

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**Cinemática Estelar, Modelos Dinâmicos e
Determinação de Massas de Buracos Negros
Supermassivos**

Daniel Alf Drehmer

Tese realizada sob orientação da Professora Dra. Thaisa Storchi Bergmann e apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre

Março, 2015

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todas as pessoas que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho e em especial agradeço:

- À Profa. Dra. Thaisa Storchi-Bergmann pela competente orientação.
- Aos professores Dr. Fabrício Ferrari da Universidade Federal do Rio Grande, Dr. Rogemar Riffel da Universidade Federal de Santa Maria e ao Dr. Michele Cappellari da Universidade de Oxford cujas colaborações foram fundamentais para a realização deste trabalho.
- A todos os professores do Departamento de Astronomia do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul que contribuíram para minha formação.
- Ao CNPq pelo financiamento desse trabalho.
- Aos meus pais Ingon e Selia e meus irmãos Neimar e Carla pelo apoio.

Daniel Alf Drehmer

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Março 2015

Resumo

O foco deste trabalho é estudar a influência de buracos negros supermassivos (BNSs) nucleares na dinâmica e na cinemática estelar da região central das galáxias e determinar a massa destes BNSs.

Assumindo que a função de distribuição (DF) que descreve a dinâmica da galáxia depende de duas integrais de movimento ($f = f(E, L_z)$, onde E é a energia do sistema e L_z é a componente z do momento angular), construiu-se um modelo dinâmico de Jeans anisotrópico para reproduzir as distribuições de velocidades estelares observadas nas regiões centrais das galáxias ativas NGC 4258 e NGC 1052.

A cinemática estelar das galáxias foi obtida através de observações espectroscópicas na banda-K do infravermelho próximo realizadas com o instrumento NIFS (*Near-infrared Integral Field Spectrograph*) no telescópio GEMINI Norte, e mostram que a distribuição de velocidades na região nuclear, em particular dentro do raio de influência do BNS, é dominada por uma alta dispersão de velocidades. Esta observação é consistente com a hipótese da presença de BNSs.

Foram usadas imagens no infravermelho próximo obtidas com os instrumentos NICMOS (*Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer*) a bordo do HST (*Hubble Space Telescope*) e do 2MASS (*Two Micron All-Sky Survey*) para construir modelos de expansão multi-gaussiana (MGE) para parametrizar a distribuição superficial de brilho das galáxias. A partir destes modelos MGE foi possível obter as distribuições de matéria e os potenciais gravitacionais das galáxias. A estes potenciais adicionou-se o potencial de uma fonte pontual representando o BNS central. Estes pares potencial-densidade descritos como funções gaussianas bidimensionais foram então usados para resolver as equações de Jeans semi-isotrópicas com simetria axial e modelar as distribuições de velocidades das galáxias.

Comparando a cinemática modelada com as observações concluímos que o BNS no núcleo da galáxia NGC 4258 possui uma massa de $4,8_{-0,8}^{+0,9} \times 10^7 M_{\odot}$ e que o BNS no núcleo da galáxia NGC 1052 possui uma massa de $3,6 \times 10^8 M_{\odot}$.

Abstract

The focus of this work is the study of the influence of nuclear supermassive black holes (SMBHs) in the dynamics and stellar kinematics of the central region of galaxies and determine the masses of these SMBHs.

Assuming that the distribution function (DF) that describes the galaxy dynamics depends of two integrals of motion ($f = f(E, L_z)$, where E is the energy of the system and L_z is the z-component of the angular momentum), we have constructed a Jeans anisotropic dynamical model to fit the observed stellar velocity distributions of the central regions of the active galaxies NGC 4258 and NGC 1052.

The stellar kinematics of the galaxies was obtained from near-infrared spectroscopic observations in the K-band performed with the instrument NIFS (*Near-infrared Integral Field Spectrograph*) of the GEMINI North telescope. The observations show that the velocity distributions in the nuclear regions, particularly inside the black hole sphere of influence, of the galaxies is dominated by high velocity dispersions. These observations are consistent with the hypothesis of the presence of SMBHs at the nucleus.

We have used near-infrared K-band and H-band images obtained with the NICMOS instrument (*Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer*) aboard the HST (*Hubble Space Telescope*) and from 2MASS (*Two Micron All-Sky Survey*) to build multi-gaussian expansion models (MGE) to parametrise the surface brightness distributions of the galaxies. From these MGE models it was possible to obtain the mass distributions and the gravitational potentials of the galaxies. To these potentials we added the potential of a point source representing the SMBH. These density-potential pairs described as two-dimensional gaussian functions were then used to obtain the solutions of the semi-isotropic axisymmetric Jeans equations and to model the velocity distributions of the galaxies.

By comparing the modelled kinematics with the observed one we concluded that the SMBH in the nucleus of the galaxy NGC 4258 has a mass of $4,8_{-0,8}^{+0,9}M_{\odot}$ and that the SMBH in the nucleus of the galaxy NGC 1052 has a mass of $3,6 \times 10^8 M_{\odot}$.

Sumário

Agradecimentos	i
Abstract	iv
Sumário	vi
Lista de Tabelas	viii
Lista de Figuras	ix
1 Introdução	1
1.1 Objetivos	7
1.2 A escolha do Método	9
2 Dados Observacionais	16
2.1 Observações	16
2.1.1 NGC 4258	16
2.1.2 NGC 1052	20
3 Metodologia	23
3.1 Obtenção da Cinemática Estelar - pPXF	23
3.1.1 Estimativa de Erros com o Método de Monte Carlo	25
3.2 Parametrização da Distribuição de Brilho Superficial	25
3.3 Modelo de Jeans Anisotrópico	28
3.3.1 Soluções em Função das Componentes das Gaussianas	30
3.3.2 Projeções no Plano do Céu	31
4 Resultados	36
4.1 NGC 4258	36

4.1.1	Variações de $\sqrt{v_{los}^2}$ em função dos parâmetros livres	37
4.2	NGC 1052	41
4.2.1	Cinemática estelar	42
4.2.2	Caracterização da distribuição de brilho superficial - MGE . .	44
4.2.3	Modelo Dinâmico	46
5	Considerações Finais	54
5.1	Sumário dos resultados	54
5.1.1	NGC 4258	54
5.1.2	NGC 1052	57
5.2	Conclusões	58
5.3	Perspectivas	59
	Referências Bibliográficas	60
	Rotinas Computacionais Usadas	72
	Dados cinemáticos para NGC 4258	73

Lista de Tabelas

1.1	Relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ (2011)	4
1.2	Galáxias com Determinações Dinâmicas da Massa do BNS	5
4.1	Parâmetros das Gaussianas do modelo para a distribuição de brilho superficial de NGC 1052.	45
4.2	Melhores parâmetros de ajuste para os modelos dinâmicos da galáxia NGC 1052.	46

Lista de Figuras

1.1	Relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ adaptada do trabalho de McConnell et al. (2011) .	14
1.2	Etapas do Modelo Dinâmico	15
2.1	Composição de imagens da galáxia NGC 4258	17
2.2	Imagem da galáxia NGC 1052	21
4.1	Variação da $\sqrt{v_{\text{los}}^2}$ de NGC 4258 em função da inclinação	38
4.2	Variação da $\sqrt{v_{\text{los}}^2}$ de NGC 4258 em função da anisotropia	39
4.3	Variação da $\sqrt{v_{\text{los}}^2}$ de NGC 4258 em função da mass do BNS	41
4.4	Imagem e amostra de espectros da galáxia NGC 1052	42
4.5	Cinemática estelar da galáxia NGC 1052	43
4.6	Comparação dos perfis de brilho superficial de NGC 1052 e do modelo MGE ao longo de diferentes direções.	49
4.7	Comparação entre as isofotas da galáxia e do modelo MGE	50
4.8	Minimização de χ^2 do modelo dinâmico de NGC 1052 para três inclinações diferentes	51
4.9	Comparação do modelo de $\sqrt{v_{\text{los}}^2}$ para três inclinações diferentes	52
4.10	Comparação entre V_{rms} e o modelo $\sqrt{v_{\text{los}}^2}$ para a galáxia NGC 1052	53

Capítulo 1

Introdução

Dentro do paradigma atual para a evolução de galáxias, acredita-se que todas as galáxias que apresentam bojos estelares contenham buracos negros supermassivos (BNSs) habitando o seu núcleo (Magorrian et al. 1998, Ferrarese & Merritt 2000a, Tremaine et al. 2002). O BNS central tem papel fundamental na evolução das galáxias, sendo que simulações cosmológicas sem considerar sua presença resultam em massas para as galáxias muito maiores do que as observadas (Di Matteo et al. 2005, Springel et al. 2005). Isto se deve ao fato de que, ao evoluir junto com a galáxia o BNS alimenta-se do material a sua volta produzindo ejeções de gás periódicas, bem como intensa emissão de radiação, que caracterizam a fase ativa do núcleo, que é então chamado de *Active Galactic Nucleus* (AGN) (Kormendy & Ho 2013, Heckman & Best 2014, Storchi-Bergmann 2014). Nesta fase, as ejeções de gás e a radiação emitida produzem um efeito de *feedback*, impedindo ou retardando o crescimento da galáxia por acreção de gás frio do seu entorno (Fabian 2012).

Os efeitos de *feedback* produzem um acoplamento ou co-evolução entre as galáxias e os BNSs nos seus núcleos, que se traduzem em relações observáveis entre as propriedades das galáxias e dos BNSs que habitam os seus núcleos. Destacamos entre

elas a relação entre a luminosidade da galáxia e a massa do BNS central, conhecida como relação $M_{\text{BH}} - L$ (Dressler 1989, Kormendy 1993, Kormendy & Richstone 1995), e a relação entre a massa do BNS e a dispersão de velocidades, σ , do bojo das galáxias, conhecida como relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ (Ferrarese & Merritt 2000a, Gebhardt et al. 2000, Tremaine et al. 2002).

A correlação representada pela relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ pode ser expressa como

$$\log_{10} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \right) = \alpha + \beta \log_{10} \left(\frac{\sigma}{200 \text{ km s}^{-1}} \right). \quad (1.1)$$

No artigo original de Ferrarese & Merritt (2000b) é proposta uma inclinação $\beta = 5,27 \pm 0,40$, a qual é resultante da análise de uma amostra de doze galáxias com determinações para as massas dos BNSs disponíveis. Seis delas têm determinações a partir da cinemática de gás: NGC 4261 (Ferrarese et al. 1996), NGC 4486 (Macchetto et al. 1997), NGC 4374 (Bower et al. 1998), NGC 7052 (van der Marel & van den Bosch 1998), NGC 6251 (Ferrarese & Ford 1999), IC 1459 (Verdoes Kleijn et al. 2000). Quatro delas têm determinações obtidas com modelos dinâmicos para a cinemática estelar: NGC 221 (van der Marel et al. 1998), NGC 3115 (Emsellem et al. 1999), NGC 4342 (Cretton & van den Bosch 1999), NGC 3379 (Gebhardt et al. 2000). Na galáxia NGC 4258 a determinação da massa do BNS foi feita através da cinemática de um disco de nuvens com emissão maser de H_2O orbitando o BNS (Miyoshi et al. 1995). A última delas é a Via Láctea. Os valores para a dispersão de velocidades dos bojos foram obtidos de Davies et al. (1987). Foi considerada também a amostra de trinta e seis galáxias de Magorrian et al. (1998), com determinações para as massas dos BNSs obtidas através de modelos de Jeans isotrópicos (Nagai & Miyamoto 1976, Satoh 1980).

Gebhardt et al. (2000) por sua vez, analisando a mesma amostra de galáxias acrescida de M87 (Harms et al. 1994), sugere que $\beta = 3,75 \pm 0,3$. Ferrarese & Merritt (2000a) excluindo da análise a amostra de Magorrian et al. (1998) obtiveram a inclinação $\beta = 4,8 \pm 0,5$ e posteriormente em Merritt & Ferrarese (2001) $\beta = 4,72 \pm 0,36$. As diferenças nos valores de β se devem principalmente ao método de análise usado.

Atualmente a relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ é amplamente aceita, sendo considerada uma consequência da evolução das galáxias massivas através da sua fusão com galáxias menores (Naab et al. 2009, Peng 2007). De uma maneira geral, as determinações mais recentes para a massa dos BNS têm aumentado a precisão das medidas da dispersão de velocidades, diminuindo as incertezas na relação $M_{\text{BH}} - \sigma$. Um grande avanço foi obtido com o surgimento das IFUs (*Integral Field Units*) que possibilitam a obtenção de mapas cinemáticos bidimensionais de alta resolução espacial, como por exemplo o NIFS (*Near-Infrared Integral Field Spectrometer*) do telescópio GEMINI Norte, ou de mapeamento de grandes campos espaciais como no caso do SAURON (*Spectrographic Areal Unit for Research on Optical Nebulae*), no telescópio William Herschel (WHT, La Palma, Espanha).

Em McConnell et al. (2011) são listadas as sessenta e cinco galáxias com determinações diretas para as massas dos BNSs centrais feitas através de modelos dinâmicos conhecidas até 2011. Os valores para as massas dos BNSs variam no intervalo de $1,7 \times 10^6 M_{\odot}$ para Circinus (Greenhill et al. 2003) até $2,1 \times 10^{10} M_{\odot}$ para NGC 4889 (McConnell et al. 2011). A relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ dada pela (1.1) obtida com a análise dessa amostra de galáxias fornece os parâmetros α e β apresentados na Tabela 1.1. Como mostra a tabela, a relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ é dependente do tipo morfológico da galáxia.

Tabela 1.1: Relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ (2011)

Amostra	N_{gal}	α	β	ϵ_0
Todas	65	$8,29 \pm 0,06$	$5,12 \pm 0,36$	0,43
Early-type	45	$8,38 \pm 0,06$	$4,53 \pm 0,40$	0,38
Late-type	20	$7,97 \pm 0,22$	$4,58 \pm 1,25$	0,44

Tabela adaptada de McConnell et al. (2011) com os parâmetros da relação $M_{\text{BH}} - \sigma$. A primeira linha mostra os parâmetros considerando toda a amostra, na segunda linha contendo somente as galáxias *early-type* (E e S0) e na última linha somente com galáxias espirais *late-type*.

Na Figura 1.1 é mostrado o diagrama $M_{\text{BH}} - \sigma$ para as sessenta e cinco galáxias da Tabela 1.2 com a identificação dos tipos morfológicos e do método dinâmico usado na determinação da massa do BNS central. Na parte superior da figura são identificadas galáxias do tipo BCG (*Brightest Cluster Galaxy*); estas são as galáxias cujos BNSs possuem as maiores massas. Entretanto, observa-se que a dispersão típica medida tende a ser menor do que a prevista pela relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ quando as BCGs não são consideradas. O desvio da relação $M_{\text{BH}} - \sigma$ pode ser explicado por cenários evolutivos diferentes para BCGs e não-BCGs (Cappellari 2011).

Entre as determinações recentes de massas de BNSs podemos destacar alguns trabalhos como, por exemplo, o de Cappellari et al. (2009), onde é empregado o método de superposição de órbitas de Schwarzschild (1979) na construção de um modelo de três integrais de movimento com simetria axial (Gebhardt et al. 2003, van der Marel & van den Bosch 1998), para modelar a cinemática estelar de observações com o instrumento SINFONI (*Spectrograph for Integral Field Observations in the Near Infrared*), instalado em um dos telescópio VLT (*Very Large Telescope*) do ESO (*European Southern Observatory*), obtendo uma massa de $M_{\text{BH}} = (5,5 \pm 3,0) \times 10^7 M_{\odot}$ para o BNS de Centaurus A. Krajnović et al. (2009) obtêm $M_{\text{BH}} = (1,4_{-1,3}^{+0,2}) \times 10^7 M_{\odot}$ para NGC 2549 e $M_{\text{BH}} = (8,2_{-1,3}^{+2,7}) \times 10^7 M_{\odot}$ para NGC 5249 usando observações do

Tabela 1.2: Galáxias com Determinações Dinâmicas da Massa do BNS

Galáxia	Morfologia	Distância[Mpc]	$M_{\text{BH}} [M_{\odot}]$	Método
Milky Way	Sbc	0,008	$4,1 \times 10^6$	S
A1836	E	157,5	$3,9 \times 10^9$	G
A3565	E	54,4	$1,4 \times 10^9$	G
Circinus	Sb	4,0	$1,7 \times 10^6$	M
IC1459	E4	30,9	$2,8 \times 10^9$	S
N221	E2	0,86	$3,1 \times 10^6$	S
N224	Sb	0,80	$1,5 \times 10^8$	S
N524	S0	23,3	$8,3 \times 10^8$	S
N821	E4	25,5	$1,8 \times 10^8$	S
N1023	SB0	12,1	$14,6 \times 10^7$	S
N1068	SB	15,4	$8,6 \times 10^6$	M
N1194	SA0+	55,5	$6,8 \times 10^7$	M
N1300	SB(rs)bc	20,1	$7,1 \times 10^7$	G
N1316	E	18,6	$1,5 \times 10^8$	S
N1332	S0	22,3	$1,45 \times 10^9$	S
N1399	E1	21,1	$5,1 \times 10^8$	S
N1399	E1	21,1	$1,3 \times 10^9$	S
N2273	SB(r)a	26,8	$7,8 \times 10^6$	M
N2549	S0	12,3	$1,4 \times 10^7$	S
N2748	Sc	24,9	$4,7 \times 10^7$	G
N2787	SB0	7,9	$4,3 \times 10^7$	G
N2960	Sa	75,3	$1,21 \times 10^7$	M
N3031	Sb	4,1	$8,0 \times 10^7$	G
N3115	S0	10,2	$9,6 \times 10^8$	S
N3227	SBa	17,0	$1,5 \times 10^7$	S
N3245	S0	22,1	$2,2 \times 10^8$	G
N3368	SAB(rs)ab	10,4	$7,5 \times 10^6$	S
N3377	E6	11,7	$1,9 \times 10^8$	S
N3607	E1	19,9	$1,2 \times 10^8$	S

Tabela adaptada de McConnell et al. (2011). Da esquerda para direita temos o nome da galáxia, o tipo morfológico, a distância da em Mpc assumindo $H = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, a massa do BNS em massas solares e o método usado na determinação: cinemática estelar (S), cinemática do gás (G) e maser (M).

NIFS e do SAURON (*Spectrographic Areal Unit for Research on Optical Nebulae*).

Uma comparação entre a os valores de massas obtidos a partir de cinemática estelar e cinemática de gás é discutida em Shapiro et al. (2006) para NGC 3379. Medling et al.

Continuação da Tabela 1.2

Galáxia	Morfologia	Distância[Mpc]	$M_{BH} [M_{\odot}]$	Método
N3608	E1	23,0	$4,7 \times 10^8$	S
N3842	E	98,4	$9,7 \times 10^9$	S
N3998	S0	14,9	$2,4 \times 10^8$	G
N4026	S0	15,6	$2,1 \times 10^8$	S
N4258	SABbc	7,2	$3,78 \times 10^7$	M
N4261	E2	33,4	$5,5 \times 10^8$	G
N4291	E2	25,0	$9,2 \times 10^8$	S
N4342	S0	18,0	$3,6 \times 10^8$	S
N4374	E1	17,0	$8,5 \times 10^8$	G
N4388	SA(s)b	19,8	$8,8 \times 10^6$	M
N4459	E2	17,0	$7,4 \times 10^7$	G
N4473	E4	17,0	$1,0 \times 10^8$	S
N4486	E1	17,0	$6,3 \times 10^9$	S
N4486A	E2	17,0	$1,3 \times 10^7$	S
N4564	S0	17,0	$9,4 \times 10^7$	S
N4594	Sa	10,3	$5,3 \times 10^8$	S
N4596	SB0	18,0	$8,4 \times 10^7$	G
N4649	E2	16,5	$4,7 \times 10^9$	S
N4697	E6	12,4	$2,0 \times 10^8$	S
N4736	Sab	4,9	$6,68 \times 10^6$	S
N4826	Sab	6,4	$1,36 \times 10^6$	S
N4889	E	103,2	$2,1 \times 10^{10}$	S
N5077	E3	44,9	$8,0 \times 10^8$	G
N5128	S0/E	4,4	$3,0 \times 10^8$	S
N5128	S0/E	4,4	$7,0 \times 10^7$	S
N5576	E3	27,1	$1,8 \times 10^8$	S
N5845	E3	28,7	$5,4 \times 10^8$	S
N6086	E	139,1	$3,8 \times 10^9$	S
N6251	E1	106,0	$6,0 \times 10^8$	G
N6264	S	145,4	$3,03 \times 10^7$	M
N6323	Sab	110,5	$9,8 \times 10^6$	M
N7052	E3	70,9	$4,0 \times 10^8$	G
N7457	S0	14,0	$1,0 \times 10^7$	S
N7582	SBab	22,3	$5,5 \times 10^7$	G
U3789	SA(r)ab	48,4	$1,08 \times 10^7$	M

Tabela adaptada de McConnell et al. (2011). Da esquerda para direita temos o nome da galáxia, o tipo morfológico, a distância da em Mpc assumindo $H = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, a massa do BNS em massas solares e o método usado na determinação: cinemática estelar (S), cinemática do gás (G) e maser (M).

