooij et al. (1990) detectaram uma estrutura que lembra um braço espiral Fig. 5.2.

IC 1459 exibe também uma forte fonte de rádio compacta com luminosidade de $5,5 \times 10^{22} \text{ W Hz}^{-1}$ em 5 GHz (Wright, 1996) com um diâmetro $< 0''.003$ (Slee et al., 1994), mas não há detecção de nenhum jato até uma escala de $1''$ (Sadler et al., 1989) nem qualquer sinal de ejeção de gás bi-direcional, comumente acompanhadas destes ajtos. A Fig. 5.3 mostra uma imagem em raios-X, com uma luminosidade $L_X = 8 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ de 0,3 - 8 keV (Fabbiano et al., 2003), ficando a um valor de 3×10^{-7} abaixo do limite de Eddington, típico de AGNs de baixa luminosidade (Matsumoto et al., 1997). Fabbiano et al. (2003) estimaram que, para uma eficiência de 10% do AGN, a acreção de Bondi corresponderia

a uma luminosidade de $\sim 6 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$, quase quatro vezes maior que a L_X . Aplicações do ADAF explicam o espectro em raios-X, mas não a elevada razão L_R/L_X . Um modelo de jato ajusta bem a faixa de rádio em $100 \mu\text{m}$ e de raios-X. A potência total no jato, neste caso, é de $\sim 10\%$ da luminosidade de Bondi, implicando que uma acreção próxima da taxa de Bondi é necessária, estimada em $\sim 0,16 M_\odot \text{ ano}^{-1}$, similar às taxas requeridas pelos quasares mais luminosos. Com a eficiência padrão adotada a luminosidade ainda está 10^{4-5} ordens de grandeza abaixo do esperado, então a questão é: porque a luminosidade observada é tão baixa?

Fazendo-se o caminho inverso, obtém-se uma eficiência de $8,5 \times 10^{-6}$, muito aquém do cenário esperado de acreções por BN, logo deve-se analisar maneiras pelas quais essa luminosidade não está escapando do núcleo. A primeira delas, o obscurecimento por poeira, falha ao se levar em conta as observações do IRAS 10 - $100 \mu\text{m}$ cuja luminosidade deveria ser 7500 vezes a observada em raios-X, não apenas 60, mesmo excluindo-se a contribuição estelar e atribuindo toda emissão à poeira. Modelos de acreção ineficientes, como o ADAF, não dão conta de explicar a razão L_R/L_X , necessitando ainda de um jato para explicá-lo, como no modelo ADIOS, mas a temperatura do disco, medida a partir do ajuste da SED, não parece ser suficiente para a potência requerida, a não ser que ele provenha da energia do spin do BN. Por fim, a hipótese de inibir a taxa de acreção devido ao momento angular do gás surge na ausência de modelos hidrodinâmicos de alta resolução para suportá-la.

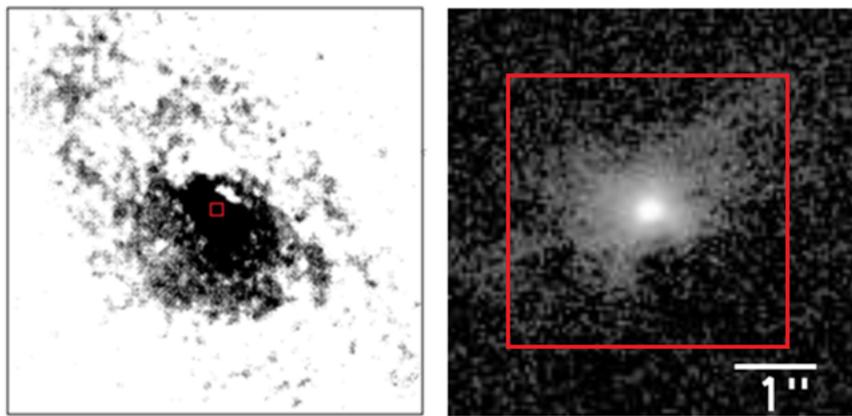


Figura 5.2: Esquerda: emissão das linhas $H\alpha + [N II]$ na região central de $1,34 \text{ arcmin}^2$ de IC 1459 (Goudfrooij et al., 1990). Direita: emissão nas mesmas linhas mostrando um disco de gás com morfologia irregular para $r > 0''.5$ com filamentos se estendendo em várias direções. O eixo maior da galáxia está na horizontal (Verdoes Kleijn et al., 2000). Os quadrados em vermelho marcam o campo de visão do SINFONI-VLT de $3'' \times 3''$ para esta galáxia.

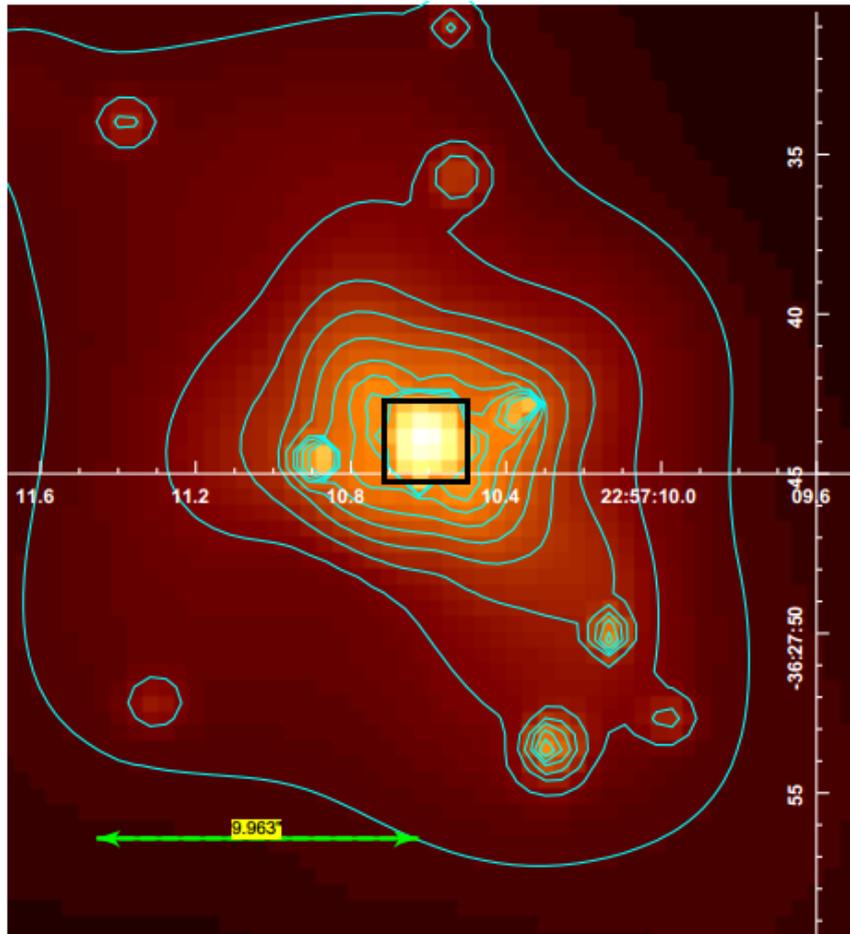


Figura 5.3: Imagem suavizada do Chandra (0,3 - 10 keV) do núcleo de IC 1459 (Fabbiano et al., 2003). A barra horizontal tem $10''$ e o quadrado preto delimita o FOV do SINFONI-VLT.

Modelos dinâmicos levam a concluir que a contribuição do halo de matéria escura para esta galáxia dentro de um raio de 100 arcsec é dinamicamente desprezível (Samurović e Danziger, 2005), que também calcularam uma razão massa-luminosidade de $\sim 8,8$. A partir de observações de fenda longa com o HST e o telescópio CTIO, com o método de superposição de órbitas de Schwarzschild (Rix et al. 1997; van der Marel 1998; Cretton et al. 1999) e a cinemática das estrelas Cappellari et al. (2002) estudaram o núcleo desacoplado de estrelas e concluíram que suas órbitas são quase circulares e possuem uma massa de $\sim 3 \times 10^9 M_{\odot}$, sendo o raio de influência do BN de ~ 140 pc.

A determinação da massa do SMBH pode ser tanto obtida a partir da modelagem das estrelas como do gás, independentemente, mas nenhuma das duas formas é totalmente acurada. Isso se deve ao fato do S/N ser, na maioria dos casos, insuficiente para extrair com precisão a distribuição de velocidades na linha de visada (LOSV). Em relação ao gás há

evidências de que seu movimento é perturbado, possivelmente por forças não gravitacionais agindo sobre ele, obtendo-se $M_{BN} = 2,6 \pm 1,1 \times 10^9 M_{\odot}$ a partir da cinemática estelar $3,5 \pm 1,1 \times 10^8 M_{\odot}$ a partir do gás, se este orbitar com velocidade circular em um disco fino. Vale notar que os cinco espectros de resolução de $0''.73$ foram obtidos de observações do solo, enquanto que apenas um foi observado pelo HST.

Pode-se ainda derivar a massa da relação $M_{BN} - \sigma$ fornecendo $M_{BN} = 1,1 \pm 0,3 \times 10^9 M_{\odot}$ (Tremaine et al., 2002), cujo espalhamento de $\sim 0,3$ dex inclui as massas calculadas anteriormente. Mais medidas em outras galáxias são necessárias para se comparar a confiabilidade de cada técnica. Na Fig. 5.4 ajusta-se a região central da galáxia para a componente estelar do disco desacoplado (em contrarotação).

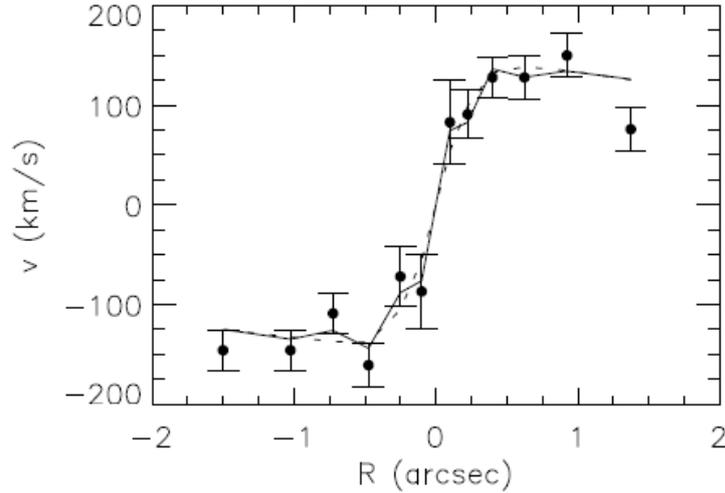


Figura 5.4: Ajuste feito às observações da cinemática estelar central pelo STIS/G430L com um PA = 39° . As linhas sólidas e tracejadas fazem parte do modelo dinâmico com parâmetros de regularização distintos (Cappellari et al., 2002).

Na Fig. 5.5 são comparadas as velocidades do gás com modelos de diferentes massas do BN, mostrando que, de fato, nenhum deles ajusta apropriadamente a cinemática do gás, mostrando inclusive, que com a massa derivada da cinemática estelar, não se está nem perto de um bom ajuste.

A dificuldade em se ajustar um modelo dinâmico para o gás pode residir no fato deste não possuir órbitas essencialmente keplerianas e não ser distribuído tal como um disco fino, podendo ser mais bem descrito por nuvens fragmentadas com a dispersão de velocidades contribuindo para o suporte hidrostático, fazendo-o orbitar com uma velocidade menor que a circular. Por ser um LINER, parte da ionização pode provir de choques, influenciando a

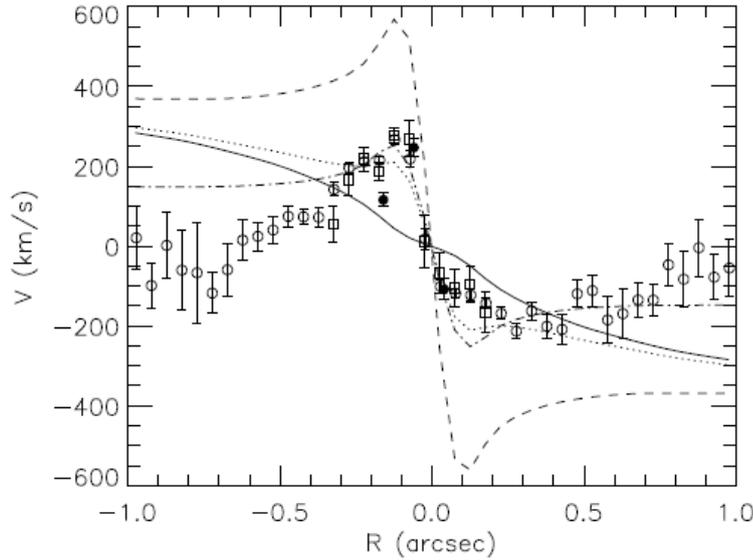


Figura 5.5: Modelos do STIS/G430L de cinemática do gás. Círculos abertos são as velocidades medidas para a linha de $[O II] \lambda 3727 \text{ \AA}$, quadrados abertos são as medidas para a linha de $H\beta$. Nos círculos cheios estão as medidas derivadas das linhas superpostas de $H\alpha + [N II]$. As linhas sólida, pontilhada e tracejada são as velocidades previstas pelo modelo assumindo $i = 60^\circ$ (inclinação do disco de gás), $\theta = 0^\circ$ (ângulo entre seu eixo maior projetado e a fenda) e com a massa do BN de $0, 3, 5 \times 10^8$ e $2, 6 \times 10^9 M_\odot$, respectivamente. A linha tracejada e pontilhada são para os parâmetros $i = 20^\circ$, $\theta = 0^\circ$ e $M_{BN} = 2, 6 \times 10^9 M_\odot$, ou seja, implica em um disco de gás torcido (Statler, 2001), pois a inclinação da galáxia não pode ser menor que $i < 55$ uma vez que corresponderia a densidades estelares distribuídas planas demais para uma galáxia elíptica. Por fim, um disco torcido invalida a hipótese de um disco fino de gás em equilíbrio (Cappellari et al., 2002).

cinemática do gás.

Também não é óbvio inferir a presença do BN pela dispersão central de velocidades, que não apresenta um aumento esperado, tendo sido medida, a partir do ajuste de uma gaussiana ao espectro do STIS num raio interno a $0''.1$, com $\sigma \sim 325 \text{ km s}^{-1}$. Verdoes Kleijn et al. (2000) verificaram que as dispersões para as linhas de $[O III]$ e $[O II]$ são maiores mais do que um fator dois no núcleo, em relação $H\beta$, $H\alpha + [N II]$ e $[S II]$. Não há nenhuma razão para esperar distribuições de fluxos idênticas destas linhas, e consequentemente cinemáticas iguais, uma vez que elas diferem na sua estrutura atômica, potencial de ionização, densidade crítica, etc., sendo esta última possivelmente correlacionada diretamente com a dispersão de velocidade. Linhas com alta densidade crítica tendem a ser mais fortemente concentradas próximas à fonte de ionização, tal como regiões em volta do AGN, onde a presença do AGN leva a um aumento da turbulência fazendo o gás se mover mais rapidamente, o que explica a correlação.

Esta galáxia, com todas as dificuldades para se estudar sua região central, pode estar

Tabela 5.2 - Observações de IC 1459 com os valores de seeing e massa de ar correspondentes. O número entre parênteses foram os cubos selecionados para a mediana.

Objeto (tempo exposição 600s)	Seeing (arsec)	Massa de ar (média)
02/10/2004		
SINFO.2004-10-02T03:30:20.999 (1)	0,84	1,034
SINFO.2004-10-02T04:03:21.658 (2)	0,76	1,063
SINFO.2004-10-02T04:39:13.383 (3)	1,01	1,116
SINFO.2004-10-02T04:55:39.147 (4)	1,00	1,150
03/10/2004		
SINFO.2004-10-03T00:25:33.314	1,17	1,169
SINFO.2004-10-03T01:08:56.790 (5)	0,95	1,086
SINFO.2004-10-03T01:59:11.550	1,40	1,034
SINFO.2004-10-03T02:42:28.424	1,46	1,022
SINFO.2004-10-03T03:03:48.833	1,26	1,026

inserida num cenário em que o núcleo foi formado pela aquisição de uma componente externa rica em gás que posteriormente se assentou no seu potencial formando estrelas, ou ainda, a explicação para um núcleo estelar em contrarotação pode provir da captura de um aglomerado estelar da própria galáxia (Holley-Bockelmann e Richstone, 2000).

Vemos que esta galáxia foi exaustivamente estudada ao longo das décadas, principalmente a respeito de sua natureza cinemática. No entanto, após 2010 existe apenas uma única menção à publicação falando diretamente sobre ela. Prichard (2015) obtiveram 24 IFUs com o KMOS para estudar sua cinemática estelar, com espectros disponíveis para toda extensão da galáxia. A proposta se estende ainda para detectar galáxias anãs ao redor de IC 1459 e estudar a fusão de galáxias no caso de elípticas massivas. No entanto nenhum resultado está disponível para visualização até a presente data.

5.1.2 Observações e redução de dados de IC 1459 com o SINFONI - VLT

Desde as observações de IC 1459 (PI: Dejonghe, H.) não houve publicação de seus dados obtidos com o IFU do SINFONI-VLT, com a escala de $0''.1 \times 0''.05$ na banda K . A faixa espectral após a redução de dados está entre $1.93\text{-}2.47 \mu\text{m}$, com uma resolução espectral de $\sim 60 \text{ km s}^{-1}$ e espacial $R=5090$, com campo de visão tendo $3'' \times 3''$.

Os cubos foram calibrados com a estrela Hip 003990 (magnitude na banda K de 7,181 e tipo espectral G2V) com $\text{FWHM}=0''.2$, observada com AO. Fez parte das observações

de aquisição do dia 03/10, com um tempo de exposição de 5s e *seeing* de 1".35.

Um dos motivos que pôde levar a não utilização dos dados foi uma indevida subtração das linhas de céu de 8 dos 9 cubos passíveis de se prosseguir sua análise após a sua montagem. Distribuídas por toda faixa espectral, havia linhas sobre regiões de interesse, onde possíveis emissões de H_2 ou $Br\gamma$ pudessem aparecer após uma cautelosa subtração do contínuo estelar com o STARLIGHT. Dos 8 cubos mal subtraídos usou-se apenas 5, com *seeing* melhores. Realizou-se uma normalização dos fluxos, que variam significativamente de cubo para cubo em até 1,5 vezes (ver Fig. 5.6).

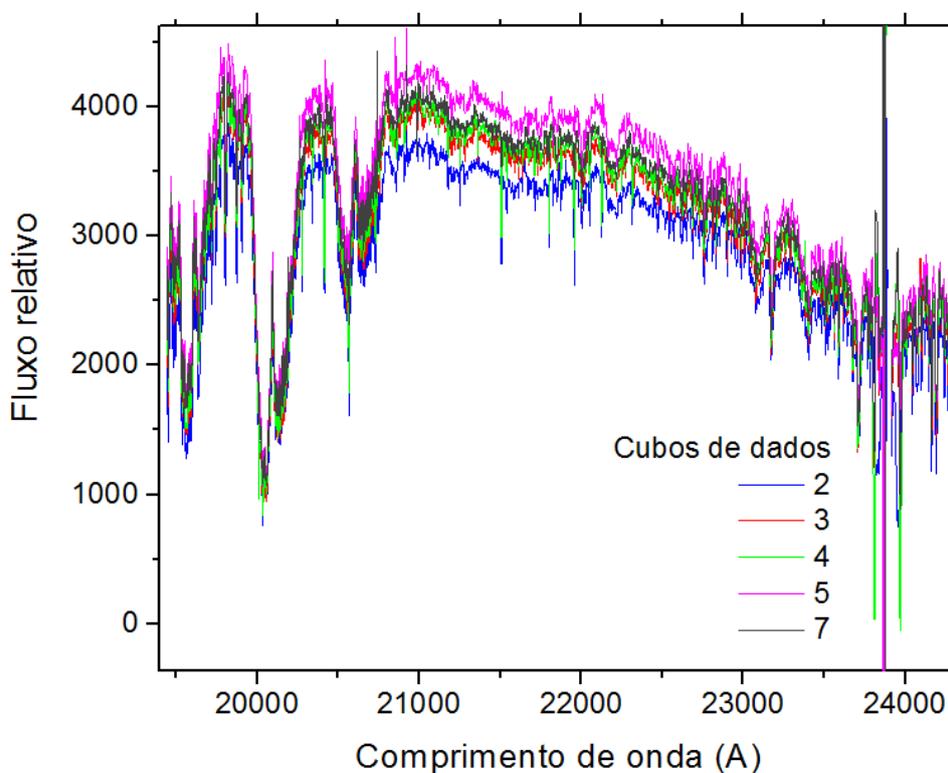


Figura 5.6: Espectros antes da calibracao de IC 1459.

O próximo passo consistiu correção da refração atmosférica diferencial. Um efeito pequeno ($\sim 0''.2$), mas crucial principalmente por duas razões: (1) na montagem de imagens cinemáticas, na comparação com imagens de outras linhas de emissão (distantes no espectro), bem como na própria combinação dos cubos de dados (pois a curva de deslocamento dos centróides varia para cada cubo de dados) e (2) nos resultados da análise PCA, que identifica este efeito já no primeiro ou segundo autovetor. Esta correção foi realizada empiricamente, ou seja, fazendo com que cada centróide fotométrico do bojo seja reposicionado

de modo que todos coincidam no cubo de dados final. Em seguida ajusta-se um spline, que normalmente o melhor ajuste se dá por um polinômio de segundo grau, e em poucos casos, de terceiro grau, em torno dos 20 centróides medidos e posterior correção das posições.

O espectro médio final mostrado na Fig. 5.7 resulta da mediana dos cubos de melhor *seeing* (assinalados de 1 a 5), com a correção do deslocamento dos centróides e livre de quaisquer problemas ocorridos na redução dos dados ou de raios cósmicos.

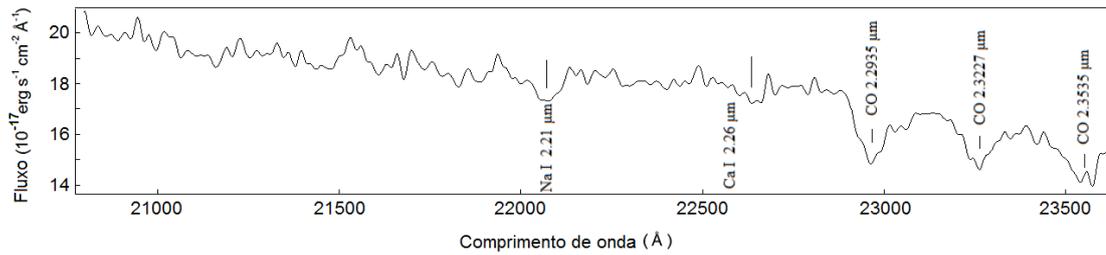


Figura 5.7: Espectro resultante da mediana para os cubos de dados utilizados de IC 1459.

Estando com os cubos de dados calibrados, livres de defeitos espectrais e sem o efeito de refração diferencial, são finalmente combinados em forma de mediana. O cubo resultante tem as dimensões espaciais reduzidas de acordo com o *dithering* utilizado nas observações, que, neste caso, foi de apenas $0''.2$. Embora se aplicado sozinho não tivesse muita relevância, o processo de re-amostragem espacial, que duplica o número de píxeis, interpolando o fluxo entre os píxeis adjacentes de forma a conservar o fluxo, pode ser um passo importante na melhora da resolução espacial quando combinado com técnicas posteriores. Esta etapa resulta em dois fatores: (1) a nova pixelagem passa a ser $0''.025 \times 0''.025$ e (2) são introduzidas altas frequências espaciais inerentes ao método, o que nos leva ao próximo procedimento.

A remoção de altas frequências espaciais é realizada através do filtro de Butterworth, com a escolha dos parâmetros mais apropriados para cada caso. O melhor resultado obtido (maior remoção de altas frequências com menor alteração do perfil de luminosidade do bojo) foram com os valores $n = 6$ e frequências de corte $f_x = 0.30$ e $f_y = 0.25$. Na Fig. 5.8 mostra-se o efeito que a remoção de altas frequências espaciais tem no espectro da galáxia. Em vermelho está o espectro com as altas frequências e em preto o espectro extraído após a sua remoção. Na Fig. 5.9 está mostrado a média do cubo da subtração entre o cubo original com o filtrado, ressaltando as características do ruído removido. Tanto do gráfico

Tabela 5.3 - FWHM do bojo da galáxia IC 1459 medida antes e depois da deconvolução, com incertezas menores que 1%.

		FWHM (arcsec)		
		Antes	Depois	Redução (%)
x		0.86	0.77	11
y		0.68	0.55	18

quanto da imagem percebe-se que o resíduo proveniente da subtração de ambos apenas removeu o ruído da imagem. O fluxo do bojo foi afetado em apenas 2,2%, uma fração desprezível frente ao ruído removido.

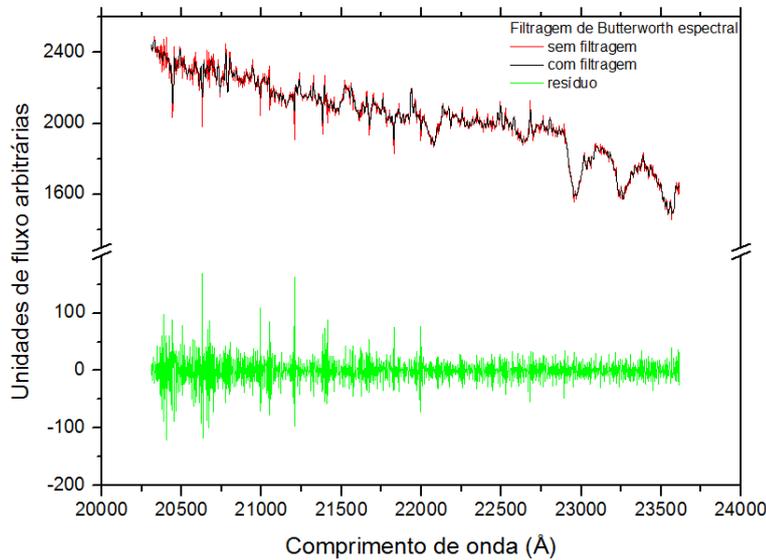


Figura 5.8: Efeito da filtragem de Butterworth nos espectros não filtrado (vermelho) e filtrado (preto), com o respectivo resíduo da sua subtração.

O último procedimento consistiu na aplicação da deconvolução, que, na ausência de uma PSF extraída dos dados, optou-se por usar uma PSF real da estrela de melhor seeing observada na primeira noite de aquisição dos dados. Neste caso, seguiu-se o mesmo procedimento de tratamento de dados que o da galáxia para o cubo de dados da estrela e montou-se um “cubo de PSFs”, de modo que cada intervalo espectral na galáxia fosse submetido à deconvolução feita com a PSF da estrela no comprimento de onda correspondente (visto que a óptica adaptativa possui desempenhos diferentes ao longo da faixa espectral). Para comparar os cubos antes e depois da deconvolução, a Tabela 5.3 mostra um significativo decréscimo da FWHM medido a partir do centróide do bojo da galáxia.

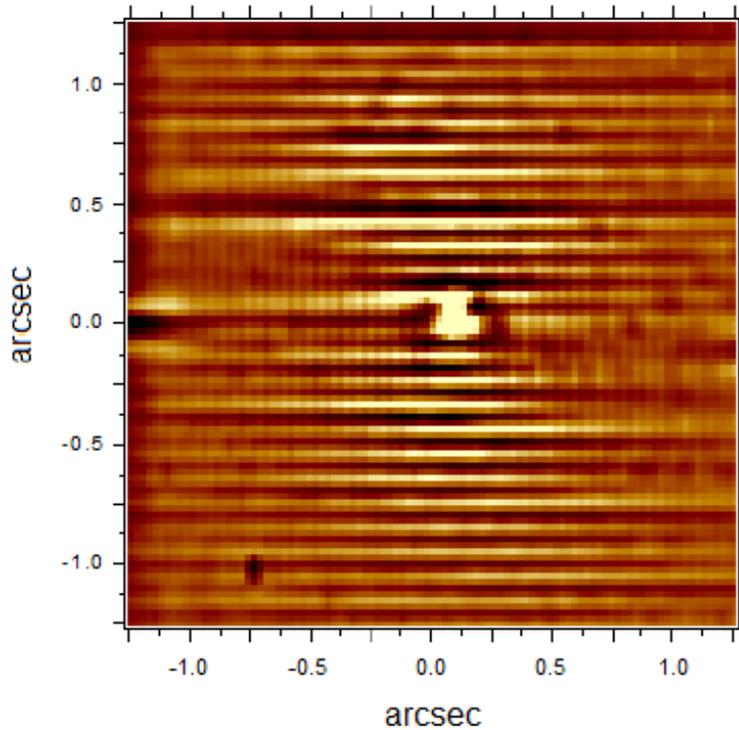


Figura 5.9: Imagem do ruído resultante da subtração da média do cubo de dados sem a filtragem de Butterworth com a média do cubo filtrado.

5.1.3 Análise de dados

Tomografia PCA e remoção de fingerprint

Como primeira análise, e que enormemente justifica o esforço em produzir um único cubo de dados livre de quaisquer defeitos, aplicou-se o método de tomografia PCA no cubo com o contínuo.

Nas Figs. 5.10 e 5.11 estão os resultados para os 5 primeiros tomogramas do PCA. Como esperado, explicando 93% da variância total do cubo de dados (Tabela 5.4), o primeiro autovetor E1 mostra basicamente o bojo estelar da galáxia, com as respectivas bandas de absorção de CO. O tomograma 1, equivalentemente, não difere espacialmente da imagem original da galáxia, tendo um ângulo de posição $PA=34^\circ \pm 1^\circ$, precisamente o mesmo medido com o HST no filtro *F631N*.

O autoespectro E2 revela um forte indício da presença de um contínuo avermelhado, normalmente associado à presença de poeira. O respectivo tomograma mostra uma marcante estrutura que lembra um disco, ou mesmo um *outflow*. Como *outflows* não são comu-

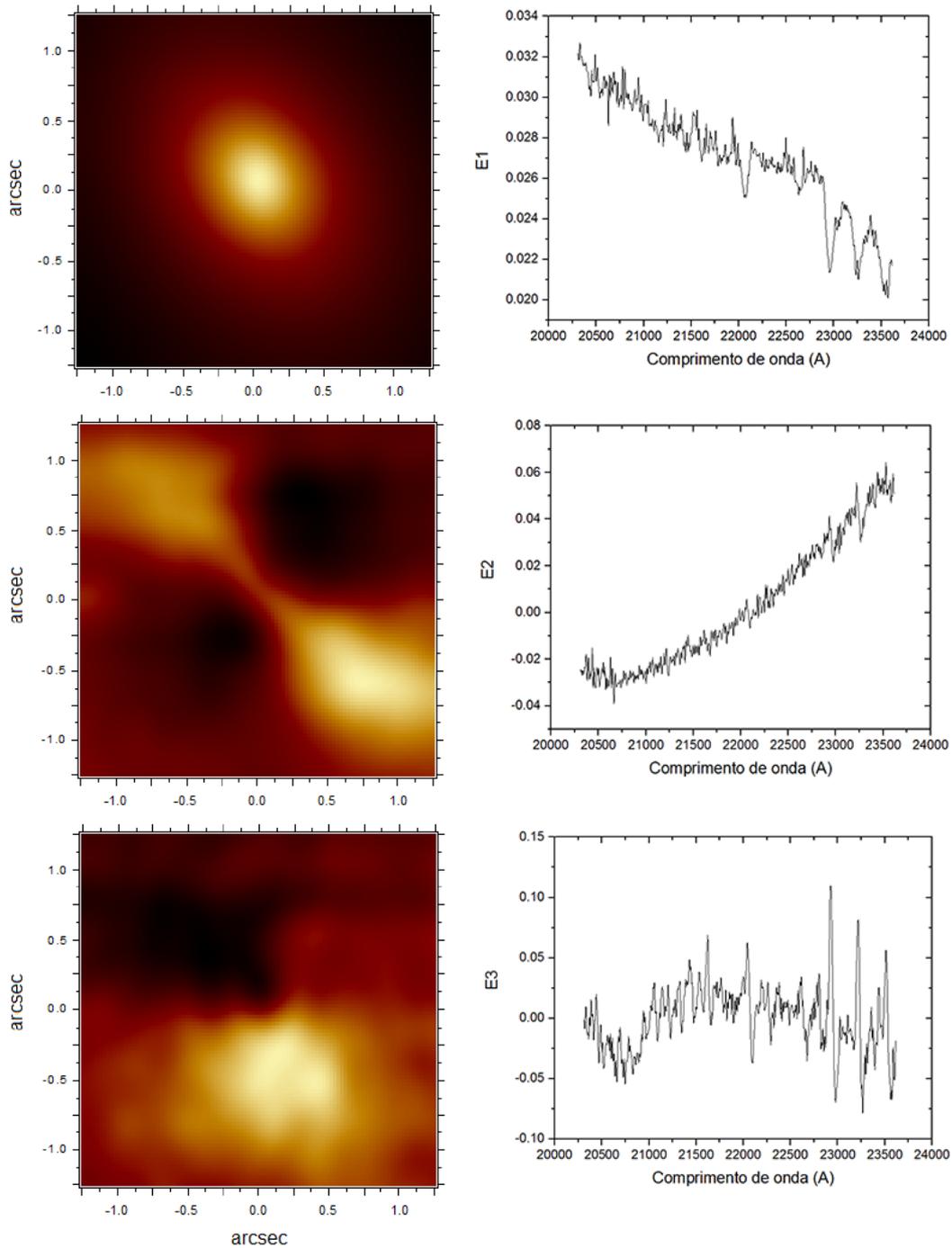


Figura 5.10: Os três primeiros tomogramas e autoespectros da tomografia PCA de IC 1459, com o contínuo espectral. O norte aponta para cima.

mente associados à poeira, provavelmente estamos vendo um disco de gás com $PA=48^\circ \pm 2^\circ$. De fato, Ricci et al. (2015) mediu exatamente o mesmo valor de PA para um disco de gás detectado na cinemática das linhas de $H\alpha + [N II]$, embora a imagem das asas vermelha e azul da componente estreita destas linhas revele um $PA=22^\circ \pm 3^\circ$. A razão para esta diferença é

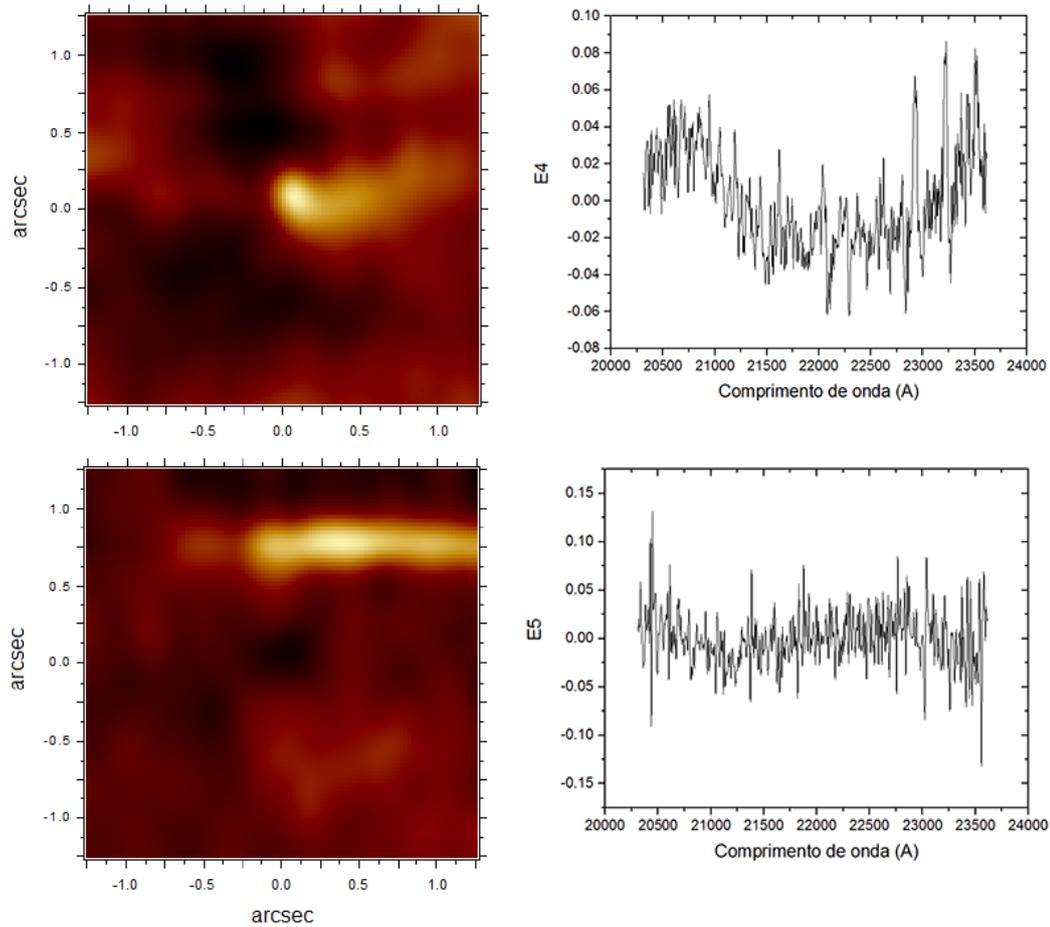


Figura 5.11: Continuação da Fig. 5.10, com os tomogramas e autoespectros 4 e 5. O norte aponta para cima.

simples: em imagens de perfis de linhas tende-se a manter a assinatura cinemática ponderada pela intensidade, enquanto mapas cinemáticos levam em conta apenas o deslocamento do centróide da Gaussiana. Sendo assim, há uma forte indicação de duas componentes cinemáticas no gás ionizado, sendo uma com o mesmo PA do disco de poeira encontrado e uma segunda provavelmente associada a uma perturbação causada por um *outflow* de gás. Há uma segunda menção a um disco de gás ionizado, visto também em $H\alpha+[N II]$, cujo PA nos $0''.5$ centrais vale 37° (Verdoes Kleijn et al., 2000). Dada a precisão dos ângulos obtidos começa-se a perceber a complexidade da distribuição espacial das diferentes componentes cinemáticas que IC 1459 pode abrigar em seu núcleo.

