

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Acreção a Buracos Negros Supermassivos no Universo Presente*

Rodrigo S. Nemmen

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

Porto Alegre

Junho, 2009

*Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

Para os meus pais.
Vocês foram essenciais para eu chegar até aqui.

Agradecimentos

A sensação de chegar no final da trajetória do doutorado é um tanto surreal. É um caminho enriquecedor e árduo. A tarefa de avançar na compreensão racional do universo, de transformar o deslumbramento perante a complexidade do cosmos em ciência, exige uma imensa dedicação! Inúmeros desafios pairam no meio do caminho. A orientação das pessoas certas é imprescindível para não se perder no meio desse caminho. Assim como o valor da família e das pessoas queridas.

Agradeço primeiramente à Prof^a. Thaisa, pela confiança depositada no meu trabalho, e pela orientação e conselhos sempre necessários. Com ela tive um exemplo inspirador de pesquisadora.

Aos professores do Instituto de Física da UFRGS, que com a sua dedicação inspiram os cientistas de amanhã, em particular a Ruth (eterna inspiradora), Cláudio (grande exemplo de professor), Alba (sempre atenciosa com os seus “meninos”) e Ziebell.

Aos professores e funcionários do Departamento de Astronomia. Vocês tornam o ambiente de pesquisa no departamento extremamente agradável!

I am grateful to my international collaborators: Mike Eracleous, for his hospitality and guidance during my stay at Penn State; Arif Babul and Richard Bower, for their guidance and hospitality during my visit to Durham; Feng Yuan, for kindly providing the code to compute the SEDs used in chapter 3, and for his hospitality during my visit to Shanghai. Agradeço também ao Prof. Mike Brotherton, pela amizade e inúmeros conselhos, que foram particularmente importantes durante a minha época de “caça ao pósdoc”.

Aos vários amigos, colegas e ex-colegas da UFRGS, em particular Tibério, Rogério, Rogemar, Karen, Leandro, Fausto, Luzi, Irapa, Jules, David, Zé (aka Jose), Eduardo “Hacker”, Guilherme e muitos outros que não citei, mas que foram igualmente importantes. As conversas descontraídas (que muitas vezes acabavam em bandalheira) e discussões científicas – regadas a muito chimarrão e café – foram essenciais. Aos atuais e ex-companheiros da M205: Salete, Ismael, Aninha, Basso, Dina, Marcelaço, Marla, Cris, Mattei, Kelly. Grandes companheiros de batalha!

Aos amigos cogumelistas: pcmxms, e2m e Rafael! Krerley, Marcela, Tutu e Aline: uma hora destas eu apareço por aí!

Penn State buddies, State College was awesome because of you guys! My thanks to Helene (wee!), Steve (“eat proteins!”), Cristian (anger management!), Nic, James (“aye!”), Jian, Nino, Alina, Juan, Brian, Rajal, Maggie, Brendan and many others...

Expresso o meu grande apreço à Grazi. Guria, tu te tornaste uma presença indispensável! Teu apoio, encorajamento e compreensão foram uma grande fonte de motivação e me ajudaram *muito* durante a “finaleira” da tese!

Agradeço ao governo federal pela oportunidade de ter uma formação de qualidade e *gratuita* na UFRGS, bem como às agências de fomento CNPq e CAPES. Agradeço também ao suporte do programa Alfa-LENAC, promovido pelo governo europeu.

Não posso deixar de mencionar a minha estima pelos programadores que disponibilizam os seus programas gratuitamente para o uso público (e.g., *Linux*, *OpenOffice* e inumeráveis outros exemplos), e à *Cornell University* por manter em operação o banco de dados de artigos *arXiv.org*. Vocês prestam um serviço inestimável para os cientistas dos países em desenvolvimento.

Finalmente, gostaria de agradecer especialmente aos meus pais, Nayme e Leandro, sempre atenciosos e de inestimável ajuda nas horas mais difíceis. A importância de vocês na minha vida não pode ser expressa em um punhado de palavras. O meu abraço em breve vai dizer tudo. Agradecimento à minha mana Dani e toda a minha família, pelo carinho e suporte!