(2011) determinam a massa do BNS presente na componente Sul do par de galáxias em colisão NGC 6240 usando cinemática estelar obtida com o telescópio Keck II, e um modelo dinâmico anisotrópico de Jeans (Cappellari 2008). Em McConnell et al. (2012) são apresentadas determinações de massa de BNSs para quatro galáxias BCGs (*Brightest Cluster Galaxies*) NGC 3842, NGC 2832, NGC 4889 e NGC 7768, para as quais são obtidos valores de consideravelmente maiores que os previstos pela relação $M_{\text{BH}} - \sigma$. Um BNS com massa acima do esperado também é encontrado na galáxia anã ultra compacta M60-UCD1 (Seth et al. 2014). Entretanto, o resultado mais surpreendente é a determinação da massa do BNS no núcleo da galáxia lenticular compacta NGC 1277 feita por van den Bosch et al. (2012) para qual é encontrado o valor de $M_{\text{BH}} = 1,7 \times 10^{10} M_{\odot}$ que corresponde a aproximadamente 59 por cento da massa do bojo da galáxia, enquanto valores os típicos das massas dos BNSs representam aproximadamente 0,1 por cento das massas dos bojos de suas galáxias hospedeiras.

1.1 Objetivos

A maior parte das galáxias para as quais existem determinações diretas da massa dos BNSs centrais através da cinemática estelar são galáxias não-ativas. Tal restrição deve-se principalmente à diluição da intensidade das linhas de absorção devido à diluição pelo contínuo e linhas de emissão do AGN nas galáxias ativas, impedindo a determinação dos campos de velocidade estelar. Para galáxias ativas, a massa do BNS tem sido derivada através da cinemática do gás (Gebhardt et al. 2003, Marconi & Hunt 2003, Capetti et al. 2005, de Francesco et al. 2006) que é um método menos robusto pois o gás pode estar sujeito a efeitos magneto-hidrodinâmicos, impedindo um mapeamento adequado do potencial gravitacional.

Para AGNs próximos, as massas dos BNSs podem ser determinadas através de mapas de reverberação (Peterson 1993, Onken et al. 2004), que dão uma estimativa para o raio em que as nuvens de gás da região de linha largas (BLR, do inglês *Broad Line Region*) orbitam o BNS. Observando a velocidade de rotação das nuvens inferida a partir das linhas de emissão do gás, e assumindo uma geometria para a região, pode-se estimar a massa no BNS. Entretanto, a construção dos mapas de reverberação requer um tempo de observação muito grande e por isto ainda há poucos AGNs com determinação dos raios da BLR por este método.

A construção de modelos dinâmicos para a cinemática estelar e determinação direta da massa do BNS requer observações com alta resolução espacial da região central das galáxias. Mais precisamente é necessário que o raio de influência do BNS seja resolvido nas observações. No caso de galáxias ativas as IFUs que operam na região espectral do infravermelho próximo são de particular interesse para estes estudos. Nesta região espectral os efeitos do contínuo do AGN são minimizados, uma vez que este contínuo é, em geral, azul, bem como os efeitos de obscurecimento pela poeira, importantes no óptico. Além disso, o instrumento NIFS do GEMINI Norte, que usamos neste trabalho, opera com ótica adaptativa e a resolução angular é de $0,1''$, que permite resolver $3,5$ pc no caso de NGC 4258, que é menor que o raio de influência do BNS. Estudos anteriores, Riffel et al. (2008), Storchi-Bergmann et al. (2009, 2010), Riffel & Storchi-Bergmann (2011), Fischer et al. (2013), Riffel et al. (2013), Onken et al. (2014), Riffel et al. (2014) demonstraram a excelente qualidade dos dados do instrumento NIFS para mapear a cinemática do gás e das estrelas em torno de AGNs. O fato desses instrumentos possuírem a capacidade necessária para mapear em detalhes as vizinhanças dos BNSs centrais aliado ao fato de trabalhos dessa natureza serem escassos na literatura nos motivou a realizar este trabalho.

Assim, temos como objetivos principais deste trabalho:

- Desenvolver um modelo dinâmico fisicamente autoconsistente para a cinemática estelar na região central (algumas centenas de parsecs) de galáxias que contém um Buraco Negro Supermassivo no núcleo;
- Aplicar o modelo a observações “tridimensionais” da cinemática estelar da região central de galáxias ativas próximas, obtidas com Espectrógrafos de Campo Integral. Nesta tese, aplicamos o modelo a observações com o instrumento NIFS das galáxias ativas NGC 4258 e NGC 1052.

1.2 A escolha do Método

Modelos dinâmicos para descrever a distribuição de velocidades de sistemas estelares, como galáxias, vem sendo propostos desde a década de vinte (Jeans 1922). De forma geral, a modelagem dinâmica de galáxias pode ser dividida nas três etapas ilustradas no fluxograma da Figura 1.2.

A primeira etapa, representada pelos blocos vermelhos da Figura 1.2 consiste na obtenção da distribuição da cinemática estelar da galáxia, no qual são obtidos espectros da galáxia que apresentem linhas de absorção estelar, atualmente são usadas observações espectroscópicas obtidas com IFUs. Estes espectros são então modelados usando-se uma base de *templates* de espectros estelares e uma função que descreve a distribuição de velocidades da galáxia, que são combinados através de um processo de minimização no qual são atribuídos pesos diferentes para cada espectro da base, resultando em um conjunto de parâmetros que descreve a distribuição de velocidades ao longo da linha de visada. Uma descrição completa dessa etapa é apresentada na seção 3.1.

A segunda etapa, representada pelos blocos azuis da Figura 1.2 consiste na construção do modelo dinâmico que fornece a cinemática estelar teórica, que posteriormente será comparada com a cinemática observada obtida na primeira etapa. Primeiramente são obtidas imagens da galáxia. Estas imagens são então parametrizadas de forma que se obtenha uma descrição matemática para a distribuição de brilho superficial da galáxia, a qual é então deprojetada fornecendo a inclinação da galáxia e densidade de luminosidade tridimensional. Multiplicando esta densidade de luminosidade por uma razão massa-luminosidade pode-se obter a densidade de massa. A partir da densidade de massa, o potencial gravitacional estelar é obtido pela equação de Poisson e a este potencial pode-se adicionar o potencial de um BNS central e da matéria escura. De posse do par densidade-potencial adota-se um determinado modelo dinâmico para obtenção da cinemática estelar. De forma geral os modelos adotados fazem uso de considerações de simetria para as distribuições de massa e de velocidades da galáxia.

A terceira etapa, representada pelo bloco amarelo da Figura 1.2 consiste na comparação da cinemática estelar observada obtida na primeira etapa com a cinemática estelar modelada obtida na segunda etapa. Esta comparação é realizada através de um processo de minimização que fornece como resultado os valores dos parâmetros dinâmicos, i.e., inclinação, razão massa-luminosidade, massa do BNS e parâmetros de anisotropia que melhor reproduzem a galáxia. Estes parâmetros são representados pelos blocos verdes da Figura 1.2.

Entre os métodos dinâmicos usados para a determinação de massas de BNSs, destacam-se dois, como sendo os mais usados quando o objetivo é reproduzir a cinemática estelar: Os modelos de Jeans (1922) e os modelos de superposição de órbitas de Schwarzschild (1979). Ambos os métodos partem da suposição de que as galáxias são

um sistema estelar cujas posições (x) e as velocidades (v) são descritas por uma função de distribuição (DF). Dependendo do tipo de simetria adotada e da generalidade do modelo, a DF pode ser função de duas ou até de quatro integrais de movimento. Se este sistema de partículas (que no caso são estrelas) está em estado estacionário (*steady state*) sob a influência de um potencial gravitacional que é uma função “suave” da distância, a DF deve satisfazer a equação de Boltzmann sem colisões (*collisionless Boltzmann equation*). A descrição da distribuição de matéria, ou a densidade de matéria, é obtida a partir da deprojeção da distribuição de brilho superficial da galáxia, a qual é obtida a partir de imagens. De posse da distribuição de matéria obtém-se o potencial gravitacional da distribuição estelar pela equação de Poisson e então adiciona-se o potencial gravitacional de uma fonte pontual que descreve o BNS central.

Depois de determinado o potencial gravitacional, os dois métodos tornam-se completamente distintos. Nos modelos de Schwarzschild cria-se um uma biblioteca de órbitas estelares que evolui nesse potencial. Estas órbitas são então combinadas ou superpostas – com pesos diferentes para cada tipo de órbita – de forma que se reproduza a distribuição de velocidades observada. Nos modelos de Jeans faz-se suposições adicionais a respeito da simetria e do perfil de anisotropia de velocidades da galáxia e encontra-se a distribuição de velocidades pelas soluções das equação de Jeans.

Devido a sua generalidade matemática, o modelo de Schwarzschild tem sido o método mais usado para a determinação da massa de BNSs. Tem como grandes virtudes os fatos de não serem necessárias suposições adicionais a respeito da anisotropia de velocidades, sendo esta um resultado do modelo e a grande eficiência em reproduzir as distribuições de velocidade observadas, incluindo os momentos de mais altas ordens (h_3, \dots, h_6). Em contrapartida esses modelos apresentam algumas características bastante discutíveis: (*i*) a necessidade de um número de órbitas geralmente

maior que 10000, que não são necessariamente linearmente independentes. *(ii)* O grande número de órbitas com pesos diferentes podem facilmente modelar ruídos e características espúrias das observações. *(iii)* A possibilidade de substituir-se o modelo para a distribuição de brilho superficial de uma galáxia pelo de outra e ainda assim conseguir reproduzir a cinemática observada apenas mudando-se os pesos das órbitas. *(iv)* A possibilidade de produzir órbitas fisicamente inaceitáveis na região exterior à qual se tem medidas da cinemática estelar (Cappellari & McDermid 2005).

Apesar dos modelos de Jeans necessitarem de suposições prévias sobre a anisotropia de velocidades e conseqüentemente sobre a estrutura orbital das galáxias e em alguns casos fornecerem valores de massa de buracos negros maiores que os valores resultantes dos modelos de Schwarzschild (Magorrian et al. 1998), eles são mais fáceis de entender do ponto de vista qualitativo fornecendo uma interpretação física mais precisa dos resultados. De uma forma geral os valores de massas de BNSs determinados pelos dois métodos apresentam resultados compatíveis (Krajinović et al. 2009, Cappellari et al. 2010, Seth et al. 2014). Por estas razões decidimos utilizar os modelos de Jeans nesse trabalho. O modelo adotado é a generalização anisotrópica do modelo com simetria axial de Cappellari (2008), para o qual é possível obter soluções analíticas para as equações de Jeans, i.e. o primeiro e segundo momentos da velocidade, em termos dos parâmetros que descrevem a distribuição superficial de brilho da galáxia. A descrição matemática deste modelo é apresentada na seção 3.3. Além da determinação de massas de BNSs, este modelo tem sido amplamente aplicado em estudos da função inicial de massa estelar (Cappellari et al. 2012) e na determinação de massas de BN em aglomerados globulares (Seth et al. 2010, Lützgendorf et al. 2011, 2012a,b, Feldmeier et al. 2013).

A presente tese está estruturada da seguinte forma: No Capítulo 2 são descritas as duas galáxias que são os objetos de estudo deste trabalho, a obtenção e a redução

dos dados observacionais. No Capítulo 3 são descritos os métodos usados para a obtenção da cinemática estelar, o modelo adotado para a caracterização da distribuição de brilho superficial das galáxias e o modelo dinâmico de Jeans. No Capítulo 4 apresentamos os resultados obtidos para a galáxia NGC 4258 e para a galáxia NGC 1052 e no Capítulo 5 as considerações finais e perspectivas de continuidade do trabalho.

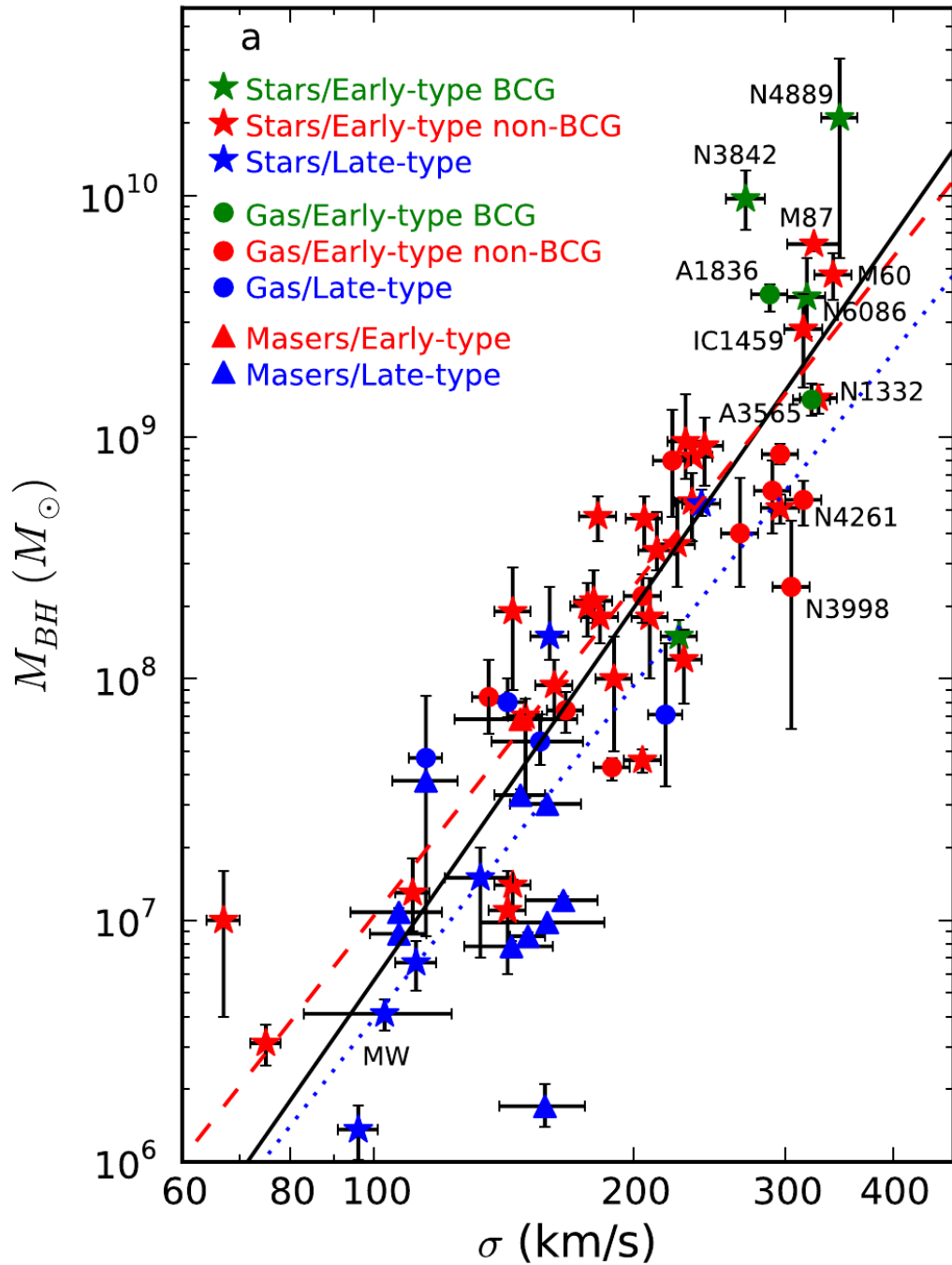


Figura 1.1: Relação $M_{BH} - \sigma$ adaptada do trabalho de McConnell et al. (2011): A posição de cada galáxia no diagrama $M_{BH} - \sigma$ está apresentada de acordo com o tipo: *early-type* em vermelho e verde (BCGs) e *late-type* em azul; de acordo com o método dinâmico usado na determinação da massa do BNS: estrelas representam determinações com base em modelagem da cinemática estelar, círculos representam determinações a partir da cinemática de gás e triângulos determinações a partir da dinâmica de masers. A linha sólida representa o ajuste da relação $M_{BH} - \sigma$ para a amostra inteira de galáxias, a linha tracejada em vermelho é o ajuste considerando apenas galáxias elípticas *early-type* e S0, e a linha pontilhada em azul considera apenas galáxias espirais.

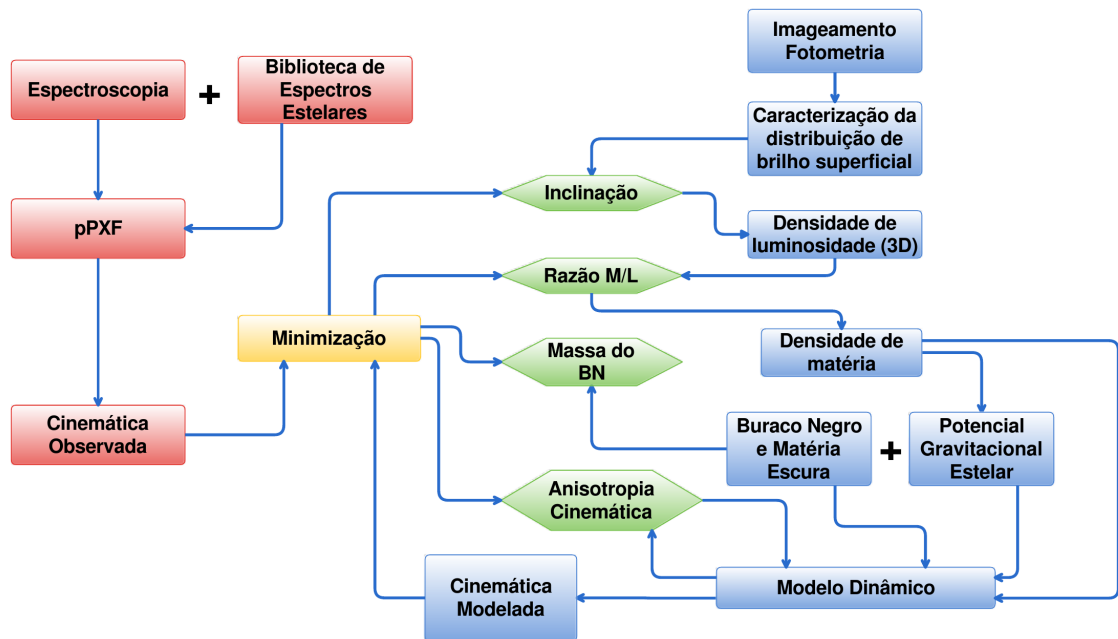


Figura 1.2: Etapas do Modelo Dinâmico: Fluxograma ilustrando as etapas da construção de um modelo dinâmico. Os blocos vermelhos representam as etapas que fornecem a cinemática estelar observada a partir de observações espectroscópicas obtidas com IFUs; Os blocos azuis representam as etapas da modelo dinâmico que fornece a cinemática estelar teórica obtida a partir de observações fotométricas (imagens); O bloco amarelo representa o método de minimização responsável pela comparação da cinemática observada e a cinemática modelada; Os blocos em verde representam os parâmetros livres do modelo.

Capítulo 2

Dados Observacionais

Neste Capítulo apresentamos uma breve descrição das características mais relevantes dos objetos de estudo desse trabalho e dos dados observacionais usados para a construção do modelo para a distribuição de brilho superficial e do modelo dinâmico.

2.1 Observações

2.1.1 NGC 4258

NGC 4258 ou Messier 106 é uma galáxia espiral ativa do tipo Seyfert 1.9 e morfologia SABbc. De acordo com informações colhidas do NED¹, possui um tamanho angular de $18,6' \times 7,2'$. Tonry et al. (2001) determinaram sua distância como sendo 7,28 Mpc enquanto a determinação de Herrnstein et al. (1999) a partir de observações do VLBA (*Very Long Baseline Array*) dá uma distância de $7,2 \pm 0,3$ Mpc. A esta distância $1,0''$ corresponde 35 pc na galáxia, o que dá um tamanho de $39,4 \times 13,3$ kpc. Além dos braços espirais são observados braços anômalos com emissão em rádio, raio-X e no óptico que são considerados extensões de jatos nucleares (Cecil et al. 1995, 2000).