Embora o PCA não forneça informação sobre fluxo, se assumirmos que esta correlação mantém a mesma forma que teria em uma imagem real da mesma emissão, podemos dizer que o lado inferior do disco é, em média, $\sim 1,5$ vezes mais intenso. Este disco possui uma

Tabela 5.4 - Tabela de variâncias do PCA 1 de IC 1459.

Autovetor	Variância explicada (%)
E1	93,2
E2	3,4
E3	1,6
E4	0,2
E5	0,08
Variância total	98,48%

Tabela 5.5 - Tabela de variâncias do PCA 2 de IC 1459.

Autovetor	Variância explicada (%)
E1	84,8
E2	7,5
E3	2,6
Variância total	94,90%

mudança abrupta na sua espessura projetada, de 85 ± 12 pc nas bordas à 30 ± 16 pc na parte menos espessa da região central.

O autoespectro E3 mostra, como esperado, a assinatura da rotação estelar, visto como anticorrelações nas asas azuis e vermelhas das bandas de CO, principalmente. Como medido, o $PA=41^\circ \pm 1^\circ$, 7° a mais de diferença com respeito ao eixo maior da galáxia. Vê-se também uma assinatura de baixa frequência espacial no autoespectro, um conhecido *fingerprint* do SINFONI, que será posteriormente removido.

Os autoespectros 4 e 5 não revelam nenhuma característica física da galáxia, ao contrário, estão expostos aqui para mostrar que o PCA comumente identifica artefatos instrumentais nos cubos de dados. Ambos apresentam faixas nos tomogramas, com uma assinatura espectral visível e facilmente removível. De fato, primeiro corrigiu-se esta característica unicamente no autoespectro 3 e reconstruiu-se o cubo com o novo autoespectro. O resultado pode ser visto no novo PCA mostrado na Fig. 5.12, com as variâncias explicadas na Tabela 5.5. Apenas dois autovetores são mostrados, indicando que o defeito visto como faixas no antigo tomograma 3 agora não aparece no novo tomograma 2 da cinemática estelar. No entanto, o autoespectro 3 continua a mostrar a faixa superior.

Um terceiro PCA foi realizado, corrigido-se os demais defeitos e os novos tomogramas são mostrados na Fig. 5.13, juntamente com as novas variâncias explicadas (Tabela 5.6).

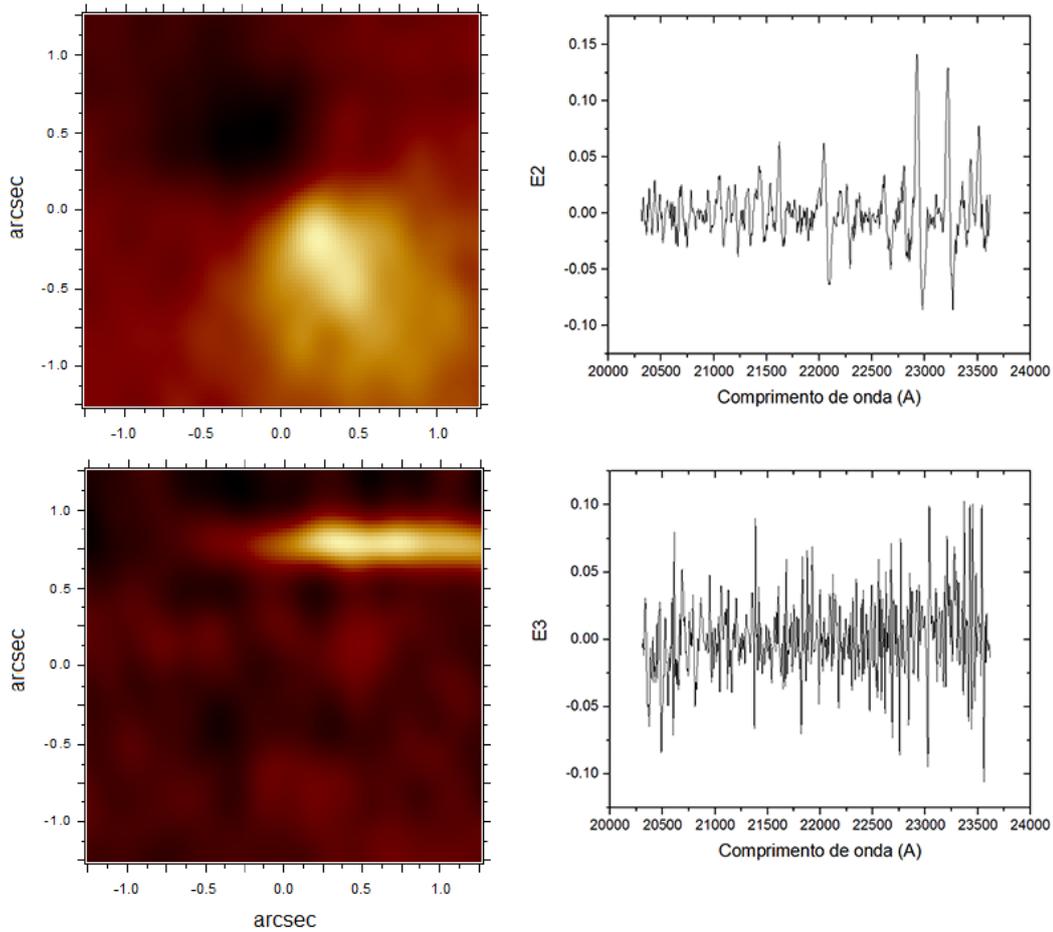


Figura 5.12: Um segundo PCA de IC 1459 com o *fingerprint* do autoespectro 3 corrigido.

Agora nenhuma faixa aparece, nem associada a um tomograma com significado físico. Tomogramas e autoespectros de ordem maior não possuem interpretação clara e não são relevantes para serem mostrados aqui.

Finalmente, subtraiu-se o contínuo estelar, e as demais componentes espectrais (poeira e *featureless continuum*) de todos os espectros através do software STARLIGHT. Não será apresentado o resultado da parte estelar pelo motivo de que o intervalo espectral da banda K , e ainda do recorte utilizado no cubo combinado, ser demasiado curto para um resultado confiável das populações estelares derivadas. No entanto continua sendo uma técnica eficaz na subtração do contínuo. Na Fig. 5.14 mostramos o resultado deste último PCA, e as variâncias na Tabela 5.7.

Devido ainda a uma subtração imperfeita, voltamos a ver distintamente no tomograma

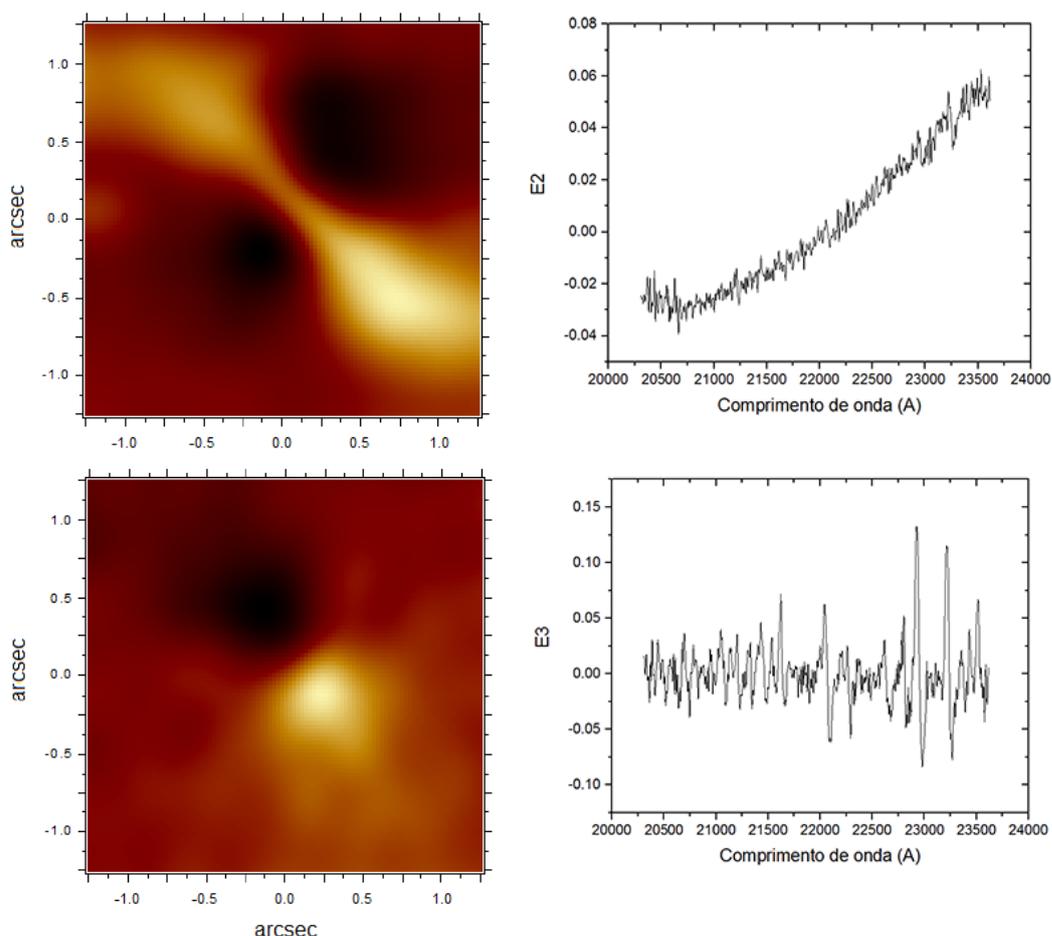


Figura 5.13: Um segundo PCA de IC 1459 com os autoespectros 4 e 5 corrigidos.

1 o bojo estelar, no entanto o autoespectro 1 mostra uma pista da detecção da linha de $\text{Br}\gamma$, em 21661 \AA . No tomograma 2, de modo semelhante, ainda se vê uma cinemática remanescente das linhas de CO mal subtraídas.

Já o autoespectro 3, nos revela algo novo, isolando melhor uma correlação relacionada ao gás ionizado na linha de $\text{Br}\gamma$.

Vale lembrar que esta detecção não é propriamente uma linha de emissão, pois o autoespectro não fornece unidade física de fluxo, de modo que pode-se extrair as velocidades (depende só do comprimento de onda), mas para extrair a dispersão de velocidade (que depende da intensidade da linha) não é possível através de um autoespectro. Como esta é uma detecção exclusiva do PCA, ou seja, não é possível extrair o perfil de linha do espectro original, medimos os parâmetros do ajuste Gaussiano (assumindo que a linha seja representada pela curva azul), como tendo o centro em $\lambda 21\ 534,8 \text{ \AA}$, que fornece uma velocidade

Tabela 5.6 - Tabela de variâncias do PCA 3, com *fingerprints* corrigidos, de IC 1459.

Autovetor	Variância explicada (%)
E1	75,9
E2	19,3
E3	3,2
Variância total	98,40%

Tabela 5.7 - Tabela de variâncias do PCA 3, do cubo de dados com o contínuo subtraído de IC 1459.

Autovetor	Variância explicada (%)
E1	71,1
E2	22,4
E3	5,0
Variância total	98,50%

em *blueshift* de -1747 km s^{-1} . A julgar pelo comprimento de onda das bandas de CO, o espectro está calibrado corretamente em comprimento de onda, confirmando a alta velocidade detectada para o $\text{Br}\gamma$. Infelizmente não podemos ter uma idéia da FWHM, visto que a “altura” da linha no autoespectro não possui um pico de intensidade correspondente para se medir a sua dispersão. Para efeito de completeza, apenas, medimos um valor de $35 \pm 1 \text{ \AA}$ para a FWHM no autoespectro, equivalente a um $\sigma = 206 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$. Este seria um limite inferior, visto que a “altura” da linha deve necessariamente ser menor no espectro real (se fosse tão proeminente quando no autoespectro 3 ela seria facilmente detectável no espectro real).

De qualquer modo, a detecção de dois cones de ionização é algo novo no infravermelho, possuindo um $\text{PA} = 136^\circ \pm 2^\circ$. Esta orientação é precisamente perpendicular àquela encontrada para o disco de gás ($\text{PA} = 48^\circ \pm 2^\circ$). No óptico, no GMOS-Gemini, Ricci et al. (2015) encontrou um $\text{PA} = 22^\circ \pm 3^\circ$ para a imagem da cinemática do gás ionizado em $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$, que está desacoplada do disco, provavelmente afetada pelo *outflow* detectado.

Na Fig. 5.15 estão algumas composições RGBs dos tomogramas encontramos. Em (a) vê-se o disco de gás em vermelho e o cone de ionização em azul, perpendiculares entre si. Uma característica marcante é o fato do centro fotométrico do bojo claramente não coincidir com o vértice aproximado dos cones, estando $0''.11 \pm 0''.2$ distante na direção do disco, o que dá $\sim 16 \text{ pc}$. Esta é uma evicência de que o BN central não está no centro da

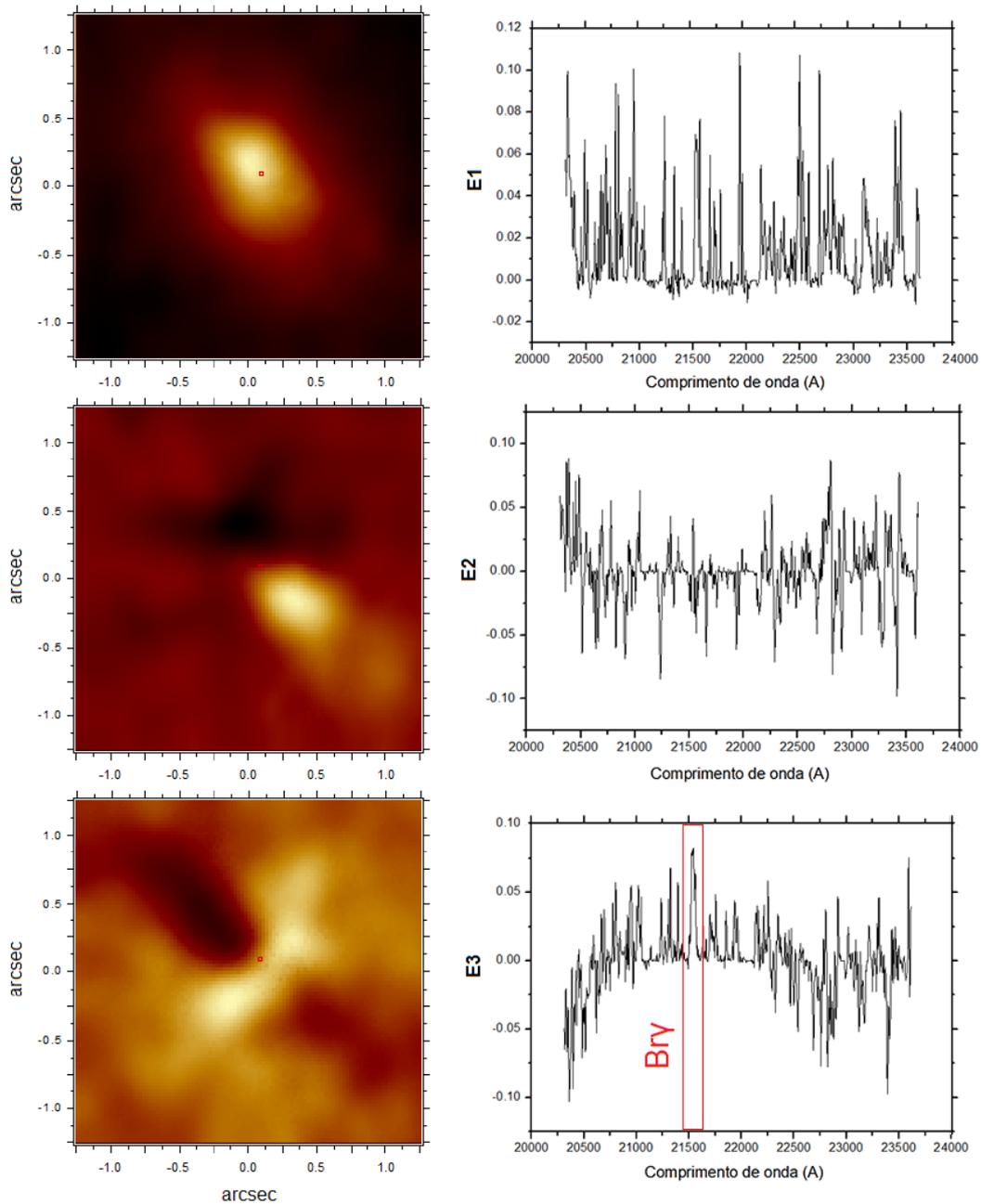


Figura 5.14: Primeiros 3 tomogramas e autoespectros do PCA de IC 1459 com o contínuo espectral subtraído. O quadrado vermelho denota o centro do bojo.

galáxia (dado pelo centro cinemático do bojo).

Em Fig. 5.15 (b) está sobreposto o cone de ionização (azul), o disco de gás (verde) e o tomograma do cone de ionização multiplicado por -1 (vermelho). O intuito desta imagem é mostrar que, se há um lado menos ionizado do disco, este lado é onde a cor vermelha é mais intensa (maior anti-correlação com o gás ionizado). Em contrapartida, o lado direito

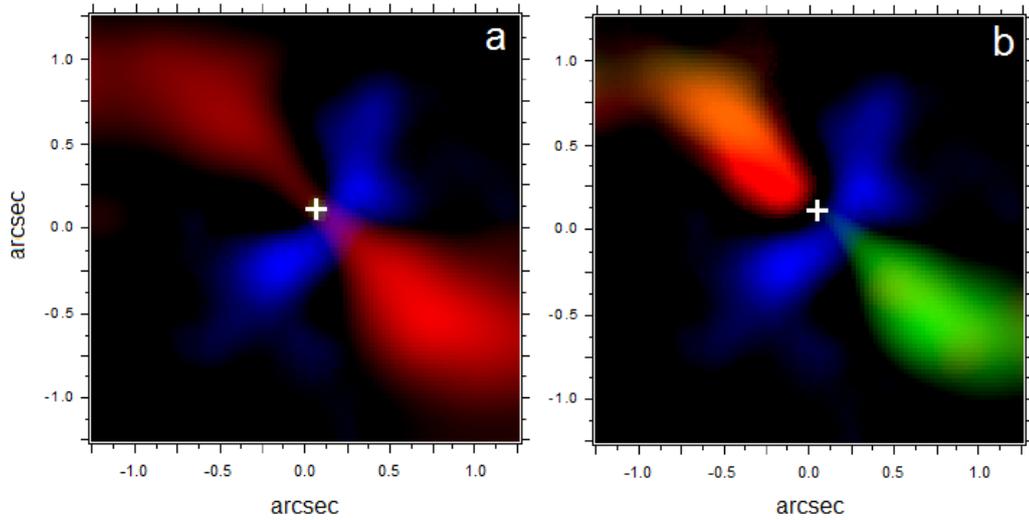


Figura 5.15: Composição RGB para os seguintes tomogramas e imagens: (a) tomograma 2 (vermelho), mostrando o disco e 3 (azul), mostrando o cone de ionização, do PCA do cubo de gás; (b) tomograma 3 (em *blueshift* e *redshift*) da cinemática estelar do PCA do cubo com os autoespectros corrigidos e o centro fotométrico do bojo (verde). O centro do bojo é marcado com a cruz branca.

do disco, que é o lado mais intenso, pode estar mais correlacionado com o gás ionizado. Neste sentido o disco de gás seria assimétrico em termos de ionização, embora os cones estejam perpendiculares a ele.

A cinemática estelar

Gerhard (1993); van der Marel e Franx (1993) coincidentemente publicaram, simultaneamente, o mesmo método para quantificar o comportamento cinemático do perfil de linha extraído de um conjunto de órbitas medidos para estrelas e/ou gás em uma galáxia. Visto que a velocidade na linha de visada (LOS v) pode apresentar desvios de uma única Gaussiana, encontrou-se um método de caracterizar a forma do perfil observado através de uma série de polinômios de Gauss-Hermitte truncada no quarto termo. Desta forma, seria possível ter total entendimento do tipo de grupos de órbitas que se estaria observando e dar interpretação física à forma do perfil encontrado, para cada um dos quatro momentos da série. Os demais momentos, além de não terem um significado imediato, estão diluídos no ruído das observações.

Os dois primeiros momentos descrevem a conhecida velocidade radial e dispersão de velocidades, e isto seria o suficiente se os perfis não apresentassem desvios de uma única Gaussiana. Os dois momentos seguintes, denominados h_3 e h_4 , quantificam uma assimetria uni-

lateral/obliquidade do perfil da Gaussiana, ou *skewness*, e um “achamento/estreitamento” em relação ao perfil normal, ou *kurtosis*, respectivamente. Na Fig. 5.16 estão representados estes momentos em dois gráficos. Ambos mostram uma curva Gaussiana simétrica, e duas curvas para dois valores diferentes de h_3 e h_4 . A forma da assimetria h_3 deriva da soma de duas (ou mais) Gaussianas, representando a soma de famílias de órbitas circulares e não circulares, ou um grupo de órbitas exclusivamente não circular. Já em h_4 representa diretamente o perfil de densidade de estrelas do halo juntamente com o do disco. Em órbitas cuja contribuição cinemática vem majoritariamente de um halo proeminente, o perfil é mais plano no topo, como se fosse uma Gaussiana “cortada”, enquanto núcleos conspícuos também podem representar uma dispersão menor no centro.

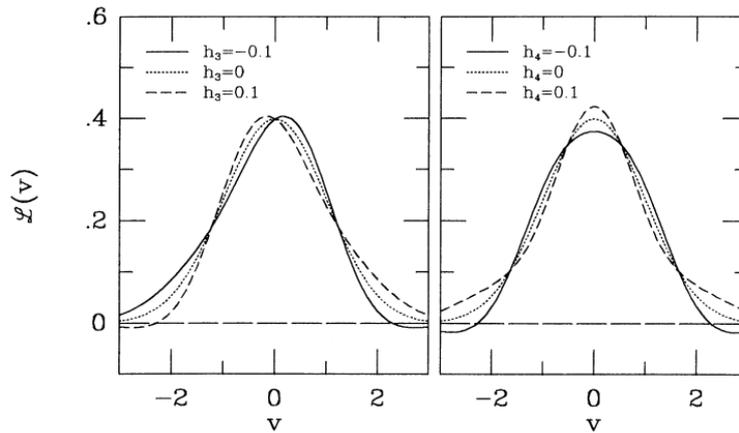


Figura 5.16: Momentos de Gauss-Hermite h_3 e h_4 , para dois valores distintos de cada (curvas sólidas e tracejadas), comparado a um perfil Gaussiano (curva pontilhada) (van der Marel e Franx, 1993).

Para extrair a distribuição de velocidades na linha de visada, usou-se as bandas de absorção estelares ^{12}CO e ^{13}CO para ajustar a melhor combinação de um conjunto de espectros estelares (Winge et al., 2009), convoluídas por uma série de Gauss-Hermite. Tomou-se o cuidado para mascarar a linha de $\text{Br}\gamma$ (embora dificilmente visível no espectro) antes de se extrair um valor de velocidade para cada spaxel do cubo. O melhor ajuste é encontrado através do método PENALIZED PIXEL FITTING (pPXF), implementado por Cappellari e Emsellem (2004) e o resultado está mostrado na Fig. 5.17.

Em (a) mostra-se o mapa de velocidade radial da galáxia, com $\text{PA}=33^\circ\pm 1^\circ$, semelhante ao PA fotométrico do bojo estelar, mas $\sim 10^\circ$ inferior ao medido pelo resultado do PCA. Esta diferença é real e se deve ao fato de que o PCA dá mais peso às correlações onde a

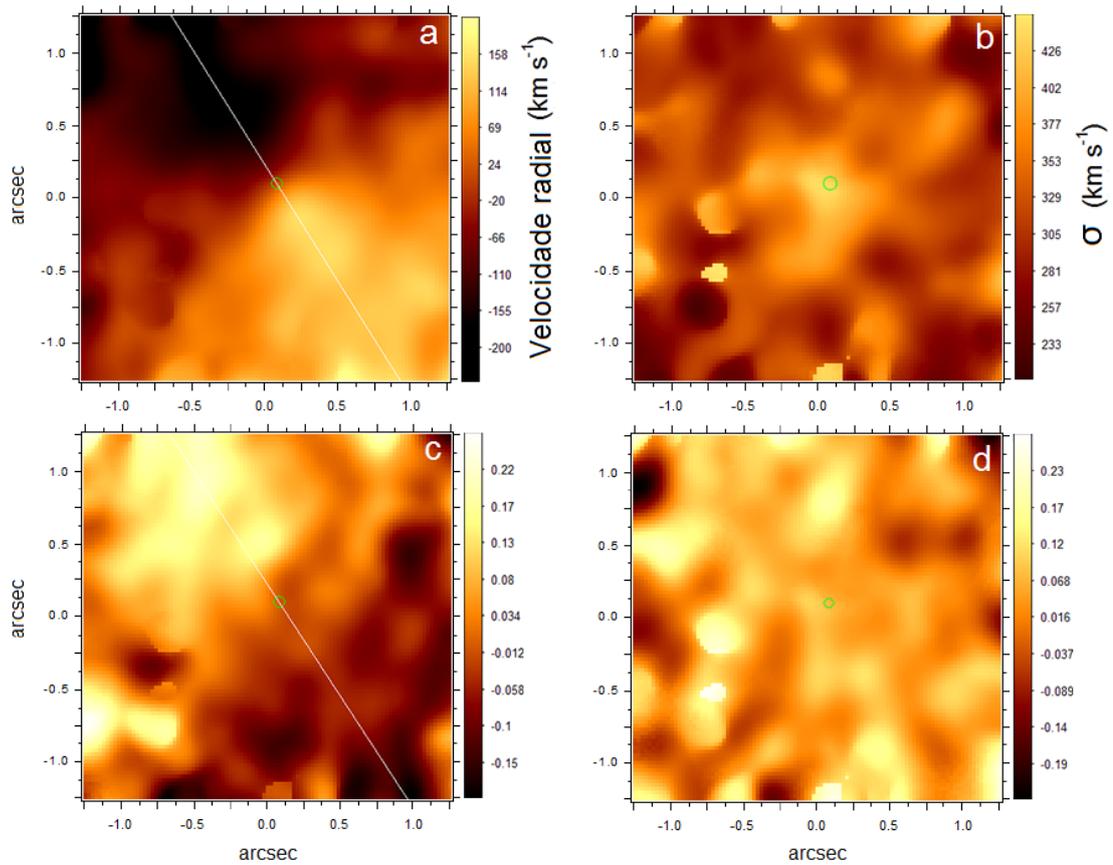


Figura 5.17: Resultado do ajuste pPXF para a cinemática estelar em IC 1459; em (a) está a velocidade radial, em (b) a dispersão de velocidades e em (c) e (d) os momentos de Gauss-Hermite h_3 e h_4 . O círculo verde denota o centro do bojo.

intensidade é maior, ou seja, na região central. Deste modo o PA da cinemática estelar varia de acordo com a distância, diminuindo para raios maiores.

Como o método pPXF é o mais preciso para fornecer o centro cinemático, analisamos a sua posição em relação ao centro fotométrico do bojo no gráfico da Fig. 5.18. Nele estão os pontos da curva de velocidade radial extraída ao longo do PA cinemático derivado pelo pPXF (em preto). Nota-se que o centro cinemático está deslocado de $0''.1 \pm 0''.03$ do centro do bojo, por uma diferença em velocidade de $\sim -50 \text{ km s}^{-1}$. De fato, é surpreendente que este deslocamento é igual ao deslocamento aproximado dos vértices dos cones de ionização (pequenas diferenças no PA do deslocamento pouco importa, visto que a distância é muito pequena). Em outras palavras, o centro cinemático do bojo de IC 1459 coincide com a posição estimada para o BN e, obviamente, nenhum destes dois coincide com o centro fotométrico do bojo. Vale ressaltar que as três posições são inferidas todas por métodos

diferentes entre si, o que traz robustez a esta interpretação.

Os pontos vermelhos no gráfico representam a curva de velocidade radial espelhada em ambas as direções x e y , com o intuito de mostrar a partir de que raio as órbitas se tornam compatíveis com trajetórias circulares, visto que se todo o campo as apresentasse, as duas curvas se sobreporiam com perfeição. Logo, está mostrado que as órbitas não são circulares até um raio $r \sim 0''.8$, de acordo com as observações espectroscópicas feitas por Cappellari et al. (2002), que não tinham resolução abaixo deste valor para verificarem o mesmo.

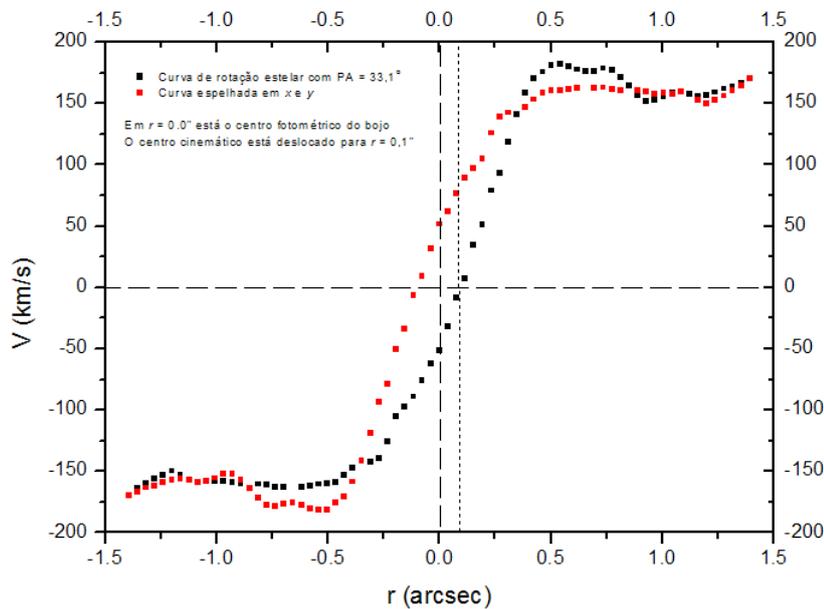


Figura 5.18: Curva de velocidade radial medida pelo pPXF. Quadrados pretos indicam as medidas de velocidade de rotação estelar ao longo do PA da galáxia, derivado como 33° . Os quadrados vermelhos mostram os mesmos anteriores espelhados nos eixos x e y para mostrar como definiu-se o zero cinemático, deslocado de $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$ do centro do bojo estelar.