Rodrigo S. Nemmen

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Junho 2009

Resumo

Há evidências contundentes de que uma parcela significativa das galáxias no universo presente hospedam buracos negros supermassivos que acretam gás a baixas taxas. Tal acreção origina os núcleos ativos de baixa luminosidade (LLAGNs), que constituem a população dominante de AGNs nas galáxias próximas. O objetivo deste trabalho é elucidar a natureza da fonte central dos LLAGNs, comparando diversos vínculos observacionais com as previsões de modelos para o processo de acreção. Para este fim, adotamos o modelo de escoamento acretivo favorecido para buracos negros “subalimentados”, o ADAF (*advection-dominated accretion flow*), que possui baixa eficiência radiativa ao contrário do disco de acreção fino que ocorre nos quasares distantes.

Analisamos dois modelos físicos para a produção dos jatos nos ADAFs, nos quais a potência dos jatos depende do spin do buraco negro – o modelo de Blandford-Znajek e o modelo híbrido proposto por Meier – incorporando efeitos de relatividade geral. A nossa análise indica que a potência do jato é uma fração significativa da energia de repouso associada à massa acretada, quando o spin do buraco negro é alto. Aplicamos tais modelos a galáxias elípticas gigantes que hospedam LLAGNs e obtemos que os modelos explicam a natureza da correlação observada entre a taxa de acreção de Bondi e a potência do jato. Nossos resultados indicam que os buracos negros centrais nas galáxias elípticas próximas devem estar rotando rapidamente ($a/M > 0.9$).

Nós modelamos as distribuições espectrais de energia (SEDs) de um conjunto de 17 LINERs (low ionization emission-line region). A partir da nossa modelagem, concluímos que a natureza das fontes centrais dos LINERs pode ser interpretada com sucesso no contexto do modelo ADAF, com a contribuição da emissão de um jato relativístico. Nossos resultados indicam que os LLAGNs produzem jatos intensos, nos quais a potência cinética é maior que a luminosidade bolométrica. O seguinte cenário físico é favorecido para a origem da emissão nuclear dos LINERs. A emissão rádio ($\lambda > 1$ mm) origina-se da radiação síncrotron do jato; no intervalo 1 mm - 100 μ m, a emissão é dominada pela radiação síncrotron do ADAF; no intervalo 10 μ m - 1 μ m, a radiação provém da emissão térmica do disco fino truncado. Dada a incerteza atual no conhecimento sobre a física dos plasmas nos ADAFs e jatos, diferentes cenários físicos são possíveis para explicar a origem da emissão raios X em LLAGNs: o ADAF, o jato ou uma combinação de ambos.

Apresentamos também uma nova implementação do *feedback* devido aos jatos dos AGNs em simulações da formação de galáxias. Consideramos dois regimes de acreção dependendo da taxa de acreção: disco fino padrão e ADAF; apenas os ADAFs são responsáveis pela produção de jatos intensos. A nossa metodologia para o *feedback* foi implementada para simular a coevolução entre o buraco negro central e a sua galáxia hospedeira. Obtemos que para $z > 1$ o AGN é relativamente brilhante (acreção via disco fino) em relação à galáxia e produz jatos fracos. Para $z < 1$, a falta de gás para alimentar o buraco negro central faz com que o AGN torne-se praticamente “invisível” (acreção via ADAF) e a galáxia torna-se uma galáxia disco hospedando um LLAGN. Neste estágio, a produção de jatos intensos suprime parte da formação estelar na galáxia e regula a acreção de gás ao centro, criando ciclos de atividade do buraco negro central, onde há períodos em que a galáxia é inativa como a Via Láctea. As propriedades da galáxia simulada e da sua atividade nuclear estão em amplo acordo com as propriedades inferidas de observações.

Abstract

There is compelling evidence that a significant fraction of the present-day galaxies host supermassive black holes, which are accreting gas at low rates. The accretion onto these black holes originates the low-luminosity active galactic nuclei (LLAGNs), which constitute the dominant population of AGNs in nearby galaxies. Our goal in this thesis is to explain the nature of the central engines of LLAGNs, by comparing models for the black hole accretion with different observations. To this end, we adopt the accretion model favored for “underfed” black holes, the advection-dominated accretion flow (ADAF), which has a low radiative efficiency unlike the standard thin accretion disks that explain distant quasars.