¹NASA/IPAC EXTRAGALACTIC DATABASE

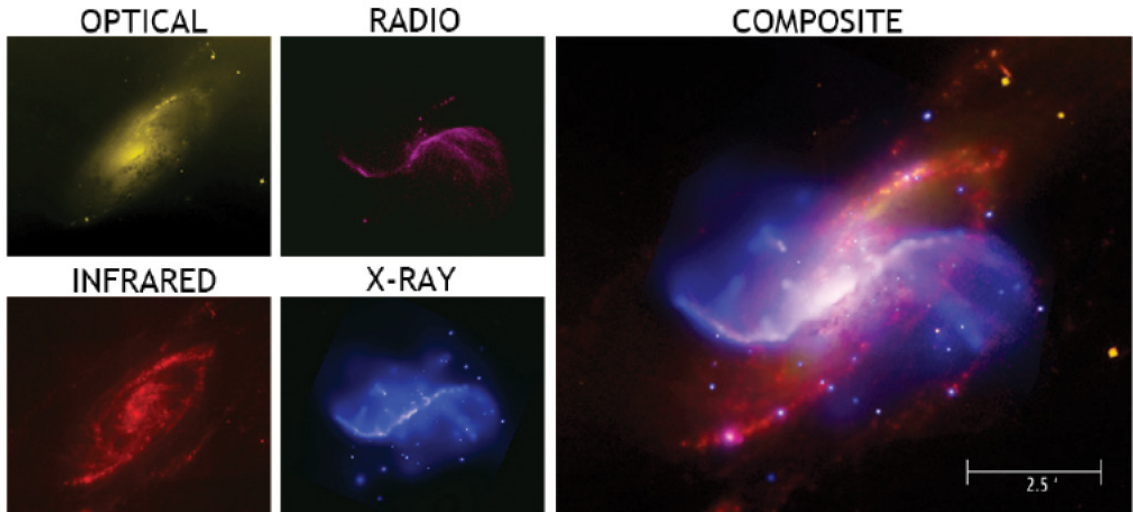


Figura 2.1: Composição de imagens da galáxia NGC 4258: Nos painéis a esquerda são mostradas imagens no óptico (DSS) e no infravermelho (Spitzer); nos painéis centrais imagens em rádio (VLA) e em raios-x (Chandra); a imagem grande à direita é a composição das quatro imagens à esquerda. *Fonte: <https://larouchepac.com/090614/fusionbasic-economics>*

NGC 4258 é conhecida por ser, após a Via Láctea, a galáxia com a melhor determinação para a massa do BNS que habita o seu núcleo. Miyoshi et al. (1995) e Herrnstein et al. (1999) com o instrumento VLBA observaram um disco de nuvens com emissão *maser* (*molecular amplification by stimulated emission of radiation*) de H_2O a uma distância entre 0,16 - 0,28 pc do núcleo. Tais nuvens, distribuídas em um disco extremamente fino (com um razão altura/raio ≈ 0.02) que apresenta uma curva de rotação com um comportamento aproximadamente Kepleriano, i.e, $v(r) \propto r^{-1/2}$, aliadas a alta resolução das observações fornecem uma estimativa para a massa do BNS de $M_{\text{BH}} = 3,9 \pm 0,1 \times 10^7 M_{\odot}$, dentro de um raio de 0,13 pc. Posteriormente, Herrnstein et al. (2005), aplicando correções para a geometria do disco de maser obtiveram uma massa de $M_{\text{BH}} = 3,82 \pm 0,01 \times 10^7 M_{\odot}$ para o BNS central. Além das determinações em maser, existe ainda uma determinação dinâmica usando modelos de superposição de órbitas de Schwarzschild (Siopis et al. 2009), que reproduzem a cinemática estelar obtida de observações do HST-STIS, obtendo a massa de $M_{\text{BH}} = 3,3 \pm 0,2 \times 10^7 M_{\odot}$,

e também uma estimativa de $M_{\text{BH}} = 7,9_{-3,5}^{+6,2} \times 10^7 M_{\odot}$ obtida através da cinemática de gás ionizado e observações do HST por Pastorini et al. (2007).

O grande número de referências e a precisão na determinação da massa do BNS nuclear de NGC 4258 faz desta galáxia um objeto ideal para testar os modelos dinâmicos a serem desenvolvidos.

NIFS

Foram obtidos dados espectroscópicos na banda-K do infravermelho próximo com o instrumento de espectroscopia de campo integral NIFS (*Near-Infrared Integral Field Spectrometer*) do telescópio GEMINI Norte sob o projeto GN-2007A-Q-25 em Abril de 2007. A observação foi realizada na banda-K que abrange o intervalo de comprimentos de onda de 1,99 a 2,40 μm com comprimento de onda central em $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$, e resolução espectral de 5290. O campo de observação do NIFS é de $3,0'' \times 3,0''$. Em operação com o sistema de ótica adaptativa ALTAIR, obtém-se uma resolução angular de $\text{FWHM} = 0,11''$. Foram realizadas 10 exposições de 600s centradas no núcleo da galáxia.

A redução dos dados foi realizada usando tarefas padrão do IRAF e também algumas tarefas específicas dos pacotes GNIRS e NIFS contidas no pacote GEMINI do IRAF. Em resumo, a redução dos cubos de imagem consiste nas etapas de correção pelo *bias*, divisão por *flat field*, subtração do céu, calibração em comprimento de onda, correção de distorção espacial, remoção de bandas telúricas, calibração em fluxo e combinação dos cubos individuais em um cubo final.

NICMOS e 2MASS

Foram obtidas imagens da galáxia na banda-K do infravermelho próximo do arquivo MAST², correspondendo aos conjuntos de dados N46801050 para observações da galáxia e N46801060 para observações do céu (proposal ID 7230 de Scoville (1997)). As observações foram realizadas com o instrumento NICMOS (*Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer*) usando a câmera NIC2 com o filtro F222M. A câmera NIC2 possui 256×256 pixels numa escala de $0.''075 \text{ pix}^{-1}$ em x e y , proporcionando um campo de observação de $\sim 19.''2 \times 19.''2$. O intervalo de comprimentos de onda abrangido pelo filtro F222M é $2.15 - 2.28 \mu\text{m}$, com comprimento de onda central em $2.2174 \mu\text{m}$. O tempo total de observação da galáxia foi de 224s realizado no modo MULTIACCUM empregando um *dither* espiral de quatro pontos.

A redução de dados foi realizada com rotinas padrão do IRAF e a rotina MULTIDRIZZLE do PYRAF foi usada para combinar as imagens do *dither*. Primeiro as três imagens do céu foram combinadas e um valor médio do de $1.92 [\text{DN s}^{-1}]$ foi determinado para o céu. A redução das imagens da galáxia foi realizada seguindo a sequência padrão do NICMOS, descrita no MULTIDRIZZLE *handbook*. Inspeccionando os arquivos de qualidade dos dados notamos que alguns pixels da região da galáxia foram incorretamente identificados com raios cósmicos. Corrigimos estas informações editando os arquivos de qualidade das imagens e criamos uma máscara estática pra corrigir valores espúrios na forma de uma barra encontrados na coluna 128 do detector. Posteriormente realizamos o *drizzle* de cada imagem separadamente para determinar as posições relativas entre os *dithers* a partir das informações contidas no *header* das imagens. Para determinar a necessidade de deslocamentos extras entre as imagens realizamos medidas de correlação cruzada com a rotina CROSSDRIZ e os

²Multimission Archive at STScI

deslocamentos extras foram determinados com a rotina SHIFTFIND. Então executamos o MULTIDRIZZLE novamente para criar uma imagem de referência, que é a média das quatro imagens da observação. Por fim criamos a máscara de raios cósmicos e combinamos as imagens em uma única, livre de raios cósmicos e artefatos do detector.

Para descrever a distribuição de brilho superficial da galáxia em grandes escalas foi usada uma imagem de $19,0' \times 19,0'$ na banda-Ks do telescópio 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*) de Jarrett et al. (2003). A imagem do 2MASS tem uma escala de $1,0 \text{ pix}^{-1}$ e o filtro Ks cobre o intervalo de comprimentos de onda de $2.38 \mu\text{m}$ até $2.17 \mu\text{m}$. Comparações entre os campos das imagens do 2MASS e do NICMOS e as características morfológicas da galáxia são evidenciadas na Figura 2 da seção 4.1.

2.1.2 NGC 1052

NGC 1052 é uma galáxia elíptica; de acordo com informações do NED possui classificação morfológica de Hubble E4 com um tamanho angular aproximado de $3,0' \times 2,1'$ e uma distância de $\approx 19,7, \pm 1,4 \text{ Mpc}$. A esta distância $1,0'' \approx 96 \text{ pc}$. É uma galáxia ativa do tipo LINER (*Low-Ionization Nuclear Emission-line Region*) (Braatz et al. 1996a, Barth et al. 1999) com intensa atividade de formação estelar (Pierce et al. 2005, Fernández-Ontiveros et al. 2011). Além disso, possui emissão *maser* (Braatz et al. 1996b, Claussen et al. 1998) e emissão estendida em raios-X (Guainazzi & Antonelli 1999, Weaver et al. 1999).

NIFS

Os dados espectroscópicos foram obtidos com o instrumento NIFS do telescópio GEMINI Norte com o auxílio do sistema de óptica adaptativa ALTAIR em outubro de 2011 sob o projeto GN-2010B-Q-25. Foi usado o filtro HK_G0603 que abrange os comprimentos de onda de $1,99$ a $2,40 \mu\text{m}$ com um comprimento de onda central de

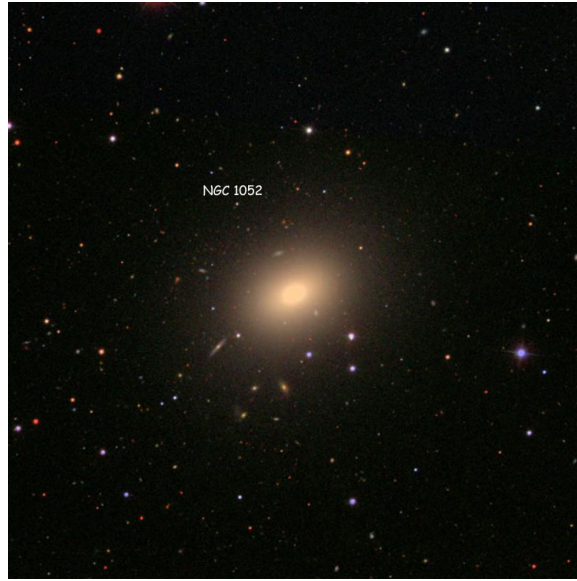


Figura 2.2: Imagen da galáxia NGC 1052: Composição de imagens nas bandas *gri* do *Sloan Digital Sky Survey - SDSS* de $12,0' \times 12,0'$ centrada na galáxia NGC 1052. Fonte: <http://cseligman.com/text/atlas/ngc10a.htm>

$2,30 \mu\text{m}$ e resolução espectral de 5290. A observação foi realizada usando a sequência padrão objeto-céu-objeto-céu-objeto-céu-objeto, com um tempo total de integração de 600 s para cada exposição do objeto. O campo de visão do NIFS de $3,0'' \times 3,0''$ resulta nessa distância em um campo de de $\approx 288 \times 288 \text{ pc}$ com uma resolução angular de $\text{FWHM} = 0,11'' = 10,5 \text{ pc}$. A redução dos dados seguiu a mesma sequência que a descrita para a galáxia NGC 4258 na subseção 2.1.1.

NICMOS

Os dados fotométricos na banda-H do infravermelho foram obtidos do arquivo do MAST correspondendo ao conjunto de dados N4RW09010 (proposal ID 7816) de Quillen (1997). As observações foram realizadas com a câmera NIC2 e o filtro F160W. O intervalo de comprimentos de onda abrangido pelo filtro F160W é $1,36 - 1,84 \mu\text{m}$, com comprimento de onda central em $1,60 \mu\text{m}$. O tempo total de cada exposição

da galáxia foi de 640s realizado no modo MULTIACCUM empregando um *dither* espiral de quatro pontos. A redução de dados seguiu as mesmas etapas descritas na subseção 2.1.1 para a galáxia NGC 4258.

Capítulo 3

Metodologia

Neste Capítulo apresentamos o formalismo empregado na construção de um modelo dinâmico capaz de reproduzir tanto a distribuição de brilho superficial quanto a cinemática observada da galáxia e que fornece resultados precisos a respeito das quantidades dinâmicas que governam as galáxias. Na seção 3.1 é descrito o método usado para a obtenção da cinemática estelar. Na seção 3.2 é descrita a parametrização da distribuição de brilho superficial das galáxias. Por último, na seção 3.3 é descrito o modelo dinâmico empregado na modelagem da cinemática estelar e na determinação da massa do buraco negro.

3.1 Obtenção da Cinemática Estelar - pPXF

O espectro observado em uma posição espacial qualquer de uma galáxia é composto pela sobreposição de espectros estelares individuais de acordo com a distribuição de velocidades ao longo da linha de visada (LOVSD - *Line-Of-Sight Velocity Distribution*). Logo, a obtenção da cinemática estelar consiste em recuperar os parâmetros

que descrevem a distribuição de velocidades de um determinado conjunto de estrelas ao longo da linha de visada.

As medidas da distribuição de velocidades ao longo da linha de visada foram realizadas através do método pPXF (*penalized Pixel-Fitting*) de Cappellari & Emsellem (2004). Neste método a LOVSD é recuperada criando-se um espectro modelo $G_{\text{mod}}(x)$ para o espectro da galáxia em cada pixel a partir da convolução de um conjunto de *templates* de espectros estelares $T(x)$ com uma função LOVSD $L(v)$ parametrizada através da expansão em termos de uma série de Gauss-Hermite como

$$L(v) = \frac{e^{\frac{1}{2}y}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \left[1 + \sum_{m=3}^M h_m H_m(y) \right] \quad (3.1)$$

onde H_m são os polinômios de Hermite, $y = (v - V)/\sigma$, $v = cx = c \ln \lambda$, V é a velocidade radial, σ é a dispersão de velocidades e $h_3 \dots h_m$ são os momentos de Gauss-Hermite de ordens mais altas. O modelo adotado para o espectro da galáxia é descrito por

$$G_{\text{mod}}(x) = \sum_{k=1}^K \omega_k [B \otimes T_k](x) + \sum_l^L b_l P_l(x), \quad (3.2)$$

onde T_k é om k-ésimo espectro da biblioteca de K templates estelares, $B(x) = L(cx)$ é a função de alargamento, c é a velocidade da luz, \otimes representa o operador de convolução, P_l são os polinômios de Legendre de ordem l . Os parâmetros que melhor ajustam a LOVSD são obtidos por uma minimização de χ^2 que mede a concordância entre o espectro modelo e o espectro da galáxia $G(x)$ sobre um conjunto de N pixels espectrais,

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \left(\frac{G_{\text{mod}}(x_n) - G(x_n)}{\Delta G(x_n)} \right)^2, \quad (3.3)$$

onde $\Delta G(x_n)$ é o erro em $G(x_n)$. O resultado desta minimização fornece os valores de V , σ , $h_3 \dots, h_M$ e os pesos ω_k de cada espectro do template.

3.1.1 Estimativa de Erros com o Método de Monte Carlo

Os cálculos dos valores das incertezas na determinação da LOVSD foram realizados através do método de Monte Carlo. A aplicação deste método consiste em adicionar um “Cubo de Ruído” ao cubo de dados da galáxia de forma que o espectro numa determinada posição espacial seja o espectro original da galáxia $G(x_n)$ somado a um ruído randômico que é proporcional ao ruído real daquela posição do cubo de dados. Assim o espectro em um determinada posição espacial é dado por

$$G_{\text{noise}}(x_n) = G(x_n) + \frac{G(x_n)}{S/N(x_n)} * \text{Rand}(x_n), \quad (3.4)$$

Onde S/N é o razão sinal-ruído medida em uma região sem linhas de emissão e/ou absorção do espectro original $G(x_n)$ naquela posição espacial e $\text{Rand}(x_n)$ é um vetor de n elementos onde cada elemento é dado por um número randômico entre -1,0 e +1,0. Então determina-se os parâmetros da LOVSD usando o espectro $G_{\text{noise}}(x_n)$. Este procedimento é repetido com novos valores para $\text{Rand}(x_n)$ até obter-se um valor assintoticamente constante para a média dos parâmetros da LOVSD; a incerteza em cada parâmetros da LOVSD é então dada pelo desvio padrão do valor médio desse parâmetro.

3.2 Parametrização da Distribuição de Brilho Superficial

O primeiro passo na construção de um modelo dinâmico consiste em reproduzir de forma eficiente a distribuição de brilho superficial da galáxia. Entre as várias formas possíveis para realizar esta tarefa, uma das mais eficientes é o método da Expansão

Multi-Gaussiana (MGE - do inglês *Multi-gaussian Expansion*) de Emsellem et al. (1994). Este tem sido o método mais usado para parametrizar a distribuição de brilho superficial de galáxias em trabalhos nos quais objetiva-se construir modelos dinâmicos para reproduzir a cinemática estelar. Além de reproduzir de maneira satisfatória a distribuição de brilho para galáxias das mais variadas morfologias, a disponibilidade de rotinas computacionais eficientes (Cappellari 2002) faz deste método a melhor escolha para o nosso trabalho. Dentro deste formalismo, assumindo um sistema de coordenadas cartesianas (x', y', z') , com x' alinhado com o eixo fotométrico maior da galáxia e z' apontando ao longo da linha de visada, a distribuição de brilho superficial da galáxia (Σ) pode ser reproduzida por um conjunto de gaussianas bidimensionais concêntricas como

$$\Sigma(x', y') = \sum_{k=1}^N \frac{L_k}{2\pi\sigma_k'^2 q_k'} e^{\left[-\frac{1}{2\sigma_k'^2} \left(x'^2 + \frac{y'^2}{q_k'^2}\right)\right]}. \quad (3.5)$$

Onde N é o número de gaussianas, cada uma com intensidade total L_k , dispersão σ_k' ao longo de x' e razão axial q_k' entre $0 \leq q_k' \leq 1$.

Para galáxias espirais e lenticulares, conhecendo-se sua inclinação, a densidade de luminosidade tridimensional no referencial da galáxia pode ser obtida através da deprojeção de (3.5). Definindo um sistema de coordenadas cilíndricas (R, z, φ) , com $R^2 = x^2 + y^2$, com z alinhado com a linha de visada e x alinhado com o eixo maior da galáxia, a densidade de luminosidade fica dada por

$$\nu(R, z) = \sum_{k=1}^N \frac{L_k}{(\sqrt{2\pi}\sigma_k)^3 q_k} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_k^2} \left(R^2 + \frac{z^2}{q_k^2} \right) \right], \quad (3.6)$$

onde a inclinação i é definida como $i = 90$ para *edge-on*, a intensidade de cada gaussiana é a mesma que em (3.5), i.e, ($L_k = L_k'$) e a razão axial para galáxias com

simetria axial oblata é

$$q_k = \frac{\sqrt{q_k'^2 - \cos^2 i}}{\sin i}, \quad (3.7)$$

e para galáxias com simetria axial prolata é

$$q_k = \sqrt{\frac{\sin^2 i}{\frac{1}{q_k'^2} - \cos^2 i}}, \quad (3.8)$$

respeitando a condição $0 \leq q_k \leq 1$.

Uma vez conhecida a densidade de luminosidade é possível obter a densidade de matéria. Assumindo uma razão massa luminosidade (Υ_k) para a galáxia temos que

$$\rho(R, z) = \sum_{j=1}^M \frac{M_j}{(\sqrt{2\pi}\sigma_j)^3 q_j} e^{\left[-\frac{1}{2\sigma_j^2} \left(R^2 + \frac{z^2}{q_j^2}\right)\right]}. \quad (3.9)$$

No caso de considerarmos apenas a distribuição de matéria devido a estrelas, $M_j = L_k \Gamma_k$, $\sigma_j = \sigma_k$ e o número de gaussianas M é igual ao número de gaussianas N de (3.5) e (3.6). Pode-se ainda considerar a presença de um BNS central. Nesse caso temos que $1 \leq M \leq N + 1$, onde a última gaussiana descreve a “densidade de matéria do buraco negro”¹, sendo dada por

$$\rho_{\text{BH}}(R, z) = \frac{M_{\text{BH}}}{(\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{BH}})^3} \exp\left[-\frac{(R^2 + z^2)}{2\sigma_{\text{BH}}^2}\right]. \quad (3.10)$$

A dispersão da gaussiana é determinada pela resolução espacial dos dados cinemáticos que deseja-se modelar, tal que, $3\sigma_{\text{BH}} \lesssim R_{\text{min}}$, onde R_{min} é a menor distância do BNS que precisa-se modelar com precisão. Na prática usa-se $R_{\text{min}} \approx \sigma_{\text{PSF}}$, com σ_{PSF} correspondendo ao σ da função PSF dos dados cinemáticos.

¹Na realidade a densidade de matéria do buraco negro supermassivo tende ao infinito, porém para os fins propostos neste trabalho esta densidade será modelada por uma gaussiana extremamente estreita, de forma que o potencial gravitacional por ela gerado seja idêntico ao potencial de uma fonte pontual.

O potencial gravitacional ($\Phi(R, z)$) pode ser obtido através da equação de Poisson, $\nabla^2\Phi = 4\pi G \rho$, onde G é a constante gravitacional. Para uma densidade dada em termos de gaussianas como (3.9) o potencial gravitacional é dado por (Emsellem et al. 1994, Cappellari 2008)

$$\Phi(R, z) = -\sqrt{\frac{2}{\pi}}G \int_0^1 \sum_{j=1}^M \frac{M_j \mathcal{H}_j(u)}{\sigma_j} du, \quad (3.11)$$

com a função de integração

$$\mathcal{H}_j(u) = \frac{e^{\left\{ -\frac{u^2}{2\sigma_j^2} \left[R^2 + \frac{z^2}{1-(1-q_j^2)u^2} \right] \right\}}}{\sqrt{1 - (1 - q_j^2) u^2}}. \quad (3.12)$$

3.3 Modelo de Jeans Anisotrópico

Considerando que uma galáxia é um sistema formado por um número de estrelas da ordem de 10^{12} num estado estacionário sob a influência de um potencial gravitacional Φ , o conjunto de todas as posições \mathbf{x} e velocidades \mathbf{v} pode ser descrito por uma função de distribuição (**DF**) $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$, a qual deve satisfazer a equação de Boltzmann para um sistema em estado estacionário sem colisões (Binney & Tremaine 1987, cap. 4):

$$\sum_{i=1}^3 \left(v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial v_i} \right) = 0. \quad (3.13)$$

Para aplicações na descrição de sistemas estelares são necessárias simplificações e a imposição de condições adicionais sobre a simetria do sistema em questão. Uma das possíveis abordagens é reduzir o problema de forma que possamos obter os momentos de velocidade da **DF**. Tal formalismo leva às equações de Jeans (Jeans 1922), e será descrito de forma concisa a seguir.