Para evidenciar ainda mais a falta de órbitas circulares no centro, na Fig. 5.19 a mesma curva espelhada descrita pelos pontos em vermelho no gráfico anterior é transladada até a curva real para verificar a sua simetria em relação ao centro fotométrico. Fica claro que ao menos no intervalo entre $0''.8 > r > 0''.1$ as órbitas são assimétricas. Definir a razão da assimetria e, de modo geral, os desvios de órbitas circulares, *warps* e diferentes inclinações, é um desafio há muito confrontado através de aprimoramentos de modelagens e aplicações em grandes amostras de galáxias.

Quando à dispersão de velocidades, em (b), vê-se um aumento do seu valor na região

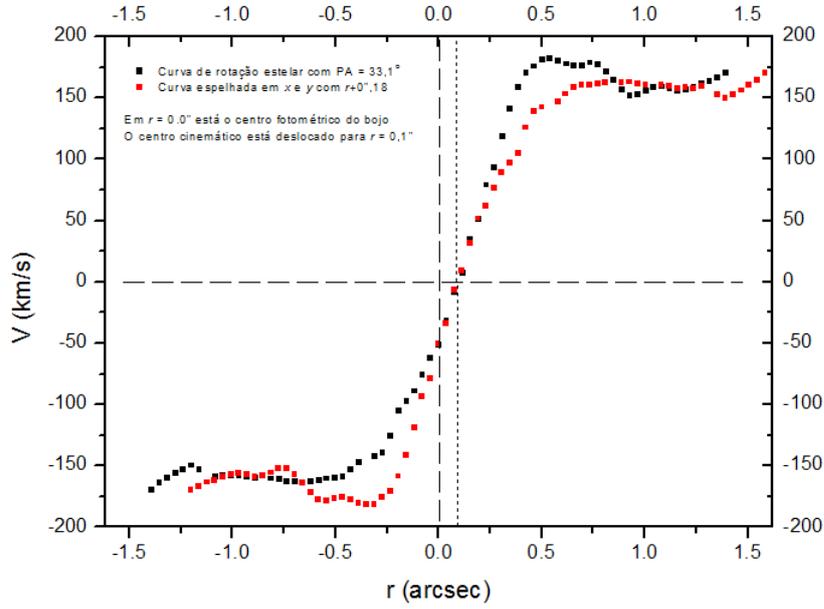


Figura 5.19: O mesmo que a Fig. 5.18, mas com a curva espelhada deslocada até se sobrepor com o centro da curva original, ou seja, o centro cinemático em relação ao bojo, para evidenciar que ambas não são simétricas entre si, indicando órbitas não circulares.

central, com uma média de $370 \pm 38 \text{ km s}^{-1}$ nos $1'' \times 1''$ centrais, 40 vezes menor que o raio efetivo para esta galáxia, e atingindo valores de até 460 km s^{-1} . Para fins de completude, usando a relação $M_{BN} - \sigma$ de Ferrarese e Merritt (2000), obtém-se uma massa de $9,4_{-1,6}^{+0,7} \times 10^9 M_{\odot}$ para o BN central, mais em acordo com a massa medida a partir da cinemática estelar em Cappellari et al. (2002).

Finalmente, são mostrados os mapas de estruturas $h3$ e $h4$, que quantificam características intrínsecas acerca da forma do perfil das bandas de CO, cujos momentos foram explicados no início desta seção. A única estrutura identificável se dá no momento $h3$, mostrando órbitas radiais assentadas em um disco e, como era esperado, com órbitas não circulares em um raio $r < \sim 0''.1$, como foi mostrado nos gráficos anteriores.

5.1.4 Resultados e conclusões

A galáxia E3 IC 1459 começou a ser estudada devido sua característica marcante de possuir um núcleo estelar em rápida contrarotação, evocando-a comumente como o exemplo típico de fusão de galáxias (Franx e Illingworth, 1988). No entanto, o gás rotaciona no mesmo sentido que o restante do corpo da galáxia, indicando que, se houve um único evento de fusão, a segunda galáxia não possuía uma fração significativa de gás. Também

foi estudada com o intuito de testar os primeiros modelos cinemáticos elaborados, como o de van der Marel e Franx (1993).

No entanto, mesmo possuindo uma vasta coleção de dados de alta qualidade, ainda não foi possível fechar o assunto quanto à história de formação desta galáxia, principalmente devido à sua complexa cinemática, apresentando componentes orbitais distintas, cuja possível assinatura de uma fusão perdeu toda sua identidade física distinta, e discos provavelmente afetados por um *outflow*.

A contribuição que damos com a análise desta galáxia na banda K se resume nos seguintes fatos:

1. A mais relevante, sem dúvida, é a detecção de dois cones ionização na linha de $\text{Br}\gamma$, com $\text{PA}=136^\circ\pm 2^\circ$ e cujos vértices coincidem com a posição do BN central derivada pelo centro cinemático estelar com o pPXF, $0''.1 \pm 0''.03$ deslocado do centro fotométrico da galáxia. Estes cones estão exatamente perpendiculares ao disco de gás detectado através do contínuo avermelhado nos tomogramas 2 dos PCAs 1 e 2, que possui $\text{PA}=48^\circ\pm 2^\circ$.
2. Até então, existia uma sugestão de que o disco de gás visto no óptico (GMOS) fosse perturbado por um *outflow* (Ricci et al., 2015), cujo PA em $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ vale $22^\circ\pm 3^\circ$. Com este resultado confirmamos que este pode ser o caso, apesar da diferença entre os ângulos, com respeito ao cone de ionização, ser de $66^\circ\pm 5^\circ$. De fato, é provável que os cones estejam sendo parcialmente redirecionados pelo disco de gás mais espesso, de acordo com a imagem vista no tomograma 3 do PCA 3, o que não aconteceria com o disco fino detectado no infravermelho.
3. Nenhuma menção concreta ao cone de ionização nem à existência de gás molecular, foi encontrada na literatura. No entanto a detecção de uma NLR é esperado em LINERS que possuem inequivocamente um AGN ativo em seu núcleo, como é o caso de IC 1459.
4. Fornecemos novos dados de alta qualidade a respeito de ângulos de posições, velocidade estelar (radial e dispersão) e, conseqüentemente uma nova estimativa da massa do BN derivada do σ central, de $2,7_{-1,6}^{+0,7} \times 10^9 M_\odot$, compatível com a massa obtida através da modelagem da cinemática estelar em Cappellari et al. (2002).

Tabela 5.8 - Propriedades físicas de NGC 5102.

Tipo morf.	S0
D	3,5 Mpc
v_{radial}	468 km s ⁻¹
z	0,001561
AGN	S0 <i>pos-starburst</i>
σ	69 ± 5 km s ⁻¹ (1'' × 1'')
i	71°
v_{estelar}	~ ±20 km s ⁻¹ (1'' × 1'') e ~ ±95 km s ⁻¹ além de (1')
M_{BN}	8,4 ± 2,5 × 10 ⁵ M _⊙ ($M_{BN} - \sigma$)

Pretende-se, juntamente com os dados obtidos no óptico por Ricci et al. (2015), escrever um artigo com os resultados de IC 1459 no SINFONI e GMOS, apresentando o cenário descrito neste capítulo.

5.2 A galáxia S0 pos-starburst NGC 5102

5.2.1 Introdução

NGC 5102 é uma galáxia S0, próxima do centro do grupo de NGC 5128 (Centaurus A) a uma distância de apenas 3,5±0,4 Mpc (Tully e Fisher, 1988) (Fig. 5.20). Seu perfil suave de luminosidade e a ausência de poeira a colocam inequivocamente na classe de galáxias lenticulares. É classificada como uma galáxia pós-starburst devido suas fortes absorções nas linhas de Balmer, com ausência de emissão, indicando que sua formação estelar cessou recentemente, há 10⁷⁻⁸ anos, restando ainda uma população jovem com idade média de 10⁸ anos (Davidge, 2008). Com uma curva de rotação estelar constante de ~ 100 km s⁻¹ a partir de 1' do núcleo até seus limites ópticos, não apresenta nenhuma característica peculiar em toda sua extensão além de uma grade similaridade com galáxias espirais com relação ao perfil de gás ionizado HI, sendo mais azul e tendo um perfil mais extenso que lenticulares normais (van Woerden et al., 1993). NGC 5102 se apresenta como uma fonte de rádio contínua, com $F_{5GH\alpha}=0,9$ mJy, e não tendo sido detectado raios-X até o limite de $L_X < 3,3 \times 10^{38}$ erg s⁻¹ (Fabbiano, 1989), de tal modo que não há nenhuma evidência de geração de energia não estelar em seu centro.

Um aspecto incomum, é visto no seu índice de cor (B-V) de 0,64 (de Vaucouleurs, 1991), com um bojo muito azul, comparado ao valor medido nas regiões entre os braços



Figura 5.20: Esquerda: NGC 5102 no óptico; direita: imagem da galáxia nos filtros JHK com dimensões de $7''.8 \times 7''.8$ - 2MASS.

de galáxias espirais. Este índice se torna mais azul quanto menor o raio (Pritchett, 1979), sugerindo que em um passado próximo houve intensa formação estelar ao longo do bojo, ou que estamos vendo o remanescente de um disco estelar após uma fusão de galáxias. De fato, existem pelo menos 12 objetos detectados a menos de 1 Mpc de distância de NGC 5102 (van Woerden et al., 1993). Seu núcleo possui um espectro de estrelas tipo B e contém uma porção substancial de estrelas quentes e azuis, cujos modelos de síntese estelar revelam que ocorreu um *starburst* em não mais que $\sim 4 \times 10^8$ anos atrás (Bica, 1988).

Nas bandas J e H , por exemplo, as bandas de absorção surgem das estrelas frias e luminosas TP-AGB, enquanto as linhas da série de Paschen são originadas pelas estrelas quentes provenientes do *turn-off* da sequência principal (sigla em inglês - MSTO) (Fig. 5.21).

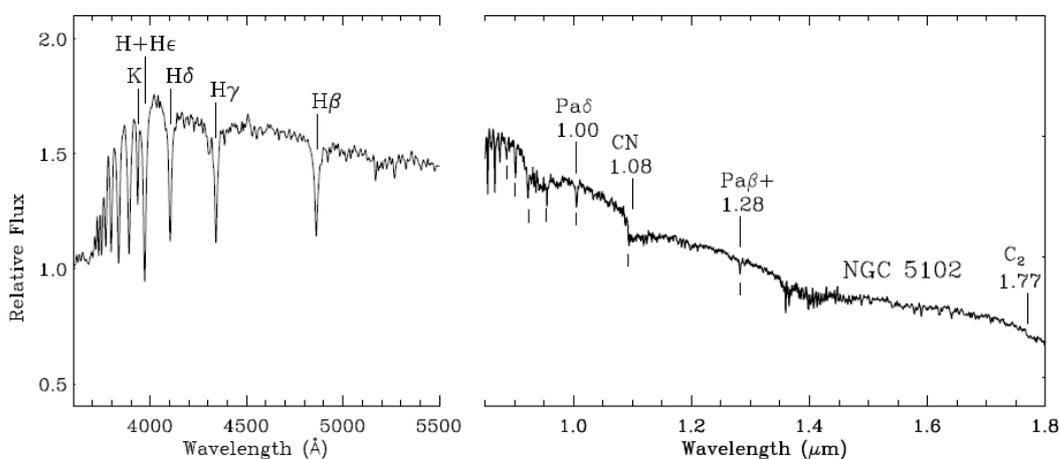


Figura 5.21: Espectro óptico obtido com o *Goodman High Throughput Spectrograph* - SOAR (Clemens et al., 2004) e nas bandas J e H ($0,81 - 2,4 \mu\text{m}$) com o SpeX, $R = 750$ (Miner et al., 2011). A série de Paschen é mostrada com os traços abaixo do espectro no NIR.

Outras possibilidades de ionização, além de gás excitado por populações estelares, parecem remotas. Linhas espectrais excitadas em uma região de intensa emissão $H\alpha$ à $1'.5$, vindas de um filamento que se estende desde o núcleo, possuem um perfil estreito demais ($< 50 \text{ km s}^{-1}$) para serem excitadas por choques. Para a dispersão de velocidades, o valor também está abaixo do esperado para uma S0 (de 150 km s^{-1}), medido como 150 km s^{-1} (Davies et al., 1987). Por fim, uma característica marcante que a difere de outras galáxias S0 é a sua alta razão de emissão HI em relação à poeira, sendo de $\sim 10^5$, ou três ordens de magnitude acima do valor padrão para S0s (Spitzer, 1978).

Uma pergunta que resumiria toda análise feita para esta galáxia, até agora, seria: por que NGC 5102 não é uma galáxia espiral (inativa)? Em outras palavras, como pode uma galáxia lenticular ter propriedades de uma galáxia espiral? Visto que tirando a morfologia, ambas são equivalentes nas propriedades físicas e quantidades de gás e poeira. Sendo que parece cada vez mais improvável que uma fusão de galáxias explique o cenário de NGC 5102 (devido a idade das estrelas e distribuição de gás), o cenário mais recentemente proposto, por Davidge (2015), é de que após um episódio intenso de formação estelar tenha gerado instabilidades o suficiente para dissolver uma barra e diluir a estrutura de uma espiral em um galáxia lenticular. Curiosamente, os mesmos autores haviam proposto que um *outflow* ocasionado por intensa formação estelar poderia ter precedido o atual estado desta galáxia (Davidge, 2008), similar ao que ocorre em M82 (Heckman et al., 1990).

5.2.2 Observações e redução de dados de NGC 5102 com o SINFONI - VLT

Desde as observações de NGC 5102 com o IFU do SINFONI - VLT, também não houve publicação dos dados obtidos, na menor escala do SINFONI de $0''.025 \times 0''.0125$, banda K , com $R = 5090$ e campo de visão de $0''.8 \times 0''.8$. Na Tabela 5.9 estão listadas as observações utilizadas, com um constante e relativamente baixo *seeing*, cuja média é de $\sim 0''.7$

Após a remoção das linhas de céu, re-amostragem espacial para $0''.00625 \text{ arcsec}^2$ e da correção da refração atmosférica diferencial, foram extraídos os espectros centrais dos oito cubos de dados utilizados e todos transladados para a média dos fluxos no contínuo (Fig. 5.22) para realizar posteriormente uma mediana dos espectros de cada spaxel, caso contrário a mediana selecionaria somente um cubo devido à variação do fluxo nas diferentes observações.

Tabela 5.9 - Observações de NGC 5102 com os valores de seeing e massa de ar correspondentes.

Objeto (tempo de exposição 600s)	Seeing (arsec)	Massa de ar (média)
22/03/2007		
SINFO.2007-03-22T06:39:04.425	0,78	1,033
SINFO.2007-03-22T07:00:20.524	0,75	1,049
SINFO.2007-03-22T07:10:44.111	0,66	1,058
SINFO.2007-03-22T07:34:50.455	0,74	1,090
SINFO.2007-03-22T07:45:38.029	0,61	1,107
SINFO.2007-03-22T08:06:59.091	0,74	1,148
24/03/2007		
SINFO.2007-03-24T06:41:50.778	0,89	1,039
SINFO.2007-03-24T07:03:01.097	0,61	1,058

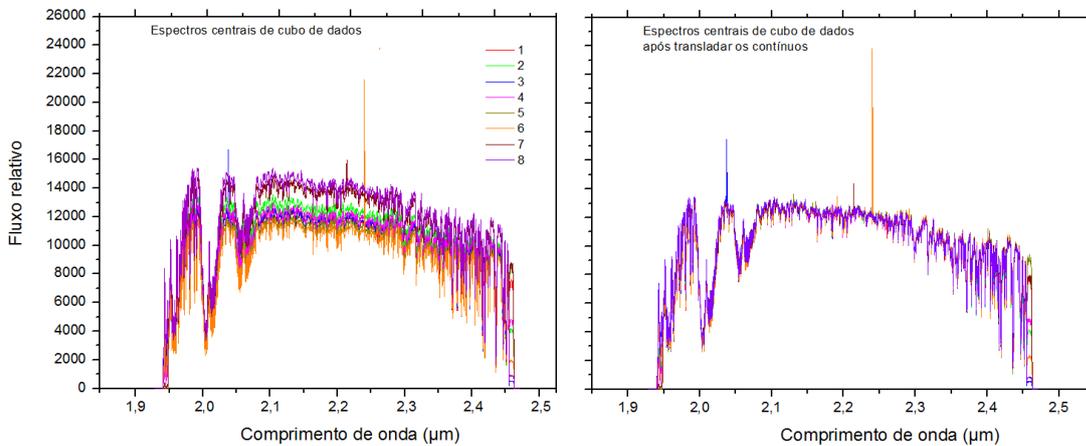


Figura 5.22: Espectros centrais dos cubos de NGC 5102, transladados para um espectro médio afim de se aplicar a mediana.

Os cubos foram calibrados com a estrela Hip 074220 (magnitude na banda K de 7,571 e tipo espectral B9V) com $\text{FWHM}=0''.07$, observada com AO. Fez parte das observações de aquisição do dia 24/03, com um tempo de exposição de 10s e *seeing* de $0''.65$. Após a calibração de fluxo o espectro resultante, para uma abertura com raio de $0''.2$, é mostrado na Fig. 5.23.

Vê-se claramente as bandas de absorção de CO e uma provável emissão de $\text{Br}\gamma$. No entanto, a correção de *redshift* não parece estar de acordo com ambas as detecções, de modo que se voltará a este ponto quando se discutir acerca da cinemática estelar.

Seguindo os passos feitos para as galáxias anteriores, fez-se a re-amostragem dos dados para $0''.00625 \times 0''.00625$ e em seguida aplicou-se a filtragem de Butterworth com os valores $n = 2$ e frequências de corte iguais f_x e $f_y = 0.25$, visto que a distribuição espacial da

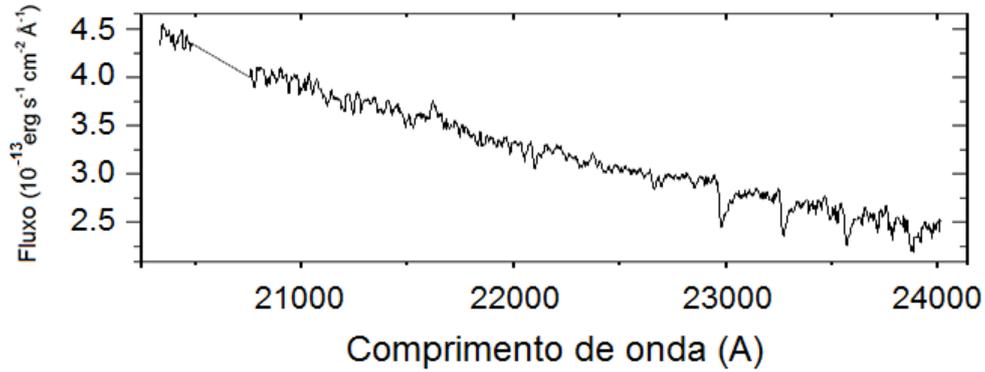


Figura 5.23: Espectros centrais dos cubos de NGC 5102, transladados para um espectro médio afim de se aplicar a mediana.

Tabela 5.10 - FWHM do bojo da galáxia NGC 5102 medida antes e depois da deconvolução, com incertezas menores que 1%.

	FWHM (arcsec)		
	Antes	Depois	Redução (%)
<i>x</i>	0.09	0.07	22
<i>y</i>	0.10	0.07	22

FWHM do bojo apresentava-se simétrica nesta etapa. O último passo foi a aplicação da deconvolução, cuja PSF utilizada foi, na verdade, um cubo de dados de PSFs da estrela de calibração, com FWHM simétrica de $0''.07$, em média. Na Tabela 5.10 está mostrado o melhoramento do cubo após a deconvolução.

5.2.3 Análise de dados

Tomografia PCA

O primeiro PCA, realizado no cubo de dados com o contínuo, revelou apenas o bojo da galáxia no autovetor 1, que é, em suma, a representação do próprio cubo de dados da galáxia (equivalente ao espectro da Fig. 5.23). Não houve um único autovetor que detectasse a cinemática estelar, nem qualquer menção à linha de $\text{Br}\gamma$ ou mesmo uma pista de algum *fingerprint*. Deste modo concluímos que, de fato, qualquer informação contida nos espectros só será revelada através de uma cuidadosa subtração do contínuo através do STARLIGHT, ou através do pPXF.

Tendo-se obtido o cubo de gás só com a componente estelar e as demais contribuições

Tabela 5.11 - FWHM do bojo da média do cubo estelar e do cubo subtraído (de gás) de NGC 5102.

	FWHM ¹ (arcsec)	
	<i>x</i> - axis	<i>y</i> - axis
Cubo estelar	0.072	0.075
Cubo subtraído	0.073	0.072
$\Delta d \times PA$		
$0''.005 \pm 0''.0004 \times -123^\circ$		
Notes: 1: A barra de erro é tão pequena quanto 0''.002.		

para o contínuo dos espectros (emissão de poeira e *featureless continuum*), subtrai-se do cubo original e obtém-se o cubo de dados de gás, caso haja alguma linha de emissão, que no caso, já se esperava uma maior expressividade na linha de Br γ . Na Tabela 5.11 são medidas as FWHMs antes e depois da subtração, mostrando que não há uma diferença apreciável e a emissão continua provavelmente não sendo resolvida. Existe uma sugestão de que o centróide do gás está deslocado do bojo, no entanto é uma diferença muito pequena (~ 1 píxel) para se tirar qualquer conclusão definitiva.

O resultado do PCA após a subtração das componentes espectrais derivadas pelo STARLIGHT é mostrado na Fig. 5.24 apenas para o primeiro autovetor e autoespectro, que conta com 97% da variância total de todos os autovetores. Os autovetores de ordem superior não revelam nenhum sinal detectável em meio ao ruído e, portanto, não são passíveis de interpretação.

Apesar de apenas 1 autovetor revelar algo novo, nos diz algo de extrema importância, mostrando claramente a existência de uma componente larga na linha de emissão de Br γ . Novamente, a região do autoespectro que mostra que esta linha é muito semelhante ao espectro real subtraído (Fig. 5.24).

A única maneira de estimar a componente larga desta linha, dado o alto nível de ruído do espectro, foi ajustar os perfis que fazem parte do ruído no intervalo do qual se deseja estimar a componente larga de Br γ , com a mesma FWHM da resolução espectral. Deste modo mostra-se apenas o ajuste da melhor Gaussiana, na curva em vermelho, com FWHM=1356 \pm 126 km s⁻¹. Mesmo para os limites mais conservadores, a FWHM de NLRs não ultrapassam os 1000 km s⁻¹ (Peterson, 2006), indicando que NGC 5102 é uma forte candidata à Seyfert 1 mais próxima da Via Láctea.

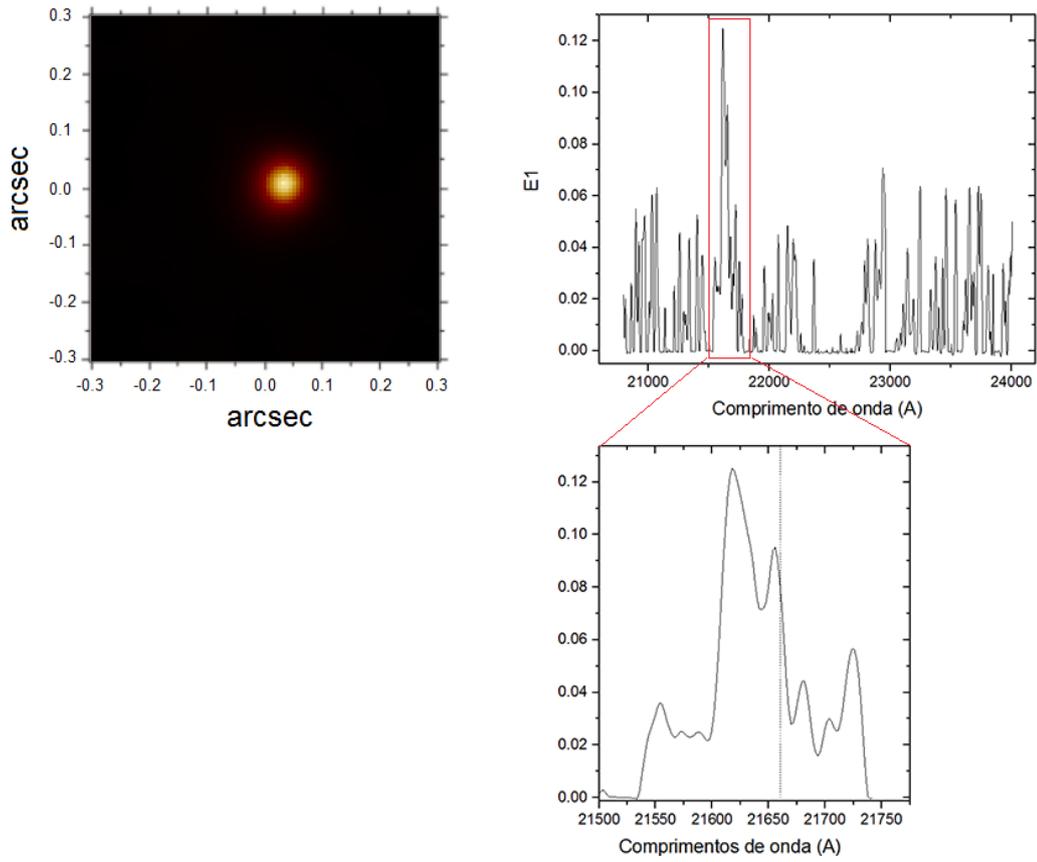


Figura 5.24: Tomograma e autoespectro 1 do PCA do cubo de gás de NGC 5102, mostrando evidência de emissão larga de Br γ (zoom).

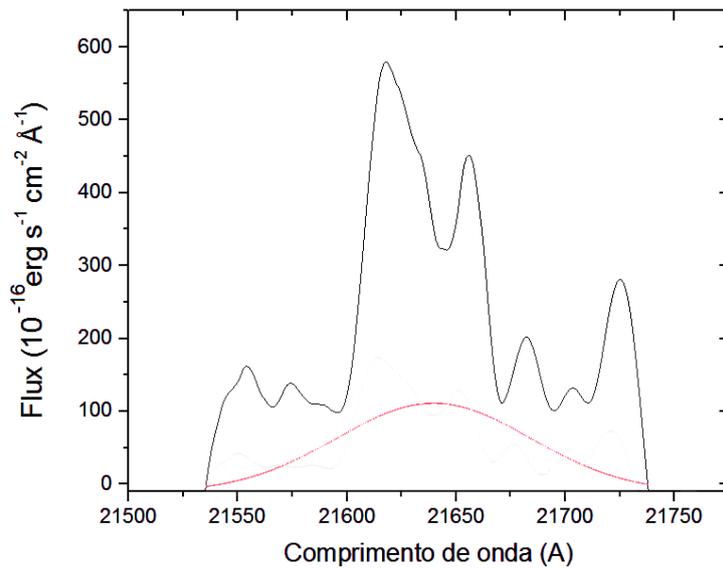


Figura 5.25: (Zoom) na linha de Br γ do espectro do cubo de dados subtraído, em uma abertura de 0".1 centrada no núcleo.

Diluída na emissão central, existe ainda uma sutil sugestão de cinemática na a linha de $\text{Br}\gamma$. Os espectros mostrados na Fig. 5.26 foram extraídos deslocados $0''.07$ do centro para à esquerda do bojo e, analisando o perfil de linha de uma posição a outra, há um claro deslocamento do seu pico equivalente a 180 km s^{-1} , com os picos das Gaussianas centrados em $\lambda 21\ 618 \text{ \AA}$ e $\lambda 21\ 631 \text{ \AA}$, respectivamente.

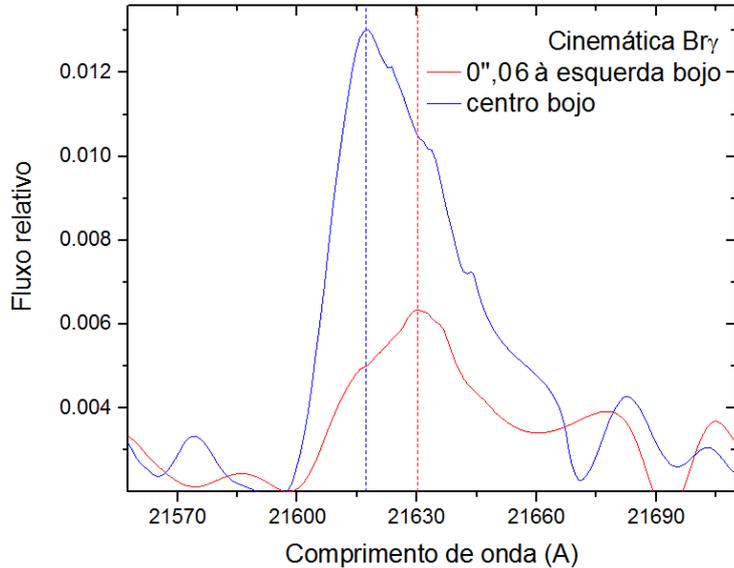


Figura 5.26: Emissão de $\text{Br}\gamma$ centrada no núcleo e espectro extraído a 10 píxeis ($0''.06$) à esquerda da emissão central, ambos com uma abertura de $0''.03$ de raio.

Portanto, há indícios tanto de uma componente larga quanto de componentes estreitas (inclusive com cinemática) na linha de $\text{Br}\gamma$, sendo que nenhuma parece provir de uma região extra-nuclear. A origem das componentes estreitas é, a princípio, compatível por ionização do gás pelas estrelas tanto quanto pela fonte central. Todos os perfis ajustados com Gaussianas estão deslocados para o azul e, curiosamente, ficarão $\sim 30 \text{ \AA}$ ainda mais para o azul após a correção pelo *redshift* fornecido pela cinemática estelar, a seguir.

A cinemática estelar

Como descrito na seção equivalente de IC 1459, utilizou-se as bandas de absorção presentes no espectro de NGC 5102, principalmente as quatro bandas de CO entre ~ 2.3 e $2.4 \mu\text{m}$, para derivar, a partir de um *template* de estrelas, as propriedades cinemáticas das estrelas em um campo de visão central de $0''.6 \times 0''.6$ ($\sim 22\times$ menor que o raio efetivo para o bojo desta galáxia, de $\sim 13''$).

Na Fig. 5.27 (a) mostra-se os valores de velocidade radial medidos para todo o campo, com as áreas em preto correspondendo a píxeis com $S/N \lesssim 10$. Mesmo considerando apenas os $0''.25 \times 0''.25$ centrais, não existe nenhum sinal inequívoco de rotação estelar.

Até este ponto não se havia corrigido o espectro pelo *redshift* da galáxia, em vista que comumente o resultado da cinemática estelar fornece uma velocidade, para o centro fotométrico do bojo, diferente de zero mesmo após a correção. De fato, derivamos uma nova velocidade radial heliocêntrica de 455 km s^{-1} , correspondendo a um novo *redshift*, ligeiramente menor do que o fornecido pela literatura ($z = 0.00156$), de $z = 0.00152$, e a uma distância $D=6,1 \text{ Mpc}$ ($H_o=75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Se NGC 5102 for, de fato, classificada como uma Seyfert 1, esta é uma distância menor que NGC 4151, a atual Seyfert 1 mais próxima. Após a correção, as velocidades atingem valores em torno de $\pm 25 \text{ km s}^{-1}$.

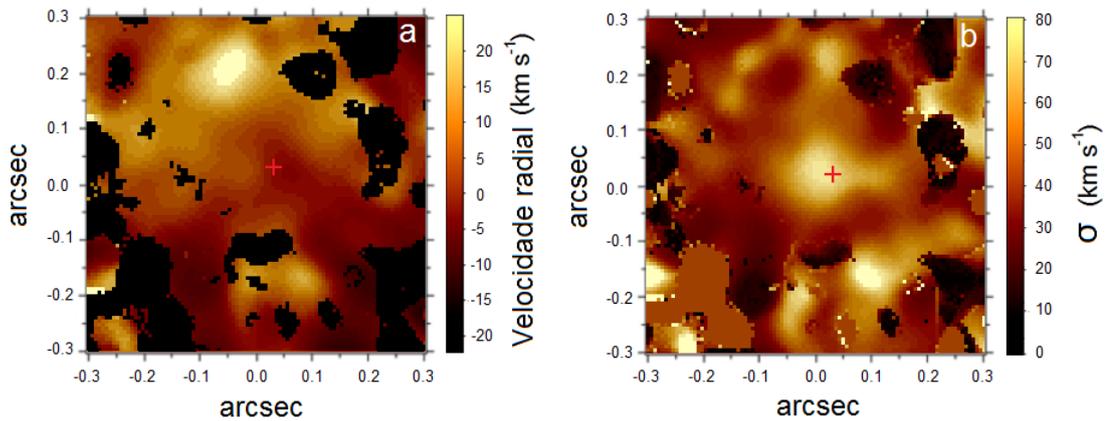


Figura 5.27: Resultado do ajuste pPXF para a cinemática estelar em NGC 5102; em (a) está a velocidade radial e em (b) a dispersão de velocidades.