We investigate two physical models for the jet production from ADAFs, in which the jet power is a function of the black hole spin – the classical Blandford–Znajek model and a hybrid model developed by Meier – accounting for relativistic effects. Our analysis indicates that when the black hole spin is high, the jet power is a significant fraction of the energy associated with the rest mass of material accreting onto the black hole. We apply these models to giant elliptical galaxies hosting LLAGNs, and obtain that the models can explain the observed correlation between the Bondi accretion rates and the jet powers. Our results indicate that the central black holes in elliptical galaxies are rapidly spinning ($a/M > 0.9$).

We model the spectral energy distributions (SEDs) of a sample of 17 LINERs (low ionization emission-line regions). Our modeling shows that the observed SEDs are explained by ADAFs associated with relativistic jets, and that LLAGNs produce powerful jets for which the kinetic power exceeds the bolometric luminosity. The following physical scenario is favored to explain the nature of the nuclear emission of LINERs. The radio emission ($\lambda > 1$ mm) is originated in the jet synchrotron radiation; in the wavelength range 1 mm - 100 μm , the emission is dominated by the ADAF synchrotron radiation; over the range 10 μm - 1 μm , the main source of light is the thermal emission of the truncated thin disk. Given the uncertainties currently affecting our knowledge of the plasma physics of ADAFs and jets, different scenarios are possible to explain the origin of X-rays in LLAGNs: the ADAF, the jet or a combination of both.

Finally, we present a new implementation of feedback due to black holes in simulations of galaxy formation. The novelty of our approach is that we consider two distinct accretion modes depending on the black hole accretion rate: thin accretion disks and ADAFs, the latter mode being able to produce powerful jets, which are a source of feedback. This prescription for the AGN feedback was incorporated in a cosmological simulation to investigate the interplay between galaxies and their central black holes during the formation of a disc galaxy. We find that for $z > 1$ the AGN is relatively bright (thin disk regime) compared to the galaxy and produces weak jets. For $z < 1$ the accretion rate onto the central black hole drops, the AGN is almost invisible (ADAF regime) and the galaxy becomes a disc galaxy hosting a LLAGN. At this point, the AGN feedback becomes efficient and suppresses star formation, regulating the mass accretion onto the black hole. As a result, the LLAGN has an “on-off” cycle of activity, in which the “off” phase corresponds to an inactive galaxy as our Milky Way. Several properties of the simulated galaxy and its nuclear activity are in broad agreement with observations.

Sumário

Agradecimentos	ii
Sumário	vi
Lista de Tabelas	ix
Lista de Figuras	x
Lista de Abreviaturas	xii
1 Introdução	1
1.1 Os quasares no universo distante	3
1.2 Os AGNs de baixa luminosidade no universo presente	6
1.3 O reservatório de gás disponível na região central das galáxias locais	8
1.4 Modos de acreção nos buracos negros	11
1.5 Os ADAFs e a produção de jatos relativísticos	18
1.6 Objetivo	20
2 Extrema rotação dos buracos negros em AGNs	23
2.1 Introdução	23
2.2 Escoamento acretivo: ADAF	29
2.3 O modelo de Blandford-Znajek	33
2.4 O modelo híbrido	35
2.5 Propriedades básicas dos modelos	36
2.6 A correlação empírica $\dot{M} - P_{\text{jato}}$	39
2.7 Implicações para o spin dos buracos negros e taxas de acreção	41
2.8 Discussão	49
2.8.1 Reconsiderando as estimativas de P_{jato}	49
2.8.2 Reconsiderando os modelos ADAF: o efeito dos ventos	50
2.8.3 Comparação com estimativas anteriores da eficiência do jato	52
2.8.4 Sumário do capítulo e contextualização	53