Considerando um sistema com simetria axial, o que em coordenadas cilíndricas (R, z, φ) implica nas condições

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = \frac{\partial f}{\partial \varphi} = 0,$$

a equação (3.13) pode ser reescrita como

$$v_R \frac{\partial f}{\partial R} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \left(\frac{v_\varphi^2}{R} - \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) \frac{\partial f}{\partial v_R} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial v_z} - \frac{v_r v_\varphi}{R} \frac{\partial f}{\partial v_\varphi} = 0. \quad (3.14)$$

Multiplicando (3.14) por v_R e v_φ e integrando sobre todas as velocidades resulta

$$\frac{\overline{\nu v_R^2} - \overline{\nu v_\varphi^2}}{R} + \frac{\partial(\overline{\nu v_R^2})}{\partial R} + \frac{\partial(\overline{\nu v_R v_z})}{\partial z} = -\nu \frac{\partial \Phi}{\partial R} \quad (3.15)$$

e

$$\frac{(\overline{\nu v_R v_z})}{R} + \frac{\partial(\overline{\nu v_z^2})}{\partial z} + \frac{\partial(\overline{\nu v_R v_z})}{\partial R} = -\nu \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (3.16)$$

onde foi usada a definição

$$\overline{\nu v_j v_k} \equiv \int v_j v_k f d^3 v, \quad (3.17)$$

para a densidade de luminosidade ν . A equação de Jeans para a componente v_φ se anula devido à suposição de simetria axial.

As equações (3.15) e (3.16) são gerais, sendo as únicas imposições a simetria axial do sistema e que este possa ser descrito pela equação não colisional de Boltzmann (3.13). Mesmo que o par potencial-densidade Φ e ρ seja conhecido, as equações acima ainda dependem de quatro variáveis não conhecidas, $\overline{v_R^2}$, $\overline{v_z^2}$, $\overline{v_\varphi^2}$ e $\overline{v_R v_z}$, portanto não fornecem soluções unívocas para os momentos de velocidade da **DF**, sendo necessárias suposições de simetria adicionais.

Assumindo que o elipsóide de velocidades está alinhado com um sistema de coordenadas cilíndricas (R, z, φ) , o que é uma boa aproximação para galáxias espirais e lenticulares (Cappellari et al. 2007) e que a anisotropia é constante e quantificada pela relação

$$\overline{v_R^2} = b \overline{v_z^2}, \quad (3.18)$$

as equações (3.15) e (3.16) se reduzem a

$$\frac{b \nu \overline{v_z^2} - \nu \overline{v_\varphi^2}}{R} + \frac{\partial(b \nu \overline{v_z^2})}{\partial R} = -\nu \frac{\partial \Phi}{\partial R} \quad (3.19)$$

e

$$\frac{\partial(\nu \overline{v_z^2})}{\partial z} = -\nu \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (3.20)$$

Impondo a condição de contorno $\nu \overline{v_z^2} = 0$ em $z \rightarrow \infty$, as soluções das equações de Jeans (3.15) e (3.16) são

$$\nu \overline{v_z^2}(R, z) = \int_z^\infty \nu \frac{\partial \Phi}{\partial z} dz \quad (3.21)$$

$$\nu \overline{v_\varphi^2}(r, z) = b \left[R \frac{\partial(\nu \overline{v_z^2})}{\partial R} + \nu \overline{v_z^2} \right] + R \nu \frac{\partial \Phi}{\partial R} \quad (3.22)$$

3.3.1 Soluções em Função das Componentes das Gaussianas

Para um par potencial-densidade parametrizado em função de gaussianas como os dados pelas equações (3.11) e (3.9), é possível obter as soluções para as equações de Jeans em função das componentes das gaussianas que descrevem a densidade de matéria (3.9) e a densidade de luminosidade (3.6). As soluções para cada componente k , onde $1 < k < N$, das gaussianas da densidade de luminosidade é dada como uma soma sobre todas as gaussianas j da densidade de matéria, sendo que a componente

z (Eq. (3.21)) do segundo momento é

$$[\overline{\nu v_z^2}]_k = 4\pi G \int_0^1 \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_k^2 q_k^2 \nu_k q_j \rho_{0j} u^2 \mathcal{H}_j(u)}{1 - \mathbf{C}u^2} du, \quad (3.23)$$

enquanto a componente φ (Eq. 3.22) é

$$[\overline{\nu v_\varphi^2}]_k = 4\pi G \int_0^1 \sum_{j=1}^M \frac{\nu_k q_j \rho_{0j} \mathcal{H}_j(u) u^2}{1 - \mathbf{C}u^2} (\mathbf{D} R^2 + b_k \sigma_k^2 q_k^2) du. \quad (3.24)$$

Onde foram definidas as quantidades

$$\mathbf{C} = 1 - q_j^2 - \frac{\sigma_k^2 q_k^2}{\sigma_j^2}, \quad (3.25)$$

e

$$\mathbf{D} = 1 - b_k q_k^2 - [(1 - b_k) \mathbf{C} + (1 - q_j^2) b_k] u^2 \quad (3.26)$$

O valor total das componentes dos momentos em um dado ponto (R, z) é dado pela soma das contribuições de cada gaussiana k para este ponto, ou seja, $\overline{\nu v_\varphi^2} = \sum_{k=1}^N [\overline{\nu v_\varphi^2}]_k$.

3.3.2 Projeções no Plano do Céu

Considerando um sistema de coordenadas no qual o eixo z' está alinhado com a linha de visada e o eixo x' com o eixo maior da projeção da galáxia no céu, as coordenadas (x, y, z) na galáxia estão relacionadas com as coordenada no plano do céu por

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos i & \sin i \\ 0 & \sin i & \cos i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}, \quad (3.27)$$

nas quais o eixo z coincide com o eixo de simetria da galáxia e $R^2 = x^2 + y^2$. Cada componente k do segundo momento projetado no plano do céu, $\overline{v_{los}^2}(x', y') = \overline{v_{z'}^2}$, é dada por

$$[\Sigma \overline{v_{los}^2}]_k = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ [\nu \overline{v_z^2}]_k \cos^2 i + \left(b_k [\nu \overline{v_z^2}]_k \sin^2 \varphi + [\nu \overline{v_\varphi^2}]_k \cos^2 \varphi \right) \sin^2 i \right\} dz', \quad (3.28)$$

onde Σ é a distribuição de brilho modelada (3.5). Substituindo (3.23) e (3.24) na equação acima e definindo as quantidades

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2} \left(\frac{u^2}{\sigma_j^2} + \frac{1}{\sigma_k^2} \right) \quad e \quad \mathbf{B} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1 - q_k^2}{\sigma_k^2 q_k^2} + \frac{(1 - q_j^2) u^4}{\sigma_j^2 [1 - (1 - q_j^2)] u^2} \right\} \quad (3.29)$$

A integral em z' pode ser escrita explicitamente, e o segundo momento projetado no plano do céu é dado por

$$\begin{aligned} \Sigma \overline{v_{los}^2}(x', y') = & 4\pi^{3/2} G \int_0^1 \sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^M \nu_{0k} q_j \rho_{0j} u^2 \\ & \times \frac{\sigma_k^2 q_k^2 (\cos^2 i + b_k \sin^2 i) + \mathbf{D} x'^2 \sin^2 i}{(1 - \mathbf{C} u^2) \sqrt{(\mathbf{A} + \mathbf{B} \cos^2 i) [1 - (1 - q_j^2) u^2]}} \\ & \times \exp \left\{ -A \left[x'^2 + \frac{(\mathbf{A} + \mathbf{B}) y'^2}{\mathbf{A} + \mathbf{B} \cos^2 i} \right] \right\} du, \end{aligned} \quad (3.30)$$

onde b_k tem o mesmo significado que b na equação (3.18), porém agora ao invés de quantificar a anisotropia total do sistema, b_k quantifica apenas a anisotropia de uma componente, sendo possível atribuir valores de b_k diferentes para gaussianas distintas.

O primeiro momento projetado no plano do céu é dado por $\overline{v_{los}} = \overline{v_{z'}}$, logo

$$\Sigma \overline{v_{los}} = \int_{-\infty}^{\infty} \nu \overline{v_\varphi} \cos \varphi \sin i dz' \quad (3.31)$$

As suposições de que $\overline{v_R^2} = b\overline{v_z^2}$, $\overline{\nu v_z^2} = 0$ em $z \rightarrow \infty$ e ($\overline{v_i v_j} = 0$), não são suficientes para definir de forma unívoca o primeiro momento da velocidade. Na verdade precisamos encontrar uma forma de quantificar como a energia cinética do sistema se divide em movimento ordenado (rotação) e desordenado (dispersão de velocidades). Por isto, precisamos medir a dispersão de velocidades do sistema

$$\sigma_\varphi^2 = \overline{v_\varphi^2} - \overline{v_\varphi}^2 \quad (3.32)$$

O fato de termos que fazer suposições extras sobre a anisotropia tangencial do sistema é uma limitação fundamental para a equação dos primeiros momentos, e por este motivo, devemos ajustar primeiro a equação (3.30) a V_{rms} e depois tentar ajustar os primeiros momentos a σ e V .

Entretanto o primeiro momento da velocidade é fundamental para quantificar a rotação do sistema. Existem duas escolhas mais comuns para a fazer esta quantificação da anisotropia. A primeira possibilidade é supor que a anisotropia é constante nas componentes (v_R, v_φ) , do que resulta que

$$\nu \sigma_\varphi^2 = C \nu \overline{v_R^2}, \quad (3.33)$$

logo

$$\overline{v_\varphi} = \sqrt{\overline{v_\varphi^2} - C \overline{v_R^2}}. \quad (3.34)$$

E a projeção no plano do céu do primeiro momento é dada por

$$\Sigma \overline{v_{los}} = \int_{-\infty}^{\infty} \nu \sqrt{\overline{v_\varphi^2} - C \overline{v_R^2}} \cos \varphi \sin i \, dz'. \quad (3.35)$$

Uma complicação dessa escolha é que a velocidade passa a depender de forma não-linear do parâmetro C . Devido a isso, a maioria dos trabalhos anteriores adotaram a aproximação semi-isotrópica desenvolvida por Satoh (1980).

Outra possibilidade é fazer uma aproximação que fornece uma medida da quantidade de rotação do sistema, que é uma quantidade física com mais significado que a anisotropia tangencial. Para isso, define-se a quantidade

$$\overline{v_\varphi} = \kappa \sqrt{v_\varphi^2 - v_R^2} \quad (3.36)$$

Quando $\kappa = 0$ o sistema não possui rotação; quando $|\kappa| = 1$ o elipsóide de velocidades é um círculo no plano (v_R, v_φ) . Se $b = 1$ então κ possui o mesmo significado que no trabalho de Satoh (1980). Se $b = 1$ e se ainda $\kappa = 1$ então o elipsóide de velocidades é uma esfera em todos os pontos (isotrópico). Com esta aproximação, o primeiro momento projetado no plano do céu é

$$\Sigma \overline{v_{los}} = \int_{-\infty}^{\infty} \nu \kappa \sqrt{v_\varphi^2 - v_R^2} \cos \varphi \sin i \, dz' \quad (3.37)$$

Esta velocidade pode ser comparada com o campo de velocidades observadas $V(x', y')$.

Escrevendo a equação acima em termos das componentes das gaussianas que descrevem a densidade de luminosidade da galáxia (3.6), temos

$$\Sigma \overline{v_{los}}(x', y') = 2\sqrt{\pi G} x' \sin i \times \int_{-\infty}^{\infty} \left[\nu \int_0^1 \sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^M \frac{\kappa_k \nu_k q_j \rho_{0j} \mathcal{H}_j(u) u^2 \mathbf{D}}{1 - \mathbf{C}u^2} du \right]^{\frac{1}{2}} dz' \quad (3.38)$$

Onde \mathcal{H}_j é dado por (3.12).

Antes de comparar (3.38) e (3.30) com as quantidades observadas é preciso degradar os campos de velocidades correspondentes, com a finalidade de levar em

consideração os efeitos da PSF das observações. De acordo com Emsellem et al. (1994) o efeito da PSF nos espectros é propagado para as velocidades como

$$[\overline{v_{los}}]_{obs} = \frac{(\overline{\Sigma v_{los}}) \otimes \text{PSF}}{\Sigma_{obs}}, \quad (3.39)$$

$$[\overline{v_{los}^2}]_{obs} = \frac{(\overline{\Sigma v_{los}^2}) \otimes \text{PSF}}{\Sigma_{obs}}, \quad (3.40)$$

com $\Sigma_{obs} = \Sigma \otimes \text{PSF}$.

Capítulo 4

Resultados

Neste capítulo apresentamos os resultados das medidas da distribuição de velocidades e dos modelos dinâmicos das galáxias NGC 4258 e NGC 1052.

4.1 NGC 4258

Os principais resultados obtidos para a galáxia NGC 4258 são apresentados no artigo de Alf Drehmer et al. (2015): *The benchmark black hole in NGC 4258: dynamical models from high-resolution two-dimensional stellar kinematics* publicado na revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. O artigo pode ser acessado gratuitamente no endereço eletrônico:

<http://arxiv.org/pdf/1503.04540v2.pdf>

e também na página da revista através do endereço eletrônico:

<http://mnras.oxfordjournals.org/content/450/1/128.full.pdf>

Nas seções subsequentes mostramos resultados adicionais aos apresentados no artigo.

4.1.1 Variações de $\sqrt{v_{los}^2}$ em função dos parâmetros livres

Nesta seção apresentamos alguns resultados que ilustram as variações introduzidas no segundo momento da velocidade projetado no plano do céu em função de variações nos parâmetros livres do modelo dinâmico.

Variações de $\sqrt{v_{los}^2}$ em função da inclinação

Uma das principais dificuldades encontradas na construção de modelos dinâmicos para galáxias com simetria axial é o problema da degenerescência intrínseca da deprojeção da distribuição de brilho superficial da galáxia. Na Figura 4.1 mostramos como o modelo para o segundo momento da velocidade para a galáxia NGC 4252 é afetado quando projetado no plano do céu com diferentes inclinações.

Nos painéis da esquerda e centrais da Figura 4.1 são mostrados quatro mapas para o segundo momento projetado no plano do céu, para as inclinações de $i = 64^\circ, 72^\circ, 80^\circ$ e 90° , sendo 90° *edge on*. Observa-se que a medida que a inclinação da galáxia aumenta a geometria das curvas de isovelocidades se torna mais elíptica, tornando o perfil de rotação menos evidente nos mapas cinemáticos, que passam a aparentar ser dominados por um perfil de dispersão de velocidades. No painel superior direito é mostrado um corte nos mapas cinemáticos ao longo do eixo maior da galáxia, evidenciando que os valores do segundo momento projetado ao longo do eixo maior da galáxia são mais elevados para inclinações menores. No painel inferior direito é mostrado um corte nos mapas cinemáticos ao longo do eixo menor da galáxia, evidenciando que a medida que a inclinação aumenta os valores do segundo momento projetado ao longo do eixo menor da galáxia também aumentam. Entretanto, as

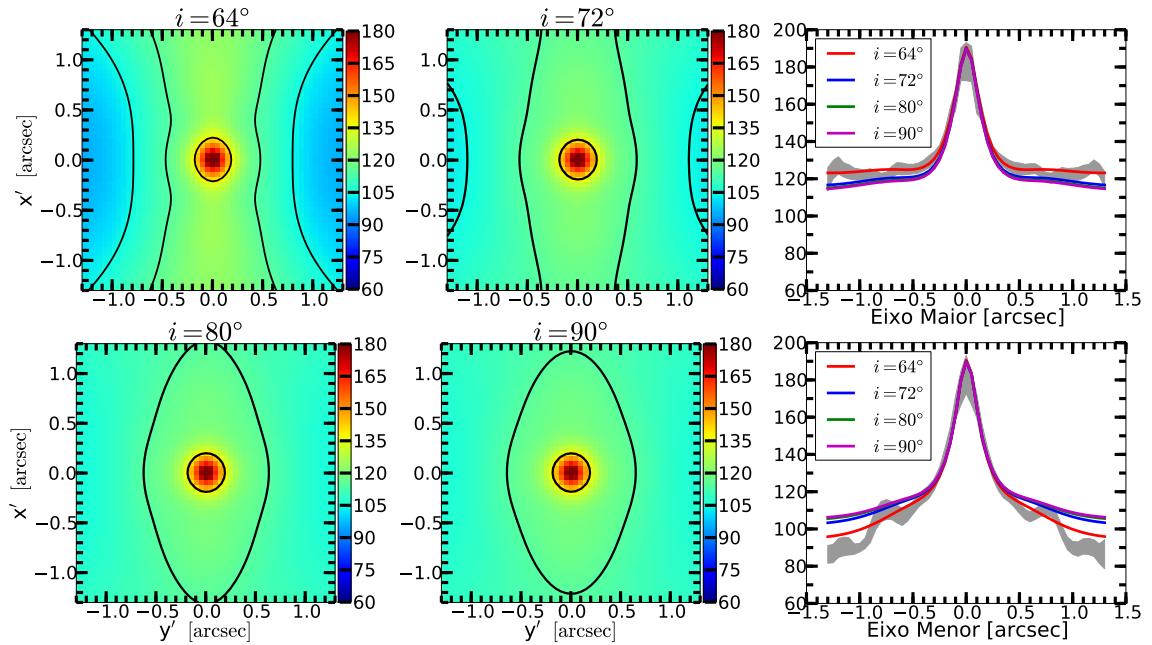


Figura 4.1: Variação da $\sqrt{v_{los}^2}$ de NGC 4258 em função da inclinação: Os dois painéis da esquerda e os dois painéis centrais mostram mapas de $\sqrt{v_{los}^2}$ para quatro inclinações diferentes, $i = 64^\circ, 72^\circ, 80^\circ$ e 90° . O painel superior direito mostra a variação de $\sqrt{v_{los}^2}$ ao longo do eixo maior da galáxia para os quatro mapas mostrados nos painéis esquerdos e centrais, sendo a linha vermelha para $i = 64^\circ$, a linha azul para $i = 72^\circ$, a linha verde para $i = 80^\circ$ e a linha violeta para $i = 90^\circ$. O painel inferior direito mostra a variação de $\sqrt{v_{los}^2}$ ao longo do eixo menor da galáxia para os mesmos valores de inclinação mostrados no painéis superior.

variações nos valores do segundo momento projetado são mais significantes nas extremidades dos mapas cinemáticos, sendo que os valores na região central permanecem aproximadamente inalterados.

Variações de $\sqrt{v_{los}^2}$ em função da anisotropia

O parâmetro de anisotropia, b , definido por $\overline{v_R^2} = b\overline{v_z^2}$, é usado para estabelecer o valor relativo da componente radial do segundo momento da velocidade em função da componente axial, que é obtida de forma analítica pela equação (3.23). Assim, a medida que o valor de b aumenta também aumenta o valor da energia cinética total

do sistema. Na Figura 4.2 é ilustrado como a variação do parâmetro de anisotropia influencia o segundo momento projetado no plano do céu para a galáxia NGC 4258.

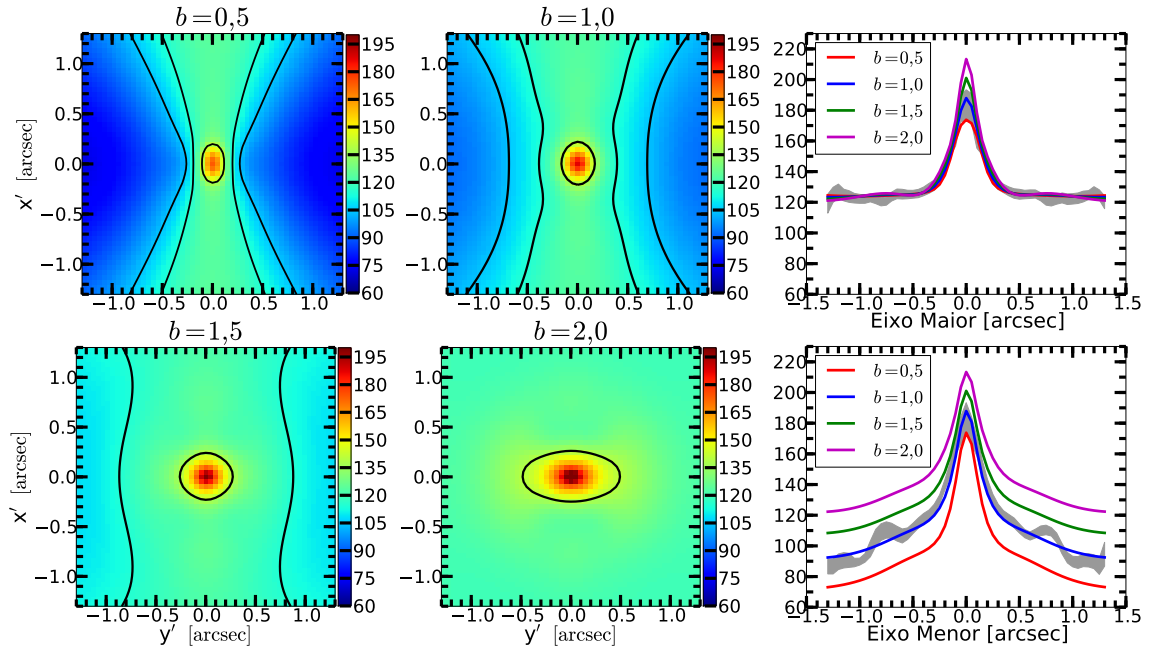


Figura 4.2: Variação da $\sqrt{v_{los}^2}$ de NGC 4258 em função da anisotropia: Os dois painéis da esquerda e os dois painéis centrais mostram mapas de $\sqrt{v_{los}^2}$ para quatro valores diferentes do parâmetro de anisotropia, usando $b = 0,5$, $b = 1,0$, $b = 1,5$ e $b = 2,0$. O painel superior direito mostra a variação de $\sqrt{v_{los}^2}$ ao longo do eixo maior da galáxia para os quatro mapas mostrados nos painéis esquerdos e centrais, sendo a linha vermelha para $b = 0,5$, a linha azul para $b = 1,0$, a linha verde para $b = 1,5$ e a linha violeta para $b = 2,0$. O painel inferior direito mostra a variação de $\sqrt{v_{los}^2}$ ao longo do eixo menor da galáxia para os mesmos valores do parâmetro de anisotropia mostrados no painel superior.