Como não há nenhum indício que o centro cinemático não deva coincidir com o centro fotométrico do bojo, esta correção desloca ainda mais para o azul a linha de $\text{Br}\gamma$, colocando-a em uma região do espectro cujo pico de emissão fica em surpreendentes $\sim 1052 \text{ km s}^{-1}$. Justamente por estar tão deslocada em relação ao comprimento de repouso, dificilmente esta linha seria um artefato ocasionado por uma má calibração em fluxo e remoção de telúricas através da estrela de referência (cuja absorção em $\text{Br}\gamma$ foi devidamente removida antes da calibração). Por mais inesperada que seja, esta característica manteve-se e, inclusive, se sobressaiu após um cuidadoso processo de redução e subtração do contínuo espectral.

Para a dispersão de velocidades os valores encontrados são baixos, mas com um acréscimo

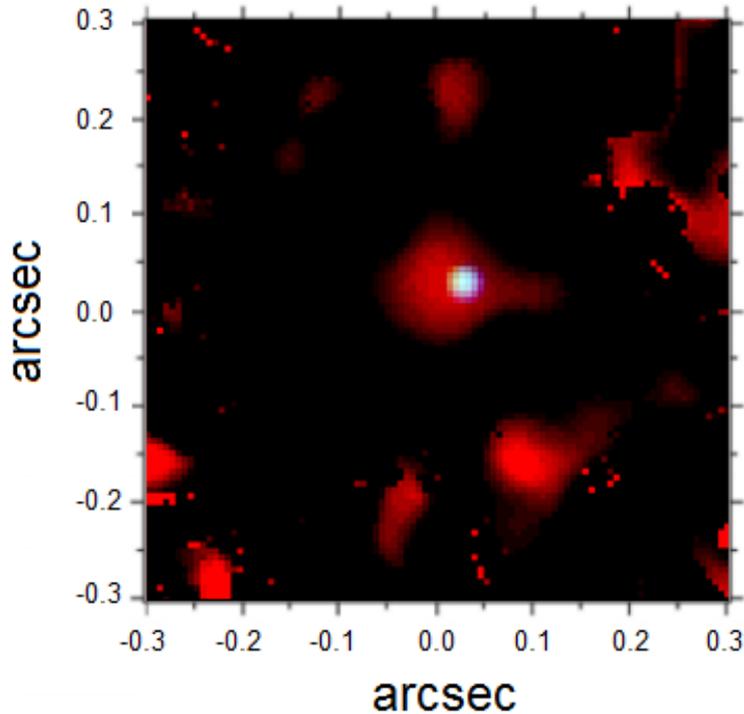


Figura 5.28: Imagem do mapa da dispersão de velocidades (vermelho), sobreposta com o centro das imagens do bojo estelar (verde) e da linha de Br γ (azul). As cores verde e azul coincidem.

sistemático para uma região menor que $0''.1$ de raio. Evitando-se a borda do campo, onde não há suficiente S/N para os ajustes, calcula-se uma média de $\sigma=60\pm 5$ km s $^{-1}$, atingindo valores de até 72 km s $^{-1}$ no centro (corrigida do alargamento instrumental). Na Fig. 5.28 mostra-se que o pico da região de maior dispersão estelar não coincide com o centro fotométrico do bojo, que por sua vez coincide com o centro de emissão de Br γ , estando deslocado para a esquerda por $0''.017 \pm 0''.001$.

Nota-se que a dispersão de velocidades é maior que o dobro da velocidade radial (com amplitude de ± 25 km s $^{-1}$), indicando que não há nenhuma componente semelhante a um disco estelar nesta escala da galáxia. Podemos calcular a massa do BN a partir do σ medido, de 60 ± 5 km s $^{-1}$, que fornece $M_{BN} = 8,4 \pm 2,5 \times 10^5 M_{\odot}$. Nenhuma estrutura é encontrada nos mapas de ordem superior, h_3 e h_4 .

5.2.4 Resultados e conclusões

Basicamente, se NGC 5102 apresentasse morfologia de uma galáxia espiral, suas propriedades físicas estariam condizentes com o esperado. Mas este não é o caso. A emissão

extensa de H ionizado, e perfil radial, são semelhantes a galáxias espirais, com a diferença de que todos os estudos concordam de que houve um surto de formação estelar no passado, há $\sim 10^8$ anos, que cessou há aproximadamente $1,5 \times 10^7$ anos, o que explica o seu excesso de cor azul, atribuído à presença de estrelas relativamente jovens. O gás ionizado também possui rotação medida em um $PA=42^\circ$, de acordo com o índice de rotação detectado nos mapa apresentado na Fig. 5.27 (a), com $PA=42^\circ \pm 7^\circ$, reforçando a hipótese de que há realmente a presença de rotação na região central. Há, no entanto, um ponto em que o gradiente de cor azul (U-B) cessa seu crescimento para o centro, a partir de $0''.4$ e, juntamente com o fato de que a dispersão de velocidades cresce dentro de um raio $\lesssim 0''.1$, este surto de formação estelar não deve ter ocorrido no núcleo. Existe ainda uma estrutura muito curiosa de HI, desacoplada do restante da galáxia, distribuída em um possível formato de bolha a $10''$ do núcleo, e com $\sim 10\times$ essa distância em extensão. Apesar desta galáxia apresentar luminosidade em raios-X muito baixa, Kraft et al. (2005) detectaram, além de fontes pontuais, uma emissão difusa, cuja contribuição em luminosidade pode chegar a 50% do total detectado, centrada no núcleo e que provavelmente provém de um AGN de baixa luminosidade. A presença de poeira também é vista em filamentos se estendendo até a região central, embora não sigam nenhum padrão regular (Deharveng et al., 1997).

Não há um consenso na literatura acerca se o núcleo possui, de fato, uma população estelar mais jovem que o restante da galáxia, ou sua contribuição para radiação UV e gás ionizado provém de outras fontes, tal qual estrelas Pos-AGBs. Em contrapartida, Davidge (2015) sugere que ainda possa haver uma pequena taxa de formação estelar no núcleo, que explicaria parte da radiação UV e uma emissão maior de $H\beta$ em relação ao resto da galáxia. Outro detalhe importante mostrado em nossa análise é que, se há alguma estrutura estelar diferenciada no centro, seria dada pela distribuição da dispersão de velocidades, mas ela também não estaria ligada ao centro fotométrico e da emissão $Br\gamma$, pois está deslocada para a esquerda (Fig. 5.28). Além disso, ventos estelares não resultariam em velocidades tão drásticas como as inferidas pelo centro do pico de emissão de $Br\gamma$. A diferença, portanto, com estudos anteriores, é que está se detectando gás ionizado em uma região muito menor do que a resolvida até então.

Para testar a validade de uma boa calibração espectral na redução de dados, refez-se esta etapa utilizando mais duas estrelas diferentes para fins de calibração, observadas

durante os dois dias de obtenção dos cubos de dados. Nos três casos, ainda resulta em uma possível componente larga da linha de Br γ .

Ao que tudo indica, não apenas a suposta detecção de uma FWHM > 1000 km s⁻¹ para a componente larga da linha de Br γ , mas a sua emissão não resolvida (FWHM \lesssim 0".07), relacionada ainda a uma possível cinemática nuclear, há indícios relevantes, se não definitivos, de que há um núcleo em atividade nesta galáxia.

Em outras palavras, não há evidência de que outro mecanismo que possa acelerar o gás ionizado até \sim 1000 km s⁻¹, com uma FWHM também por volta deste valor. Uma emissão com estas características seria proveniente de um *outflow* radial de gás, apontado aproximadamente em nossa direção, uma vez que não há contrapartida em *redshift*. Isto leva à conclusão de que um vento gerado nas proximidades do disco de acreção seria a causa natural para tal interpretação dos dados, uma vez que qualquer evidência de gás em rotação não seria detectável em um disco visto aproximadamente *face-on*. Tal expansão do gás não teria atingido, até hoje, uma distância projetada maior do que 2 pc.

Elaborar um cenário evolutivo para um possível AGN em NGC 5102 é tentador, mas altamente hipotético. Não se poderia supor, inclusive, em que estágio estaria este AGN.

Em resumo, as contribuições relativas ao estudo desta galáxia com o SINFONI, são:

1. A detecção de Br γ , cujo perfil de linha pode ser decomposto em uma componente larga com FWHM > 1000 km s⁻¹ e ao menos uma componente estreita com FWHM < 350 km s⁻¹, ambas com velocidades radiais de \sim -1050 km s⁻¹. Tal desvio para o azul é ainda atenuado pelo *redshift* ligeiramente inferior encontrado através da cinemática estelar, de $z = 0.00152$. Esta detecção é confirmada por diferentes calibrações espectrais e pela subtração do contínuo pelo STARLIGHT.
2. Uma região compacta (< 0".07) de valores de dispersão de velocidades superiores ao do campo de visão (mesmo considerando apenas píxeis com S/N > 20), com média de $\sigma = 60 \pm 5$ km s⁻¹ (em 0".25 \times 0".25) e cujo centróide está deslocado de 0".017 \pm 0".001 à esquerda do centro fotométrico.

3. À luz dos resultados, poderia-se sugerir que NGC 5102 possa ser reclassificada como uma galáxia de Seyfert 1, cuja componente larga da linha do gás ionizado, espacialmente não resolvida, represente uma ejeção radial de gás possivelmente impelida por fortes ventos originados do disco de acreção. No entanto, esta componente, no limite da detecção, tem sua validade questionada principalmente quando se verifica a ausência de outras linhas de ionização comuns de serem encontradas nesta classe de objetos. Na ausência de emissão molecular, a emissão de $\text{Br}\gamma$ seria a linha de mais baixa ionização detectável na banda K , e poderia-se ainda argumentar que o gás molecular pode estar frio o suficiente para não ser detectado e outras linhas de baixa ionização no óptico serem fortemente obscurecidas pelo gás mais frio, composto por moléculas e poeira. Embora fraca, há indícios de uma emissão difusa de raios-X centrada no núcleo (Kraft et al., 2005), e um excesso de $\text{H}\beta$ em uma região $< 5''$ (Davidge, 2015), dificilmente explicada por emissão estelar.

5.3 A galáxia Seyfert 2 NGC 5929

5.3.1 Introdução

Há atualmente evidências consideráveis acerca da relação entre a NLR no óptico e a emissão não térmica em rádio, para galáxias Seyfert, em escalas de $10^2 - 10^3$ pc. Tais associações vão além das correlações espaciais, parecendo representar um balanço condizente entre as pressões térmicas e relativísticas do gás (para a borda da emissão, onde as velocidades já diminuíram para $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$) (Pedlar et al., 1985). Uma dificuldade de se modelar esta interação (como já foi amplamente visto no caso de NGC 1068), se refere à possibilidade de que seja fisicamente plausível que um feixe de partículas acelere as nuvens do ISM até uma certa velocidade sem que esta nuvem se fragmente completamente antes de atingir grandes distâncias. Como os resultados observacionais têm diferido um pouco dos modelos, uma alternativa sugerida é a de que haja uma ejeção de bolhas de plasma (denominada de *plasmon*) do núcleo que se expanda radialmente, empurrando nuvens de gás nas direções em que ele é mais denso (Smith et al., 1983). Há, portanto, uma base teórica condizente com a energética envolvida na propagação deste *plasmon* e as velocidades inferidas para as nuvens de gás de emissão de linhas proibidas, de $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$, até

uma distância de 130 a 400 pc. Este mecanismo de aceleração seria análogo ao que ocorre com a expansão do gás em regiões H II e remanescentes de supernovas.

O teste observacional mais óbvio que esta teoria deveria corresponder é a detecção de perfis de linhas sendo separados na camada em que o gás está se expandindo, o que poderia ser exatamente o caso em NGC 1068 em volta da região do nó em rádio NE, embora não para distâncias maiores como já foi visto no capítulo referente a esta galáxia.

Possíveis dificuldades de se validar a hipótese do *plasmon* vêm do fato do gás no ISM já possuir um movimento (provavelmente de rotação em torno da galáxia) e destruir parcialmente a correlação da emissão rádio com o gás em expansão. Não seria claro também como que o tal *plasmon* surgiria nas proximidades do AGN e, finalmente, o problema de se manter as nuvens coesas durante a expansão, embora um equilíbrio entre as pressões exercidas pelo plasma e da pressão interna das nuvens emissoras seja um ponto a favor do modelo.

Taylor et al. (1989) complementaram o modelo introduzindo *bowshecks*, onde a região de resfriamento do gás está muito próxima das dimensões do choque, visto que as distâncias de propagação são pequenas e as velocidades altas. Fato este que permitiria a existência da correlação espacial entre rádio e as nuvens emissoras. Há fortes evidências que, de fato, parte da ionização seja devida a choques (Rosario et al., 2010), onde as linhas de mais alta ionização parecem ser menos perturbadas pela interação com o plasma do que as linhas de baixa ionização. As razões de linhas dos espectros no óptico, mostrados na Fig. 5.30, também são bem explicadas por modelos de choque (Ferruit et al., 1999). Permanece, no entanto, certa dificuldade em se explicar as diferentes luminosidades de [O III], para a mesma distância inferida para cada lado do lóbulo em rádio, e as diferentes velocidades detectadas. No entanto este é o cenário assumido quando se evoca o ambiente em torno de NGC 5929, a galáxia protótipo para se estudar este fenômeno. Esta galáxia é parte de uma fusão em andamento com a galáxia NGC 5930 (Fig. 5.29), e algumas de suas propriedades estão listadas na Tabela 5.12.

Para melhor caracterizar a NLR nesta galáxia, as estruturas encontradas no óptico (em [O III]) mostram duas regiões separadas por $\sim 1''.7$ (~ 190 pc) ao longo de um $PA=63^\circ \pm 2^\circ$ (Whittle et al., 1986), com a de maior intensidade localizada no lado sudoeste do núcleo. Em relação ao rádio, também são detectadas duas estruturas com o VLA

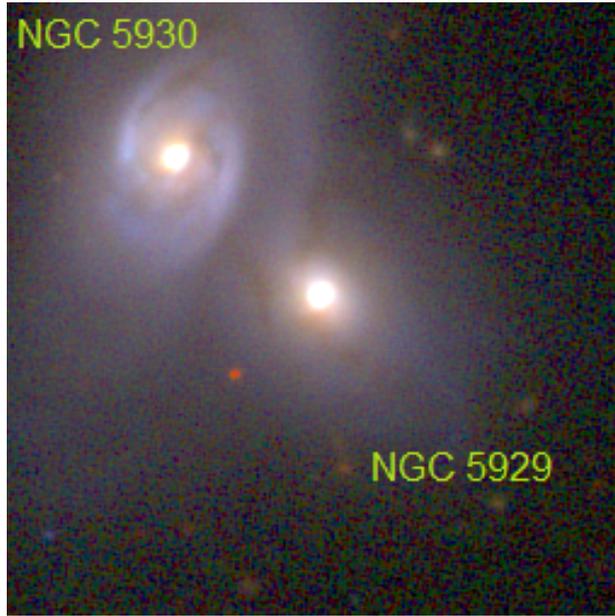


Figura 5.29: Imagem do SDSS de NGC 5929 no óptico, com dimensões de $1'.9 \times 1'.9$, e a galáxia NGC 5930 em processo de fusão.

Tabela 5.12 - Propriedades físicas de NGC 5929.

Tipo morf.	Sab peculiar
D	38,5 Mpc
v_{radial}	2492 km s^{-1}
z	0,008312
AGN	Seyfert 2
σ	$133 \pm 8 \text{ km s}^{-1} (3'' \times 3'')$
i	$18,3^\circ$
v_{estelar}	$\sim \pm 200 \text{ km s}^{-1} (3'' \times 3'')$
M_{BN}	$1,8_{-1,2}^{+1,6} \times 10^7 M_\odot (M_{BN} - \sigma)$

5-GHz, para o mesmo PA, com dimensões aproximadamente iguais de 10 pc (Ulvestad e Wilson, 1984) e $\text{FWHM} = 0''.07 \pm 0''.01$ (lado menos obscurecido) e $0''.09 \pm 0''.01$ (lado mais obscurecido). Curiosamente, há uma emissão extensa em 0,408 GHz, com $\text{PA} = -50^\circ$ (Su et al., 1996), aproximadamente perpendicular aos lóbulos em rádio, mas com uma extensão além do campo analisado aqui. Geralmente esta característica é atribuída à partículas relativísticas que escapam equatorialmente do AGN.

Na Fig. 5.31 é mostrado a superposição das imagens de [O III] do *HST* e rádio 5-GHz, com uma precisão astrométrica de apenas $0''.3$. Ambas emissões deixam claro a dificuldade dos atuais modelos em explicar a emissão de gás ionizado afastado dos lóbulos de rádio.

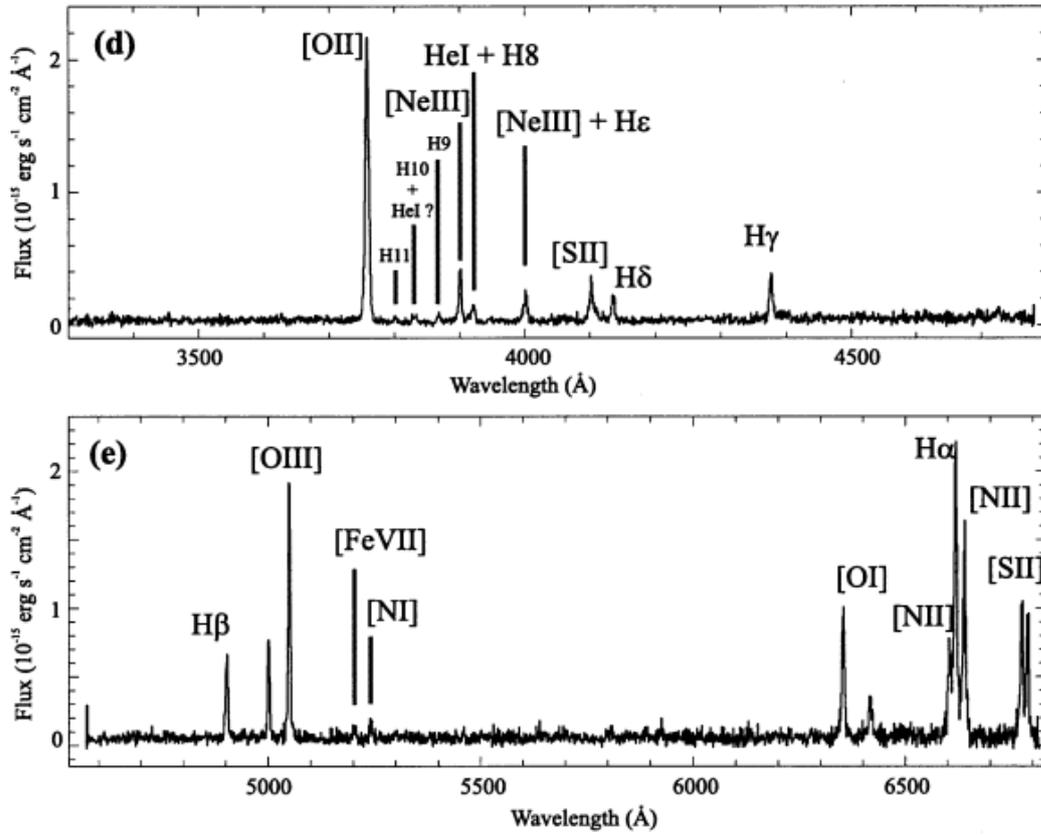


Figura 5.30: Espectros do HST-FOS, no óptico, de NGC 5929.

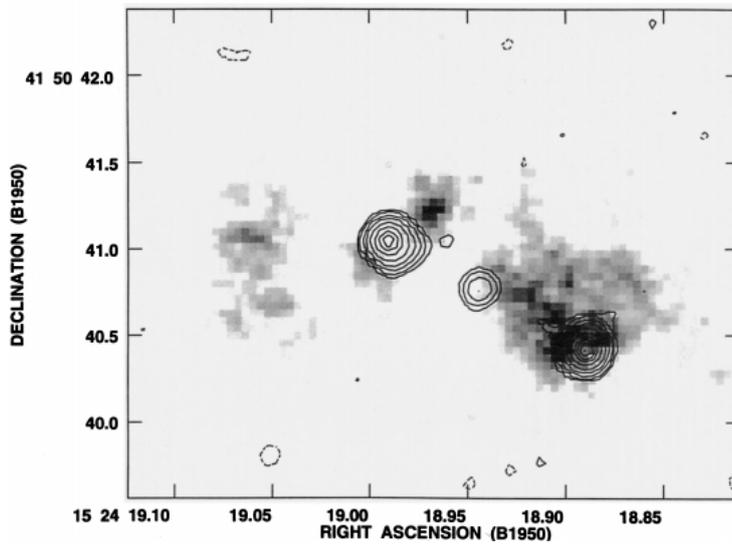


Figura 5.31: Superposição das imagens de [O III] do HST e em rádio 1,6 GHz do VLA, com alinhamento do pico de emissão óptica e a fonte central de rádio (Su et al., 1996).

A explicação natural é de que haja uma contribuição considerável de excitação do gás por radiação UV originada da fonte central. É interessante ressaltar que a região de linhas ionizadas não possui o formato clássico de duplo cone nesta galáxia, e sim duas regiões extensas e aproximadamente esféricas deslocadas do núcleo. Há também uma clara rotação na linha de $H\alpha$ (Fig. 5.32) com eixo cinemático de 60° , até uma extensão de $\sim 8''$ (Wilson e Keel, 1989).

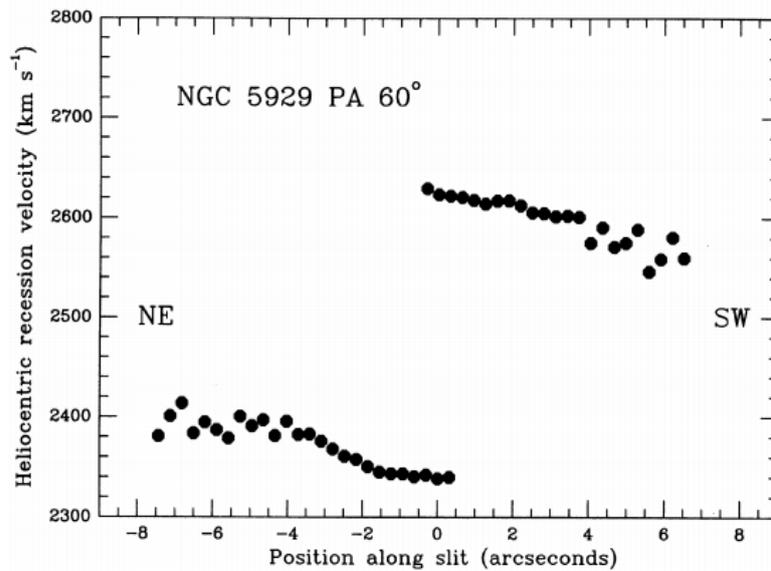


Figura 5.32: Curva de rotação para o H ionizado na região nuclear de NGC 5929, para um $PA=60^\circ$.

Acerca do obscurecimento central, não há sinal de algum toro de poeira, requerido pelo modelo unificado, ao menos para uma escala <13 pc. Há, no entanto, um filamento de poeira a $0''.3$ do núcleo, com uma extensão de $1''$ paralelo à emissão em rádio.

No infra-vermelho próximo as linhas de emissão também estão correlacionadas com os lóbulos em rádio (Riffel et al., 2015), cujo mecanismo de excitação são compatíveis com choques nas proximidades dos lóbulos e por raios-X provenientes do AGN. Os mesmos autores identificaram uma região de maior dispersão de velocidades perpendicular à emissão rádio, de modo que identificam dois tipos de fenômenos nesta galáxia: um *outflow* equatorial e duas regiões de turbulência na interação do plasma em rádio com o disco da galáxia, cujas estrelas estão em contra-rotação com respeito à cinemática do gás relacionada ao disco. Nas Figs. 5.32 e 5.34 estão mostradas algumas imagens derivadas deste estudo.

Elas mostram que a velocidade radial do gás está em contra-rotação com a cinemática

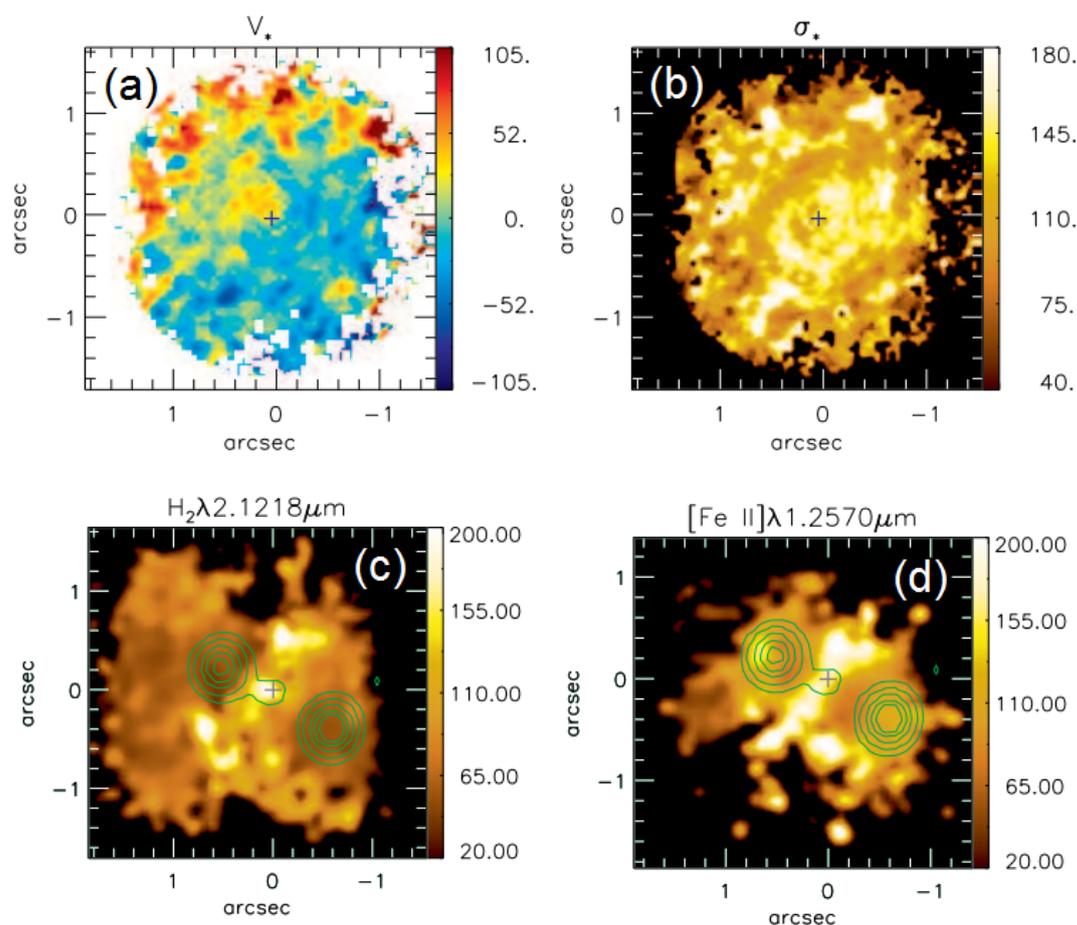


Figura 5.33: Nos painéis superiores é mostrado o resultado para a cinemática estelar, com a velocidade radial (a) e dispersão de velocidades (b). Nos painéis inferiores mostra-se onde a dispersão de velocidades é maior para o gás molecular (c) e [Fe II] (d) (Riffel et al., 2015).

estelar, e o cenário sugerido é de que houve transferência de gás da galáxia NGC 5930, em processo de fusão. Para o gás, o ajuste de Gaussianas (uma ou duas) revela que a dispersão de velocidades é maior perpendicular à emissão em rádio, e que a razão de linhas [Fe II]/Pa β indica onde a excitação é devido à interação com o jato, para altas velocidades, principalmente.

Tais características fazem deste AGN um caso único, e um bom exemplo para se estudar mais a fundo como ocorre a interação da emissão rádio (comumente associada a jatos), com o gás circum-nuclear.

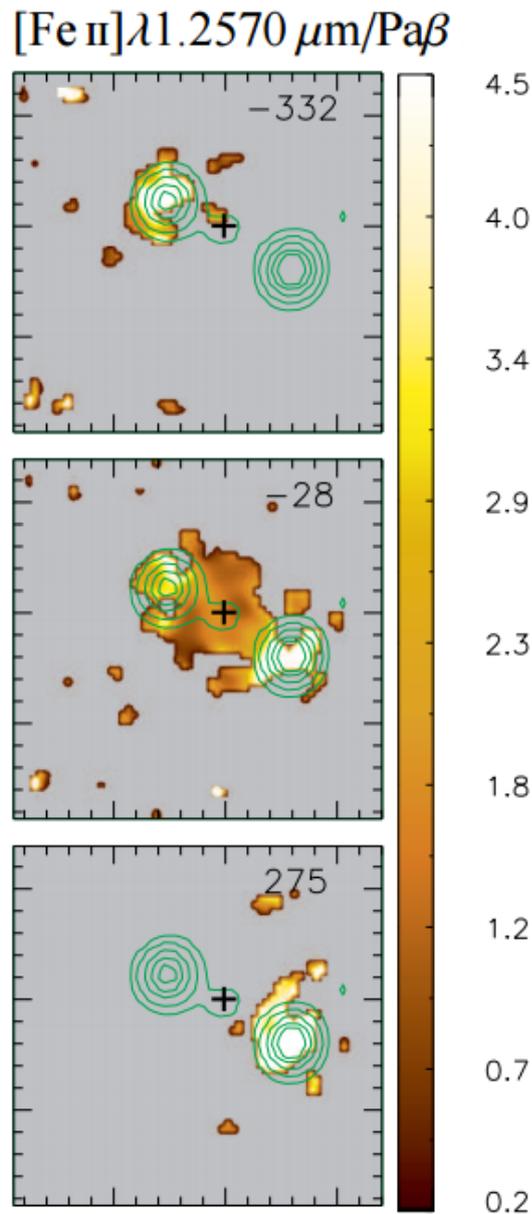


Figura 5.34: /
 $\text{Pa}\beta$ para NGC 5929] Mapa da razão de linhas $[\text{Fe II}]/\text{Pa}\beta$ para três canais de velocidade, onde o valor é maior na região da emissão rádio (Riffel et al., 2015).

5.3.2 Observações e redução de dados de NGC 5929 com o NIFS - Gemini North

No infra-vermelho próximo, já estão publicados os mesmos dados que analisaremos aqui, com o NIFS, no trabalho de Riffel et al. (2015). A motivação foi a de usar uma metodologia diferente no tratamento de dados e poder comparar os resultados com aqueles já publicados, visto que as condições de observação são excelentes. A relação dos cubos

Tabela 5.13 - Observações de NGC 5929 com os valores de seeing e massa de ar correspondentes.

Objeto (tempo de exposição 600s)	Seeing (arsec)	Massa de ar (média)
16/03/2011		
NIFS.2011-03-16T12:00:46.250	0,47	1,214
NIFS.2011-03-16T13:52:27.296	0,65	1,079
NIFS.2011-03-16T14:16:10.298	0,75	1,077
NIFS.2011-03-16T14:27:50.296	0,70	1,080
16/03/2011		
NIFS.2011-05-24T08:01:59.070	0,21	1,149
NIFS.2011-05-24T08:25:39.072	0,23	1,117
NIFS.2011-05-24T08:41:50.075	0,23	1,100
NIFS.2011-05-24T09:05:33.077	0,39	1,084
NIFS.2011-05-24T09:17:13.078	0,37	1,080
NIFS.2011-05-24T09:40:55.080	0,40	1,077
NIFS.2011-05-24T09:52:35.081	0,30	1,079
NIFS.2011-05-24T10:16:16.083	0,36	1,090

de dados utilizados em nossa análise está listada na Tabela 5.13, ficando com um ótimo seeing médio de $0''.64$ e $0''.31$ nas bandas K e J , respectivamente.

Nas Figs. 5.36 e 5.37 estão mostrados os espectros após a redução de dados, antes e após serem transladados para um espectro de fluxo médio, devido diferenças nas condições atmosféricas e/ou instrumentais. Este passo é crucial para combinar os cubos de dados através de uma mediana. Após este procedimento corrigiu-se cada cubo de dados da refração atmosférica diferencial e combinou-se posteriormente em um cubo mediano. Como descrito para NGC 6951, a re-amostragem dos dados com interpolação resultou em pixels de dimensões de $0''.021 \times 0''.021$, obedecendo ao critério de Nyquist para o tamanho original dos pixels no CCD do NIFS. Em seguida um filtro de Butterworth foi aplicado, com frequências de corte $f_x=0.35$ e $f_x=0.40$. Dois espectros de cada cubo resultante, extraídos no núcleo (com uma abertura com raio de $0''.5$) e no lóbulo de rádio na região sudoeste (com uma abertura com raio de $0''.1$) são mostrados para os cubos da banda J e K (Figs. 5.35 e 5.38).

As linhas das quais se apresentará as imagens para esta galáxia, são as emissões de gás ionizado em $[\text{Fe II}] \lambda 12570 \text{ \AA}$, $\text{Pa}\beta \lambda 12822 \text{ \AA}$ e $\text{Br}\gamma 21661 \text{ \AA}$, bem como para o gás molecular a linha mais intensa de $\text{H}_2 \lambda 21218 \text{ \AA}$. Há, no entanto, mais cinco linhas visíveis e menos intensas de $[\text{Fe II}]$ no espectro da banda J , bem como mais sete transições de H_2

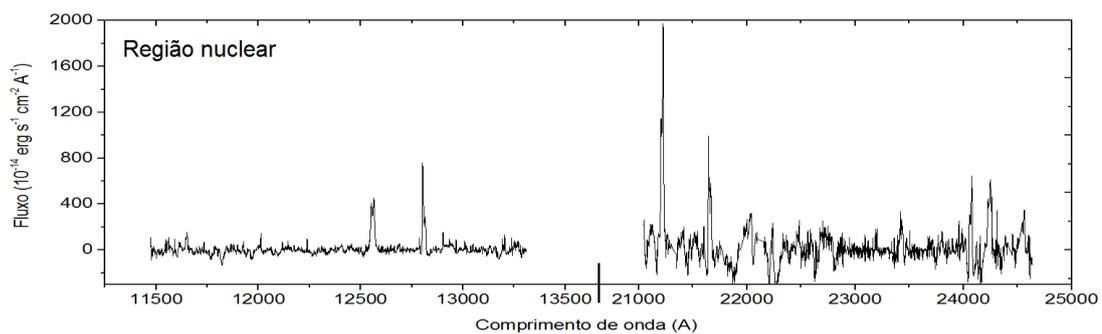


Figura 5.35: Espectros das bandas JK da região nuclear, com o contínuo subtraído, com abertura de $0''.5$ de raio.