3	A distribuição espectral de energia dos LINERs	57
3.1	A amostra de LINERs	58
3.2	Modelos para o espectro contínuo dos AGNs de baixa luminosidade	61
3.2.1	ADAF	61
3.2.2	Disco fino truncado	63
3.2.3	Jato	63
3.2.4	Escolha dos parâmetros e efeito destes nos espectros	64
3.3	Resultados: modelagem das SEDs	70
3.3.1	M81 (NGC 3031)	71
3.3.2	NGC 3998	78
3.3.3	M87 (NGC 4486)	83
3.3.4	NGC 4594 (Sombbrero)	86
3.3.5	Relações entre a acreção e ejeção da amostra	89
3.4	Discussão	100
4	Impacto dos jatos em simulações cosmológicas	109
4.1	Introdução	109
4.2	Modelo de formação estelar e <i>feedback</i> devido a supernovas	111
4.3	Produção dos jatos e AGN <i>feedback</i>	113
4.3.1	Buracos negros “sementes”	113
4.3.2	Acreção de massa	113
4.3.3	Produção dos jatos	114
4.4	Condições iniciais e parâmetros cosmológicos	116
4.5	Resultados	117
4.5.1	Comparação entre simulações com e sem <i>feedback</i> do AGN	117
4.5.2	Importância relativa do AGN	123
4.6	Discussão	124
5	Conclusões	126
	Apêndice A Cálculo do espectro do escoamento	131
A.1	Disco fino “truncado”	132
A.2	ADAF	134
A.2.1	Equações básicas	134
A.2.2	Condições de contorno	137
A.2.3	Cálculo do espectro	138
A.3	Jato	139
	Apêndice B Ajustes das SEDs dos LINERs	144

Apêndice C Artigos publicados	154
Referências Bibliográficas	155

Lista de Tabelas

2.1	Principais quantidades que caracterizam as galáxias elípticas estudadas por Allen et al. (2006)	41
3.1	Amostra de galáxias do Grupo A	59
3.2	Amostra de galáxias do Grupo B	60
3.3	Parâmetros utilizados na modelagem das SEDs de M81, NGC 3998, M87 e NGC 4594	108
B.1	Parâmetros utilizados no ajuste das SEDs dos LINERs (grupo A)	145
B.2	Parâmetros utilizados no ajuste das SEDs dos LINERs (grupo B)	146

Lista de Figuras

1.1	Distribuição espectral de energia média dos quasares e LLAGNs	4
1.2	Evolução da densidade espacial de quasares em função do redshift	5
1.3	Distribuições de L_{bol} e $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ para os LLAGNs	6
1.4	Ilustração dos regimes de escoamento acretivo e sua dependência com \dot{M}	14
1.5	Distribuições de L_{bol} e $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ para os LLAGNs	16
1.6	Cenário físico para os LLAGNs: ADAF, disco fino e jato	21
2.1	Observações de jatos na galáxia M87 e no aglomerado de galáxias Hydra A	25
2.2	Configurações das linhas de campo magnético capazes de fornecer energia para os jatos	28
2.3	Dependência com o spin j do raio interno do disco de acreção	33
2.4	Variação com j do fator de intensificação g dos campos magnéticos devido a <i>frame-dragging</i>	34
2.5	Potência do jato obtida dos modelos de Blandford-Znajek e do modelo híbrido como função do spin do buraco negro	37
2.6	Comparação dos nossos resultados com simulações numéricas relativísticas MHD	38
2.7	Exemplos de imagens em raios X e contornos rádio mostrando os jatos e bolhas estudados por Allen et al. (2006)	41
2.8	Correlação empírica entre a taxa de Bondi e a potência do jato para as galáxias elípticas estudadas por Allen et al. (2006)	42
2.9	Relação entre os parâmetros η_{jet} e ϵ_{Bondi} que reproduz a correlação $\dot{M}_{\text{Bondi}} - P_{\text{jet}}$	45
2.10	Intervalo de valores para os parâmetros ϵ_{Bondi} e j a partir dos modelos de jato, que reproduzem a correlação $\dot{M}_{\text{Bondi}} - P_{\text{jet}}$	47
3.1	Efeito da variação do parâmetro \dot{M}_{out} no espectro do escoamento acretivo	66
3.2	Efeito do vento no espectro do ADAF	66
3.3	Efeito do parâmetro δ no espectro do ADAF	67
3.4	Efeito do parâmetro \dot{M}_{jet} no espectro do jato	68
3.5	Efeito do parâmetro p no espectro do jato	69