Nos painéis da esquerda e centrais da Figura 4.2 são mostrados quatro mapas para o segundo momento de velocidade projetado no plano do céu de NGC 4258, usando como valores para o parâmetro de anisotropia $b = 0,5$, $b = 1,0$, $b = 1,5$ e $b = 2,0$. Da mesma forma como ocorre para a variação da inclinação, a medida que o valor de b aumenta, a geometria das curvas de isovelocidades se torna mais elíptica, ou seja, a cinemática passa a ser dominada por um perfil de dispersão de velocidades. No

painel superior direito são mostrados cortes ao longo do eixo maior da galáxia feitos nos quatro mapas cinemáticos, evidenciando que o aumento do valor do parâmetro de anisotropia produz um aumento da dispersão de velocidades no centro da galáxia, mas não produz mudanças significativas na região mais externa do mapa cinemático. Entretanto, ao longo do eixo menor da galáxia, mostrado no painel inferior direito, fica evidente o aumento dos valores de $\sqrt{v_{los}^2}$ ao longo de toda a galáxia, sendo que as maiores variações ocorrem nas regiões mais externas da galáxia.

Variações de $\sqrt{v_{los}^2}$ em função da massa do BNS

O BNS central tem papel fundamental na construção de modelos dinâmicos, sendo que ele domina a dinâmica da região central da galáxia. Quanto maior o valor da massa do BNS, mais profundo é o potencial gravitacional. As variações produzidas no segundo momento da velocidade projetado no plano do céu de NGC 4258 em função da variação da massa do BNS são mostradas na Figura 4.3.

Nos painéis da esquerda e centrais da Figura 4.3 são mostrados quatro mapas para o segundo momento de velocidade projetado no plano do céu de NGC 4258, usando como valores de massa para o BNS de $M_{\bullet} = 0M_{\odot}$, $M_{\bullet} = 5,0 \times 10^6 M_{\odot}$, $M_{\bullet} = 1,0 \times 10^7 M_{\odot}$ e $M_{\bullet} = 5,0 \times 10^7 M_{\odot}$. Nos painéis da direita são mostrados cortes ao longo dos eixos maior e menor da galáxia. A medida que a massa do BNS aumenta também aumentam os valores de $\sqrt{v_{los}^2}$ na região central da galáxia, não sendo apresentadas diferenças significativas entre as variações ao longo dos eixos menor e maior.

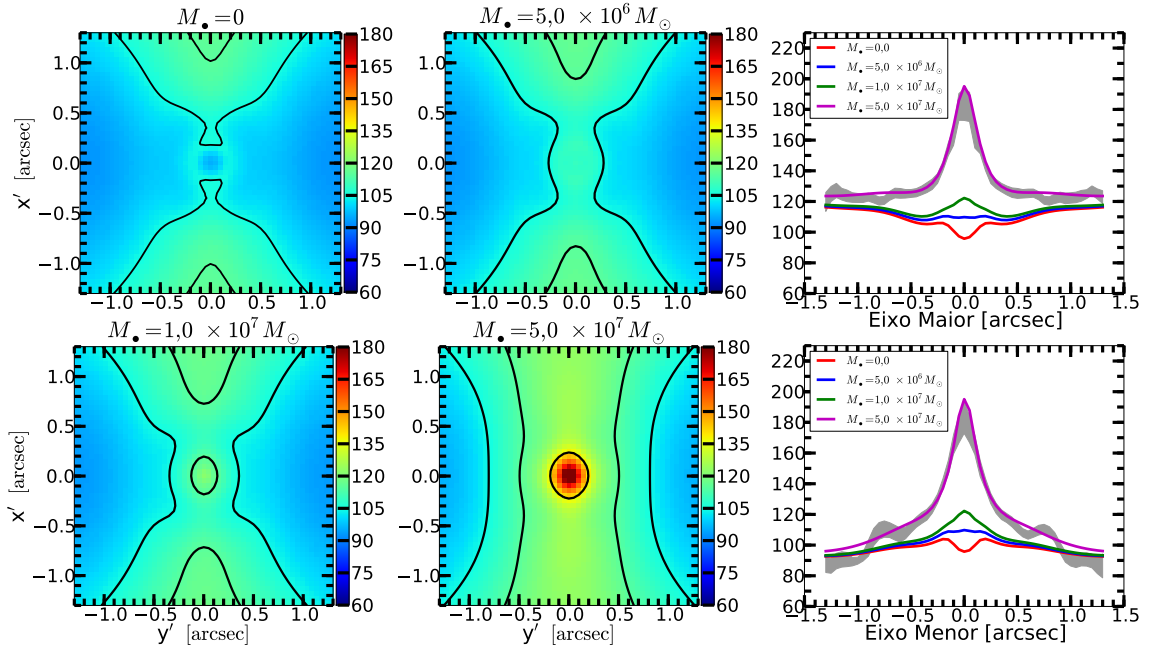


Figura 4.3: Variação da $\sqrt{v_{los}^2}$ de NGC 4258 em função da massa do BNS: Os dois painéis da esquerda e os dois painéis centrais mostram mapas de $\sqrt{v_{los}^2}$ para quatro valores diferentes para a massa do BNS central, usando $M_{\bullet} = 0M_{\odot}$, $M_{\bullet} = 5,0 \times 10^6 M_{\odot}$, $M_{\bullet} = 1,0 \times 10^7 M_{\odot}$ e $M_{\bullet} = 5,0 \times 10^7 M_{\odot}$. O painel superior direito mostra a variação de $\sqrt{v_{los}^2}$ ao longo do eixo maior da galáxia para os quatro mapas mostrados nos painéis esquerdos e centrais, sendo a linha vermelha para, $M_{\bullet} = 0M_{\odot}$, a linha azul para $M_{\bullet} = 5,0 \times 10^6 M_{\odot}$, a linha verde para $M_{\bullet} = 1,0 \times 10^7 M_{\odot}$, e a linha violeta para $M_{\bullet} = 5,0 \times 10^7 M_{\odot}$. O painel inferior direito mostra a variação de $\sqrt{v_{los}^2}$ ao longo do eixo menor da galáxia para os mesmos valores para a massa do BNS central mostrados no painel superior.

4.2 NGC 1052

Nesta seção apresentamos os resultados da aplicação dos métodos discutidos no Cap. 3 à galáxia NGC 1052. Na subseção 4.2.1 são apresentadas as medidas da cinemática estelar, na subseção 4.2.2 o modelo de expansão multigaussiana para a parametrização da distribuição de brilho superficial da galáxia e na subseção 4.2.3 o modelo de dinâmico e a determinação da massa do BNS.

4.2.1 Cinemática estelar

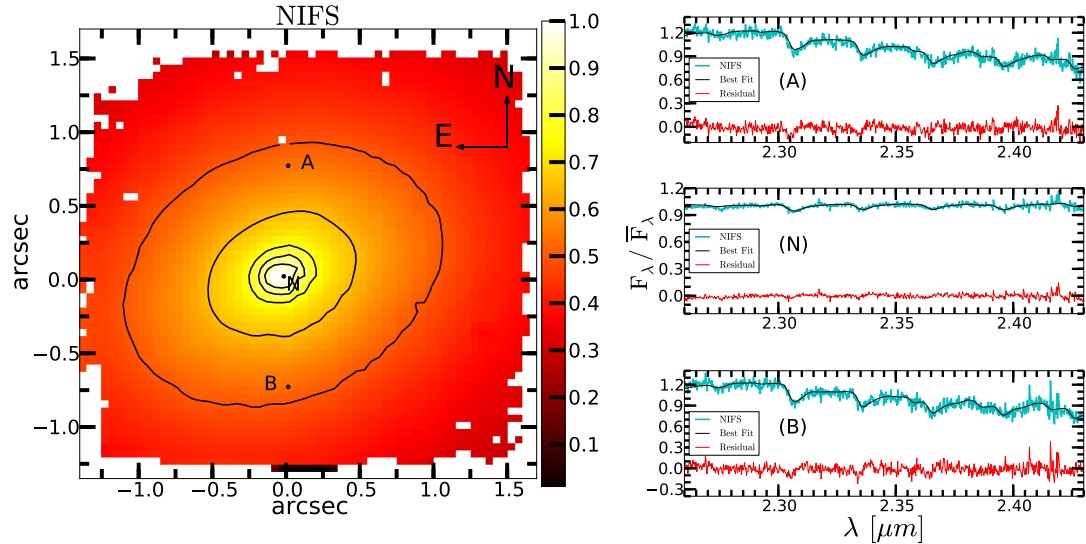


Figura 4.4: Imagem e amostra de espectros da galáxia NGC 1052: No painel da esquerda é mostrada uma imagem de NGC 1052 reconstruída a partir do cubo de dados somando-se os *slices* entre os comprimentos de onda de $2,25 \mu\text{m}$ a $2,44 \mu\text{m}$; os três painéis da direita mostram espectros da galáxia em ciano, o espectro modelo do pPXF em preto e os resíduos do ajuste em vermelho para as três posições (N), (A) e (B) indicadas no painel da esquerda.

Para a obtenção da cinemática estelar através do método pPXF discutido na seção 3.1 foi usada a biblioteca de espectros estelares de Winge et al. (2009). A biblioteca consiste de espectros de sessenta estrelas de tipo espectral *late type* no intervalo de comprimento de onda de $2,15 - 1,42 \mu\text{m}$ do infravermelho próximo observadas com os instrumentos NIFS e GNIRS que possuem resolução espectral aproximadamente igual à dos nossos dados ($R = 5300 - 5900$). No painel da esquerda da Figura 4.4 é mostrada uma imagem reconstruída colapsando o cubo de dados no intervalo de comprimento de onda de $2,25 \mu\text{m}$ a $2,44 \mu\text{m}$ que corresponde ao intervalo de comprimentos de onda dos espectros que foram ajustados pelo pPXF. Nos três painéis da direita são apresentados os espectros da galáxia em ciano, os espectros resultantes do ajuste do pPXF em preto e os resíduos do ajuste em vermelho para o espectro extraído do pixel

central (N) e os dois espectros extraídos dos pixels nas posições indicadas por (A) e (B) no painel esquerdo. O espectro do núcleo possui as bandas de absorção do CO diluídas pelo contínuo do AGN. A estimativa dos erros nas medidas da cinemática foi feita através de simulações de Monte Carlo usando um total de 150 iterações.

A cinemática estelar resultante do ajuste feito com o pPXF aos espectros da galáxia é apresentada na Figura 4.5. O painel superior esquerdo mostra o mapa de

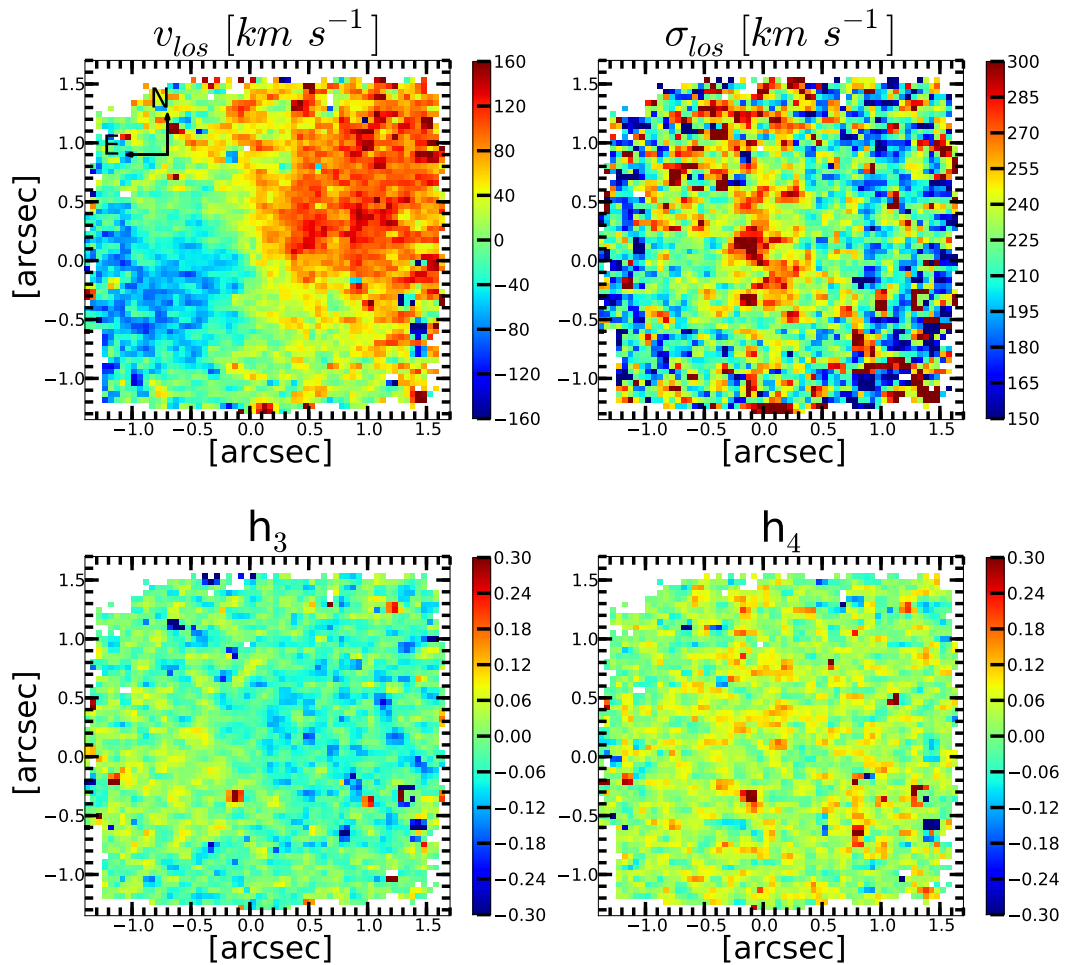


Figura 4.5: Cinemática estelar da galáxia NGC 1052. O painel superior esquerdo apresenta o campo de velocidades (V_{los}) da galáxia; o painel superior direito a mapa de dispersão de velocidades (σ_{los}); os painéis inferiores mostram os momentos de Gauss-Hermite h_3 à esquerda e h_4 à direita.

velocidades apresentando um padrão de rotação com valores máximos de velocidade

de $\approx \pm 90 \text{ km s}^{-1}$ com a linha dos nodos orientada num ângulo de $\approx 45^\circ$ a partir do norte no sentido anti-horário. Os valores máximos dos erros nas medidas das velocidades são de $\approx 25 \text{ km s}^{-1}$ sendo o erro médio calculado sobre todo o campo de $\approx 14 \text{ km s}^{-1}$. O painel superior direito mostra o mapa de dispersão de velocidades. O valor máximo da dispersão de velocidades é $\approx 316 \text{ km s}^{-1}$ no núcleo da galáxia com um erro de 23 km s^{-1} . O valor médio da dispersão de velocidades é de $\approx 230 \text{ km s}^{-1}$ sendo o valor médio da incerteza nas medidas de dispersão de velocidades de $\approx 18 \text{ km s}^{-1}$. Os painéis inferiores mostram os mapas para os momentos de Gauss-Hermite h_3 e h_4 com valores máximo de 0,3 e mínimo de -0,3.

4.2.2 Caracterização da distribuição de brilho superficial - MGE

Para a obtenção da parametrização da distribuição de brilho superficial de NGC 1052 foi aplicado o modelo MGE_FIT descrito na seção 3.2 para a imagem obtida com o câmara NIC2 do instrumento NICMOS com o filtro F160W. A imagem da galáxia não evidencia a presença de uma fonte puntual na região nuclear, não sendo necessário portanto a subtração do AGN como foi realizado anteriormente para a galáxia NGC 4258. Uma vez que o modelo MGE não é capaz de reproduzir os discos de Airy presentes na PSF das imagens obtidas com a câmara 2 do instrumento NICMOS, optamos por representar a PSF desta imagem usando apenas uma gaussiana bidimensional com uma largura a meia altura de $0,14''$. Esta aproximação é suficientemente geral para descrever o perfil radial da PSF.

Por NGC 1052 ser uma galáxia elíptica (E4), a descrição da distribuição de brilho superficial em termos da superposição de gaussianas bidimensionais pode ser considerada bastante precisa. Após várias tentativas foi obtido um modelo satisfatório

Tabela 4.1: Parâmetros das Gaussianas do modelo para a distribuição de brilho superficial de NGC 1052.

$I'_k [L_\odot pc^{-2}]$	$\sigma'_k [arcsec]$	q'_k
135264.77	0.045	0.85
6325.36	0.260	0.99
25167.63	0.273	0.70
18804.07	0.646	0.70
7688.91	1.105	0.78
2922.58	1.647	0.70
4789.18	2.801	0.78

A primeira coluna lista o brilho superficial de cada gaussiana em unidades de $L_\odot pc^{-2}$; a segunda coluna lista a dispersão σ_k de cada gaussiana em segundos de arco; a terceira coluna é a razão axial de cada gaussiana.

para os $\approx 19,0 \times 19,0$ centrais da galáxia usando o conjunto de sete gaussianas cujos parâmetros estão listados na tabela 4.1.

Na Figura 4.6 é apresentada uma comparação entre as distribuições de brilho superficiais da imagem e do modelo MGE. O painel da direita mostra cortes ao longo de sete direções angulares diferentes da galáxia e do modelo MGE e também a contribuição de cada uma das componentes gaussianas do modelo para a distribuição de brilho superficial em cada posição. No painel da esquerda são mostrados os resíduos percentuais entre o modelo e as medidas fotométricas, sendo o erro do modelo menor que cinco por cento para a maioria dos pontos analisados.

A boa concordância entre a distribuição de brilho superficial da imagem da galáxia e do modelo MGE é mostrada na Figura 4.7 pela sobreposição de isofotas. As linhas em preto correspondem às isofotas da imagem da galáxia, enquanto que as linhas em vermelho são as isofotas da imagem resultante do modelo MGE.

4.2.3 Modelo Dinâmico

Para construção do modelo dinâmico de Jeans, assumimos que a galáxia possui simetria axial oblata. Sob essa suposição a dinâmica da galáxia pode ser descrita pelo formalismo matemático descrito na seção 3.3, bastando que se tenha uma estimativa para a sua inclinação. Usando os dados tabelados no NED temos que a razão axial de NGC 1052 é $b \approx \frac{2,1}{3,0} = 0,7$. Fazendo a aproximação de que a galáxia pode ser representada por um disco, obtemos que sua inclinação é de $\approx 45^\circ$. Este valor foi usado como valor mínimo para a inclinação da galáxia e foram testados modelos assumindo as inclinações de 46° , 50° , 55° e 60° .

Para cada valor de inclinação foi realizada uma minimização de χ^2 no espaço de parâmetros tridimensional $M_\bullet \times \Gamma_H \times b$, a fim de determinar os valores para a massa do BNS, para a razão massa-luminosidade e para o parâmetro de anisotropia, para os quais o segundo momento da velocidade $\sqrt{v_{los}^2}$ melhor reproduz a V_{rms} observada. Na Figura 4.8 são mostradas as determinações das posições dos mínimos χ^2 nesse espaço de parâmetros para cada uma das inclinações. Os valores dos parâmetros que fornecem os melhores ajustes são indicados pelas linhas azuis e estão listados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2: Melhores parâmetros de ajuste para os modelos dinâmicos da galáxia NGC 1052.

Model	i	$M_\bullet [M_\odot]$	Γ_H	$b (\beta_z)$	χ_{min}^2
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
A	50°	$4,0 \times 10^8$	4.6	1,80 (0,44)	3804
B	55°	$4,0 \times 10^8$	4.4	1,50 (0,33)	3726
C	60°	$3,6 \times 10^8$	4.4	1,40 (0,29)	3671

Coluna 1: designação do modelo; Coluna 2: inclinação da galáxia; Coluna 3: valor da massa do BNS; Coluna 4: valor da razão massa-luminosidade na banda-H; Coluna 5: valor do parâmetro de anisotropia; Coluna 6: valor do χ^2 obtido para o modelo dinâmico.