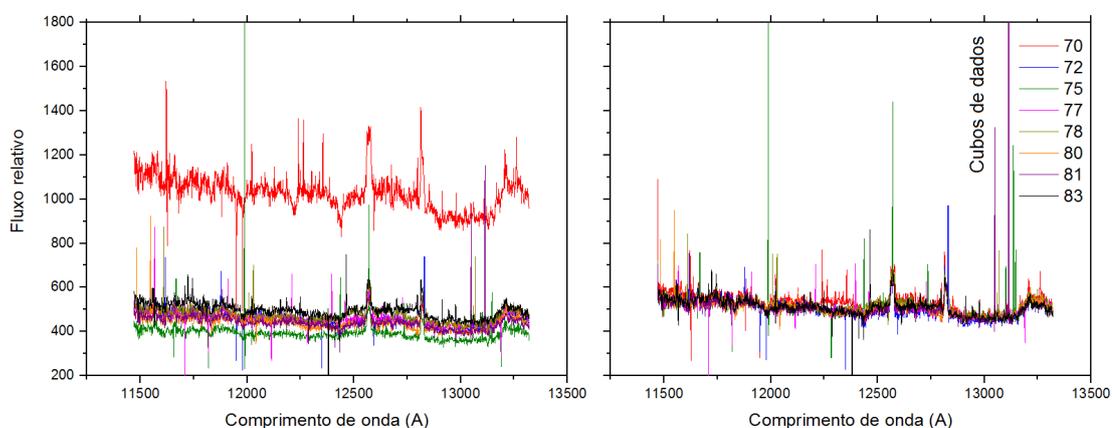


Figura 5.36: Espectros antes da calibracao de NGC 5929 na banda J .

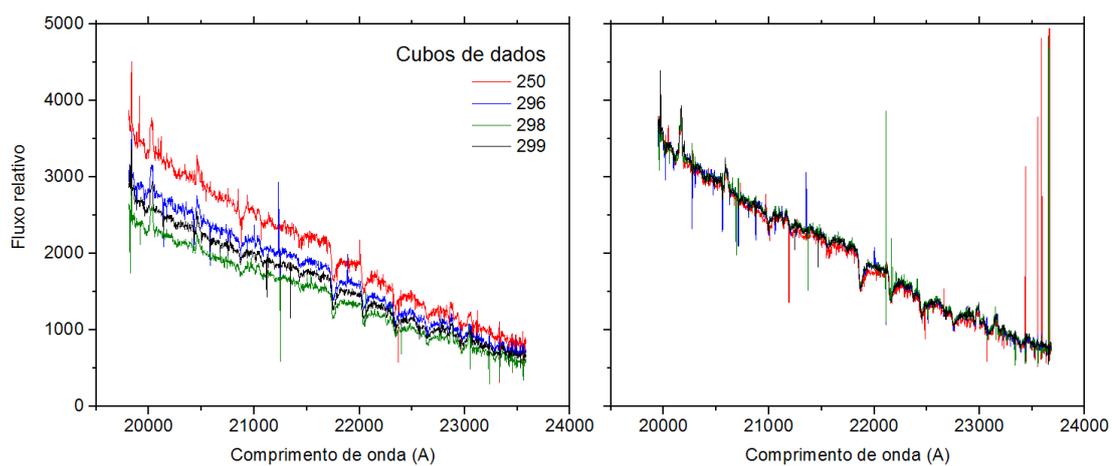


Figura 5.37: Espectros antes da calibracao de NGC 5929 na banda K .

na banda K .

Um aspecto notável no processamento de imagem desta galáxia é que a deconvolução,

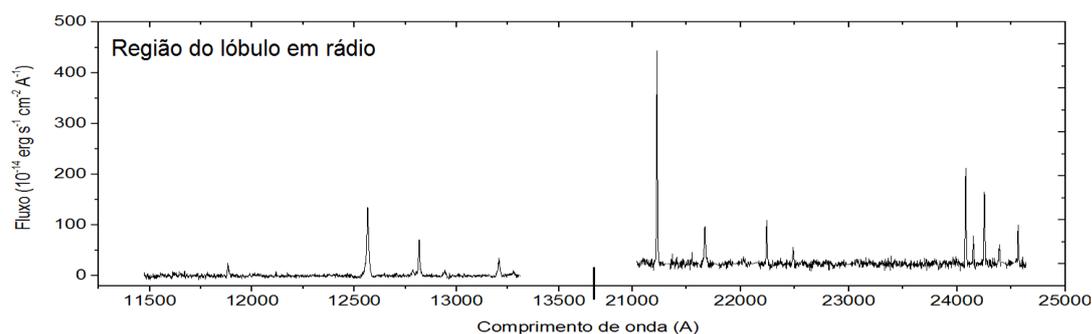


Figura 5.38: Espectros das bandas JK da região do lóbulo em rádio sudoeste, com o contínuo subtraído, com abertura de $0''.1$ de raio.

visivelmente crucial para a análise de NGC 1068, por exemplo, não resultou em melhoras neste caso. Utilizou-se como PSF as respectivas estrelas de calibração para ambas as observações em cada banda, e nenhuma redução na FWHM foi medida na imagem do bojo da galáxia após a deconvolução. Desta forma, esta é a única galáxia analisada onde esta etapa não foi efetivamente aplicada. Uma outra diferença é que o contínuo desta galáxia foi subtraído, quando necessário, pelo ajuste de splines.

5.3.3 Análise de dados

Apesar desta ser a única galáxia analisada, além de NGC 1068, com a linha de [Fe II], diferentes imagens feitas para distintos intervalos de velocidades não mostraram um comportamento duplo da linha de emissão, como mostrou NGC 1068 e NGC 6951 para regimes de altas e baixas velocidades. Em contrapartida, as altas velocidades se localizam em regiões mais distantes do AGN, mais próximas da emissão em rádio para todas as linhas, embora com distribuições espaciais distintas. Próximo ao centro, verificando a mudança de lados (nordeste para sudoeste) em relação ao PA perpendicular à emissão em rádio (a partir daqui trataremos esta emissão simplesmente como “jato”), vê-se que todas as linhas de emissão apresentam uma mudança de cinemática, que devido a efeitos de *seeing*, a distribuição espacial dos perfis de linha se misturam no espectro em uma região não resolvida totalmente pelo detector e resultam em um perfil alargado próximo do cento cinemático. Efeito este que impede de caracterizar fisicamente os perfis de linhas nesta região. Ao longo do PA de rádio há indícios de que o gás esteja acelerando radialmente, embora distinguir este efeito entre outras componentes de gás afetadas pelo jato (como os

Tabela 5.14 - Relação das linhas de emissão mostradas nas imagens, com suas respectivas faixas de velocidade mapeadas.

λ_{vac} (Å)	Ion	Velocidade (km s ⁻¹)
12 570	[Fe II] $a^4D_{7/2} - a^6D_{9/2}$	-716 < v < 525
12 822	HI Pa β	-304 < v < 491
21 218	H ₂ 1-0S(1)	-268 < v < 339
21 661	HI Br γ	-318 < v < 291

duplos picos detectados), fique mais incerto. Os painéis das Figs. 5.39, 5.40 e 5.41 mostram em composições RG (*red-green*) a distribuição espacial, sobrepostas entre si, de todas as linhas mostradas na Tabela 5.14. As imagens das linhas são sempre mostradas repetidas nos painéis adjacentes, com 20% e 50% do fluxo relativo ao pico de emissão, respectivamente. Abaixo desse nível de emissão, os pixels possuem razão S/N < 10, medido em uma região sem linhas.

As imagens sobrepostas do gás ionizado observadas com o HST têm resolução similar ($\sim 0''.1$) às imagens do NIFS, igualmente para as imagens em rádio de 1,6 GHz. Assim como no caso de NGC 1068, há uma cobertura com resolução espacial semelhante para uma larga faixa espectral (como em rádio, no óptico e infra-vermelho), com a diferença que esta galáxia está $2,7\times$ mais distante e, portanto, com uma resolução espacial equivalentemente inferior. No entanto algumas características se sobressaem na sobreposição destas imagens, por exemplo, há uma melhor correlação espacial entre as emissões do gás molecular e [Fe II] (na orientação sudoeste), e das linhas de maior ionização Pa β e Br γ (lado nordeste). E nenhum dos casos de sobreposição de imagens, o pico de uma determinada linha coincide com outra. Assumindo que a origem do gás detectado nas várias faixas de ionização seja proveniente de um mesmo ambiente e distribuição de matéria, todas as imagens descreveriam diferenças nos processos físicos que as tornam anti-correlacionadas entre si.

As emissões que melhor correlacionam com o jato em rádio são, inesperadamente, as de menor ionização: do gás molecular H₂ e [Fe II]. Em contrapartida, o pico de emissão no óptico, como visto nos contornos das imagens na Fig. 5.39, não só está correlacionado com a região de mais baixa ionização, como se apresenta mais extenso ao redor da região sudoeste, embora os picos não coincidam.

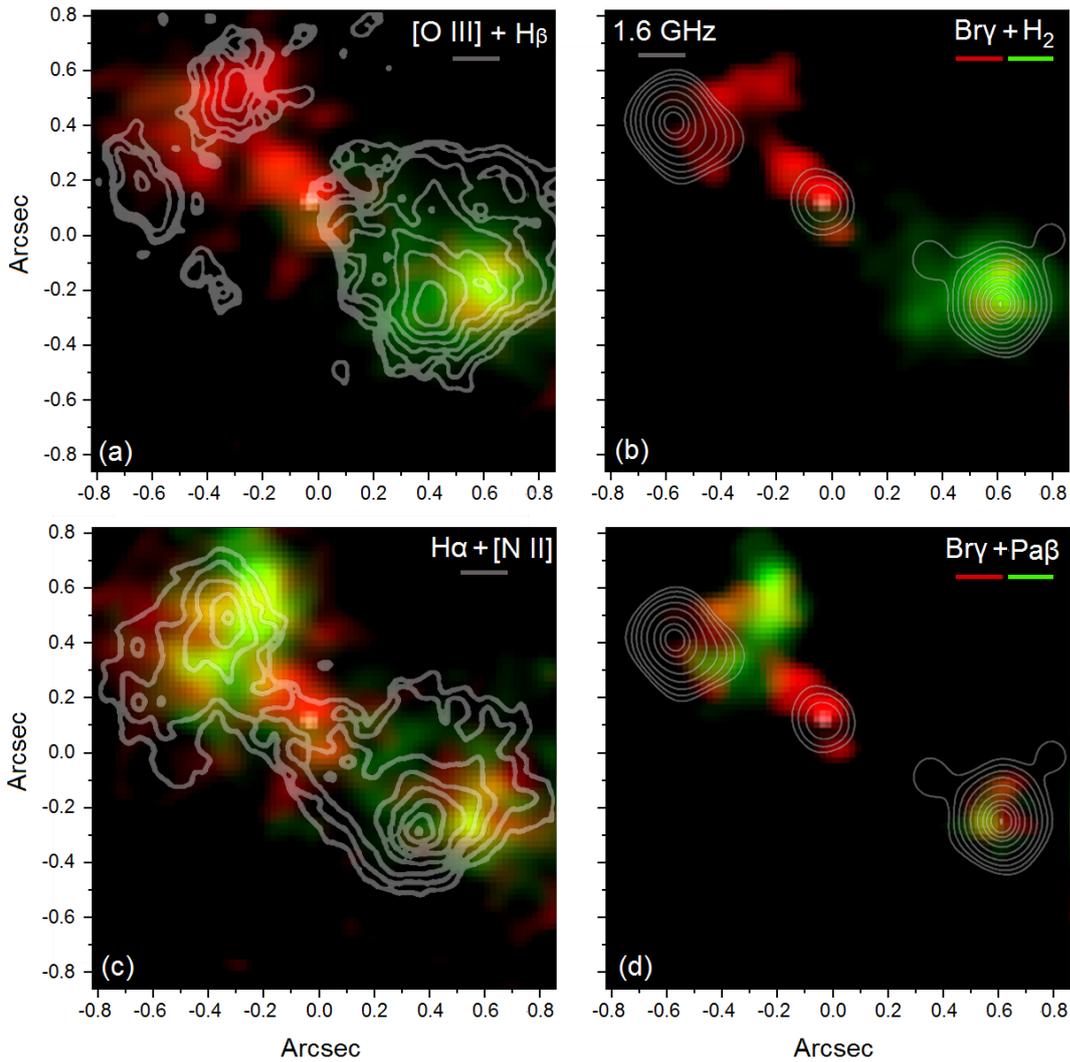


Figura 5.39: Composição RG das linhas de emissão de Br γ (vermelho) e H $_2$ (verde) nos painéis (a) e (b), com os contornos da emissão de [O III]+H β do HST e rádio em 1,6 GHz-MERLIM. O limite de fluxo mapeado é de 20% e 50% do pico de emissão, respectivamente. Nos painéis (c) e (d) repete-se a emissão Br γ , mas com a imagem de Pa β (verde); os contornos adicionais mostram a emissão de H α + [N II]. O centro do bojo na banda K e J é mostrado em branco.

Na região do lóbulo em rádio nordeste estão mais intimamente correlacionadas as linhas de Br γ e Pa α , bem como a emissão no óptico, com os respectivos picos de emissão. No entanto, a emissão é menos concentrada e parece se dispersar em diferentes regiões não inteiramente correlacionadas, como mostrado nos contornos de [O III]+H β . Neste sentido, a emissão conjunta do gás na região nordeste parece descrever uma “concha” ionizada, enquanto na orientação oposta há uma distribuição mais extensa e simétrica em relação ao centro de emissão. Tal configuração pode ser devida a maior extinção no lado nordeste, como de fato foi inferida nos trabalhos de (Ferruit et al., 1999) e Riffel et al. (2015). Embora

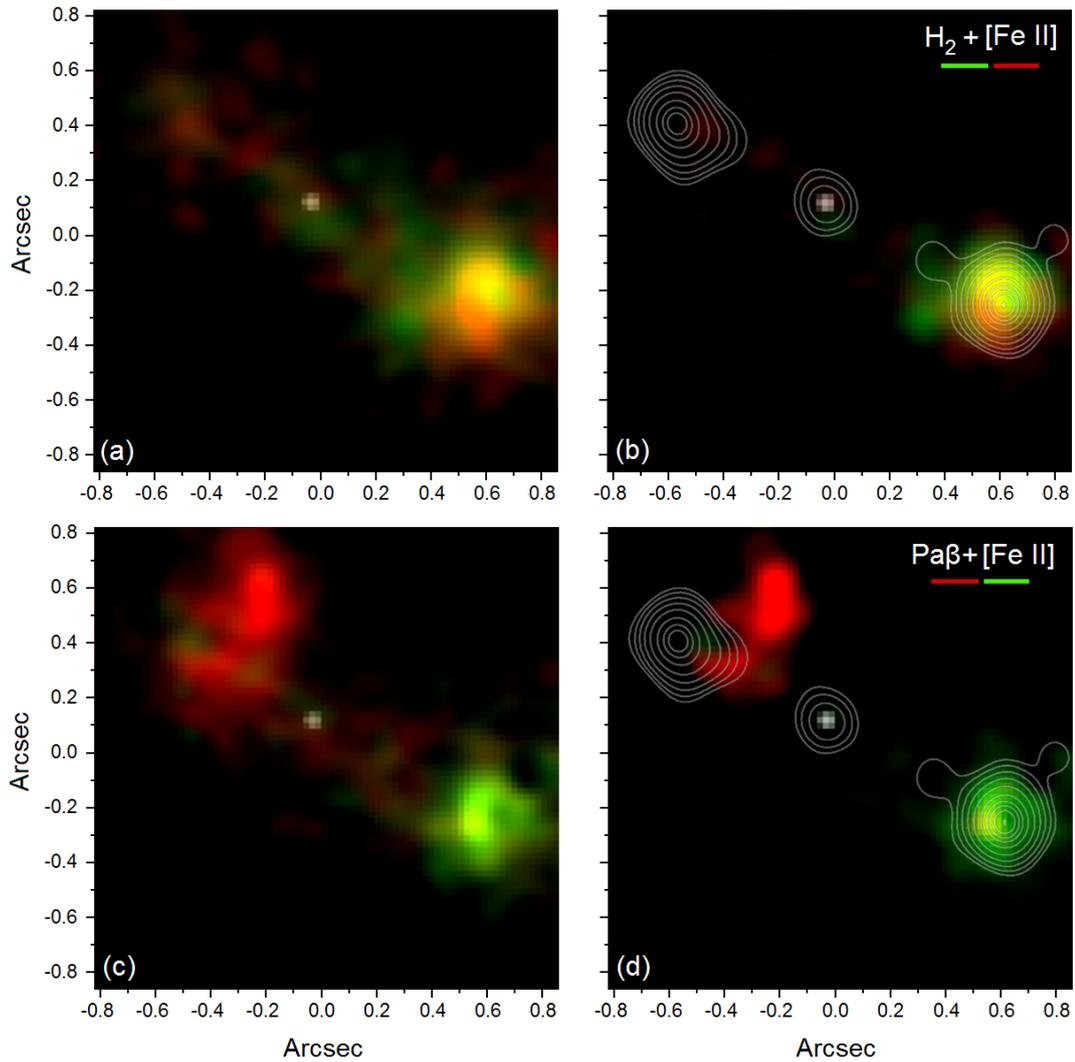


Figura 5.40: Composição RG das linhas de emissão de H₂ (verde) e [Fe II] (vermelho) nos painéis (a) e (b). O limite de fluxo mapeado é de 20% e 50% do pico de emissão, respectivamente. Nos painéis (c) e (d) repete-se a emissão [Fe II], mas com a imagem de Pa β (vermelho). O centro do bojo na banda K e J é mostrado em branco.

seja uma conclusão consistente em relação às diferentes linhas de ionização, ressalta-se que tanto no óptico quanto no infra-vermelho ambas as emissões se mostram morfologicamente equivalentes, embora ambas estejam naturalmente sujeitas a extinções diferentes entre si.

Finalmente, as emissões de maior ionização parecem se complementar entre si, não estando totalmente correlacionadas espacialmente, enquanto o gás molecular com o [Fe II], mais intensos no lado sudoeste, sobrepõe-se juntamente com a mesma dimensão mostrada no lóbulo em rádio (simetricamente distribuídas ao longo do jato).

Em relação ao *outflow* descrito pelas linhas de emissão (tanto em baixa como alta

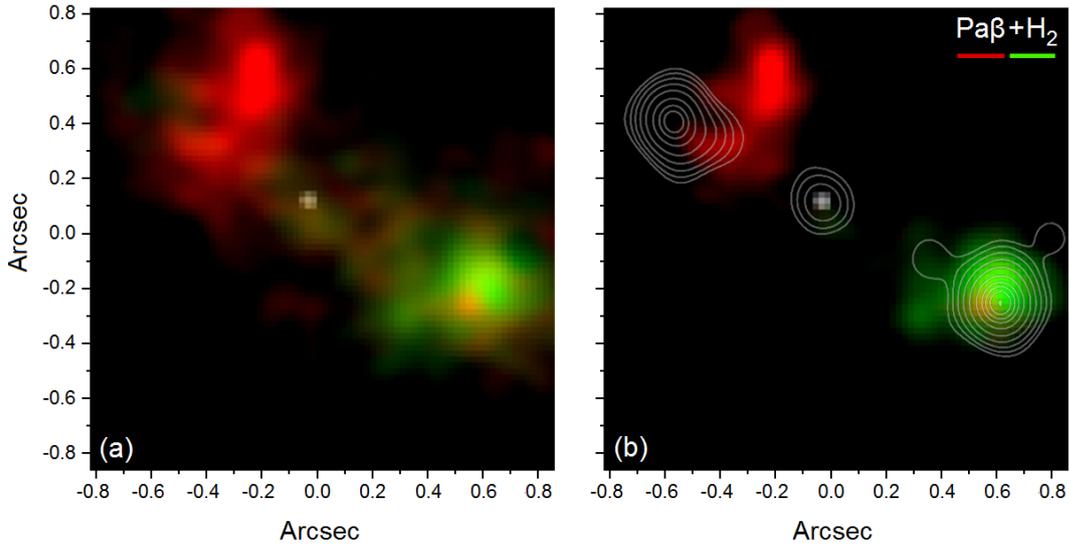


Figura 5.41: Composição RG das linhas de emissão de H_2 (verde) e $Pa\beta$ (vermelho) nos painéis (a) e (b). O limite de fluxo mapeado é de 20% e 50% do pico de emissão, respectivamente. O centro do bojo na banda K e J é mostrado em branco.

ionização) é curioso que a emissão em rádio seja claramente simétrica, embora esta simetria não corresponda com equivalentes distribuições encontradas nos diferentes graus de ionização, inclusive mais relacionadas com o rádio no lado sudoeste, apesar de que as emissões de linhas das bandas J e K estejam distribuídas com a mesma orientação com $PA \sim 60^\circ$.

A cinemática das linhas de emissão, no entanto, seguem um padrão muito semelhante, como mostrado na Fig. 5.42 em composições RB das asas azuis e vermelhas, sobrepostas pela imagem da emissão em rádio. Parece que a falta de simetria em relação às linhas de emissão não é vista nestas imagens, que são muito semelhantes, indicando que o mecanismo de aceleração possa atuar igualmente em ambos os lados do *outflow*, embora a interação com o jato possa ter levado a diferentes graus de ionização. Pelas imagens, vê-se que há apenas uma componente cinemática associada aos lóbulos em rádio, embora o pico de emissão de algumas linhas seja expresso majoritariamente em um lado preferencial da emissão em rádio. Ressalta-se que não há evidência de uma segunda componente cinemática, que seria associada ao disco da galáxia.

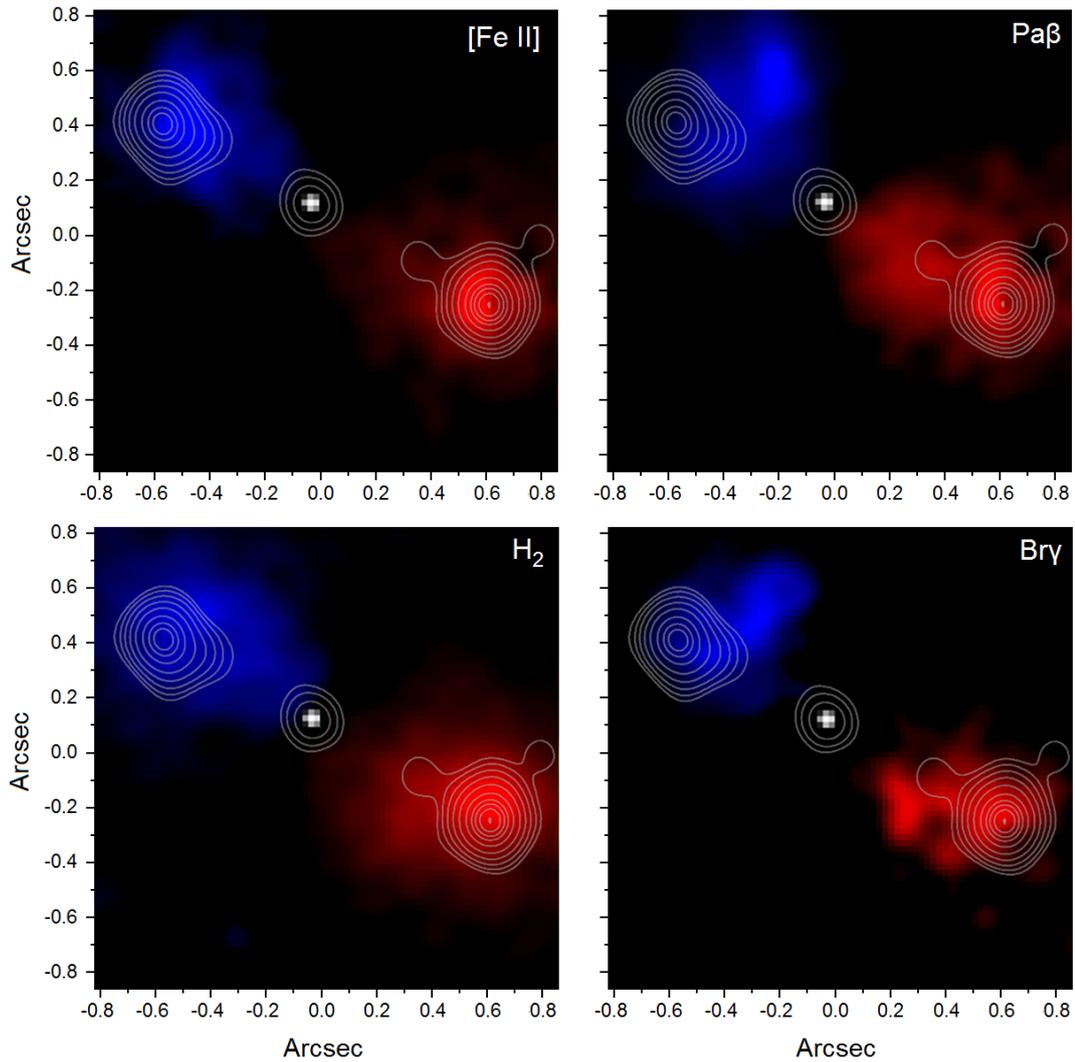


Figura 5.42: Composição RB das asas azuis e vermelhas das linhas de emissão de $[\text{Fe II}]$, $\text{Pa}\beta$, H_2 e $\text{Br}\gamma$, mostrando a cinemática de cada linha, superpostas com a emissão em rádio 1,6 GHz. O centro do bojo na banda K e J é mostrado em branco.

Tomografia PCA

Dada certa dualidade espectral nas linhas de emissão, apresenta-se não só o PCA dos respectivos cubos com o contínuo subtraído, mas primeiramente o PCA para o contínuo (mais presente na banda K), que revela também um comportamento duplo quanto a contribuição espacial para diferentes inclinações, como visto na Fig. 5.43.

Seguindo a maior variância do autovetor E1 está a contribuição azulada nuclear, cujo centróide coincide com o centro fotométrico do bojo, cuja emissão é atribuída à radiação proveniente do AGN e coincidente com a emissão central em rádio em 1,6 GHz. Deslocado deste centro, é detectada, através do autovetor E2, uma emissão nuclear avermelhada,

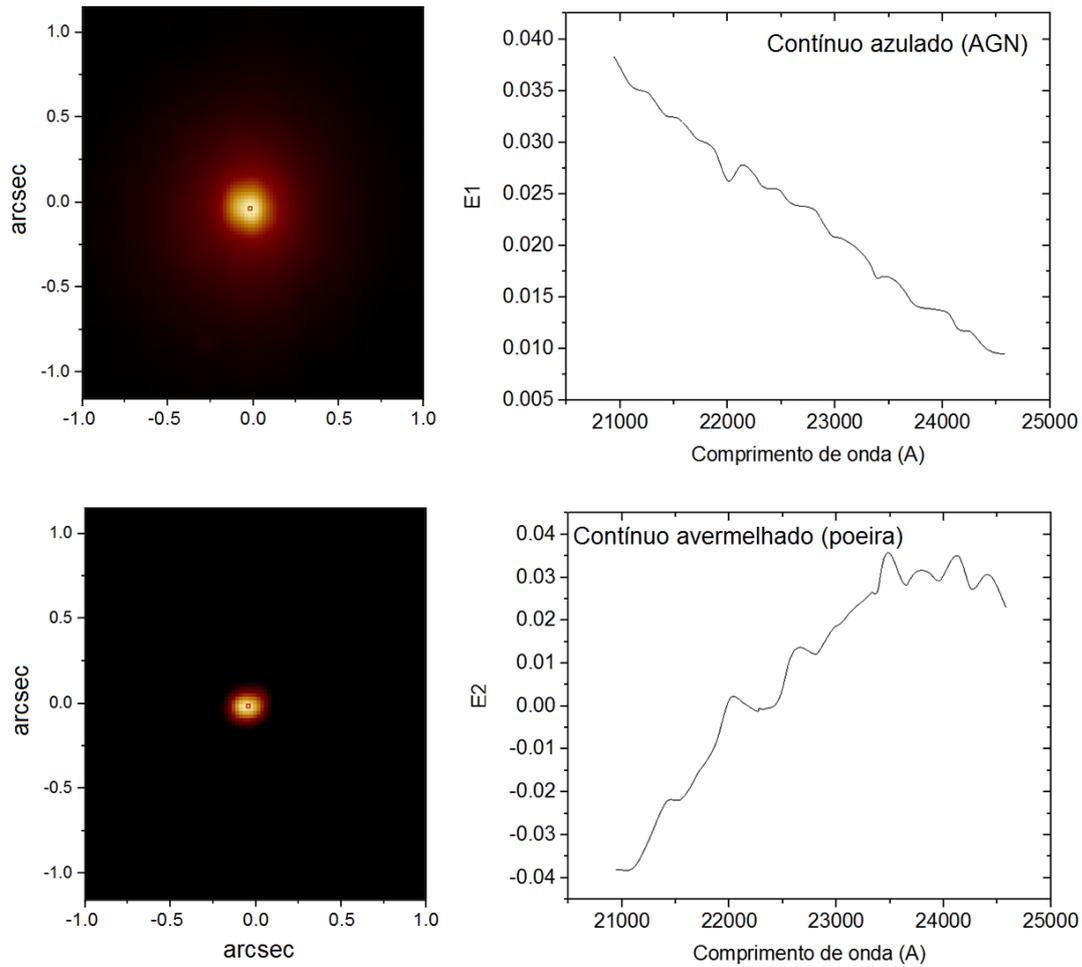


Figura 5.43: Autovetores E1 e E2 para o PCA no contínuo da banda K , mostrando um comportamento duplo relacionados à diferentes fenômenos nucleares.

com $\text{FWHM}=0''.2$, cuja natureza é naturalmente atribuída à emissão térmica da poeira. A diferença, muito embora no limite da resolução, é que esta está deslocada por $0''.03$ do centro fotométrico, exatamente na direção nordeste.

Seguindo com o PCA para a banda K , nas Figs. 5.44 e 5.45 é mostrado o resultado para o cubo de dados com o contínuo subtraído. O primeiro autovetor mostra a já prevista anti-correlação entre as asas azuis e vermelhas da linhas de emissão, com um peso consideravelmente maior para a emissão em *redshift*, no lado sudoeste do núcleo. Não é claro, nesta etapa da análise, dizer que o lado em *blueshift* é mais obscurecido, porque diferentes linhas de emissão se mostram com intensidades distintas em cada lado dos lóbulos. Neste caso, o gás molecular já se apresentava mais intenso onde o PCA mostra sua maior relevância no lado em *redshift*. Como a extinção deveria afetar igualmente as

linhas detectadas no infra-vermelho (diferentemente do esperado no óptico), assume-se que esta variância é intrínseca ao gás molecular. Para o autovetor E2, embora seja visível o resíduo estelar no autoespectro, o que se mostra em correlação no tomograma é a região onde há maior emissão nuclear das linhas de emissão H_2 e $Br\gamma$. Nota-se que a orientação do alongamento da correlação central não coincide com o PA extenso em rádio e nem é perpendicular aos lóbulos.

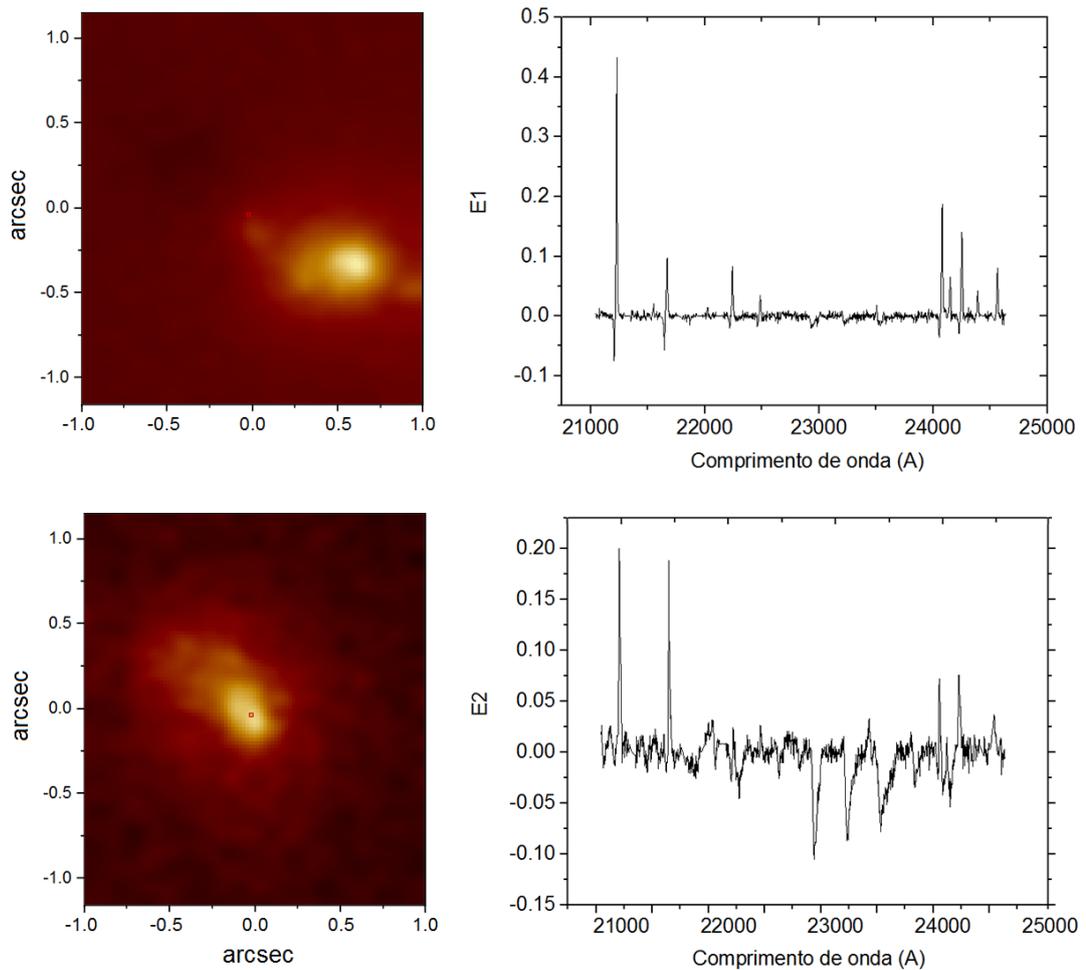


Figura 5.44: Autovetores E1 e E2 para o PCA com o contínuo subtraído na banda K , com os respectivos tomogramas. O quadrado vermelho marca o centro do bojo.