3.6	Modelo para a SED de M81 (ADAF domina raios X)	73
3.7	Espectro do ADAF para $\delta = 0.3$ (M81)	74
3.8	Modelo para a SED de M81 (jato domina raios X)	75
3.9	Modelo para a SED de M81 usando parâmetros da Sgr A*	76
3.10	Cenário para a fonte central em LLAGNs com “duplo pico”	77
3.11	Modelo para a SED de NGC 3998 (ADAF domina raios X)	79
3.12	Modelo para a SED de NGC 3998 (ADAF domina raios X)	80
3.13	Modelo para a SED de NGC 3998 (jato domina raios X)	81
3.14	Modelo para a SED de NGC 3998 usando parâmetros da Sgr A*	82
3.15	Modelo ADX para a SED de M87	84
3.16	Modelo JDX para a SED de M87	85
3.17	Modelo MW para a SED de M87	86
3.18	Modelo ADX para a SED de NGC 4594 ($r_{\text{tr}} = 10^4$)	87
3.19	Modelo ADX para a SED de NGC 4594 ($r_{\text{tr}} = 300$)	88
3.20	Modelo JDX (MW) para a SED de NGC 4594	88
3.21	“Plano fundamental dos buracos negros” de Merloni et al. (2003)	90
3.22	LINERs da nossa amostra e o plano fundamental dos buracos negros	91
3.23	Relação entre $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ e \dot{m}_{in}	93
3.24	Relação entre $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ e P_{jet}	95
3.25	Relações $\dot{m} - P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}}$, $\dot{m} - \dot{m}_{\text{jet}}$	98
3.26	Relação entre Γ e δ prevista pelo modelo ADAF	104
3.27	Comparação entre a previsão de Yuan & Cui (2005) e a nossa amostra	106
4.1	<i>Snapshots</i> da simulação com <i>feedback</i> dos buracos negros	118
4.2	Distribuição das estrelas na galáxia	119
4.3	Perfis de brilho superficial da galáxia	120
4.4	História de formação estelar	121
4.5	Evolução temporal da massa do buraco negro central e \dot{m}	122
4.6	Evolução temporal da luminosidade bolométrica e da potência de <i>feedback</i>	125
A.1	Espectro esquemático de um disco fino ao redor de um buraco negro	134
A.2	Espectro esquemático de um ADAF ao redor de um buraco negro	140
A.3	Ilustração da estrutura do jato	142
A.4	Espectro esquemático do jato	143

Lista de Abreviaturas

A06 Allen et al. (2006)	LLAGN low-luminosity AGN
ADAF advection-dominated accretion flow	M07 Merloni & Heinz (2007)
ADIOS adiabatic inflow-outflow solution	MHD magnetohidrodinâmica
ADX ADAF-dominated in X-rays	MRI magnetorotational instability
AGN active galactic nucleus	MS marginally stable (radius)
ASCA Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics	MW Milky Way (Sgr A*)
BP Blandford-Payne	PCM Punsly-Coroniti-Meier
BZ Blandford-Znajek	QS quiescent state (X-ray binary)
IR infravermelho	QSO quasi-stellar object (quasar)
IS intermediate state (X-ray binary)	RIAF radiatively inefficient accretion flow
ISCO innermost stable circular orbit	SED spectral energy distribution
GRB gamma-ray burst	SNE supernovae
HS hard state (X-ray binary)	TS thermal state (X-ray binary)
HST Hubble Space Telescope	UV ultravioleta
JDX jet-dominated in X-rays	VLA Very Large Array
LINER low ionization emission-line region	XR X-ray binary
	Y09 Yuan et al. (2009)

Capítulo 1

Introdução

The universe, as far as we can observe it, is a wonderful and immense engine.