Analisando a Tabela 4.2 observa-se que o melhor ajuste numérico é obtido para o modelo (C) com $i = 60^\circ$ para o qual obtivemos $M_\bullet = 3,6 \times 10^8 M_\odot$, $\Gamma_H = 4,4$ e $b=1,4$. Pode-se observar uma tendência das três variáveis dinâmicas do modelo assumirem valores menores à medida que a inclinação adotada aumenta.

Uma comparação entre os mapas de $\sqrt{v_{los}^2}$ para as três diferentes inclinações é apresentada na Figura 4.9. Nos três painéis da esquerda são mostrados os mapas de $\sqrt{v_{los}^2}$ para $i = 50^\circ$ no painel superior, $i = 55^\circ$ no painel central e para $i = 60^\circ$ no painel inferior. No painel superior direito são mostrados cortes ao longo do eixo maior da galáxia (x' , que corresponde à direção vertical da figura) obtidos do mapa de $\sqrt{v_{los}^2}$ com $i = 60^\circ$ em vermelho, com $i = 55^\circ$ em azul e $i = 50^\circ$ em verde. A faixa em cinza corresponde aos intervalos de confiabilidade de 1σ obtidos pela simulação de Monte Carlo para os valores de V_{rms} . Os painéis central e inferior direitos correspondem a cortes obtidos ao longo do eixo menor da galáxia e em uma direção diagonal. Enquanto os três mapas de $\sqrt{v_{los}^2}$ para diferentes inclinações não evidenciam diferenças significativas entre si, nos cortes unidimensionais da direita é possível estabelecer que o modelo obtido para a inclinação de 60° reproduz melhor a cinemática observada principalmente na região central da galáxia, onde os outros dois modelos superestimam os valores de V_{rms} , e ao longo do eixo menor onde os outros modelos subestimam os valores de V_{rms} .

Na Figura 4.10 é mostrada a comparação entre a V_{rms} observada o modelo para $\sqrt{v_{los}^2}$ que melhor reproduz as medidas (modelo C). O painel superior esquerdo mostra o mapa de $\sqrt{v_{los}^2}$ após bi-simetrização. Os valores de V_{rms} variam no intervalo de $\approx 195 - 316 \text{ km s}^{-1}$ com um valor médio sobre todo campo de $\approx 240 \text{ km s}^{-1}$. A incerteza média nas medidas é de $\approx 18 \text{ km s}^{-1}$ sendo a média percentual das incertezas da ordem de 7 por cento. No painel esquerdo central é mostrado o mapa da $\sqrt{v_{los}^2}$ resultante do nosso melhor modelo: os valores do $\sqrt{v_{los}^2}$ variam no intervalo de

$\approx 230 - 322 \text{ km s}^{-1}$ com um valor médio de $\approx 240 \text{ km s}^{-1}$. O painel inferior esquerdo mostra o mapa de resíduos entre o modelo e as medidas sendo as maiores velocidades residuais da ordem de $\pm 80 \text{ km s}^{-1}$. A diferença percentual média entre os valores das velocidades observadas e as modeladas é da ordem de 7,5 por cento. Nos painéis da direita da figura são mostrados cortes unidimensionais nos mapas mostrados à esquerda ao longo do eixo maior da galáxia no painel superior, do eixo menor no painel central e na direção diagonal no painel inferior. Os pontos pretos são os valores medidos de V_{rms} , as linhas vermelhas contínuas são os resultados do modelo para $\sqrt{v_{\text{los}}^2}$, as faixas em cinza mostram os intervalos de confiabilidade nas medidas de V_{rms} obtidas pela simulação de Monte Carlo e as linhas vermelhas tracejadas mostram os resíduos. Os diagramas da esquerda mostram a boa concordância entre as medidas e o modelo que é evidenciada pelo fato que as linhas que descrevem o modelo estão dentro dos intervalos de confiabilidade das medidas para a grande maioria dos pontos analisados, com os maiores resíduos localizados nas extremidades do eixo menor da galáxia.

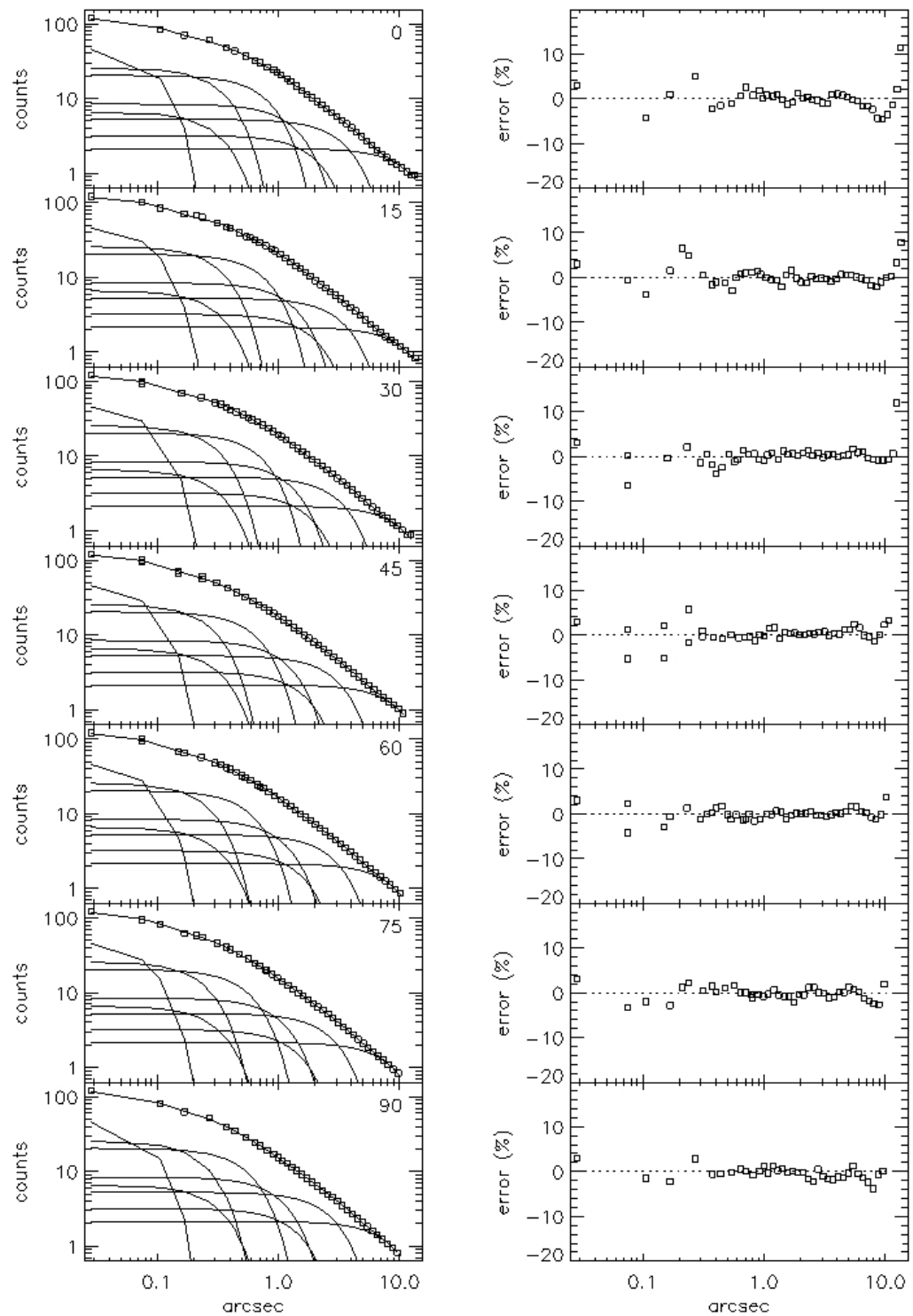


Figura 4.6: Comparação dos perfis de brilho superficial de NGC 1052 e do modelo MGE ao longo de diferentes direções. O painel esquerdo apresenta cortes em diferentes direções da galáxia em intervalos de 15° sendo o gráfico superior ao longo do eixo maior da galáxia e o inferior ao longo do eixo menor. Os retângulos abertos são as medidas fotométricas, a linha que intersecta os retângulos é o modelo MGE e as sete linhas inferiores representam a contribuição de cada gaussiana para o brilho superficial total. No painel da direita são apresentados os erros percentuais entre as medidas fotométricas e o modelo MGE para as direções mostradas no painel esquerdo.

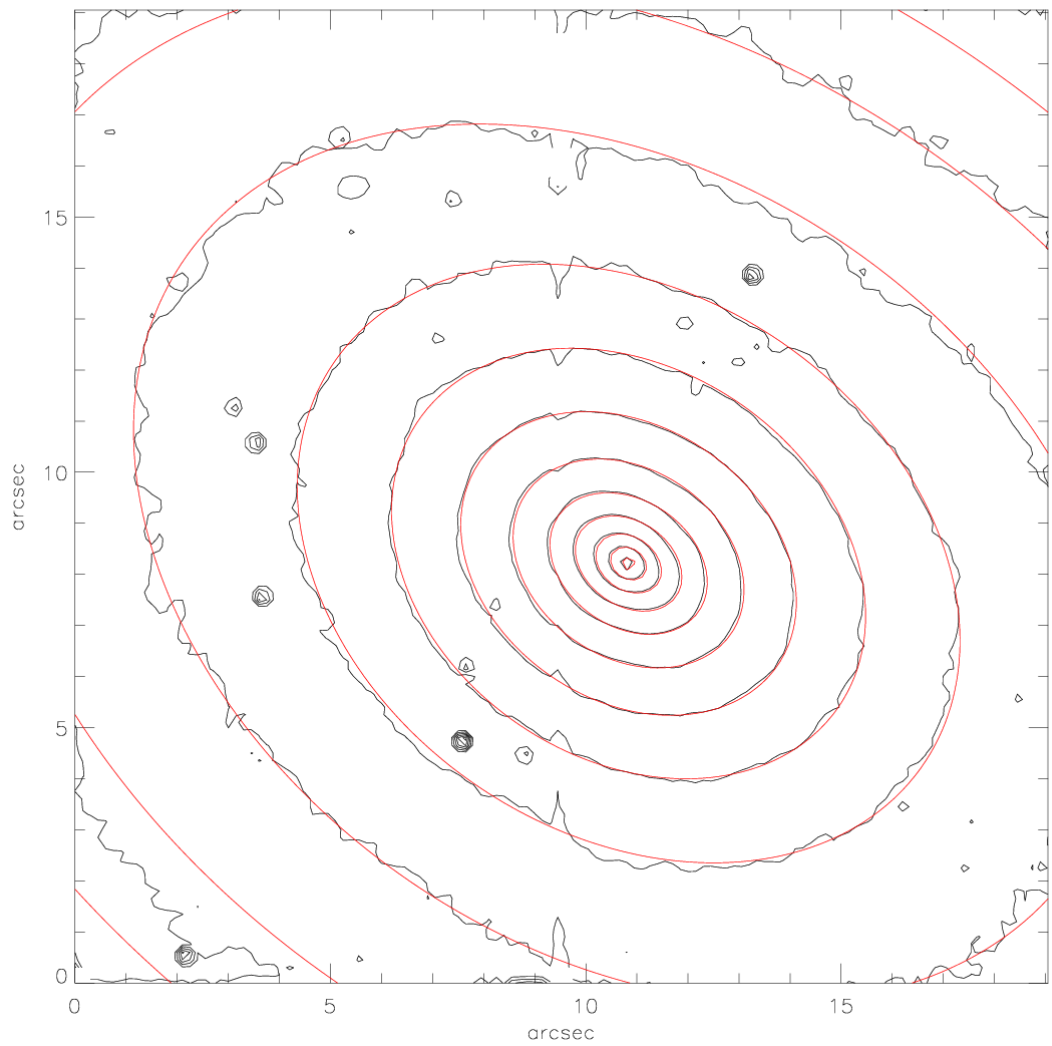


Figura 4.7: Comparação entre as isofotas da galáxia e do modelo MGE: as linhas pretas são as isofotas da galáxia e as vermelhas são as da imagem gerada pelo modelo MGE.

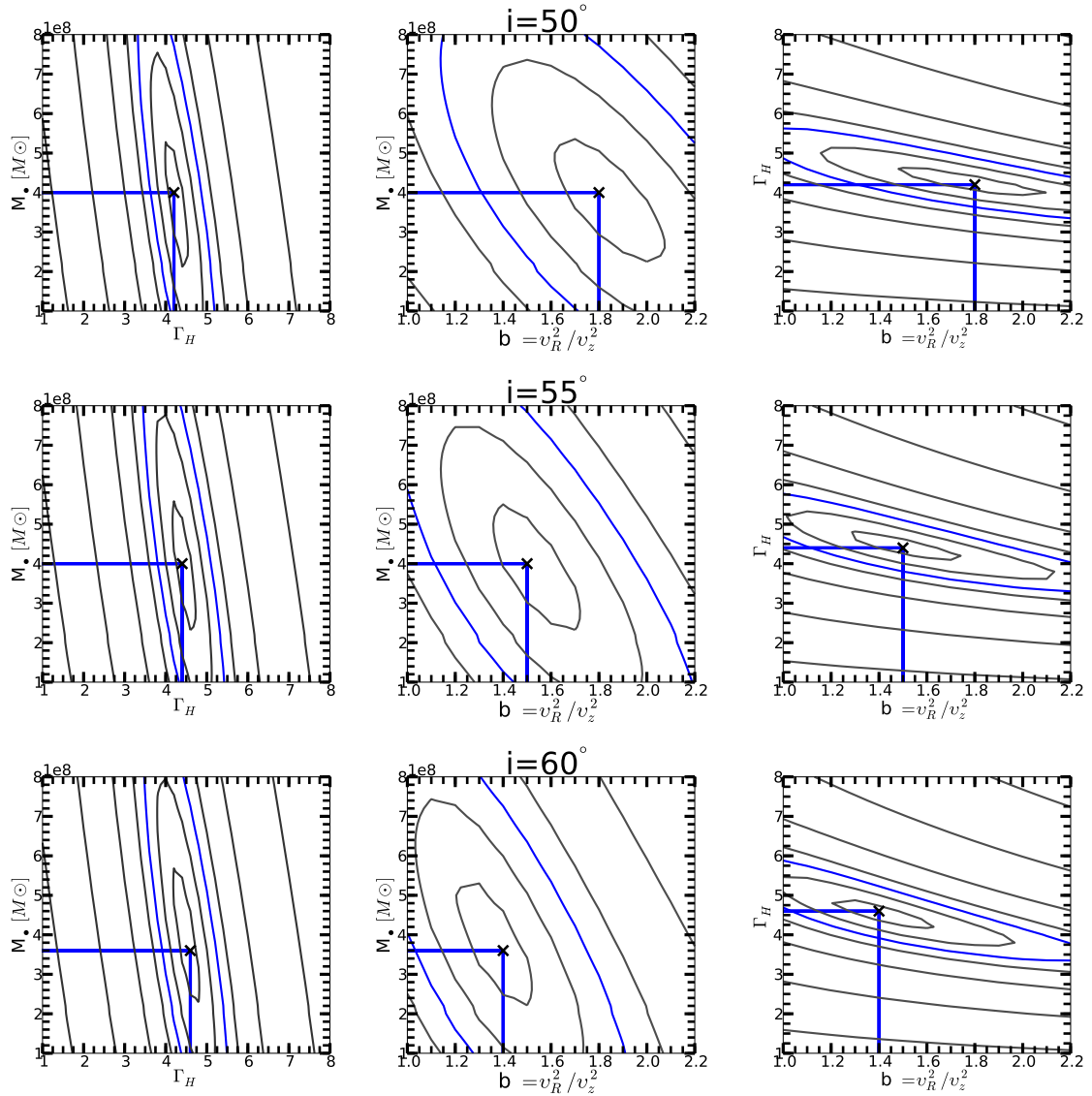


Figura 4.8: Minimização de χ^2 do modelo dinâmico de NGC 1052 para três inclinações diferentes: Os três painéis superiores representam a minimização de χ^2 no espaço de parâmetros $M_\bullet \times \Gamma_H \times b$ adotando uma inclinação de $i = 50^\circ$. Os painéis centrais e inferiores são para as inclinações de 55° e 60° respectivamente. Para cada inclinação são apresentados os planos $M_\bullet \times \Gamma_H$ para a *best-fitting* b no painel esquerdo; o plano $M_\bullet \times b$ para a *best-fitting* Γ_H no painel central e o plano $\Gamma_H \times b$ para a *best-fitting* M_\bullet no painel direito.

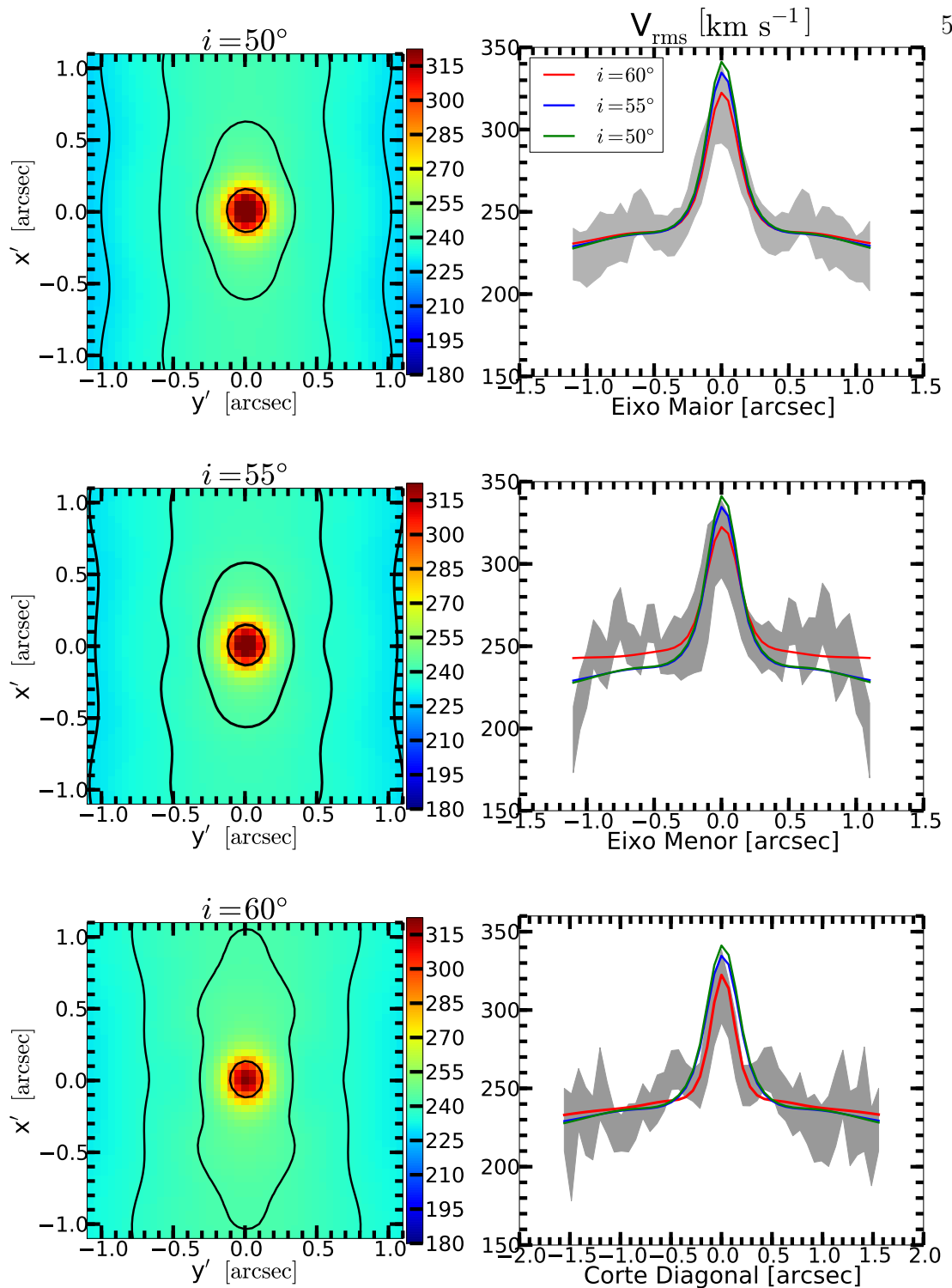


Figura 4.9: Comparação do modelo de $\sqrt{v_{los}^2}$ para três inclinações diferentes: Nos painéis da esquerda são mostrados os mapas para o segundo momento da velocidade para os modelos que melhor reproduzem a cinemática observada listados na Tabela 4.2. Os painéis direitos mostram cortes ao longo dos eixos maior, menor e em diagonal da galáxia tomados nos três mapas mostrados na esquerda. Em vermelho temos o modelo com $i = 60^\circ$, em azul o modelo com $i = 55^\circ$ e em verde o modelo com $i = 50^\circ$. A faixa em cinza corresponde ao intervalo de confiabilidade de 1σ nas medidas de V_{rms} calculadas pela simulação de Monte Carlo.