O autovetor E3 mostra algo novo, não discutido até então através das imagens das imagens separadas das linhas de emissão. Esta característica de picos duplos associados às asas das linhas, anti-correlacionados com o perfil estreito de emissão, é recorrente em várias análises de diferentes galáxias (como em NGC 6951 e NGC 1068), e mostra claramente onde a dispersão de velocidades é maior, que no caso coincide quase que exatamente

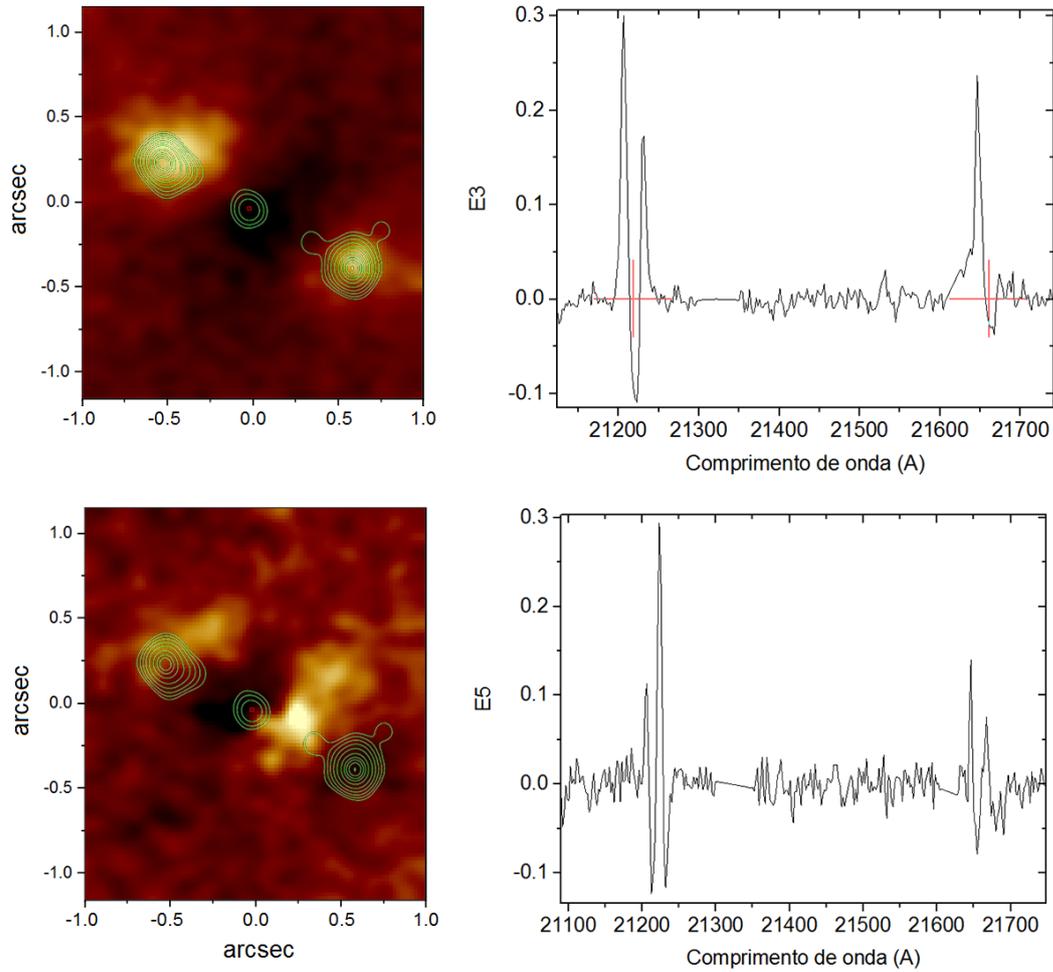


Figura 5.45: Autovetores E3 e E5 para o PCA com o contínuo subtraído na banda K , com os respectivos tomogramas. Os contornos representam a emissão em rádio e o quadrado vermelho marca o centro do bojo.

com a emissão em rádio (com exceção no lado nordeste). Em contrapartida, perpendicular ao jato estão anti-correlacionadas às emissões estreitas das linhas. Na banda J será visto exatamente a mesma característica. Neste ponto ressaltamos que não há indícios, a partir da análise apresentada, de maior dispersão de velocidades com orientação perpendicular ao jato, como detectado em Riffel et al. (2015). Os perfis de linhas nesta região são aparentemente mais largos devido à mudança da cinemática relacionada ao *outflow*, diluídos devido ao alargamento pela PSF.

O autovetor 4 não é mostrado devida a uma variância associada às bandas de CO, não totalmente subtraídas, e o autovetor E5 ainda mostra uma correlação muito acima do nível do ruído, embora com interpretação menos clara. Assinaturas deste tipo, com

duplos picos anti-correlacionados com depressões também duplas, são características de cinemáticas diferenciais ao longo de diferentes canais de velocidade e distâncias do AGN, mostrando apenas que há duas componentes em *blueshift* e em *redshift* com velocidades diferenciadas em cada lado do núcleo em que se espera que estejam. Novamente, as altas velocidades estão associadas com os lóbulos em rádio.

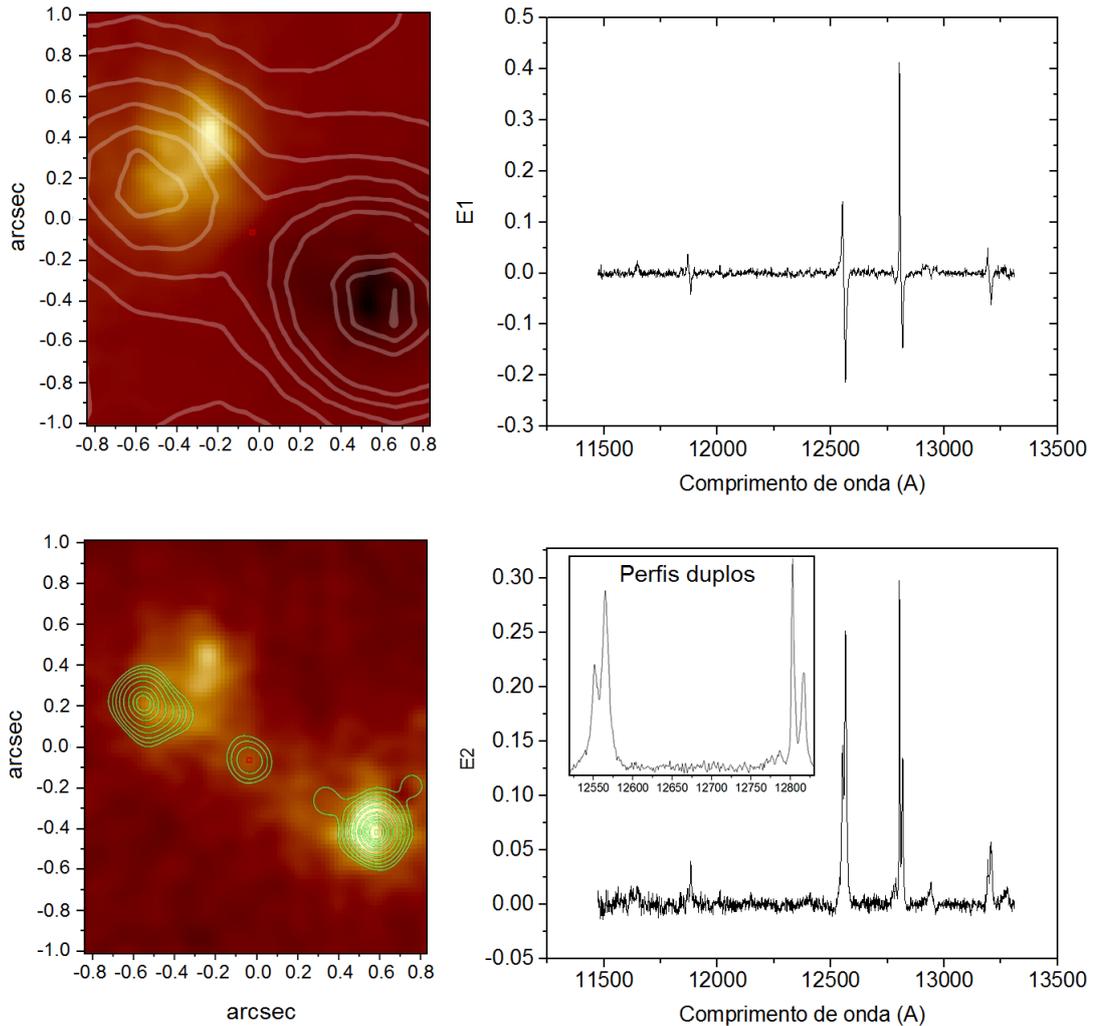


Figura 5.46: Autovetores E1 e E2 para o PCA com o contínuo subtraído na banda J , com os respectivos tomogramas. A emissão em 0,408 GHz é sobreposta no tomograma 1 e o quadrado vermelho marca o centro do bojo.

Para a banda J , devido a não haver emissão molecular H_2 , exibe um resultado diferente para o PCA do cubo com o contínuo subtraído, como mostrado nas Figs. 5.46 e 5.47. Novamente o autovetor E1 mostra a cinemática das linhas detectadas, mais sobressalente para o *blueshift* em $Pa\beta$, e com uma maior anti-correlação em *redshift* para o $[Fe II]$, como esperado dadas as regiões onde cada uma mostra-se mais intensa. Os contornos em rádio

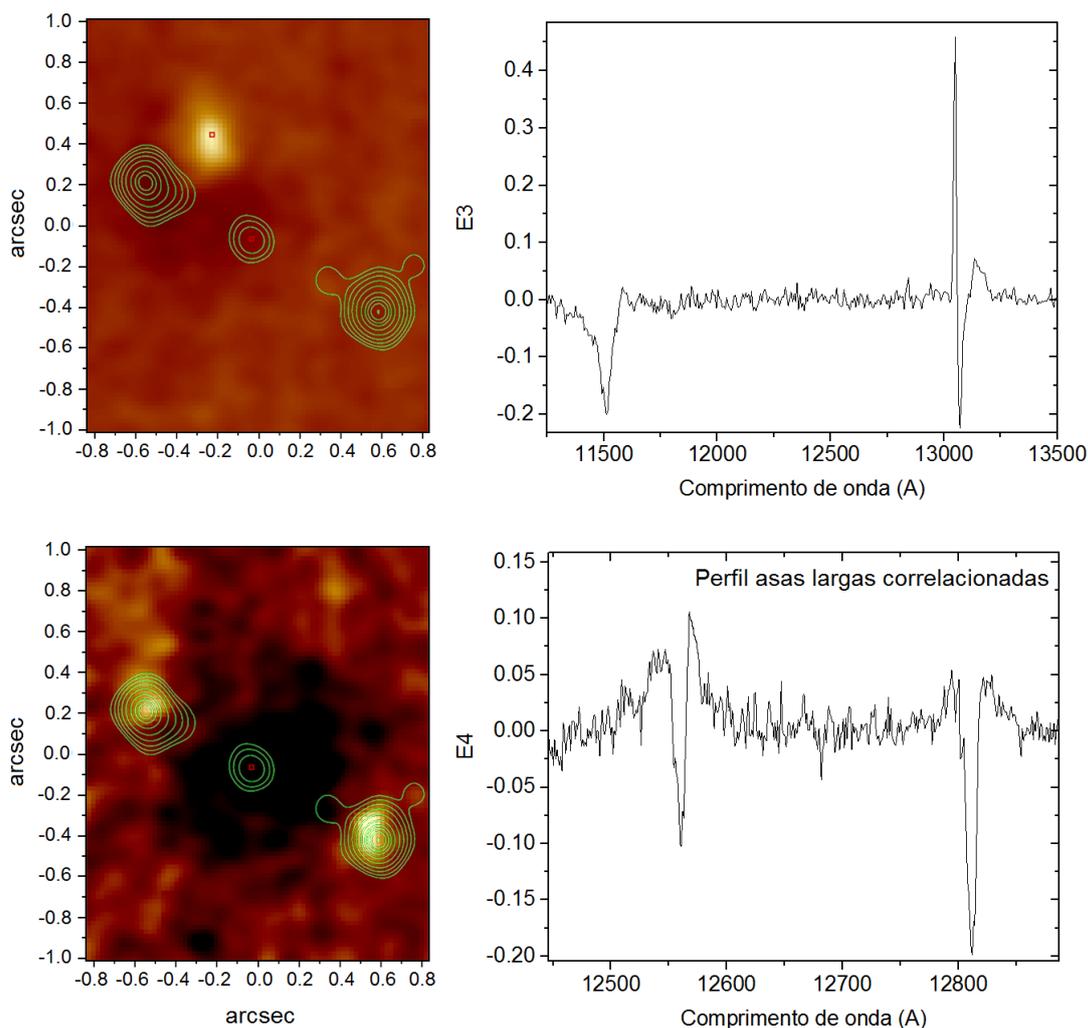


Figura 5.47: Autovetores E3 e E5 para o PCA com o contínuo subtraído na banda J , com os respectivos tomogramas. Os contornos representam a emissão em rádio e o quadrado vermelho marca o centro do bojo.

são da emissão em 0,408 GHz, que em um campo de visão mais estendido mostra um alongamento na região perpendicular ao jato. Parcialmente equivalente ao autovetor E2 da banda K , aqui se mostra onde as linhas de gás ionizado são mais intensas, juntamente com um perfil duplo de emissão, provavelmente originados pela perturbação causada pelo jato, cuja emissão é novamente vista sem uma forte correlação espacial no lado nordeste do núcleo. Ressalta-se que este perfil duplo não é facilmente perceptível analisando-se o cubo de dados e, mais uma vez, reforça uma certa simetria na interação do jato com o gás em *outflow*, embora a não haja uma simetria entre as diferentes componentes do gás ionizado e molecular.

Embora não seja possível separar individualmente nuvens de gás, é sugestivo que hajam distribuições discretas ao longo da propagação do jato. Um exemplo disso é visto no autovetor E3, mostrando uma correlação das asas largas de $\text{Pa}\beta$ em uma emissão compacta anti-correlacionada com o lóbulo adjacente em rádio. Tal componente carrega variância o suficiente para ser detectada pelo PCA, mostrando um claro comportamento discreto e separado do gás ionizado. Interessante notar que esta nuvem coincide aproximadamente com o pico de emissão dos filtros do HST mostrados nos contronos da Fig. 5.39.

Por fim, há uma repetição do que é visto no autovetor E3 da banda K , mas para as linhas unicamente de gás ionizado, no autovetor E4, embora seja mais evidente a anti-correlação do perfil estreito das linhas ao redor do AGN. Há, no entanto, uma perfeita correlação com a maior dispersão de velocidades com ambos os lóbulos em rádio, melhor do que era visto no autovetor da banda K . Nenhuma indicação de emissão larga é vista próxima do AGN e, na verdade, o PCA mostra que perpendicular à emissão rádio as linhas são mais estreitas.

5.3.4 Resultados e conclusões

A primeira característica derivada da análise das quatro linhas de emissões mais intensas em NGC 5929 é que não há simetria tanto em morfologia do gás quanto em grau de ionização para cada lado do *outflow*, embora a emissão em rádio seja essencialmente simétrica em ambos os lados. Esta falta de simetria não pode ser obviamente justificada pela extinção interestelar, uma vez que algumas linhas de emissão ($\text{Pa}\beta$ e $\text{Br}\gamma$) são mais intensas no lado atribuído a maior obscurecimento. Como consequência natural deste cenário, não há um ângulo de posição precisamente medido para cada distribuição de gás, embora todas as linhas concordem com a orientação da emissão em rádio. As linhas de maior ionização parecem se complementar espacialmente no lado em que são mais intensas (nordeste), apresentando uma forma mais semelhante a um “arco”, enquanto no lado oposto apresentam uma morfologia mais coincidente e melhor correlacionada com o lóbulo em rádio.

A existência de um suposto jato é discutível, visto que a emissão em rádio é muito mais evidente nos lóbulos e haja plena presença de gás ao longo da mesma orientação, contrária à expulsão do gás na direção em que o jato se propaga. Uma primeira sugestão que se

evoca para explicar a diferente correlação espacial entre os lóbulos e o gás em ambos os lados decorre do fato que no lado nordeste o gás parece ser mais fragmentado e, portanto, podendo indicar que o jato tenha rompido através do gás que acelerou até tais distâncias, diferentemente do lóbulo oposto, que inclusive apresenta um gás menos ionizado. Devido a esta “dicotomia” qualquer análise de razões de linhas deve ser interpretada com cautela, visto que diferentes processos de excitação, independente da interação com o gás emissor em rádio, podem estar ocorrendo em cada caso. Fato este devido a diferentes distribuições de matéria.

Com intuito de simplificar o papel da emissão em rádio, seus respectivos lóbulos correlacionam apenas com duas características: com a emissão $H_2 + [Fe II]$ no lado sudoeste e com uma maior dispersão de velocidades para todas as linhas detectadas. Como visto, o lóbulo está além do gás detectado no lado nordeste, indicando uma interação mais intensa com o gás no passado, mas parece estar contido no sentido oposto. Parece haver, portanto, uma correlação do gás quente (rádio) com o gás menos ionizado, como se representasse um estágio mais preliminar antes da expulsão do material no caminho do jato, uma vez que o gás mais ionizado está anti-correlacionado.

Próximo do AGN a cinemática de ambos os lados dos lóbulos em rádio, se confunde, simplificada falando, duas Gaussianas com perfis de linha semelhantes se somam e matematicamente isso significa que a FWHM desta soma será naturalmente maior que os perfis individuais, uma vez que as asas não “alargam” mais, mas seu pico fica mais intenso, ou seja, $\sigma_{soma}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$, dando a impressão que se tem uma componente Gaussiana mais alargada próxima ao centro e nas bodas do limite da cinemática do gás. Outro efeito que pode contribuir aleatoriamente para “deformar” a Gaussiana resultante é o elevado nível do ruído quando próximo do AGN, cuja contribuição para o perfil de linha real se torna significativa. Sendo assim, é possível que o resultado encontrado em Riffel et al. (2015) (sobre o *outflow* equatorial) seja uma consequência do alargamento de duas Gaussianas que representam componentes diferentes de cinemática. Ressalta-se que a tomografia PCA tem revelado correlações das asas largas das linhas quando estas estão presentes, de modo que revelou também em NGC 5929, mas para a região dos lóbulos em rádio. No entanto, não se descarta que pode haver uma diferença substancial no S/N dos espectros, dado um diferente tratamento dos dados, tal que, de fato, possa ter sido detectado uma dispersão

maior e real em Riffel et al. (2015).

Por fim, não há nenhum indício de gás mais extenso que estaria alimentando este AGN, com apenas a breve sugestão de que um contínuo avermelhado está presente ligeiramente fora do centro fotométrico do bojo. A ausência de uma NLR com o clássico formato que lembra dois cones de ionização pode indicar que um possível jato contribua muito mais significativamente para a dinâmica e excitação do gás disponível que a radiação proveniente do AGN. Conclui-se que o modelo mais aceito para a propagação da emissão rádio (que formaria uma cavidade interna à expansão do gás) não dá conta de explicar as notáveis assimetrias aqui mapeadas, e que não é claro o suficiente definir se o gás visualizado está sendo ejetado desde distâncias próximas do núcleo ou faz parte, em sua maioria, de gás inicialmente disposto no meio interestelar no caminho do jato em rádio. Podemos dizer, no entanto, que uma simetria é mais naturalmente explicada por um fenômeno nuclear, enquanto que a sua falta é melhor atribuída à inhomogeneidades já presentes para distâncias maiores do AGN.

Em resumo, os principais pontos que concluímos são:

1. O jato em rádio (ou o remanescente de um) propaga-se simetricamente em relação ao AGN, enquanto provoca uma emissão assimétrica do gás devido inhomogeneidades inicialmente presentes no meio interestelar.
2. O gás molecular se correlaciona espacialmente com a emissão de [Fe II], mais intensos no lado sudoeste e coincidentes com o respectivo lóbulo em rádio. Em contrapartida, o gás mais ionizado ($\text{Pa}\beta$ e $\text{Br}\gamma$) é mais intenso, mais fragmentado e menos coincidente entre si e o respectivo lóbulo nordeste.
3. Como esperado, a alta dispersão de velocidades se correlaciona estritamente com o pico de emissão em rádio, reforçando a hipótese de que o plasma, mais quente, cria cavidades e expande o gás do meio interestelar. Os picos de emissão no óptico não coincidem com os lóbulos, condizentes com uma provável expansão lateral do gás ocasionada pela passagem do jato.
4. Não foi confirmado o resultado de um *outflow* perpendicular à emissão rádio, inferido pelo ajuste de duplos perfis de gaussianas na região equatorial por Riffel et al. (2015). Ao contrário, o PCA mostra uma correlação da emissão das asas largas das linhas

(presentes nos lóbulos em rádio) e uma anticorrelação com o perfil estreito, na região perpendicular a eles. É possível que seja um artefato resultante do comportamento dos perfis de linhas em uma região de transição da cinemática diluída na PSF.

5. Há uma dicotomia em relação ao contínuo na banda K , detectada pelo PCA como emissões distintas provenientes de duas regiões centrais muito próximas ($0''.03$), sendo a primeira um contínuo azulado decorrente da radiação do AGN e uma segunda o contínuo avermelhado relacionado à emissão de poeira, como previsto pelo modelo unificado e esperado para uma galáxia Seyfert 2.

Conclusões e perspectivas

6.1 Conclusões

Através de observações e arquivos de dados de espectroscopia de campo integral com o SINFONI-VLT e NIFS-Gemini Norte, apresentou-se a análise de cinco AGNs, a saber, NGC 6951, NGC 1068, IC 1459, NGC 5102 e NGC 5929, no infravermelho próximo e com óptica adaptativa.

Previamente à análise destes AGNs, é aplicada uma rotina de tratamento de dados desenvolvida e largamente testada e aprimorada pelo nosso grupo no IAG. Três principais fatores que motivam o seu uso são: (1) a remoção de características instrumentais nas imagens (filtragem de altas frequências e remoção de *fingerprint*), que sempre estão presentes, em menor ou maior grau e, em alguns casos, (2) o aprimoramento da resolução espacial através da deconvolução e (3) a preparação do cubo de dados para a análise da tomografia PCA, afim de que não detecte correlações espúrias decorrentes de defeitos nos dados. A única exceção consistiu na não aplicação da deconvolução nos dados de NGC 5929, cujo resultado não apresentou melhoras. Tal fato pode ser entendido como uma maior degradação da imagem ocasionado por um efeito mais dramático do *seeing* em suas subestruturas dada ser a galáxia mais distante analisada (com dimensões físicas na NLR comparáveis às galáxias mais próximas). Em outras palavras, o algoritmo da deconvolução opera melhor quanto mais pontual for a imagem a ser deconvoluída.

O relativo número reduzido de AGNs analisados (apenas dois a mais que no mestrado, sob um projeto semelhante), é naturalmente justificado pelo nível de detalhamento em que se ateuve nas galáxias NGC 6951 e NGC 1068, com a última analisada em duas bandas espectrais e para duas escalas de píxel diferentes, culminando em extensos artigos como

o artigo publicado de NGC 6951, em consonância com os dados no óptico, e o referente a NGC 1068 em processo de submissão. Portanto, ambas apresentando os resultados mais amplos na presente tese.

6.1.1 A galáxia NGC 6951

Para a galáxia NGC 6951, uma gêmea ativa da Via Láctea, havia uma motivação prévia para o pedido de observação os seus 200 pc centrais, no infravermelho, baseada em dados do óptico do HST/ACS. Tais imagens revelavam duas estruturas ionizadas extendidas e de orientação similar, com uma região obscurecida entre este par de emissões e um núcleo brilhante, sugerindo a presença de uma estrutura colimadora e/ou de obscurecimento. Jun-tando a evidência da presença de espirais de poeira, seria surpreendente não encontrar gás neutro e aquecido, passível apenas de ser detectado em comprimento de ondas menores. Havia ainda observações no óptico do IFU GMOS, que oferecendo meios de se verificar a cinemática do gás, revelando um outflow de gás, co-espacial com o que, a partir de então, eram os cones de ionização vistos pelo HST. A partir da análise do seu cubo de dados no infravermelho, om o NIFS, detectou-se uma estrutura compacta de gás mole- cular H_2 , interpretada como um disco visto aproximadamente de perfil, com diâmetro de ~ 47 pc, $PA=124^\circ$ e um claro perfil de rotação com intervalo de velocidades de -40 à $+40$ $km\ s^{-1}$. Este disco está desalinhado por 32° com respeito ao jato em rádio e os cones de io- nização visto no óptico. Há duas regiões de gás turbulento, com ângulos de posição similar aos jatos/cones, vistos simultaneamente nas fases molecular e ionizada, onde tais regiões estão conectadas às extremidades do disco molecular e coincidem com uma alta razão de $[N\ II]/H\alpha=5$, sugerindo que estas regiões são excitadas por choques, sejam parcialmente ionizadas, ou apresentem ambos os processos. A interpretação apresentada, permitida ape- nas pela análise concomitante dos três conjuntos de dados (HST, GMOS e NIFS), propõe de forma muito consistente que estas estruturas são uma consequência de um “processo de escavação” que o jato inflige ao disco, ejetando o gás molecular na direção dos cones de ionização. Este é um caso interessante de um objeto apresentando evidência de uma estrutura conectada de *feeding-feedback*, consequência da injeção de energia nas paredes internas do disco molecular e provável localização da geração de ventos secundários a ace- lerar o gás molecular para as regiões do cone de ionização, sendo ao menos parte da origem

do H ionizado. Além disso, a curva de velocidade do disco molecular fornece uma massa dinâmica dentro de 17 pc, de $M_{dyn} = 6,3 \times 10^6 M_{\odot}$, estabelecendo um limite superior para a massa do BN central.

6.1.1.1 Implicações da interação jato-disco molecular para o cenário nuclear de AGNs

Chamamos atenção ainda para o seguinte fato: como não há nenhuma correlação entre discos (compactos ou da própria galáxia) e a direção do jato/*outflow* em AGNs, infere-se que o disco de acreção não o tenha também com o spin do BN. Desta forma, uma estrutura de toro molecular, cuja espessura é equiparada ao raio, deveria comumente interagir com o material que em última instância é aquele que alimenta o BN e cuja orientação tem papel em colimar a radiação central, mesmo não sendo perpendicular a ela ou ao jato. Esperaria-se, portanto, que a não detecção destas estruturas próximas e resolvidas poderia ser consequência da sua evaporação quase total devido ao *feedback* do AGN. Se tais estruturas resolvidas são detectadas, em contrapartida, ou o AGN estaria em estágios iniciais, ou o spin do BN estaria aproximadamente perpendicular ao plano formado pela estrutura. Uma vez que SMBHs cresceram a partir de taxas de acreção muito superiores às aquelas encontradas no Universo local, não é de se surpreender que seu spin não corresponda, estatisticamente, ao plano ocupado pelos discos de gás na galáxia, uma vez que tais episódios de acreção se deram na própria época de formação das galáxias e, portanto, com orientações não correlacionadas ao seu atual estado.

6.1.2 A galáxia NGC 1068

Para o AGN em NGC 1068, a galáxia Seyfert 2 mais estudada na astronomia, lança-se uma nova luz acerca da sua arquitetura nuclear, observada também com óptica adaptativa no infra-vermelho próximo com dados de arquivo do SINFONI-VLT. Curiosamente só foram publicados os dados com respeito às linhas de transições moleculares da banda *K*, em ambas as escalas de píxel, por Müller Sánchez et al. (2009), com uma conclusão obviamente enviesada devido à sua análise isolada em relação às outras linhas de emissão, concluindo que o gás molecular, além da região do toro, estava em processo de *inflow*. Os demais dados, não publicados, não o foram justamente porque o seu núcleo é extremamente complexo e de difícil caracterização. Há desafios de longa data a respeito de como, ou se as

fases de gás distintas se conectam, e aqui apresentamos um cenário baseado principalmente nas correlações espacialmente resolvidas entre as linhas de emissão do H_2 , $[\text{Fe II}]$ e $[\text{Si VI}]$. Olhando para diferentes regimes de velocidade ($|v| \lesssim 300 \text{ km s}^{-1}$), propôs-se a existência de uma bolha molecular assimétrica e em expansão, cujo eixo principal está desalinhado com o jato antes de ser defletido, mas alinhado com a emissão de rádio em 5 GHz associada ao toro. O gás H_2 é, então, a origem do material visto na estrutura incandescente com geometria de uma “ampulheta” da emissão $[\text{Fe II}]$, onde a componente de baixa velocidade coincide majoritariamente com as paredes das bolhas. A porção de gás que está mais próximo do AGN está sendo fragmentada em nuvens compactas de alta velocidade de $[\text{Fe II}]$, possuindo uma distribuição com vasta abertura angular, e em nuvens altamente colimadas emissoras de $[\text{Si VI}]$, onde o jato rompe a parede de gás molecular. São mostradas claras associações de todos os nós em rádio com o gás molecular. O outro lado da bolha é excavado pelo jato, mas o gás ionizado permanece confinado na cavidade e é soprado ao longo do limite interno da bolha. Em ambos os lados as nuvens são aceleradas em relação ao local de origem. Tais nuvens compactas são “sopradas” pelo mesmo vento quente responsável por inflar a bolha molecular, originado do local onde a energia do jato está sendo injetada. A combinação destes processos é o que chamamos de um *outflow* em dois estágios, ou duplo-*outflow*, primariamente dirigido pela fonte central (jato + radiação UV) e posteriormente através de um “vento secundário” com a energia do jato redirecionada e espalhada na direção da aceleração das nuvens compactas. Desde modo, NGC 6951 poderia ser uma versão reduzida do que ocorre para esta galáxia. Futuros modelos da dinâmica do gás na NLR deveriam, em princípio, restringir-se a alguns parâmetros encontrados aqui, como no valor da dispersão de velocidades máxima atingida pelas nuvens moleculares e sua posterior transição em nuvens de $[\text{Fe II}]$.

6.1.2.1 Implicações de um “vento secundário” no cenário atual de outflows em AGNs

Ressalta-se que nem todo *outflow* gera um *feedback* apreciável para a estrutura geral da galáxia, e no Universo local isto é raramente observado. No entanto, pode-se inferir como versões mais energéticas deste processo ocorrem observando com maior resolução espacial os AGNs próximos. É, de fato, surpreendente que o entorno do SMBH seja o palco de fenômenos responsáveis por mudanças em larga escala na galáxia. A massa de um SMBH é

$\sim 1\%$ da massa do bojo estelar, tendo um raio típico $\sim 10^9$ vezes menor que o da galáxia, ou equivalentemente, possuindo um volume $\sim 10^{27}$ vezes inferior ao dela. Para se ter uma idéia de dimensões e energética envolvidas, é como se o Sol, de repente, fosse capaz de soprar o gás e desfazer a nebulosa de Órion, a 412 pc. Em AGNs, isso significa que há uma quantidade enorme de energia gravitacional liberada, em forma de radiação, jatos e ventos, comparável à energia de ligação da própria galáxia. Tais mecanismos são responsáveis por acelerar o gás na forma do que se chama de *outflow*, com diferentes processos simultaneamente presentes e que podem ser mais ou menos relevantes dependendo do raio em que o gás se encontra do AGN. O que é “vento” neste contexto, afinal? Na literatura há três diferentes causas, distintas pelo mecanismo principal de formação, para a origem de ventos em AGNs, são eles: (1) ventos de radiação, (2) magneto-hidro-dinâmicos (MHD, em inglês) e (3) térmicos. Os dois primeiros são baseados na pressão de radiação e tem como origem o disco de acreção, sendo estudados por linhas de absorção UV e, principalmente, por modelagens de linhas em raios-X, uma vez que são emitidas próximas do disco. Suas velocidades atingem valores típicos entre $\sim 0,1-0,3c$. O vento produzido por gradientes de pressão térmica se originaria nas imediações internas do toro e, a partir daí, aceleraria o gás até $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$. Há, no entanto, muita dificuldade em compreender como a energia deste vento se acoplaria ao gás altamente não homogêneo da NLR e explicaria as altas velocidades e grandes distâncias atingidas pelo por suas componentes.

Existem basicamente dois modos de *feedback*: (1) o *outflow* dominado por transferência de momento das partículas ejetadas (*momentum-driven outflow*), cujo resfriamento pós choque é muito eficiente e rápido comparado à taxa de energia sendo transferida na colisão, e (2) quando é dominado pela expansão do gás através da energia injetada pelo vento, que se conserva (aproximadamente) ao longo da expansão (*energy-driven/conserving outflow*). Ambos os modos podem estar presentes para um mesmo mecanismo de *outflow*.

Simulações feitas por Zubovas e Nayakshin (2014) têm sugerido que o *outflow* pode ser regido pelos dois modos descritos acima: o gás se expandiria em duas bolhas de gás simétricas em relação ao AGN, onde o vento central e/ou jato atuam predominantemente no gás menos denso (modo 2) e o gás mais denso seria afetado principalmente pela pressão transferida pelo momento das partículas (modo 1), acelerado com velocidades relativamente menores.