George Santayana, in “The Life of Reason”, 1905

Os núcleos ativos de galáxias (AGNs, de *active galactic nuclei*) estão entre os objetos astronômicos mais espetaculares que podemos observar. As luminosidades típicas emitidas situam-se entre $\sim 10^{38}$ para os AGNs menos luminosos, até $\sim 10^{48}$ erg s⁻¹ para os mais luminosos. Isto significa que a energia emitida por esses objetos pode chegar a ser $\sim 10^4$ vezes maior que a emissão de uma galáxia típica, enquanto que o volume ocupado pelos AGNs é $\sim 10^{30}$ vezes menor que o volume da galáxia hospedeira, de forma que essa intensa emissão de energia provém de volumes bastante reduzidos. O intervalo de frequências em que os AGNs irradiam abrange desde o rádio até raios gama, cobrindo mais de 20 ordens de magnitude na frequência, o que faz com que a radiação desses objetos seja detectável com uma vasta gama de instrumentos astronômicos. A velocidade do material emissor, inferida a partir da largura das linhas de emissão na chamada região de linhas largas, pode superar 10^4 km s⁻¹, chegando a velocidades relativísticas. Estes aspectos por si só revelam a natureza extrema desses astros, que constituem um tópico de intenso estudo astronômico e astrofísico.

Em 1908, durante o seu trabalho de doutorado, Edward Fath obteve a primeira evidência de que as galáxias possuem núcleos compactos, através da observação das intensas linhas de emissão do núcleo da galáxia ativa NGC 1068. Naquela época não se tinha noção da diferenciação entre galáxias normais e ativas, e a descoberta de Fath antecedeu as medidas das distâncias até outras galáxias realizadas por Edwin Hubble e anunciadas em 1925. Passaram-se mais 30 anos até que Carl Seyfert reconheceu em 1943 uma classe distinta de galáxias cujos núcleos são extremamente brilhantes e compactos, cujo nome posteriormente foi cunhado de galáxias Seyfert. Em meados da década de 60, com a compilação do catálogo de fontes em rádio 3C (3rd Cambridge), descobriu-se ainda uma outra classe de galáxias

localizadas a grandes distâncias ($z \gtrsim 1$) com núcleos compactos ainda mais brilhantes que as galáxias Seyferts, os quasares. A palavra quasar origina-se da sigla QRS (*quasi-stellar radio source*), que era a classificação dada a esses objetos nos anos que seguiram a sua descoberta. Nas décadas que se seguiram, várias diferentes classes de núcleos ativos foram descobertas, formando um verdadeiro “zoológico” que reflete a maneira como os astrônomos tendem a nomear novas classes de astros, incluindo quasares *radio-loud* e *radio-quiet*, rádio galáxias FR I e FR II, objetos BL Lac, Seyferts dos tipos I e II, *narrow-line* Seyferts do tipo I e LINERs (para uma descrição da rica história da descoberta dos AGNs e as propriedades destas diferentes classes, ver Peterson 1997, Krolik 1999, Collin 2006).

Os primeiros passos no caminho que leva à explicação da natureza física dos AGNs foram dados em 1964 pelos astrofísicos Yakov Zeldovich, Edwin Salpeter e Donald Lynden-Bell (Salpeter, 1964, Lynden-Bell, 1969), que independentemente sugeriram que o acréscimo de gás a buracos negros supermassivos poderia ser a principal fonte de energia dos então recém-descobertos quasares (Rees, 1984). Nos anos que seguiram a proposta de Zeldovich, Salpeter & Lynden-Bell, intenso trabalho teórico foi feito na tentativa de formular um modelo físico detalhado de como ocorreria a acreção de gás a objetos compactos, culminando nos trabalhos clássicos de Pringle & Rees (1972), Shakura & Sunyaev (1973), no qual esses astrofísicos propuseram que uma forma plausível para o acréscimo de matéria é através de um disco cujo material espirala em direção ao astro acretante e a energia gravitacional do gás é convertida em radiação com uma alta eficiência, implicando a emissão de quantidades copiosas de energia. Desde então, grandes avanços têm sido feitos na compreensão da natureza física do escoamento acretivo aos buracos negros, do mecanismo de transporte de momentum angular no escoamento e dos processos radiativos envolvidos (e.g., Blandford 1990, Krolik 1999, Frank et al. 2002, Narayan & Quataert 2005).