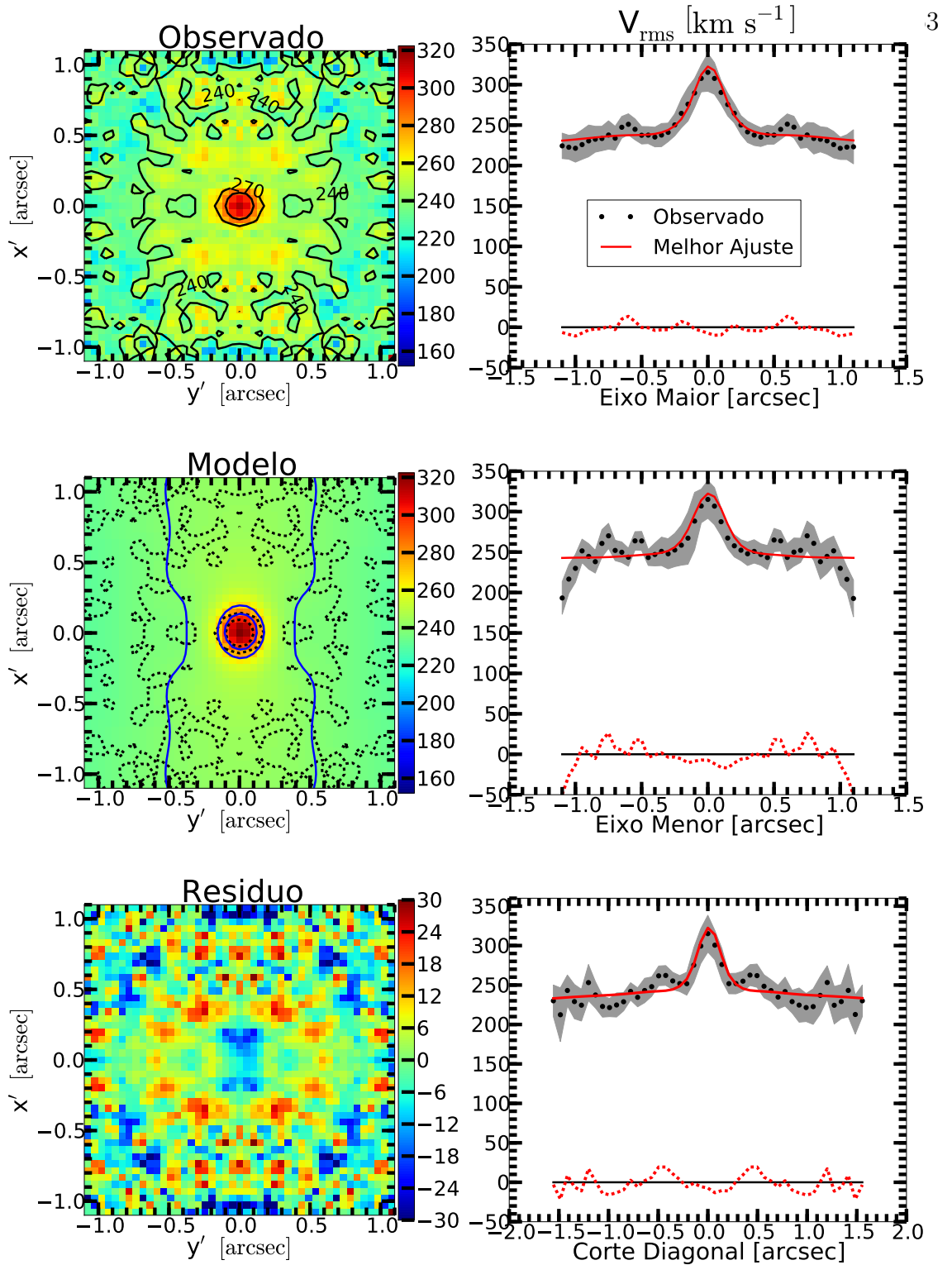


Figura 4.10: Comparação entre V_{rms} e o modelo $\sqrt{v_{\text{los}}^2}$ para a galáxia NGC 1052: Os painéis esquerdos mostram de cima para baixo, o mapa de V_{rms} , o melhor modelo para $\sqrt{v_{\text{los}}^2}$ (C) e os resíduos entre as medidas e o modelo. Nos painéis da direita são mostrados de cima para baixo cortes unidimensionais ao longo do eixo maior, do eixo menor e em uma direção diagonal dos mapas superior e do meio da esquerda. Os pontos pretos são as medidas de V_{rms} após simetrização, a linha vermelha são os valores do modelo e a faixa cinza representa o intervalo de confiabilidade de 1σ nas medidas de V_{rms} .

Capítulo 5

Considerações Finais

No Capítulo 4 foram apresentados os resultados dos mapeamentos bidimensionais da cinemática estelar e os modelos dinâmicos das galáxias NGC 4258 e NGC 1052. Neste Capítulo apresentamos um sumário dos resultados obtidos, as conclusões e perspectivas de continuidade do trabalho.

5.1 Sumário dos resultados

5.1.1 NGC 4258

Para a galáxia NGC 4258 podemos destacar os seguintes resultados:

- As observações espectroscópicas realizadas com o instrumento NIFS são de excelente qualidade. O uso do NIFS com o sistema de óptica adaptativa ALTAIR forneceu uma resolução angular de $\approx 0,11''$, que na distância da galáxia corresponde a 3,85 pc sendo suficiente para resolver o raio de influência do BNS ($R_{\text{inf}} \approx 15$ pc).

- Além de excelente resolução espacial a qualidade dos espectros obtidos, com uma razão sinal-ruído variando no intervalo 30 – 130 e um valor médio de ~ 50 , permitiu que o mapeamento da cinemática estelar fosse realizado sem a necessidade de se fazer binagem espacial.
- Com o uso do método pPXF em conjunto com simulações de Monte Carlo obtivemos a distribuição da cinemática estelar, apresentando as medidas dos campos de velocidade V_{los} , de dispersão de velocidades σ e os momentos de Gauss-Hermite h_3 e h_4 . O mapa de V_{los} apresenta um padrão de rotação bem definido com a linha dos nodos orientada ao longo do $PA = 145^\circ$ com picos de velocidade de $\approx 80 \text{ km s}^{-1}$ e incertezas médias inferiores a 10 por cento. O mapa de dispersão de velocidades apresenta valores no intervalo $80 - 180 \text{ km s}^{-1}$ com um grande gradiente na região central, $R \leq 0,5''$, e incertezas médias inferiores a 4 por cento. Os valores de h_3 e h_4 estão no intervalo de $-0,15$ a $0,15$.
- A aplicação do método da Expansão Multi-Gaussiana para a modelagem da distribuição superficial de brilho da galáxia foi bem sucedida. Usando um conjunto de 12 gaussianas bidimensionais concêntricas foi possível reproduzir a distribuição superficial de brilho observada nas imagens do NICMOS e do 2MASS para a região central da galáxia. Devido sua morfologia espiral e à presença de rotação nas isofotas (*isophotal twist*) o modelo MGE não foi capaz de reproduzir com fidelidade a distribuição superficial de brilho da galáxia para as regiões externas a $R \geq 30,0''$.
- Foram testados três tipos de modelos dinâmicos anisotrópicos de Jeans (JAM), onde foram feitas hipóteses diferentes sobre o perfil de anisotropia de velocidade; para cada caso foram feitas minimizações no espaço de parâmetros $M_\bullet \times \Gamma_H \times b$ para diferentes valores da inclinação da galáxia:

- Anisotropia constante: Nestes modelos assumiu-se que o parâmetro de anisotropia $b = \frac{\overline{v_R^2}}{v_z^2}$ tem o mesmo valor em toda a galáxia. O modelo para o segundo momento da velocidade ($\sqrt{v_{los}^2}$) que melhor reproduz a cinemática observada (V_{rms}) foi obtido adotando-se uma inclinação de $i = 64^\circ$ e os parâmetros $M_\bullet = 4,7 \times 10^7 M_\odot$, $\Gamma_K = 4,1$ e $b=1,1$.
- Anisotropia com variação radial: Nestes modelos foram atribuídos dois valores de anisotropia: um para as gaussianas com $\sigma \leq 1,0''$ e outro para as gaussianas com $\sigma \geq 1,0''$. O melhor modelo foi obtido para a inclinação de $i = 64^\circ$ e com os parâmetros $M_\bullet = 4,8 \times 10^7 M_\odot$, $\Gamma_K = 4,1$, $b_{in} = 1,1$ e $b_{out} = 1,05$.
- Anisotropia com variação por componente morfológica: Nestes modelos foram atribuídos diferentes valores para os parâmetros de anisotropia de cada componente gaussiana de acordo com sua razão axial q , as gaussianas foram separadas em dois grupos, um grupo com $q_k \leq 0,5$ representando o disco da galaxia e o outro grupo com $q_k \geq 0,5$ representando a componente esferoidal. O melhor ajuste para o campo de V_{rms} observado foi obtido com uma inclinação de $i = 64^\circ$ e com os parâmetros $M_\bullet = 4,8 \times 10^7 M_\odot$, $\Gamma_K = 4,1$, $b_{disc} = 1,25$ e $b_{bulge} = 1,05$.

O modelo que melhor reproduz o mapa do V_{rms} observado, por resultar no menor valor de χ^2 e também apresentar a melhor concordância entre as curvas de isovelocidades observadas e modeladas é o modelo com variação radial da anisotropia de velocidade.

- O modelo para o primeiro momento da velocidade $\overline{v_{los}}$, apesar de reproduzir aproximadamente a morfologia de rotação de velocidade não reproduz de forma satisfatória os valores numéricos observados de V_{los} .

5.1.2 NGC 1052

Para a galáxia NGC 1052 os principais resultados obtidos são:

- As observações espectroscópicas são de boa qualidade, sendo a razão sinal-ruído média dos espectros individuais da ordem de 23, variando no intervalo de 8 a 75, com um significativo decréscimo sistemático da qualidade dos dados do núcleo da galáxia para as extremidades. A resolução angular dos dados, de $0,11''$, corresponde a $10,5 \text{ pc}$ na galáxia. Se considerarmos o valor médio da dispersão de velocidades no campo observado e o valor da massa do BNS do nosso melhor modelo, obtemos que o raio de influência do BNS em NGC 1052 é $R_{\text{inf}} \approx 30 \text{ pc}$, estando também resolvido nas observações.
- O campo de velocidades V_{los} apresenta um padrão de rotação com o lado SE se aproximando e o lado NW se afastando, com a linha dos nodos ao longo do $\text{PA} \approx -45^\circ$. Os valores máximos da velocidade de rotação observados são da ordem de $\pm 90 \text{ km s}^{-1}$ com incertezas de até 25 km s^{-1} nas extremidades do campo. O mapa de dispersão de velocidades apresenta um pico de $316 \pm 23 \text{ km s}^{-1}$ no núcleo da galáxia, sendo o valor médio da dispersão de velocidades calculada sobre todo o campo de 230 km s^{-1} e a incerteza média de $\approx 18 \text{ km s}^{-1}$. Os valores de h_3 e h_4 variam entre $-0,30$ e $0,30$.
- O modelo MGE para a distribuição de brilho superficial da imagem do NICMOS reproduz de forma excelente as isofotas da galáxia, e contém 7 gaussianas com razões axiais que variam de $0,70$ a $0,99$.
- Para a implementação do modelo dinâmico de Jeans, foi considerada simetria axial, sendo a sua inclinação ($\approx 45^\circ$) estimada a partir da sua elipticidade. Foram feitos modelos considerando quatro inclinações diferentes, $i = 46^\circ, 50^\circ, 55^\circ$ e 60° .

Em todos os modelos foi assumido que a anisotropia no segundo momento de velocidade é constante. O modelo que melhor reproduz o V_{rms} observado foi obtido assumindo uma inclinação de $i = 60^\circ$ com os parâmetros $M_\bullet = 3,6 \times 10^8 M_\odot$, $\Gamma_H = 4,4$ e $b=1,4$.

5.2 Conclusões

Apresentamos nesse trabalho observações bidimensionais da cinemática estelar e a determinação das massas dos BNSs centrais das galáxias NGC 4258 e NGC 1052. Nas duas galáxias as distribuição de velocidades apresentam padrões de rotação bem definidos e também padrões de dispersão de velocidades que evidenciam a presença de BNSs em seus núcleos.

O modelo dinâmico empregado para a modelagem do segundo momento da velocidade ($\sqrt{v_{los}^2}$) mostrou-se capaz de reproduzir com bastante fidelidade a V_{rms} observada, o que é caracterizado pelo fato que os valores modelados estão dentro das incertezas de 1σ das observações.

Para a galáxia NGC 4258 obtivemos uma massa de $M_\bullet = 4,8_{-0,8}^{+0,9} \times 10^7 M_\odot$ e uma razão massa-luminosidade de $\Gamma_K = 4,1_{-0,5}^{+0,4}$. Este valor para a massa do BNS é aproximadamente 25 por cento maior que o valor de $M_\bullet = 3,82 \pm 0,2 \times 10^7 M_\odot$ da determinação maser de Miyoshi et al. (1995), Herrnstein et al. (2005), e 45 por cento maior que o valor de $M_\bullet = 3,3 \pm 0,2 \times 10^7 M_\odot$ de Siopis et al. (2009) obtida através de modelos dinâmicos de Schwarzschild. A maior causa para a discrepância entre os valores da massa do BNS obtidas pelos dois modelos dinâmicos é o fato de que a dispersão de velocidades das nossas medidas do NIFS é sistematicamente maior do que as dos dados do STIS utilizados por Siopis et al. (2009). A diferença nas medidas

da dispersão de velocidades é causada principalmente pelas diferenças nos *templates* estelares utilizados bem como na técnica usada para medir a dispersão de velocidades.

Para a galáxia NGC 1052 obtivemos uma massa de $M_{\bullet} = 3,6 \times 10^8 M_{\odot}$ e uma razão massa-luminosidade de $\Gamma_K = 4,4$. Esta é primeira determinação da massa do BNS da galáxia NGC 1052 através de medida e modelagem da dinâmica estelar.

5.3 Perspectivas

Estamos redigindo um segundo artigo científico com os resultados deste trabalho para a galáxia NGC 1052. Para completar o trabalho precisamos ainda estimar os limites de confiabilidade do modelo dinâmico.

Como perspectiva de continuidade deste trabalho podemos destacar que uma vez que dominamos as técnicas envolvidas, pretendemos aplicar o método para a modelagem e determinação da massa do BNS presente na galáxia NGC 7619 para a qual já dispomos de dados de IFU do NIFS devidamente reduzidos. Pretendemos também aplicar estas técnicas a dados a serem observados no futuro e a observações de galáxias próximas disponíveis em bancos de dados.

Além de aplicar este método para determinação de massa de BNSs também é possível construir modelos para campos maiores e investigar a presença de variações espaciais nos parâmetros de anisotropia e na razão massa-luminosidade de galáxias.

No sentido de aprofundar nosso conhecimento em modelagem dinâmica de galáxias também pretendemos dominar e aplicar nesses conjuntos de dados a técnica de superposição de órbitas de Schwarzschild, a qual tem características complementares aos modelos de Jeans apresentados nesse trabalho.

Referências Bibliográficas

- [1] ALF DREHMER, D.; STORCHI-BERGMANN, T.; FERRARI, F.; CAPPELLARI, M.; RIFFEL, R. A. The benchmark black hole in NGC 4258: dynamical models from high-resolution two-dimensional stellar kinematics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 450, p. 128–144, June 2015.
- [2] BARTH, A. J.; FILIPPENKO, A. V.; MORAN, E. C. Polarized Broad H α Emission from the LINER Nucleus of NGC 1052. **Astrophysical Journal Letters**, v. 515, p. L61–L64, April 1999.
- [3] BINNEY, J.; TREMAINE, S. **Galactic dynamics**: 1987.
- [4] BOWER, G. A.; GREEN, R. F.; DANKS, A.; GULL, T.; HEAP, S.; HUTCHINGS, J.; JOSEPH, C.; KAISER, M. E.; KIMBLE, R.; KRAEMER, S.; WEISTROP, D.; WOODGATE, B.; LINDLER, D.; HILL, R. S.; MALUMUTH, E. M.; BAUM, S.; SARAJEDINI, V.; HECKMAN, T. M.; WILSON, A. S.; RICHSTONE, D. O. Kinematics of the Nuclear Ionized Gas in the Radio Galaxy M84 (NGC 4374). **Astrophysical Journal Letters**, v. 492, p. L111, January 1998.
- [5] BRAATZ, J.; CLAUSSEN, M.; DIAMOND, P.; WILSON, A.; HENKEL, C. Observations of the H₂O Maser Emission from the LINER Nucleus in NGC 1052. In: AMERICAN ASTRONOMICAL SOCIETY MEETING ABSTRACTS, v. 28 of **Bulletin of the American Astronomical Society**, p. 1392, December 1996a.
- [6] BRAATZ, J.; CLAUSSEN, M.; DIAMOND, P.; WILSON, A.; HENKEL, C. Observations of the H₂O Maser Emission from the LINER Nucleus in NGC 1052. In: AMERICAN ASTRONOMICAL SOCIETY MEETING ABSTRACTS, v. 28 of **Bulletin of the American Astronomical Society**, p. 1392, December 1996b.

- [7] CAPETTI, A.; MARCONI, A.; MACCHETTO, D.; AXON, D. The supermassive black hole in the Seyfert 2 galaxy NGC 5252. **Astronomy and Astrophysics**, v. 431, p. 465–475, February 2005.
- [8] CAPPELLARI, M. Efficient multi-Gaussian expansion of galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 333, p. 400–410, June 2002.
- [9] CAPPELLARI, M. Measuring the inclination and mass-to-light ratio of axisymmetric galaxies via anisotropic Jeans models of stellar kinematics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 390, p. 71–86, October 2008.
- [10] CAPPELLARI, M. Astrophysics: Monster black holes. **Nature**, v. 480, p. 187–188, December 2011.
- [11] CAPPELLARI, M.; EMSELLEM, E. Parametric Recovery of Line-of-Sight Velocity Distributions from Absorption-Line Spectra of Galaxies via Penalized Likelihood. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 116, p. 138–147, February 2004.
- [12] CAPPELLARI, M.; EMSELLEM, E.; BACON, R.; BUREAU, M.; DAVIES, R. L.; DE ZEEUW, P. T.; FALCÓN-BARROSO, J.; KRAJNOVIĆ, D.; KUNTSCHNER, H.; MCDERMID, R. M.; PELETIER, R. F.; SARZI, M.; VAN DEN BOSCH, R. C. E.; VAN DE VEN, G. The SAURON project - X. The orbital anisotropy of elliptical and lenticular galaxies: revisiting the $(V/\sigma, \epsilon)$ diagram with integral-field stellar kinematics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 379, p. 418–444, August 2007.
- [13] CAPPELLARI, M.; MCDERMID, R. M. The nuclear orbital distribution in galaxies as a fossil record of black hole formation from integral-field spectroscopy. **Classical and Quantum Gravity**, v. 22, p. 347, May 2005.
- [14] CAPPELLARI, M.; MCDERMID, R. M.; ALATALO, K.; BLITZ, L.; BOIS, M.; BOURNAUD, F.; BUREAU, M.; CROCKER, A. F.; DAVIES, R. L.; DAVIS, T. A.; DE ZEEUW, P. T.; DUC, P.-A.; EMSELLEM, E.; KHOCHFAR, S.; KRAJNOVIĆ, D.; KUNTSCHNER, H.; LABLANCHE, P.-Y.; MORGANTI, R.; NAAB, T.; OOSTERLOO, T.; SARZI, M.; SCOTT, N.; SERRA, P.; WEIJMANS, A.-M.; YOUNG, L. M. Systematic variation of the stellar initial mass function in early-type galaxies. **Nature**, v. 484, p. 485–488, April 2012.