Tal cenário é, em princípio, consistente com a expansão da bolha molecular encontrada em NGC 1068. No entanto, além de assimétrica, esta bolha possui múltiplas cavidades externas indicando que há um “vazamento” de gás quente por algumas brechas na sua borda interna, em regiões inclusive não expostas à radiação colimada pelo toro. Já para as NCs, elas não estão simplesmente distribuídas de forma não homogênea na NLR, mas têm sua origem em comum na fragmentação do braço molecular mais próximo do AGN. A diferença crucial, no entanto, é que são aceleradas na mesma orientação do eixo da bolha que não coincide com o eixo do disco de acreção, tal qual definido pela direção inicial do jato e da região de maior ionização da linha de [O III]. Portanto, ventos originados próximos do disco de acreção não seriam responsáveis pela aceleração na larga abertura coberta pelo gás em NGC 1068, nem ventos originados nas proximidades do raio interno do toro, que não dariam conta das velocidades observadas das NCs. Um vento térmico originado em regiões afastadas do centro, primariamente impelido pela injeção de energia das partículas do jato, seria um mecanismo alternativo e condizente com o cenário proposto para esta galáxia. Uma vez que o braço molecular atuaria, inclusive, como uma “barreira” para a radiação central ser relevante na aceleração do gás mais distante. Em NGC 6951, por exemplo, há a possibilidade de que este vento secundário seria gerado nas partes internas do disco molecular e, portanto, mais próximo do AGN. Este mecanismo ocorreria toda vez que uma nuvem densa o suficiente fosse impactada pelo jato e não se rompesse com a sua passagem. O vento secundário daria conta da aceleração do gás para uma larga abertura na NLR, uma vez que seria, em parte, a energia do jato espalhada a partir do local de colisão. A sua viabilidade física, no entanto, precisa ser melhor verificada quantitativamente.

6.1.3 A galáxia IC 1459

A galáxia IC 1459 foi principalmente estudada acerca de sua peculiar cinemática, tendo sido palco para as mais variadas modelagens do movimento das estrelas e do gás. Até então haviam apenas inícios superficiais da presença de um *outflow* capaz de perturbar o movimento do gás na região central, e aqui mostra-se uma inequívoca estrutura de cone de ionização, detectada na linha de $\text{Br}\gamma$, estendendo-se por ~ 150 pc em ambas as direções com um $\text{PA} = 136^\circ \pm 2^\circ$, e perpendicular à emissão de poeira inferida pelo contínuo avermelhado, com ambas as estruturas reveladas somente após a aplicação da tomografia

PCA. Consistentemente, é verificado que o BN central está deslocado do centro fotométrico do bojo, por $0''.1 \pm 0''.03$, coincidindo com o centro cinemático para as estrelas e com os supostos vértices dos cones de ionização. É calculada a razão $M_{BN} - \sigma$ para esta galáxia, fornecendo um valor de $M_{BN} = 9,4_{-1,6}^{+0,7} \times 10^9 M_{\odot}$, superior à inferida pela cinemática estelar em Cappellari et al. (2002), de $M_{BN} = 2,6 \pm 1,1 \times 10^9 M_{\odot}$.

6.1.4 A galáxia NGC 5102

Por sua vez, NGC 5102 é a galáxia referência em se tratando de lenticulares com populações estelares anormalmente jovens, deixando a sua “aparência espectral” equivalente àquelas cujas propriedades encontradas são características de galáxias espirais. A abundância de tais componentes estelares a classifica como uma galáxia *pos-starburst*, embora haja sutis indicações de uma fraca atividade central não estelar, como um leve excesso de $H\beta$ nuclear e uma emissão difusa de raios-X centrada no núcleo. Baseado na detecção de uma componente larga ($\text{FWHM} < 1000 \text{ km s}^{-1}$) na emissão de $\text{Br}\gamma$, não resolvida e centrada no bojo, com *blueshift* de $\sim 1050 \text{ km s}^{-1}$, propõe-se uma radical re-classificação desta galáxia para a classe de Seyfert 1. Embora tênue, o metucioso tratamento de dados, calibrações e subtração do contínuo para esta galáxia, reforçam a sua existência. Tal perfil de velocidade seria interpretado como uma ejeção radial de gás possivelmente impelida por fortes ventos originados do disco de acreção. Em relação à componente estelar, encontra-se uma compacta estrutura no mapa da dispersão de velocidade ($< 0''.07$), com valores superiores ao restante do campo de visão, com $\sigma = 60 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$, e cujo centro está deslocado do bojo por $0''.017 \pm 0''.001$.

6.1.5 A galáxia NGC 5929

A última galáxia analisada é NGC 5929, a terceira Seyfert 2, além de NGC 6951 e NGC 1068, com o dobro da distância desta última. Seu AGN está inserido no contexto da clara acreção de gás devido à interação (e futura fusão de galáxias) com NGC 5930. A abundância de gás em sua região nuclear, portanto, tem sido alvo de inúmeras modelagens de excitação de linhas a partir de choques, dada a presença de uma jato (ou remanescente de um), e fotoionização pelo AGN. Encontra-se que o seu núcleo é altamente simétrico em relação à emissão em rádio e distribuição do gás, mas nitidamente assimétrico com res-

peito ao grau de ionização em ambos os lados do *outflow*, tal como verificado nas linhas de emissão, com o lado nordeste mais intenso nas emissões de H ionizado ($\text{Pa}\alpha$ e $\text{Br}\gamma$) e menos correlacionado com o centro do lóbulo em rádio e o lado sudoeste mais intenso nas emissões de Fe e do gás molecular, cujos picos estão mais próximos do lóbulo em rádio nesta região. Seja qual for o mecanismo dominante na excitação de suas linhas, ele ocorre de maneira distinta, ou com proporções diferentes, entre cada lado do *outflow* detectado, com uma possível maior contribuição de choques no lado das linhas mais ionizadas. O resultado referente à dispersão de velocidade do gás, tal como inferido principalmente pelos tomogramas do PCA, discorda da detecção de um *outflow* perpendicular à emissão rádio em Riffel et al. (2015), cujos mapas de dispersão do gás mostram ajustes (em Gaussianas duplas e individuais) de perfis de linha mais largos na região equatorial do AGN. Argumenta-se que a mistura da cinemática em ambos os lados do *outflow*, tal como vista nos perfis de linhas próximos do AGN, acarreta em uma única Gaussiana, com $\sigma_{res}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$ que, aliado a um ajuste prejudicado pelo alto nível de ruído, pode dar a falsa impressão de picos duplos justamente nos limites onde esta mudança de cinemática ocorre, perpendicular ao jato e diluída na PSF. Reforçando a ausência deste *outflow* perpendicular, tem-se que os autoespectros E3 do cubo de dados do gás, para ambas as bandas *J* e *K*, mostram assinaturas inequívocas da presença de asas largas nas regiões dos lóbulos, mais coincidentes, inclusive, que o pico de emissão das linhas de emissão. E ainda, uma anti-correlação justamente com a região equatorial do AGN, que apresentaria perfis de linhas mais estreitos. Os respectivos tomogramas são superpostos com a emissão em rádio para melhor mostrar esta correlação. Tem-se verificado, de maneira recorrente, as mesmas correlações para PCAs em outras galáxias mostrando o gás com alta dispersão de velocidade, como, por exemplo, em NGC 6951, onde se vê exatamente onde as regiões turbulentas do gás estão distribuídas, tanto nas imagens das asas azul e vermelha da linha, quanto no autoespectro E3 do cubo de gás molecular. Também em NGC 1068 foi possível identificar, consistentemente, as regiões de maior turbulência do gás através do mesmo tipo de assinatura nos autoespectros do PCA. Por fim, concluí-se que emissões simétricas em rádio não são um sinal de distribuições simétricas no gás, nem na morfologia, nem para o grau de ionização.

6.1.6 O gás turbulento revelado pela tomografia PCA

Algo recorrente e, em alguns casos, expressivo para a interpretação dos resultados, são as assinaturas de autoespectros correspondendo ao que se atribui à presença de gás turbulento, ou melhor, de maiores dispersões de velocidade. Estaria tal interpretação, correta? Na Fig. 6.1 repete-se dois tomogramas presentes na tese (NGC 6951 e NGC 5929) e um novo, para o gás ionizado (sem [Si VI]) de NGC 1068, tal assinatura aparece também para o gás molecular nesta galáxia e para os dados do GMOS em NGC 6951. Poder-se-ia pensar que as correlações das asas largas das linhas seriam provenientes de emissão de componentes estreitas de gás com *blueshift* e *redshift*, no entanto, as regiões claras nos tomogramas representam simultaneamente a presença das correlações dos autoespectros, ou seja, ambas as correlações das asas largas estão ocorrendo para todas as regiões claras. É interessante verificar que este tipo de autoespectro surgiu sempre como o terceiro em ordem de variância nos cubos de dados com o contínuo subtraído. Conclui-se que é extremamente necessário usar tais tomogramas para verificar onde ocorrem as regiões de maiores dispersões de velocidade e, eventualmente, compará-los com dados obtidos por métodos tradicionais.

Tem-se realizado alguns testes simples da aplicação de PCAs em cubos de dados sintéticos, o que ainda está em um estágio bem preliminar e, portanto, não é mostrado aqui. Até agora pode-se produzir emissões circulares de perfil gaussiano, com distintos parâmetros na equação de uma gaussiana, ou seja, representando diferentes nuvens de gás com velocidades e dispersão de velocidade distintas. Verifica-se, por exemplo, que no autovetor há detecção de componentes separadas por um píxel, apenas. Ainda é necessário incorporar cinemáticas mais complexas para poder comparar com o resultado de dados reais.

6.1.7 A interação do jato com o gás circum-nuclear - modelos

Embora sem a pretensão inicial, tem-se focado principalmente na interação entre o jato/*outflow* com o gás molecular/ionizado, em AGNs, tal a riqueza de fenomenologia associada nesta (talvez inevitável) interação, que não por acaso foi melhor caracterizada nas duas galáxias Seyfert 2 mais próximas analisadas. A Fig. 6.2 ilustra os cenários apresentados à luz desta interação, para NGC 1068 e NGC 6951, respectivamente, para a mesma

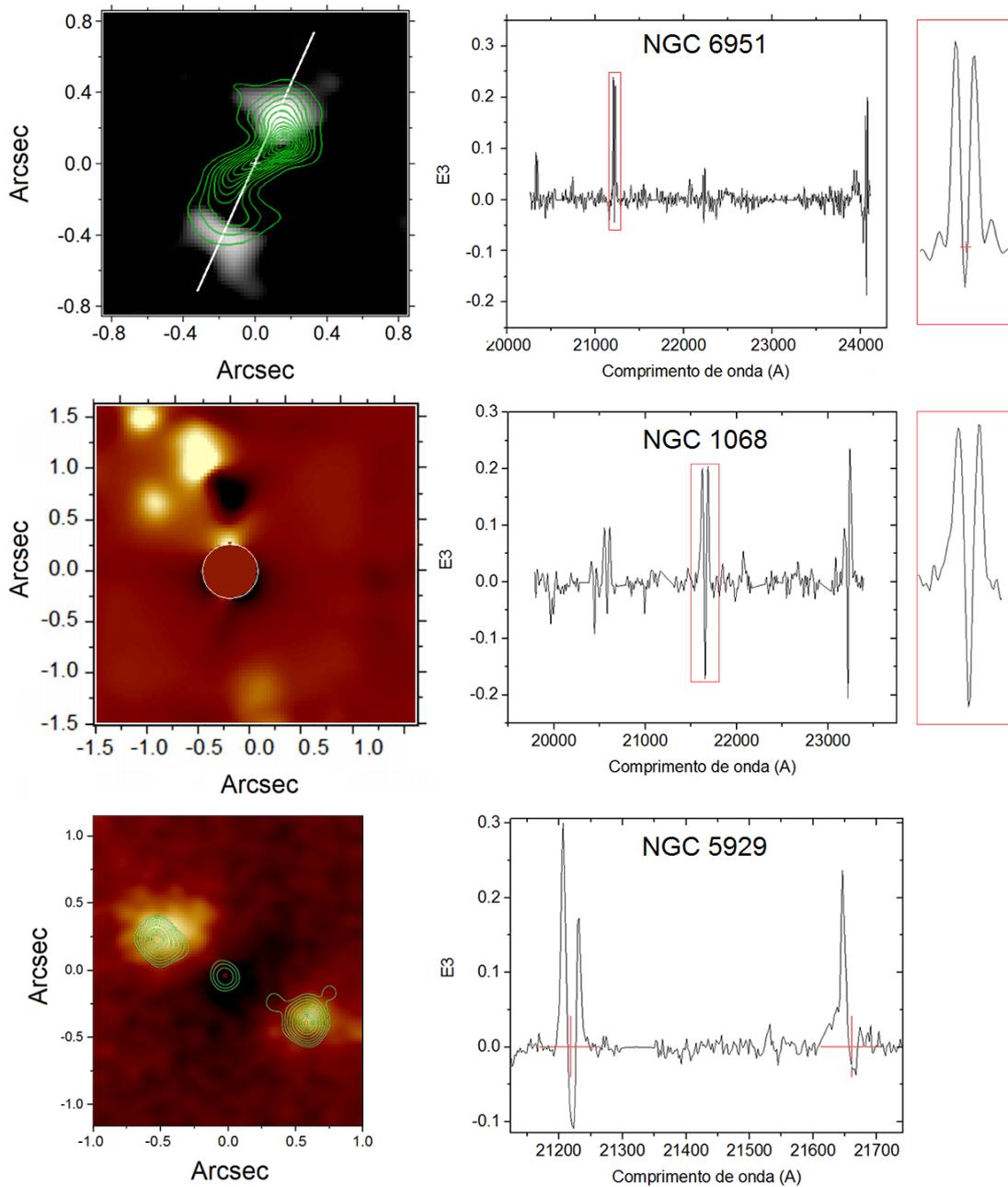


Figura 6.1: Autoespectros E3 de NGC 6951, NGC 1068 e NGC 5929, respectivamente. O tomograma e autoespectro para NGC 1068 não foi abordado no respectivo capítulo, e é resultado do PCA do cubo de dados para o gás ionizado da banda K , e sem a intensa linha de $[\text{Si VI}]$, que é dominante nas correlações.

escala de suas dimensões físicas.

Em ambos os casos há um jato interagindo com o gás circum-nuclear, com um *outflow* em forma de nuvens compactas em NGC 1068 e um *outflow* mais difuso em NGC 6951.

Em vista dos resultados aqui apresentados, é tentador continuar investigando tanto origem de tais nuvens moleculares bem como a sua contribuição na formação das estruturas

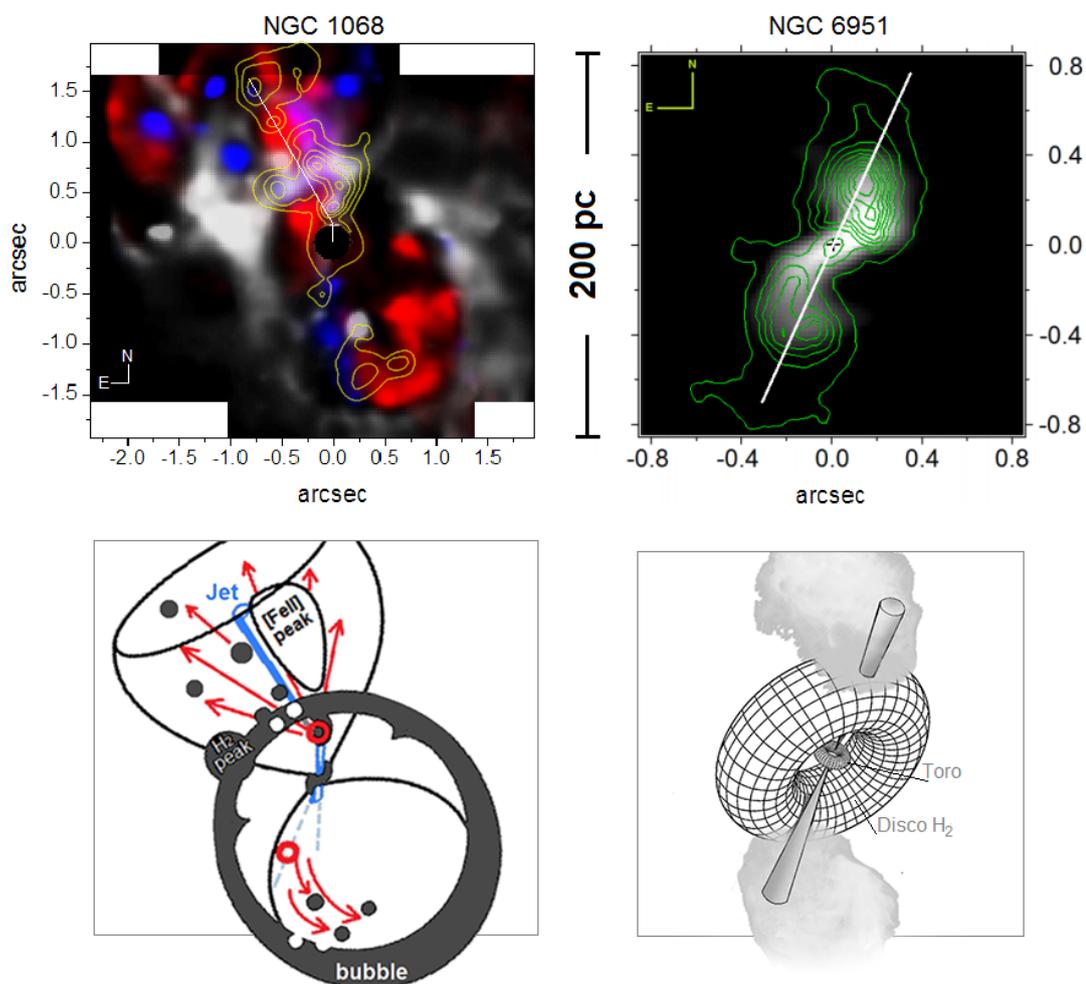


Figura 6.2: Painéis superiores - esquerda (NGC 1068): imagem da linha H₂ λ 21218 Å (branco) sobreposta à emissão de [FeII] para o regime das altas velocidades, com emissão coronal em contornos amarelos e o PA do jato. Direita (NGC 6951): o mesmo para o H₂, sobreposto com o contorno do gás ionizado do HST e o PA do jato. O FoV das imagens representa aproximadamente as mesmas dimensões físicas. Painéis inferiores: os respectivos modelos geométricos apresentados para ambas as galáxias, mostrando características adicionais às observadas, como o vento secundário em NGC 1068 e o jato em colisão nas partes internas do disco em NGC 6951.

de gás ionizado. Igualmente interessante seria um aprofundamento quantitativo no estudo do mecanismo proposto de *outflow* em dois estágios, caracterizando as propriedades deste sugerido “vento secundário”.

Finalmente, dada a ampla experiência adquirida na análise e interpretação de cubos de dados, espera-se encontrar mais correlações reveladoras entre o usualmente conectado processo de *feeding-feedback* em AGNs.

6.2 Perspectivas

A quantidade de dados referentes a AGNs disponíveis em arquivos de dados com o SINFONI e NIFS é enorme, considerando-se ainda que ambos instrumentos estão em hemisférios diferentes. Ilustrado pelo caso da galáxia NGC 6951 e, em menor grau, NGC 1068, a análise concomitante de observações do infravermelho próximo, com dados no óptico não só enriquece como permite que um novo cenário auto-consistente seja formulado para estes objetos.

A perspectiva de unir dados dos bancos de dados de IFU com observações de alta resolução (~ 20 pc no objeto) no óptico se torna não só possível, como estatisticamente completa, através do *Survey DIVING^{3D} - Deep IFS View of Nuclei of Galaxies*, reunindo uma amostra de 170 galáxias no hemisfério sul, similar ao que foi feito no famoso PALOMAR *Survey*, no hemisfério norte, embora atualmente observadas com espectroscopia 3D de alta resolução.

Verifica-se, inicialmente, que destas 170 galáxias, existe uma contrapartida de 54 objetos observados no SINFONI, ou $\sim 1/3$ da amostra. Somente pouquíssimos objetos observados em ambos os comprimentos de onda, e com resoluções equivalentes, foram publicados na literatura. Esta pode ser uma abordagem formidável, e uma chance única, até então, de se estudar sistematicamente, e com uma amostra estatisticamente completa, os AGNs próximos localizados no hemisfério sul e que possuem observações em ambas as faixas espectrais.

Publicações durante o período de doutorado

7.1 *Artigo como co-autor*

A treatment procedure for VLT/SINFONI data cubes: application to NGC 5643 (Menezes et al., 2015)

7.2 *Artigos como primeiro autor*

Digging process in NGC 6951: the molecular disc bumped by the jet (May et al., 2016)

Winds & bubbles in NGC 1068: a two-stage outflow revealed (May, D. & Steiner, J. E., em preparação)

7.3 *Anais em congressos*

The Architecture of the Active Galactic Nucleus of NGC 1068 (May et al., 2014)

The interaction of the outflow with the molecular disk in the Active Galactic Nucleus of NGC 6951 (May et al., 2015)

Referências Bibliográficas

- Abraham Z., Caproni A., 3C345: A Precessing Jet?. In High Energy Blazar Astronomy , vol. 299 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 2003, p. 93
- Antonucci R., Unified models for active galactic nuclei and quasars, ARA&A, 1993, vol. 31, p. 473
- Antonucci R. R. J., Miller J. S., Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068, ApJ, 1985, vol. 297, p. 621
- Axon D. J., Marconi A., Capetti A., Macchetto F. D., Schreier E., Robinson A., Jet-Driven Motions in the Narrow-Line Region of NGC 1068, ApJ, 1998, vol. 496, p. L75
- Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R., Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects, PASP, 1981, vol. 93, p. 5
- Barbosa F. K. B., Storchi-Bergmann T., McGregor P., Vale T. B., Rogemar Riffel A., Modelling the [Fe II] $\lambda 1.644 \mu\text{m}$ outflow and comparison with H₂ and H⁺ kinematics in the inner 200 pc of NGC 1068, MNRAS, 2014, vol. 445, p. 2353
- Barth A. J., Filippenko A. V., Moran E. C., Polarized Broad H α Emission from the LINER Nucleus of NGC 1052, ApJ, 1999, vol. 515, p. L61
- Barvainis R., Hot Dust and the Near-IR Bump in Active Galactic Nuclei. In Bulletin of the American Astronomical Society , vol. 19 of Bulletin of the American Astronomical Society, 1987, p. 718
- Begelman M. C., Volonteri M., Rees M. J., Formation of supermassive black holes by direct collapse in pre-galactic haloes, MNRAS, 2006, vol. 370, p. 289

- Beifiori A., Sarzi M., Corsini E. M., Dalla Bontà E., Pizzella A., Coccato L., Bertola F., Upper Limits on the Masses of 105 Supermassive Black Holes from Hubble Space Telescope/Space Telescope Imaging Spectrograph Archival Data, *ApJ*, 2009, vol. 692, p. 856
- Bica E., Population synthesis in galactic nuclei using a library of star clusters, *A&A*, 1988, vol. 195, p. 76
- Black J. H., van Dishoeck E. F., Fluorescent excitation of interstellar H₂, *ApJ*, 1987, vol. 322, p. 412
- Bock J. J., Neugebauer G., Matthews K., Soifer B. T., Becklin E. E., Ressler M., Marsh K., Werner M. W., Egami E., Blandford R., High Spatial Resolution Imaging of NGC 1068 in the Mid-Infrared, *AJ*, 2000, vol. 120, p. 2904
- Bonnet H., Abuter R., Baker A., Bornemann W., Brown A., Castillo R., Conzelmann R., Damster R., Davies R., Delabre B., Donaldson R., Dumas C., Eisenhauer F., Elswijk E., Fedrigo E., Finger G. e. a., First light of SINFONI at the VLT, *The Messenger*, 2004, vol. 117, p. 17
- Bower G. A., Wilson A. S., Mulchaey J. S., Miley G. K., Heckman T. M., Krolik J. H., HST Images of the Seyfert Galaxy NGC 5929 and Its Companion NGC 5930(1). In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #182* , vol. 25 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1993, p. 790
- Bruzual G., Charlot S., Stellar population synthesis at the resolution of 2003, *MNRAS*, 2003, vol. 344, p. 1000
- Burkert A., Do elliptical galaxies have $r^{1/4}$ brightness profiles?, *A&A*, 1993, vol. 278, p. 23
- Burton M. G., Excitation of molecular clouds and the emission from molecular hydrogen, *Australian Journal of Physics*, 1992, vol. 45, p. 463
- Capetti A., Axon D. J., Macchetto F. D., Marconi A., Winge C., The Origin of the Narrow-Line Region of Markarian 3: An Overpressured Jet Cocoon, *ApJ*, 1999, vol. 516, p. 187

- Cappellari M., Emsellem E., Parametric Recovery of Line-of-Sight Velocity Distributions from Absorption-Line Spectra of Galaxies via Penalized Likelihood, *PASP*, 2004, vol. 116, p. 138
- Cappellari M., Verolme E. K., van der Marel R. P., Verdoes Kleijn G. A., Illingworth G. D., Franx M., Carollo C. M., de Zeeuw P. T., The Counterrotating Core and the Black Hole Mass of IC 1459, *ApJ*, 2002, vol. 578, p. 787
- Carollo C. M., Franx M., Illingworth G. D., Forbes D. A., Ellipticals with Kinematically Distinct Cores: V - I Color Images with WFC2, *ApJ*, 1997, vol. 481, p. 710
- Cecil G., Bland J., Tully R. B., Imaging spectrophotometry of ionized gas in NGC 1068. I - Kinematics of the narrow-line region, *ApJ*, 1990, vol. 355, p. 70
- Cecil G., Greenhill L. J., DePree C. G., Nagar N., Wilson A. S., Dopita M. A., Pérez-Fournon I., Argon A. L., Moran J. M., The Active Jet in NGC 4258 and Its Associated Shocks, *ApJ*, 2000, vol. 536, p. 675
- Cid Fernandes R., Mateus A., Sodré L., Stasińska G., Gomes J. M., Semi-empirical analysis of Sloan Digital Sky Survey galaxies - I. Spectral synthesis method, *MNRAS*, 2005, vol. 358, p. 363
- Clemens M. S., Nikolic B., Alexander P., Cotter G., Longair M. S., PAH features in Infrared Luminous Galaxies: Results from Michelle. In *Recycling Intergalactic and Interstellar Matter*, vol. 217 of IAU Symposium, 2004, p. 216
- Content R., New design for integral field spectroscopy with 8-m telescopes. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 2871 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 1997, p. 1295
- Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Resolved Spectroscopy of the Narrow-Line Region in NGC 1068: Kinematics of the Ionized Gas, *ApJ*, 2000, vol. 532, p. L101
- Cretton N., de Zeeuw P. T., van der Marel R. P., Rix H.-W., Axisymmetric Three-Integral Models for Galaxies, *ApJS*, 1999, vol. 124, p. 383

- Das V., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Deo R. P., Kinematics of the Narrow-Line Region in the Seyfert 2 Galaxy NGC 1068: Dynamical Effects of the Radio Jet, *AJ*, 2006, vol. 132, p. 620
- Davidge T. J., The Stellar Content of the Post-Starburst s0 Galaxy NGC 5102, *AJ*, 2008, vol. 135, p. 1636
- Davidge T. J., The Star-forming Histories of the Nucleus, Bulge, and Inner Disk of NGC 5102: Clues to the Evolution of a Nearby Lenticular Galaxy, *ApJ*, 2015, vol. 799, p. 97
- Davies R. I., Maciejewski W., Hicks E. K. S., Emsellem E., Erwin P., Burtscher L., Dumas G., Lin M., Malkan M. A., Mueller-Sanchez F., Orban de Xivry G., Rosario D. J., Schnorr-Mueller A., Tran A., Fueling AGN II: Spatially Resolved Molecular Inflows and Outflows, *ArXiv e-prints*, 2014
- Davies R. I., Maciejewski W., Hicks E. K. S., Emsellem E., Erwin P., Burtscher L., Dumas G., Lin M., Malkan M. A., Müller-Sánchez F., Orban de Xivry G., Rosario D. J., Schnorr-Müller A., Tran A., Fueling Active Galactic Nuclei. II. Spatially Resolved Molecular Inflows and Outflows, *ApJ*, 2014, vol. 792, p. 101
- Davies R. L., Burstein D., Dressler A., Faber S. M., Lynden-Bell D., Terlevich R. J., Wegner G., Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. II - The spectroscopic parameters, *ApJS*, 1987, vol. 64, p. 581
- De Robertis M. M., Osterbrock D. E., An analysis of the narrow line profiles in Seyfert 2 galaxies, *ApJ*, 1986, vol. 301, p. 727
- de Vaucouleurs G., Book-Review - Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, *Science*, 1991, vol. 254, p. 1667
- de Vaucouleurs G., Pence W. D., An outsider's view of the Galaxy - Photometric parameters, scale lengths, and absolute magnitudes of the spheroidal and disk components of our Galaxy, *AJ*, 1978, vol. 83, p. 1163
- Deharveng J.-M., Jedrzejewski R., Crane P., Disney M. J., Rocca-Volmerange B., Blue stars in the center of the S0 galaxy NGC 5102., *A&A*, 1997, vol. 326, p. 528

- Drummond J., Christou J., The Adaptive Optics Point Spread Function from Keck and Gemini. In Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference, , 2009
- Dumas G., Mundell C. G., Emsellem E., Nagar N., Kinematics in Seyfert and non-active galaxies. In SF2A-2007: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics , 2007, p. 332
- Eisenhauer F., Abuter R., Bickert K., Biancat-Marchet F., Bonnet H., Brynnel J., Conzelmann R. D., Delabre B., Donaldson R., Farinato J., Fedrigo E., Genzel R., Hubin N. N., Iserlohe C., Kasper M. E., Kissler-Patig M. e. a., SINFONI - Integral field spectroscopy at 50 milli-arcsecond resolution with the ESO VLT. In Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes , vol. 4841 of Proc. SPIE, 2003, p. 1548
- Elitzur M., Shlosman I., The AGN-obscuring Torus: The End of the “Doughnut” Paradigm?, *ApJ*, 2006, vol. 648, p. L101
- Evans I. N., Ford H. C., Kinney A. L., Antonucci R. R. J., Armus L., Caganoff S., HST imaging of the inner 3 arcseconds of NGC 1068 in the light of forbidden O III 5007 Å, *ApJ*, 1991, vol. 369, p. L27
- Fabbiano G., X rays from normal galaxies, *ARA&A*, 1989, vol. 27, p. 87
- Fabbiano G., Elvis M., Markoff S., Siemiginowska A., Pellegrini S., Zezas A., Nicastro F., Trinchieri G., McDowell J., The X-Ray-faint Emission of the Supermassive Nuclear Black Hole of IC 1459, *ApJ*, 2003, vol. 588, p. 175
- Ferrarese L., Merritt D., A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies, *ApJ*, 2000, vol. 539, p. L9
- Ferrière K., Interstellar gas within ~ 10 pc of Sagittarius A*, *A&A*, 2012, vol. 540, p. A50
- Ferruit P., Wilson A. S., Whittle M., Simpson C., Mulchaey J. S., Ferland G. J., Hubble Space Telescope/Faint Object Spectrograph Spectroscopy of Spatially Resolved Narrow-Line Regions in the Seyfert 2 Galaxies NGC 2110 and NGC 5929, *ApJ*, 1999, vol. 523, p. 147

- Filippenko A. V., Terlevich R., O-star photoionization models of liners with weak forbidden O I 6300 Å emission, *ApJ*, 1992, vol. 397, p. L79
- Fischer T. C., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Schmitt H. R., Determining Inclinations of Active Galactic Nuclei via their Narrow-line Region Kinematics. I. Observational Results, *ApJS*, 2013, vol. 209, p. 1
- Fisher D. B., Drory N., The Structure of Classical Bulges and Pseudobulges: the Link Between Pseudobulges and SÉRSIC Index, *AJ*, 2008, vol. 136, p. 773
- Forbes D. A., Reitzel D. B., Williger G. M., Shell colors in the peculiar elliptical galaxy IC 1459, *AJ*, 1995, vol. 109, p. 1576
- Franx M., Illingworth G. D., A counterrotating core in IC 1459, *ApJ*, 1988, vol. 327, p. L55
- Gabel J. R., Morphology and physical nature of LINERs and their link to active galactic nuclei, The Catholic University of America, 2000, Tese de Doutorado
- Gaibler V., Khochfar S., Krause M., Asymmetries in extragalactic double radio sources: clues from 3D simulations of jet-disc interaction, *MNRAS*, 2011, vol. 411, p. 155
- Galliano E., Alloin D., Near-IR Spectroscopy with VLT/ISAAC: Distribution and Kinematics of Molecular Gas in the Nucleus of NGC 1068. In *Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation* , 2002, p. 175
- Gallimore J. F., Baum S. A., O’Dea C. P., The Subarcsecond Radio Structure in NGC 1068. II. Implications for the Central Engine and Unifying Schemes, *ApJ*, 1996, vol. 464, p. 198
- García-Burillo S., Combes F., Eckart A., Tacconi L. J., Hunt L. K., Leon S., Baker A. J., Englmaier P. P., Boone F., Schinnerer E., Neri R., NUGA: The IRAM Survey of AGN Spiral Hosts. In *Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy* , vol. 290 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2003, p. 423
- Garcia-Burillo S., Combes F., Ramos Almeida C., Usero A., Krips M., Alonso-Herrero A., Aalto S., Casasola V., Hunt L. K., Martin S., Viti S., Colina L., Costagliola F., Eckart