- [15] CAPPELLARI, M.; MCDERMID, R. M.; BACON, R.; DAVIES, R. L.; DE ZEEUW, P. T.; EMSELLEM, E.; FALCÓN-BARROSO, J.; KRAJNOVIĆ, D.; KUNTSCHNER, H.; PELETIER, R. F.; SARZI, M.; VAN DEN BOSCH, R. C. E.; VAN DE VEN, G. Testing Mass Determinations of Supermassive Black Holes via Stellar Kinematics. In: AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS CONFERENCE SERIES, Debattista, V. P.; Popescu, C. C., editores, v. 1240 of **American Institute of Physics Conference Series**, p. 211–214, June 2010.
- [16] CAPPELLARI, M.; NEUMAYER, N.; REUNANEN, J.; VAN DER WERF, P. P.; DE ZEEUW, P. T.; RIX, H.-W. The mass of the black hole in Centaurus A from SINFONI AO-assisted integral-field observations of stellar kinematics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 394, p. 660–674, April 2009.
- [17] 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. **Astrophysical Journal**, v. 536, p. 675–696, June 2000.
- [18] CECIL, G.; MORSE, J. A.; VEILLEUX, S. Spectral Evidence for Shock-ionized Gas along the Jets of NGC 4258. **Astrophysical Journal**, v. 452, p. 613, October 1995.
- [19] CLAUSSEN, M. J.; DIAMOND, P. J.; BRAATZ, J. A.; WILSON, A. S.; HENKEL, C. The Water Masers in the Elliptical Galaxy NGC 1052. **Astrophysical Journal Letters**, v. 500, p. L129–L132, June 1998.
- [20] CRETTON, N.; VAN DEN BOSCH, F. C. Evidence for a Massive Black Hole in the S0 Galaxy NGC 4342. **Astrophysical Journal**, v. 514, p. 704–724, April 1999.
- [21] DAVIES, R. L.; BURSTEIN, D.; DRESSLER, A.; FABER, S. M.; LYNDENBELL, D.; TERLEVICH, R. J.; WEGNER, G. Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. II - The spectroscopic parameters. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 64, p. 581–600, August 1987.
- [22] DE FRANCESCO, G.; CAPETTI, A.; MARCONI, A. Measuring supermassive black holes with gas kinematics: the active S0 galaxy <ASTROBJ>NGC

- 3998</ASTROBJ>. **Astronomy and Astrophysics**, v. 460, p. 439–448, December 2006.
- [23] DI MATTEO, T.; SPRINGEL, V.; HERNQUIST, L. Energy input from quasars regulates the growth and activity of black holes and their host galaxies. **Nature**, v. 433, p. 604–607, February 2005.
- [24] DRESSLER, A. Observational Evidence for Supermassive Black Holes. In: ACTIVE GALACTIC NUCLEI, Osterbrock, D. E.; Miller, J. S., editores, v. 134 of **IAU Symposium**, p. 217, 1989.
- [25] EMSELLEM, E.; DEJONGHE, H.; BACON, R. Dynamical models of NGC 3115. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 303, p. 495–514, March 1999.
- [26] EMSELLEM, E.; MONNET, G.; BACON, R. The multi-gaussian expansion method: a tool for building realistic photometric and kinematical models of stellar systems I. The formalism. **Astronomy and Astrophysics**, v. 285, p. 723–738, May 1994.
- [27] FABIAN, A. C. Observational Evidence of Active Galactic Nuclei Feedback. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 50, p. 455–489, September 2012.
- [28] FELDMEIERS, A.; LÜTZGENDORF, N.; NEUMAYER, N.; KISSLER-PATIG, M.; GEBHARDT, K.; BAUMGARDT, H.; NOYOLA, E.; DE ZEEUW, P. T.; JALALI, B. Indication for an intermediate-mass black hole in the globular cluster NGC 5286 from kinematics. **Astronomy and Astrophysics**, v. 554, p. A63, June 2013.
- [29] FERNÁNDEZ-ONTIVEROS, J. A.; LÓPEZ-SANJUAN, C.; MONTES, M.; PRIETO, M. A.; ACOSTA-PULIDO, J. A. The most recent burst of star formation in the massive elliptical galaxy NGC 1052. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 411, p. L21–L25, February 2011.
- [30] FERRARESE, L.; FORD, H. C. Nuclear Disks of Gas and Dust in Early-Type Galaxies and the Hunt for Massive Black Holes: Hubble Space Telescope Observations of NGC 6251. **Astrophysical Journal**, v. 515, p. 583–602, April 1999.

- [31] FERRARESE, L.; FORD, H. C.; JAFFE, W. Evidence for a Massive Black Hole in the Active Galaxy NGC 4261 from Hubble Space Telescope Images and Spectra. **Astrophysical Journal**, v. 470, p. 444, October 1996.
- [32] FERRARESE, L.; MERRITT, D. A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies. **Astrophysical Journal Letters**, v. 539, p. L9–L12, August 2000a.
- [33] FERRARESE, L.; MERRITT, D. A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies. **astro-ph/0006053v1**, June 2000b.
- [34] FISCHER, T. C.; CRENSHAW, D. M.; KRAEMER, S. B.; SCHMITT, H. R.; STORCHI-BERGMANN, T.; RIFFEL, R. Determining Nearby AGN Inclinations via Gemini/NIFS IFU Spectroscopy. In: AMERICAN ASTRONOMICAL SOCIETY MEETING ABSTRACTS #221, v. 221 of **American Astronomical Society Meeting Abstracts**, p. 339.18, January 2013.
- [35] 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.; TREMAINE, S. A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion. **Astrophysical Journal Letters**, v. 539, p. L13–L16, August 2000.
- [36] GEBHARDT, K.; RICHSTONE, D.; TREMAINE, S.; LAUER, T. R.; BENDER, R.; BOWER, G.; DRESSLER, A.; FABER, S. M.; FILIPPENKO, A. V.; GREEN, R.; GRILLMAIR, C.; HO, L. C.; KORMENDY, J.; MAGORRIAN, J.; PINKNEY, J. Axisymmetric Dynamical Models of the Central Regions of Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 583, p. 92–115, January 2003.
- [37] 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. **Astrophysical Journal**, v. 590, p. 162–173, June 2003.
- [38] GUAINAZZI, M.; ANTONELLI, L. A. The flat X-ray spectrum of the LINER NGC 1052. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 304, p. L15–L19, March 1999.

- [39] HARMS, R. J.; FORD, H. C.; TSVETANOV, Z. I.; HARTIG, G. F.; DRESSEL, L. L.; KRISS, G. A.; BOHLIN, R.; DAVIDSEN, A. F.; MARGON, B.; KOCHHAR, A. K. HST FOS spectroscopy of M87: Evidence for a disk of ionized gas around a massive black hole. **Astrophysical Journal Letters**, v. 435, p. L35–L38, November 1994.
- [40] HECKMAN, T. M.; BEST, P. N. The Coevolution of Galaxies and Supermassive Black Holes: Insights from Surveys of the Contemporary Universe. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 52, p. 589–660, August 2014.
- [41] HERRNSTEIN, J. R.; MORAN, J. M.; GREENHILL, L. J.; DIAMOND, P. J.; INOUE, M.; NAKAI, N.; MIYOSHI, M.; HENKEL, C.; RIESS, A. A geometric distance to the galaxy NGC4258 from orbital motions in a nuclear gas disk. **Nature**, v. 400, p. 539–541, August 1999.
- [42] 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. **Astrophysical Journal**, v. 629, p. 719–738, August 2005.
- [43] JARRETT, T. H.; CHESTER, T.; CUTRI, R.; SCHNEIDER, S. E.; HUCHRA, J. P. The 2MASS Large Galaxy Atlas. **Astronomical Journal**, v. 125, p. 525–554, February 2003.
- [44] JEANS, J. H. The motions of stars in a Kapteyn universe. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 82, p. 122–132, January 1922.
- [45] KORMENDY, J. A critical review of stellar-dynamical evidence for black holes in galaxy nuclei. In: THE NEAREST ACTIVE GALAXIES, Beckman, J.; Colina, L.; Netzer, H., editores, p. 197–218, January 1993.
- [46] KORMENDY, J.; HO, L. C. Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 51, p. 511–653, August 2013.
- [47] KORMENDY, J.; RICHTSTONE, D. Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 33, p. 581, 1995.
- [48] KRAJNOVIĆ, D.; MCDERMID, R. M.; CAPPELLARI, M.; DAVIES, R. L. Determination of masses of the central black holes in NGC 524 and 2549 using laser

guide star adaptive optics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 399, p. 1839–1857, November 2009.

- [49] LÜTZGENDORF, N.; GUALANDRIS, A.; KISSLER-PATIG, M.; GEBHARDT, K.; BAUMGARDT, H.; NOYOLA, E.; KRUIJSSEN, J. M. D.; JALALI, B.; DE ZEEUW, P. T.; NEUMAYER, N. High-velocity stars in the cores of globular clusters: the illustrative case of NGC 2808. **Astronomy and Astrophysics**, v. 543, p. A82, July 2012a.
- [50] LÜTZGENDORF, N.; KISSLER-PATIG, M.; GEBHARDT, K.; BAUMGARDT, H.; NOYOLA, E.; JALALI, B.; DE ZEEUW, P. T.; NEUMAYER, N. Central kinematics of the globular cluster NGC 2808: upper limit on the mass of an intermediate-mass black hole. **Astronomy and Astrophysics**, v. 542, p. A129, June 2012b.
- [51] LÜTZGENDORF, N.; KISSLER-PATIG, M.; NOYOLA, E.; JALALI, B.; DE ZEEUW, P. T.; GEBHARDT, K.; BAUMGARDT, H. Kinematic signature of an intermediate-mass black hole in the globular cluster NGC 6388. **Astronomy and Astrophysics**, v. 533, p. A36, September 2011.
- [52] MACCHETTO, F.; MARCONI, A.; AXON, D. J.; CAPETTI, A.; SPARKS, W.; CRANE, P. The Supermassive Black Hole of M87 and the Kinematics of Its Associated Gaseous Disk. **Astrophysical Journal**, v. 489, p. 579, November 1997.
- [53] MAGORRIAN, J.; TREMAINE, S.; RICHTSTONE, D.; BENDER, R.; BOWER, G.; DRESSLER, A.; FABER, S. M.; GEBHARDT, K.; GREEN, R.; GRILLMAIR, C.; KORMENDY, J.; LAUER, T. The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers. **Astronomical Journal**, v. 115, p. 2285–2305, June 1998.
- [54] MARCONI, A.; HUNT, L. K. The Relation between Black Hole Mass, Bulge Mass, and Near-Infrared Luminosity. **Astrophysical Journal Letters**, v. 589, p. L21–L24, May 2003.
- [55] MCCONNELL, N. J.; MA, C.-P.; GEBHARDT, K.; WRIGHT, S. A.; MURPHY, J. D.; LAUER, T. R.; GRAHAM, J. R.; RICHTSTONE, D. O. Two ten-billion-solar-mass black holes at the centres of giant elliptical galaxies. **Nature**, v. 480, p. 215–218, December 2011.

- [56] MCCONNELL, N. J.; MA, C.-P.; MURPHY, J. D.; GEBHARDT, K.; LAUER, T. R.; GRAHAM, J. R.; WRIGHT, S. A.; RICHTSTONE, D. O. Dynamical Measurements of Black Hole Masses in Four Brightest Cluster Galaxies at 100 Mpc. **ArXiv e-prints**, March 2012.
- [57] MEDLING, A. M.; AMMONS, S. M.; MAX, C. E.; DAVIES, R. I.; ENGEL, H.; CANALIZO, G. Mass of the Southern Black Hole in NGC 6240 from Laser Guide Star Adaptive Optics. **Astrophysical Journal**, v. 743, p. 32, December 2011.
- [58] MERRITT, D.; FERRARESE, L. The M_{\bullet} - σ Relation for Supermassive Black Holes. **Astrophysical Journal**, v. 547, p. 140–145, January 2001.
- [59] 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**, v. 373, p. 127–129, January 1995.
- [60] NAAB, T.; JOHANSSON, P. H.; OSTRIKER, J. P. Minor Mergers and the Size Evolution of Elliptical Galaxies. **Astrophysical Journal Letters**, v. 699, p. L178–L182, July 2009.
- [61] NAGAI, R.; MIYAMOTO, M. A family of self-gravitating stellar systems with axial symmetry. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 28, p. 1–17, 1976.
- [62] ONKEN, C. A.; FERRARESE, L.; MERRITT, D.; PETERSON, B. M.; POGGE, R. W.; VESTERGAARD, M.; WANDEL, A. Supermassive Black Holes in Active Galactic Nuclei. II. Calibration of the Black Hole Mass-Velocity Dispersion Relationship for Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, v. 615, p. 645–651, November 2004.
- [63] ONKEN, C. A.; VALLURI, M.; BROWN, J. S.; MCGREGOR, P. J.; PETERSON, B. M.; BENTZ, M. C.; FERRARESE, L.; POGGE, R. W.; VESTERGAARD, M.; STORCHI-BERGMANN, T.; RIFFEL, R. A. The Black Hole Mass of NGC 4151. II. Stellar Dynamical Measurement from Near-infrared Integral Field Spectroscopy. **Astrophysical Journal**, v. 791, p. 37, August 2014.

- [64] PASTORINI, G.; MARCONI, A.; CAPETTI, A.; AXON, D. J.; ALONSO-HERRERO, A.; ATKINSON, J.; BATCHELDOR, D.; CAROLLO, C. M.; COLLETT, J.; DRESSEL, L.; HUGHES, M. A.; MACCHETTO, D.; MACI-EJEWSKI, W.; SPARKS, W.; VAN DER MAREL, R. Supermassive black holes in the Sbc spiral galaxies NGC 3310, NGC 4303 and NGC 4258. **Astronomy and Astrophysics**, v. 469, p. 405–423, July 2007.
- [65] PENG, C. Y. How Mergers May Affect the Mass Scaling Relation between Gravitationally Bound Systems. **Astrophysical Journal**, v. 671, p. 1098–1107, December 2007.
- [66] PETERSON, B. M. Reverberation mapping of active galactic nuclei. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 105, p. 247–268, March 1993.
- [67] PIERCE, M.; BRODIE, J. P.; FORBES, D. A.; BEASLEY, M. A.; PROCTOR, R.; STRADER, J. Evolutionary history of the elliptical galaxy NGC 1052. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 358, p. 419–431, April 2005.
- [68] QUILLEN, A. NICMOS Snap Shot Survey of Early-Type Galaxies. HST Proposal, July 1997.
- [69] RIFFEL, R. A.; STORCHI-BERGMANN, T. Compact molecular disc and ionized gas outflows within 350 pc of the active nucleus of Mrk 1066. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 411, p. 469–486, February 2011.
- [70] RIFFEL, R. A.; STORCHI-BERGMANN, T.; WINGE, C. Feeding versus feedback in AGNs from near-infrared IFU observations: the case of Mrk 79. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 430, p. 2249–2261, April 2013.
- [71] 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. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 385, p. 1129–1142, April 2008.

- [72] RIFFEL, R. A.; VALE, T. B.; STORCHI-BERGMANN, T.; MCGREGOR, P. J. Feeding versus feedback in NGC 1068 probed with Gemini NIFS - I. Excitation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 442, p. 656–669, July 2014.
- [73] SATOH, C. Dynamical Models of Axisymmetric Galaxies and Their Applications to the Elliptical Galaxy NGC4697. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, v. 32, p. 41, 1980.
- [74] SCHWARZSCHILD, M. A numerical model for a triaxial stellar system in dynamical equilibrium. **Astrophysical Journal**, v. 232, p. 236–247, August 1979.
- [75] SCOVILLE, N. Dust Embedded Blackholes/agn in Nearby Galaxies. In: HST PROPOSAL, p. 7230, December 1997.
- [76] SETH, A.; CAPPELLARI, M.; NEUMAYER, N.; CALDWELL, N.; BASTIAN, N.; OLSEN, K.; BLUM, R.; DEBATTISTA, V. P.; MCDERMID, R.; PUZIA, T.; STEPHENS, A. Nuclear Star Clusters & Black Holes. In: AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS CONFERENCE SERIES, Debattista, V. P.; Popescu, C. C., editores, v. 1240 of **American Institute of Physics Conference Series**, p. 227–230, June 2010.
- [77] SETH, A. C.; VAN DEN BOSCH, R.; MIESKE, S.; BAUMGARDT, H.; BROK, M. D.; STRADER, J.; NEUMAYER, N.; CHILINGARIAN, I.; HILKER, M.; MCDERMID, R.; SPITLER, L.; BRODIE, J.; FRANK, M. J.; WALSH, J. L. A supermassive black hole in an ultra-compact dwarf galaxy. **Nature**, v. 513, p. 398–400, September 2014.
- [78] SHAPIRO, K. L.; CAPPELLARI, M.; DE ZEEUW, T.; MCDERMID, R. M.; GEBHARDT, K.; VAN DEN BOSCH, R. C. E.; STATLER, T. S. The black hole in NGC 3379: a comparison of gas and stellar dynamical mass measurements with HST and integral-field data. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 370, p. 559–579, August 2006.
- [79] SIOPIS, C.; GEBHARDT, K.; LAUER, T. R.; KORMENDY, J.; PINKNEY, J.; RICHSTONE, D.; FABER, S. M.; TREMAINE, S.; ALLER, M. C.; BENDER, R.; BOWER, G.; DRESSLER, A.; FILIPPENKO, A. V.; GREEN, R.; HO, L. C.; MAGORRIAN, J. A Stellar Dynamical Measurement of the Black Hole Mass

- in the Maser Galaxy NGC 4258. **Astrophysical Journal**, v. 693, p. 946–969, March 2009.
- [80] SPRINGEL, V.; DI MATTEO, T.; HERNQUIST, L. Black Holes in Galaxy Mergers: The Formation of Red Elliptical Galaxies. **Astrophysical Journal Letters**, v. 620, p. L79–L82, February 2005.
- [81] STORCHI-BERGMANN, T. The co-evolution of galaxies and supermassive black holes in the near Universe. **ArXiv e-prints**, March 2014.
- [82] STORCHI-BERGMANN, T.; LOPES, R. D. S.; MCGREGOR, P. J.; RIFFEL, R. A.; BECK, T.; MARTINI, P. Feeding versus feedback in NGC4151 probed with Gemini NIFS - II. Kinematics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 402, p. 819–835, February 2010.
- [83] STORCHI-BERGMANN, T.; MCGREGOR, P. J.; RIFFEL, R. A.; SIMÕES LOPES, R.; BECK, T.; DOPITA, M. Feeding versus feedback in NGC4151 probed with Gemini NIFS - I. Excitation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 394, p. 1148–1166, April 2009.
- [84] TONRY, J. L.; DRESSLER, A.; BLAKESLEE, J. P.; AJHAR, E. A.; FLETCHER, A. B.; LUPPINO, G. A.; METZGER, M. R.; MOORE, C. B. The SBF Survey of Galaxy Distances. IV. SBF Magnitudes, Colors, and Distances. **Astrophysical Journal**, v. 546, p. 681–693, January 2001.
- [85] 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. **Astrophysical Journal**, v. 574, p. 740–753, August 2002.
- [86] VAN DEN BOSCH, R. C. E.; GEBHARDT, K.; GÜLTEKIN, K.; VAN DE VEN, G.; VAN DER WEL, A.; WALSH, J. L. An over-massive black hole in the compact lenticular galaxy NGC 1277. **Nature**, v. 491, p. 729–731, November 2012.

- [87] VAN DER MAREL, R. P.; CRETTON, N.; DE ZEEUW, P. T.; RIX, H.-W. Improved Evidence for a Black Hole in M32 from HST/FOS Spectra. II. Axisymmetric Dynamical Models. **Astrophysical Journal**, v. 493, p. 613, January 1998.
- [88] VAN DER MAREL, R. P.; VAN DEN BOSCH, F. C. Evidence for a $3 \times 10^8 M_{\odot}$ Black Hole in NGC 7052 from Hubble Space Telescope Observations of the Nuclear Gas Disk. **Astronomical Journal**, v. 116, p. 2220–2236, November 1998.
- [89] 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. **Astronomical Journal**, v. 120, p. 1221–1237, September 2000.
- [90] WEAVER, K. A.; WILSON, A. S.; HENKEL, C.; BRAATZ, J. A. X-Ray Emission from the Prototypical LINER Galaxy NGC 1052. **Astrophysical Journal**, v. 520, p. 130–136, July 1999.
- [91] 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. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 185, p. 186–197, November 2009.

Rotinas Computacionais Usadas

Na realização deste trabalho foram usadas as seguintes rotinas computacionais desenvolvidas pelo professor Michele Cappellari da universidade de Oxford:

- **Penalized Pixel-Fitting (pPXF)**

Disponível no endereço eletrônico:

http://www-astro.physics.ox.ac.uk/mxc/software/ppxf_2015-02-05.zip

- **The MGE_FIT_SECTORS package.**

Disponível no endereço eletrônico:

http://www-astro.physics.ox.ac.uk/mxc/software/mge_fit_sectors_2014-02-14.zip

- **The JAM modelling method**

Disponível no endereço eletrônico:

http://www-astro.physics.ox.ac.uk/mxc/software/jam_modelling_2012-05-28.zip

Dados cinemáticos para NGC 4258

Por NGC 4258 ser uma das poucas galáxias que permitem a determinação da massa do BNS em seu núcleo através de métodos diferentes, foi solicitado pelo *referee* que a tabela com as medidas da cinemática estelar fosse disponibilizada como material publicado somente *on-line*. Esta tabela contém noventa páginas, abaixo apresentamos como exemplo a primeira página da tabela.

This file contains the stellar kinematics measures of the galaxy NGC 4258 obtained with the GEMINI/NIFS instrument and using the pPXF method described in the article.

column 1: x' coordinate of the bin in [arcsec].

column 2: y' coordinate of the bin in [arcsec].

column 3: Centroid velocity at the position (x' , y') in [km/s].

column 4: Error in the centroid velocity at the position (x' , y') in [km/s].

column 5: Velocity dispersion at the position (x' , y') in [km/s] in [km/s].

column 6: Error in the velocity dispersion at the position (x' , y') in [km/s].

column 7: V_{rms} at the position (x' , y') in [km/s].

column 8: Error in the V_{rms} at the position (x' , y') in [km/s].

column 9: Symmetrized V_{rms} at the position (x' , y') in [km/s].

-1.30	-1.30	-34.01	7.56	100.34	11.46	105.95	11.13	104.08
-1.30	-1.25	-33.59	5.86	79.72	11.73	86.51	11.05	98.08
-1.30	-1.20	-34.19	5.11	71.65	9.59	79.39	8.93	96.36
-1.30	-1.15	-34.12	4.78	80.39	10.75	87.33	10.07	98.86
-1.30	-1.10	-31.66	4.32	102.88	9.92	107.64	9.57	104.76
-1.30	-1.05	-30.23	3.91	110.90	7.49	114.95	7.30	108.33
-1.30	-1.00	-35.78	4.15	107.43	6.32	113.23	6.14	107.97
-1.30	-0.95	-42.25	4.39	102.14	5.34	110.54	5.21	106.87