- A., Fuente A. e. a., ALMA resolves the torus of NGC 1068: continuum and molecular line emission, ArXiv e-prints, 2016
- Genzel R., Eisenhauer F., Gillessen S., The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster, *Reviews of Modern Physics*, 2010, vol. 82, p. 3121
- Genzel R., Förster Schreiber N. M., Rosario D., Lang P., Lutz D., Wisnioski E., Wuyts E., Wuyts S., Bandara K., Bender R., Berta S., Kurk J., Mendel J. T., Tacconi L. J., Wilman D. e. a., Evidence for Wide-spread Active Galactic Nucleus-driven Outflows in the Most Massive $z \sim 1-2$ Star-forming Galaxies, *ApJ*, 2014, vol. 796, p. 7
- Gerhard O. E., Line-of-sight velocity profiles in spherical galaxies: breaking the degeneracy between anisotropy and mass., *MNRAS*, 1993, vol. 265, p. 213
- Ghez A. M., Salim S., Weinberg N. N., Lu J. R., Do T., Dunn J. K., Matthews K., Morris M. R., Yelda S., Becklin E. E., Kremenek T., Milosavljevic M., Naiman J., Measuring Distance and Properties of the Milky Way's Central Supermassive Black Hole with Stellar Orbits, *ApJ*, 2008, vol. 689, p. 1044
- Gonzalez R. C., Woods R. E., Digital image processing, 2002
- Goudfrooij P., de Jong T., Norgaard-Nielsen H. U., Hansen L., Jorgensen H. E., An extended disk of ionized gas in IC 1459, *A&A*, 1990, vol. 228, p. L9
- Gratadour D., Rouan D., Grosset L., Boccaletti A., Clénet Y., Polarimetric imaging of NGC 1068 at high angular resolution in the near infrared. Direct evidence of an extended nuclear torus, *A&A*, 2015, vol. 581, p. L8
- Greenhill L. J., Booth R. S., Ellingsen S. P., Herrnstein J. R., Jauncey D. L., McCulloch P. M., Moran J. M., Norris R. P., Reynolds J. E., Tzioumis A. K., A Warped Accretion Disk and Wide-Angle Outflow in the Inner Parsec of the Circinus Galaxy, *ApJ*, 2003, vol. 590, p. 162
- Greenhill L. J., Gwinn C. R., Antonucci R., Barvainis R., VLBI Imaging of Water Maser Emission from the Nuclear Torus of NGC 1068, *ApJ*, 1996, vol. 472, p. L21

- Gu Q., Huang J., Seyfert 2 Galaxies with Spectropolarimetric Observations, *ApJ*, 2002, vol. 579, p. 205
- Guesten R., Genzel R., Wright M. C. H., Jaffe D. T., Stutzki J., Harris A. I., Aperture synthesis observations of the circumnuclear ring in the Galactic center, *ApJ*, 1987, vol. 318, p. 124
- Haan S., Schinnerer E., Emsellem E., García-Burillo S., Combes F., Mundell C. G., Rix H.-W., Dynamical Evolution of AGN Host Galaxies—Gas In/Out-Flow Rates in Seven NUGA Galaxies, *ApJ*, 2009, vol. 692, p. 1623
- Haardt F., Maraschi L., X-ray spectra from two-phase accretion disks, *ApJ*, 1993, vol. 413, p. 507
- Hada K., Kino M., Doi A., Nagai H., Honma M., Akiyama K., Tazaki F., Lico R., Giroletti M., Giovannini G., Orienti M., Hagiwara Y., High-sensitivity 86 GHz (3.5 mm) VLBI Observations of M87: Deep Imaging of the Jet Base at a Resolution of 10 Schwarzschild Radii, *ApJ*, 2016, vol. 817, p. 131
- Halpern J. P., Steiner J. E., Low-ionization active galactic nuclei - X-ray or shock heated?, *ApJ*, 1983, vol. 269, p. L37
- Heckman T. M., Activity in the nuclei of normal galaxies., *Highlights of Astronomy*, 1980, vol. 5, p. 185
- Heckman T. M., Armus L., Miley G. K., On the nature and implications of starburst-driven galactic superwinds, *ApJS*, 1990, vol. 74, p. 833
- Herrnstein J. R., Moran J. M., Greenhill L. J., Trotter A. S., The Geometry of and Mass Accretion Rate through the Maser Accretion Disk in NGC 4258, *ApJ*, 2005, vol. 629, p. 719
- Hicks E. K. S., Davies R. I., Malkan M. A., Genzel R., Tacconi L. J., Müller Sánchez F., Sternberg A., The Role of Molecular Gas in Obscuring Seyfert Active Galactic Nuclei, *ApJ*, 2009, vol. 696, p. 448

- Ho L., Testing the Nature of "Type 2" LINERs Using UV Spectroscopy. In HST Proposal , 1997, p. 7357
- Ho L. C., The Central Engines of Low-Luminosity AGNs. In Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy , vol. 290 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 2003, p. 379
- Ho L. C., Nuclear Activity in Nearby Galaxies, ARA&A, 2008, vol. 46, p. 475
- Ho L. C., Origin and Dynamical Support of Ionized Gas in Galaxy Bulges, ApJ, 2009, vol. 699, p. 638
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L., A search for 'dwarf' Seyfert nuclei. 2: an optical spectral atlas of the nuclei of nearby galaxies, ApJS, 1995, vol. 98, p. 477
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., A Search for "Dwarf" Seyfert Nuclei. III. Spectroscopic Parameters and Properties of the Host Galaxies, ApJS, 1997a, vol. 112, p. 315
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., A Search for "Dwarf" Seyfert Nuclei. III. Spectroscopic Parameters and Properties of the Host Galaxies, ApJS, 1997b, vol. 112, p. 315
- Ho L. C., Peng C. Y., Nuclear Luminosities and Radio Loudness of Seyfert Nuclei, ApJ, 2001, vol. 555, p. 650
- Hollenbach D., McKee C. F., Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. III - Results for J shocks in molecular clouds, ApJ, 1989, vol. 342, p. 306
- Hollenbach D. J., Chernoff D. F., McKee C. F., Infrared diagnostics of interstellar shocks. In Infrared Spectroscopy in Astronomy , vol. 290 of ESA Special Publication, 1989, p. 245
- Holley-Bockelmann K., Richstone D. O., The Role of a Massive Central Singularity in Galactic Mergers on the Survival of the Core Fundamental Plane, ApJ, 2000, vol. 531, p. 232

- Hopkins P. F., Elvis M., Quasar feedback: more bang for your buck, MNRAS, 2010a, vol. 401, p. 7
- Hopkins P. F., Elvis M., Quasar feedback: more bang for your buck, MNRAS, 2010b, vol. 401, p. 7
- Hopkins P. F., Hernquist L., Hayward C. C., Narayanan D., Why are active galactic nuclei and host galaxies misaligned?, MNRAS, 2012, vol. 425, p. 1121
- Huchra J. P., Geller M. J., Groups of galaxies. I - Nearby groups, ApJ, 1982, vol. 257, p. 423
- Jackson J. M., Heyer M. H., Paglione T. A. D., HCN in the Central 300 PC of the Galaxy. In American Astronomical Society Meeting Abstracts , vol. 25 of Bulletin of the American Astronomical Society, 1993, p. 116.07
- Jogee S., The Fueling and Evolution of AGN: Internal and External Triggers. In Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales , vol. 693 of Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 2006, p. 143
- Kadler M., Ros E., Lobanov A. P., Falcke H., Zensus J. A., The twin-jet system in NGC 1052: VLBI-scrutiny of the obscuring torus, A&A, 2004, vol. 426, p. 481
- Katz J. I., A Precessing Disk in OJ 287?, ApJ, 1997, vol. 478, p. 527
- Kormendy J., Ho L. C., Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies, ARA&A, 2013, vol. 51, p. 511
- Kormendy J., Kennicutt Jr. R. C., Secular Evolution and the Formation of Pseudobulges in Disk Galaxies, ARA&A, 2004, vol. 42, p. 603
- Kotilainen J. K., Reunanen J., Laine S., Ryder S. D., Near-infrared line imaging of the starburst galaxies NGC 520, NGC 1614 and NGC 7714, A&A, 2001, vol. 366, p. 439
- Kraft R. P., Nolan L. A., Ponman T. J., Jones C., Raychaudhury S., A Chandra Observation of the Nearby Lenticular Galaxy NGC 5102: Where are the X-Ray Binaries?, ApJ, 2005, vol. 625, p. 785

- Krajnović D., Cappellari M., de Zeeuw P. T., Copin Y., Kinemetry: a generalization of photometry to the higher moments of the line-of-sight velocity distribution, *MNRAS*, 2006, vol. 366, p. 787
- Krips M., Neri R., García-Burillo S., Combes F., Schinnerer E., Baker A. J., Eckart A., Boone F., Hunt L., Leon S., Tacconi L. J., Molecular gas in NUClei of GALaxies (NUGA): VI. Detection of a molecular gas disk/torus via HCN in the Seyfert 2 galaxy NGC 6951?, *A&A*, 2007, vol. 468, p. L63
- Kuno N., Nakai N., Dynamics of Molecular Gas in M51. In *Ground-Based Astronomy in Asia*, 1996, p. 245
- Kuo C. Y., Braatz J. A., Condon J. J., Impellizzeri C. M. V., Lo K. Y., Zaw I., Schenker M., Henkel C., Reid M. J., Greene J. E., The Megamaser Cosmology Project. III. Accurate Masses of Seven Supermassive Black Holes in Active Galaxies with Circumnuclear Megamaser Disks, *ApJ*, 2011, vol. 727, p. 20
- Lawrence A., Warped discs and the Unified Scheme. In *IAU Symposium*, vol. 238 of *IAU Symposium*, 2007, p. 117
- Lawrence A., Elvis M., Misaligned Discs as Obscurers in Active Galaxies, *ArXiv e-prints*, 2010
- Lepp S., McCray R., X-ray sources in molecular clouds, *ApJ*, 1983, vol. 269, p. 560
- Lípari S., Mediavilla E., Garcia-Lorenzo B., Díaz R. J., Acosta-Pulido J., Agüero M. P., Taniguchi Y., Dottori H., Terlevich R., Infrared mergers and infrared quasi-stellar objects with galactic winds - II. NGC5514: two extranuclear starbursts with LINER properties and a supergiant bubble in the rupture phase, *MNRAS*, 2004, vol. 355, p. 641
- López-Gonzaga N., Jaffe W., Burtscher L., Tristram K. R. W., Meisenheimer K., Revealing the large nuclear dust structures in NGC 1068 with MIDI/VLTI, *A&A*, 2014, vol. 565, p. A71
- Lucy L. B., An iterative technique for the rectification of observed distributions, *AJ*, 1974, vol. 79, p. 745

- Malin D. F., Food for the photometrists - Faint galaxies revealed. In *New Aspects of Galaxy Photometry*, vol. 232 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 1985, p. 27
- Maloney P. R., Physical Conditions in Obscuring Tori and Molecular Accretion Disks, and Are They Really the Same Thing?. In *Highly Redshifted Radio Lines*, vol. 156 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1999, p. 267
- Maloney P. R., Hollenbach D. J., Tielens A. G. G. M., X-Ray-irradiated Molecular Gas. I. Physical Processes and General Results, *ApJ*, 1996, vol. 466, p. 561
- Marquez I., Moles M., The stellar content, star formation, and mass of the active galaxy NGC 6951, *AJ*, 1993, vol. 105, p. 2090
- Martin C. L., Mapping Large-Scale Gaseous Outflows in Ultraluminous Infrared Galaxies with Keck II ESI Spectra: Spatial Extent of the Outflow, *ApJ*, 2006, vol. 647, p. 222
- Martini P., Pogge R. W., Hubble Space Telescope Observations of the CFA Seyfert 2 Galaxies: The Fueling of Active Galactic Nuclei, *AJ*, 1999, vol. 118, p. 2646
- Matsumoto H., Koyama K., Awaki H., Tsuru T., Loewenstein M., Matsushita K., X-Ray Properties of Early-Type Galaxies as Observed with ASCA, *ApJ*, 1997, vol. 482, p. 133
- Matsushita S., Kohno K., Vila-Vilaro B., Tosaki T., Kawabe R., High-Density and High-Temperature Circumnuclear Molecular Disk in M51, *ApJ*, 1998, vol. 495, p. 267
- May D., Steiner J., Menezes R. B., Ricci T. V., The Architecture of the Active Galactic Nucleus of NGC 1068. In *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, vol. 44 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 2014, p. 193
- May D., Steiner J. E., Ricci T. V., Menezes R. B., Andrade I. S., The interaction of the outflow with the molecular disk in the Active Galactic Nucleus of NGC 6951. In *Galaxies in 3D across the Universe*, vol. 309 of *IAU Symposium*, 2015, p. 329
- May D., Steiner J. E., Ricci T. V., Menezes R. B., Andrade I. S., Digging process in NGC 6951: the molecular disc bumped by the jet, *MNRAS*, 2016, vol. 457, p. 949

- Mazzalay X., Rodríguez-Ardila A., Komossa S., Demystifying the coronal-line region of active galactic nuclei: spatially resolved spectroscopy with the Hubble Space Telescope, *MNRAS*, 2010, vol. 405, p. 1315
- Mazzalay X., Rodríguez-Ardila A., Komossa S., McGregor P. J., Resolving the coronal line region of NGC 1068 with near-infrared integral field spectroscopy, *MNRAS*, 2013, vol. 430, p. 2411
- Mazzalay X., Saglia R. P., Erwin P., Fabricius M. H., Rusli S. P., Thomas J., Bender R., Opitsch M., Nowak N., Williams M. J., Molecular gas in the centre of nearby galaxies from VLT/SINFONI integral field spectroscopy - I. Morphology and mass inventory, *MNRAS*, 2013, vol. 428, p. 2389
- McGregor P. J., Hart J., Conroy P. G., Pfitzner M. L., Bloxham G. J., Jones D. J., Downing M. D., Dawson M., Young P., Jarnyk M., Van Harmelen J., Gemini near-infrared integral field spectrograph (NIFS). In *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, vol. 4841 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 2003, p. 1581
- McKinney J. C., Tchekhovskoy A., Blandford R. D., Alignment of Magnetized Accretion Disks and Relativistic Jets with Spinning Black Holes, *Science*, 2013, vol. 339, p. 49
- Menezes R. B., , PhD Thesis, Univertisy of São Paulo, 2012
- Menezes R. B., da Silva P., Ricci T. V., Steiner J. E., May D., Borges B. W., A treatment procedure for VLT/SINFONI data cubes: application to NGC 5643, *MNRAS*, 2015, vol. 450, p. 369
- Menezes R. B., Steiner J. E., The Molecular H₂ Emission and the Stellar Kinematics in the Nuclear Region of the Sombrero Galaxy, *ApJ*, 2015, vol. 808, p. 27
- Menezes R. B., Steiner J. E., Ricci T. V., Discovery of an H α Emitting Disk around the Supermassive Black Hole of M31, *ApJ*, 2013, vol. 762, p. L29
- Menezes R. B., Steiner J. E., Ricci T. V., A treatment procedure for Gemini North/NIFS data cubes: application to NGC 4151, *MNRAS*, 2014, vol. 438, p. 2597

- Mezcua M., Prieto M. A., Evidence of Parsec-scale Jets in Low-luminosity Active Galactic Nuclei, *ApJ*, 2014, vol. 787, p. 62
- Miner J., Rose J. A., Cecil G., Galaxies M32 and NGC 5102 Confirm a Near-infrared Spectroscopic Chronometer, *ApJ*, 2011, vol. 727, p. L15
- Miyoshi M., Moran J., Herrnstein J., Greenhill L., Nakai N., Diamond P., Inoue M., Evidence for a black hole from high rotation velocities in a sub-parsec region of NGC4258, *Nature*, 1995, vol. 373, p. 127
- Montero-Castaño M., Herrnstein R. M., Ho P. T. P., Gas Infall Toward Sgr A* from the Clumpy Circumnuclear Disk, *ApJ*, 2009, vol. 695, p. 1477
- Mouri H., Molecular hydrogen emission in galaxies: Determination of excitation mechanism, *ApJ*, 1994, vol. 427, p. 777
- Mullaney J. R., Ward M. J., Optical emission-line properties of narrow-line Seyfert 1 galaxies and comparison active galactic nuclei, *MNRAS*, 2008, vol. 385, p. 53
- Müller Sánchez F., Davies R. I., Genzel R., Tacconi L. J., Eisenhauer F., Hicks E. K. S., Friedrich S., Sternberg A., Molecular Gas Streamers Feeding and Obscuring the Active Nucleus of NGC 1068, *ApJ*, 2009, vol. 691, p. 749
- Müller-Sánchez F., Prieto M. A., Hicks E. K. S., Vives-Arias H., Davies R. I., Malkan M., Tacconi L. J., Genzel R., Outflows from Active Galactic Nuclei: Kinematics of the Narrow-line and Coronal-line Regions in Seyfert Galaxies, *ApJ*, 2011a, vol. 739, p. 69
- Müller-Sánchez F., Prieto M. A., Hicks E. K. S., Vives-Arias H., Davies R. I., Malkan M., Tacconi L. J., Genzel R., Outflows from Active Galactic Nuclei: Kinematics of the Narrow-line and Coronal-line Regions in Seyfert Galaxies, *ApJ*, 2011b, vol. 739, p. 69
- Müller-Sánchez F., Prieto M. A., Mezcua M., Davies R. I., Malkan M. A., Elitzur M., The Central Molecular Gas Structure in LINERs with Low-luminosity Active Galactic Nuclei: Evidence for Gradual Disappearance of the Torus, *ApJ*, 2013, vol. 763, p. L1
- Murayama T., Taniguchi Y., Where Is the Coronal Line Region in Active Galactic Nuclei?, *ApJ*, 1998, vol. 497, p. L9

- Nagar N. M., Falcke H., Wilson A. S., Radio Sources in Low-Luminosity AGNs. IV (Nagar+, 2005), VizieR Online Data Catalog, 2005, vol. 3435, p. 50521
- Narayan R., McClintock J. E., Advection-dominated accretion and the black hole event horizon, *New A Rev.*, 2008, vol. 51, p. 733
- Nenkova M., Sirocky M. M., Nikutta R., Ivezić Ž., Elitzur M., AGN Dusty Tori. II. Observational Implications of Clumpiness, *ApJ*, 2008, vol. 685, p. 160
- Neugebauer G., Oke J. B., Becklin E. E., Matthews K., Absolute spectral energy distribution of quasi-stellar objects from 0.3 to 10 microns, *ApJ*, 1979, vol. 230, p. 79
- Nixon C., King A., Do Jets Precess... or Even Move at All?, *ApJ*, 2013, vol. 765, p. L7
- Osterbrock D. E., Ferland G. J., *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, 2006
- Osterbrock D. E., Koski A. T., NGC 4151 and Markarian 6 - two intermediate-type Seyfert galaxies, *MNRAS*, 1976, vol. 176, p. 61P
- Pedlar A., Unger S. W., Dyson J. E., Radio Seyferts and the forbidden-line region, *MNRAS*, 1985, vol. 214, p. 463
- Pellegrini E. W., Smith (PI) J. D., Wolfire M. G., Draine B. T., Crocker A. F., Croxall K. V., van der Werf P., Dale D. A., Rigopoulou D., Wilson C. D., Schinnerer E., Groves B. A., Kreckel K., Sandstrom K. M., Armus L., Calzetti D. e. a., Shock Excited Molecules in NGC 1266: ULIRG Conditions at the Center of a Bulge-dominated Galaxy, *ApJ*, 2013, vol. 779, p. L19
- Pérez E., Márquez I., Marrero I., Durret F., González Delgado R. M., Masegosa J., Maza J., Moles M., Circumnuclear structure and kinematics in the active galaxy NGC 6951, *A&A*, 2000, vol. 353, p. 893
- Peterson B. M., The Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei. In *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales* , vol. 693 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 2006, p. 77

- Phillips M. M., Jenkins C. R., Dopita M. A., Sadler E. M., Binette L., Ionized gas in elliptical and S0 galaxies. I - A survey for H-alpha and forbidden N II emission, *AJ*, 1986, vol. 91, p. 1062
- Prichard L., Results from KMOS: Unravelling the origin of the counter-rotating core in IC 1459, IAU General Assembly, 2015, vol. 22, p. 2256832
- Pringle J. E., On the Alignment of AGN jets and galaxy discs, and implications for the accretion process. In *Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy* , vol. 290 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2003, p. 47
- Pritchett C., Imagery of the S0 galaxy NGC 5102, *ApJ*, 1979, vol. 231, p. 354
- Raban D., Jaffe W., Röttgering H., Meisenheimer K., Tristram K. R. W., Resolving the obscuring torus in NGC 1068 with the power of infrared interferometry: revealing the inner funnel of dust, *MNRAS*, 2009, vol. 394, p. 1325
- Regan M. W., Teuben P. J., Bar-driven Mass Inflow: How Bar Characteristics Affect the Inflow, *ApJ*, 2004, vol. 600, p. 595
- Reunanen J., Kotilainen J. K., Prieto M. A., Near-infrared spectroscopy of nearby Seyfert galaxies - I. First results, *MNRAS*, 2002, vol. 331, p. 154
- Ricci T. V., Steiner J. E., Giansante L., A hot bubble at the centre of M 81, *A&A*, 2015, vol. 576, p. A58
- Ricci T. V., Steiner J. E., Menezes R. B., NGC 7097: The Active Galactic Nucleus and its Mirror, Revealed by Principal Component Analysis Tomography, *ApJ*, 2011, vol. 734, p. L10
- Ricci T. V., Steiner J. E., Menezes R. B., Integral field unit spectroscopy of 10 early-type galactic nuclei - I. Principal component analysis Tomography and nuclear activity, *MNRAS*, 2014, vol. 440, p. 2419
- Ricci T. V., Steiner J. E., Menezes R. B., IFU spectroscopy of 10 early-type galactic nuclei - III. Properties of the circumnuclear gas emission, *MNRAS*, 2015, vol. 451, p. 3728

- Richardson W. H., Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration, *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983), 1972, vol. 62, p. 55
- Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., Riffel R., An Outflow Perpendicular to the Radio Jet in the Seyfert Nucleus of NGC 5929, *ApJ*, 2014, vol. 780, p. L24
- Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., Riffel R., Feeding versus feedback in active galactic nuclei from near-infrared integral field spectroscopy - X. NGC 5929, *MNRAS*, 2015, vol. 451, p. 3587
- Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., Winge C., McGregor P. J., Beck T., Schmitt H., Mapping of molecular gas inflow towards the Seyfert nucleus of NGC4051 using Gemini NIFS, *MNRAS*, 2008, vol. 385, p. 1129
- Riffel R. A., Vale T. B., Storchi-Bergmann T., McGregor P. J., Feeding versus feedback in NGC 1068 probed with Gemini NIFS - I. Excitation, *MNRAS*, 2014, vol. 442, p. 656
- Rix H.-W., de Zeeuw P. T., Cretton N., van der Marel R. P., Carollo C. M., Dynamical Modeling of Velocity Profiles: The Dark Halo around the Elliptical Galaxy NGC 2434, *ApJ*, 1997, vol. 488, p. 702
- Rodríguez-Ardila A., Pastoriza M. G., Viegas S., Sigut T. A. A., Pradhan A. K., Molecular hydrogen and [Fe II] in Active Galactic Nuclei, *A&A*, 2004, vol. 425, p. 457
- Rodríguez-Ardila A., Prieto M. A., Viegas S., Gruenwald R., Outflows of Very Ionized Gas in the Centers of Seyfert Galaxies: Kinematics and Physical Conditions, *ApJ*, 2006, vol. 653, p. 1098
- Rodríguez-Ardila A., Riffel R., Pastoriza M. G., Molecular hydrogen and [FeII] in active galactic nuclei - II. Results for Seyfert 2 galaxies, *MNRAS*, 2005, vol. 364, p. 1041
- Romero G. E., Chajet L., Abraham Z., Fan J. H., Beaming and precession in the inner jet of 3C 273 — II. The central engine, *A&A*, 2000, vol. 360, p. 57
- Rosario D. J., Whittle M., Nelson C. H., Wilson A. S., The Radio Jet Interaction in NGC 5929: Direct Detection of Shocked Gas, *ApJ*, 2010, vol. 711, p. L94

- Sadler E. M., Jenkins C. R., Kotanyi C. G., Low-luminosity radio sources in early-type galaxies, *MNRAS*, 1989, vol. 240, p. 591
- Saikia D. J., Phookun B., Pedlar A., Kohno K., Radio observations of the circumnuclear ring in NGC 6951, *A&A*, 2002, vol. 383, p. 98
- Samurović S., Danziger I. J., Dark matter in early-type galaxies: dynamical modelling of IC 1459, IC 3370, NGC 3379 and NGC 4105, *MNRAS*, 2005, vol. 363, p. 769
- Scharwächter J., McGregor P. J., Dopita M. A., Beck T. L., Kinematics and excitation of the molecular hydrogen accretion disc in NGC 1275, *MNRAS*, 2013, vol. 429, p. 2315
- Schinnerer E., Scoville N. Z., The Molecular Gas Distribution in Polar Ring Galaxies: NGC 2685 and NGC 660. In *Disks of Galaxies: Kinematics, Dynamics and Perturbations*, vol. 275 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2002, p. 379
- Schnorr Müller A., Storchi-Bergmann T., Riffel R. A., Ferrari F., Steiner J. E., Axon D. J., Robinson A., Gas streaming motions towards the nucleus of M81, *MNRAS*, 2011, vol. 413, p. 149
- Scoville N. Z., Hall D. N. B., Ridgway S. T., Kleinmann S. G., Velocity, reddening, and temperature structure of the H₂ emission in Orion, *ApJ*, 1982, vol. 253, p. 136
- Singh V., Shastri P., Risaliti G., Measuring the level of nuclear activity in Seyfert galaxies and the unification scheme, *A&A*, 2011, vol. 533, p. A128+
- Slee O. B., Sadler E. M., Reynolds J. E., Ekers R. D., Parsecscale Radio Cores in Early Type Galaxies, *MNRAS*, 1994, vol. 269, p. 928
- Smith H. A., Lada C. J., Thronson Jr. H. A., Glaccum W., Harper D. A., Loewenstein R. F., Smith J., Far-infrared observations of the type 1 Seyfert galaxy NGC 4051, *ApJ*, 1983, vol. 274, p. 571
- Spitzer L., *Physical processes in the interstellar medium*, 1978
- Statler T. S., A Simple Family of Models for Eccentric Keplerian Fluid Disks, *AJ*, 2001, vol. 122, p. 2257

- Stauffer J., Schild R., Keel W., ARP 102B - A new and unusual broad-line galaxy, *ApJ*, 1983, vol. 270, p. 465
- Steiner J. E., Menezes R. B., Ricci T. V., Oliveira A. S., PCA Tomography: how to extract information from data cubes, *MNRAS*, 2009, vol. 395, p. 64
- Sternberg A., Dalgarno A., The infrared response of molecular hydrogen gas to ultraviolet radiation - High-density regions, *ApJ*, 1989, vol. 338, p. 197
- Storchi-Bergmann T., Inflows and outflows in nearby active galactic nuclei from integral field spectroscopy, *ArXiv e-prints*, 2010
- Storchi-Bergmann T., Dors Jr. O. L., Riffel R. A., Fathi K., Axon D. J., Robinson A., Marconi A., Östlin G., Nuclear Spirals as Feeding Channels to the Supermassive Black Hole: The Case of the Galaxy NGC 6951, *ApJ*, 2007, vol. 670, p. 959
- Storchi-Bergmann T., Eracleous M., Ruiz M. T., Livio M., Wilson A. S., Filippenko A. V., Evidence for a Precessing Accretion Disk in the Nucleus of NGC 1097, *ApJ*, 1997, vol. 489, p. 87
- Storchi-Bergmann T., Riffel R. A., Riffel R., Diniz M. R., Borges Vale T., McGregor P. J., Two-dimensional Mapping of Young Stars in the Inner 180 pc of NGC 1068: Correlation with Molecular Gas Ring and Stellar Kinematics, *ApJ*, 2012, vol. 755, p. 87
- Su B. M., Muxlow T. W. B., Pedlar A., Holloway A. J., Steffen W., Kukula M. J., Mutel R. L., Compact radio structure in the Seyfert nucleus of NGC 5929., *MNRAS*, 1996, vol. 279, p. 1111
- Tanaka Y., Nandra K., Fabian A. C., Inoue H., Otani C., Dotani T., Hayashida K., Iwasawa K., Kii T., Kunieda H., Makino F., Matsuoka M., Gravitationally redshifted emission implying an accretion disk and massive black hole in the active galaxy MCG-6-30-15, *Nature*, 1995, vol. 375, p. 659
- Taniguchi Y., Shioya Y., Murayama T., Poststarburst Models of LINERS, *AJ*, 2000, vol. 120, p. 1265

- Taylor D., Dyson J. E., Axon D. J., Pedlar A., A plasmon driven bowshock model for the narrow line region of NGC 5929, *MNRAS*, 1989, vol. 240, p. 487
- Tohline J. E., Durisen R. H., The orientation of gas disks in tumbling prolate galaxies, *ApJ*, 1982, vol. 257, p. 94
- Tremaine S., Gebhardt K., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S. M., Filippenko A. V., Green R., Grillmair C., Ho L. C., Kormendy J., Lauer T. R., Magorrian J., Pinkney J., Richstone D., The Slope of the Black Hole Mass versus Velocity Dispersion Correlation, *ApJ*, 2002, vol. 574, p. 740
- Tully R. B., Fisher J. R., *Catalog of Nearby Galaxies*, 1988
- Ueda Y., Akiyama M., Ohta K., Miyaji T., Cosmological Evolution of the Hard X-Ray Active Galactic Nucleus Luminosity Function and the Origin of the Hard X-Ray Background, *ApJ*, 2003, vol. 598, p. 886
- Ulvestad J. S., Wilson A. S., Radio structures of Seyfert galaxies. VI - VLA observations of a nearby sample, *ApJ*, 1984, vol. 285, p. 439
- Urry C. M., Padovani P., Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei, *PASP*, 1995, vol. 107, p. 803
- Usero A., García-Burillo S., Fuente A., Martín-Pintado J., XDR Chemistry in the Circumnuclear Disk of NGC 1068. In *The Neutral ISM in Starburst Galaxies*, vol. 320 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2004, p. 273
- van der Laan T. P. R., Schinnerer E., Boone F., García-Burillo S., Combes F., Haan S., Leon S., Hunt L., Baker A. J., Molecular gas in Nuclei of GALaxies (NUGA). XV. Molecular gas kinematics in the inner 3 kpc of NGC 6951, *A&A*, 2011, vol. 529, p. A45
- van der Laan T. P. R., Schinnerer E., Emsellem E., Hunt L. K., McDermid R. M., Liu G., How does star formation proceed in the circumnuclear starburst ring of NGC 6951?, *A&A*, 2013, vol. 551, p. A81
- van der Marel R., Nuclear gas kinematics of NGC 7052 and IC 1459 from HST/FOS spectra. In *The Central Regions of the Galaxy and Galaxies*, vol. 184 of *IAU Symposium*, 1998, p. 389

- van der Marel R. P., Franx M., A new method for the identification of non-Gaussian line profiles in elliptical galaxies, *ApJ*, 1993, vol. 407, p. 525
- van Woerden H., van Driel W., Braun R., Rots A. H., Distribution and motions of atomic hydrogen in lenticular galaxies. X - The blue S0 galaxy NGC 5102, *A&A*, 1993, vol. 269, p. 15
- Veilleux S., Osterbrock D. E., Spectral classification of emission-line galaxies, *ApJS*, 1987, vol. 63, p. 295
- Verdoes Kleijn G. A., van der Marel R. P., Carollo C. M., de Zeeuw P. T., The Black Hole in IC 1459 from Hubble Space Telescope Observations of the Ionized Gas Disk, *AJ*, 2000, vol. 120, p. 1221
- Wada K., Norman C. A., Obscuring Material around Seyfert Nuclei with Starbursts, *ApJ*, 2002, vol. 566, p. L21
- Wagner A. Y., Bicknell G. V., Umemura M., Driving Outflows with Relativistic Jets and the Dependence of Active Galactic Nucleus Feedback Efficiency on Interstellar Medium Inhomogeneity, *ApJ*, 2012, vol. 757, p. 136
- Wang J., Fabbiano G., Karovska M., Elvis M., Risaliti G., The Chandra HRC View of the Subarcsecond Structures in the Nuclear Region of NGC 1068, *ApJ*, 2012, vol. 756, p. 180
- Whittle M., Haniff C. A., Ward M. J., Meurs E. J. A., Pedlar A., Unger S. W., Axon D. J., Harrison B. A., Extended forbidden O III emission associated with nuclear radio lobes in the Seyfert galaxy NGC 5929, *MNRAS*, 1986, vol. 222, p. 189
- Williams T. B., Schwarzschild M., A photometric determination of twists in three early-type galaxies, *ApJ*, 1979, vol. 227, p. 56
- Wilson A. S., Keel W. C., High-resolution observations of the multicomponent nucleus of NGC 5929, *AJ*, 1989, vol. 98, p. 1581
- Wilson A. S., Ulvestad J. S., Radio jets and high velocity gas in the Seyfert Galaxy NGC 1068, *ApJ*, 1983, vol. 275, p. 8

- Winge C., Riffel R. A., Storchi-Bergmann T., The Gemini Spectral Library of Near-IR Late-Type Stellar Templates and Its Application for Velocity Dispersion Measurements, *ApJS*, 2009, vol. 185, p. 186
- Wolniewicz L., Simbotin I., Dalgarno A., Quadrupole Transition Probabilities for the Excited Rovibrational States of H₂, *ApJS*, 1998, vol. 115, p. 293
- Wright E. L., On the Density of Primordial Black Holes in the Galactic Halo, *ApJ*, 1996, vol. 459, p. 487
- Yusef-Zadeh F., Law C., Wardle M., Wang Q. D., Fruscione A., Lang C. C., Cotera A., Detection of X-Ray Emission from the Arches Cluster near the Galactic Center, *ApJ*, 2002, vol. 570, p. 665
- Yusef-Zadeh F., Stolovy S. R., Burton M., Wardle M., Ashley M. C. B., High Spectral and Spatial Resolution Observations of Shocked Molecular Hydrogen at the Galactic Center, *ApJ*, 2001, vol. 560, p. 749
- Zhao J.-H., Blundell R., Moran J. M., Downes D., Schuster K. F., Marrone D. P., The High-density Ionized Gas in the Central Parsec of the Galaxy, *ApJ*, 2010, vol. 723, p. 1097
- Zubovas K., Nayakshin S., Energy- and momentum-conserving AGN feedback outflows, *MNRAS*, 2014, vol. 440, p. 2625