O paradigma para a natureza física dos AGNs consiste de um buraco negro supermassivo (massa no intervalo $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$) nos centros das galáxias hospedeiras, que é rodeado por um escoamento acretivo (também chamado comumente de disco de acreção, embora a forma do escoamento não seja necessariamente discoidal) que deposita gás no horizonte de eventos, aumentando progressivamente a massa do buraco negro. O processo de remoção do momentum angular que ocasiona a acreção em si é mediado pela instabilidade magnetorrotacional (Balbus & Hawley, 1991, 1998, Balbus, 2003), que atua como uma viscosidade de origem magnética que converte a energia potencial gravitacional do plasma em energia térmica. Diferentes processos radiativos que ocorrem neste plasma convertem uma parte desta energia térmica em radiação (uma visão geral da astrofísica dos escoamentos acretivos pode ser encontrada em Blandford 1990, Frolov & Novikov 1998, Krolik 1999, Frank et al. 2002, Narayan & Quataert 2005). O gás no escoamento acretivo não está necessariamente destinado a adentrar o horizonte do eventos do buraco negro. Devido a processos térmicos, radiativos e/ou eletromagnéticos, uma fração deste gás pode ser expelida

na forma de “ventos” subrelativísticos, ou mesmo ser ejetada a velocidades relativísticas na forma de jatos bipolares (Meier et al., 2001, Blandford, 2002, McKinney, 2006, Proga, 2007).

Desta forma, os vários tipos de AGNs constituem manifestações diferentes do mesmo fenômeno, a acreção de massa a buracos negros supermassivos. Uma conjectura amplamente aceita pelo fato de ela ser fortemente calcada na física dos processos envolvidos, é que três parâmetros do sistema são responsáveis pela enorme diversidade de classes de AGNs observadas na natureza: a massa do buraco negro central, a taxa de alimentação ou taxa de acreção do buraco negro e o spin do buraco negro, embora a relevância deste último – relacionada ao processo de formação dos jatos – seja tópico de intenso estudo (Blandford, 1990, Krolik, 1999, Meier, 2001, Sikora et al., 2007). Além disso, outro parâmetro importante para entender estes sistemas é a orientação relativa entre o observador e o AGN, o que é a principal característica do chamado cenário unificado para os AGNs (Antonucci, 1993) (e as diferentes variantes deste cenário; Elitzur 2008). Por exemplo, a orientação relativa entre o toro de poeira que circunda o buraco negro e a linha de visada explica a presença ou ausência de linhas largas nos espectros, i.e. a diferença entre Seyferts do tipo I e tipo II.

1.1 Os quasares no universo distante

Os quasares, que originalmente motivaram a idéia da acreção de gás a buracos negros supermassivos para explicar a atividade nuclear, representam a população mais luminosa dos AGNs (luminosidades bolométricas). Observacionalmente, algumas de suas principais características são as altíssimas luminosidades bolométricas ($L_{\text{bol}} \sim 10^{44} - 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$), linhas de emissão largas (larguras equivalentes chegam a $\sim 100 \text{ \AA}$ ou até larguras maiores), variabilidade temporal no contínuo e linhas de emissão (Peterson, 1997, Krolik, 1999). O espectro da emissão contínua compacta dos quasares, chamado de distribuição espectral de energia (daqui por diante SED, de *spectral energy distribution*) é bastante diferente do espectro típico dos AGNs menos luminosos e galáxias próximas, conforme a figura 1.1. A SED dos quasares é caracterizada por emissão não-térmica que se estende desde comprimentos de onda em rádio até raios X, bastante diferente da emissão contínua estelar como se pode ver na figura 1.1. Além disso, a SED é marcada pela presença de forte emissão térmica no ultravioleta; tal excesso no ultravioleta é chamado na literatura de *big blue bump* (Shields, 1978, Koratkar & Blaes, 1999).

Outra característica dos quasares é que eles situam-se tipicamente a vários bilhões de anos-luz, i.e. distâncias cosmológicas (altos redshifts). O pico da atividade dos quasares situa-se em $z \approx 2$, o que corresponde a uma distância de cerca de dez bilhões de anos-luz na cosmologia padrão. O quasar mais distante já detectado situa-se a $z = 6.43$ (Fan, 2003), em outras palavras, os fótons foram emitidos pelo disco de acreção ao redor do buraco negro

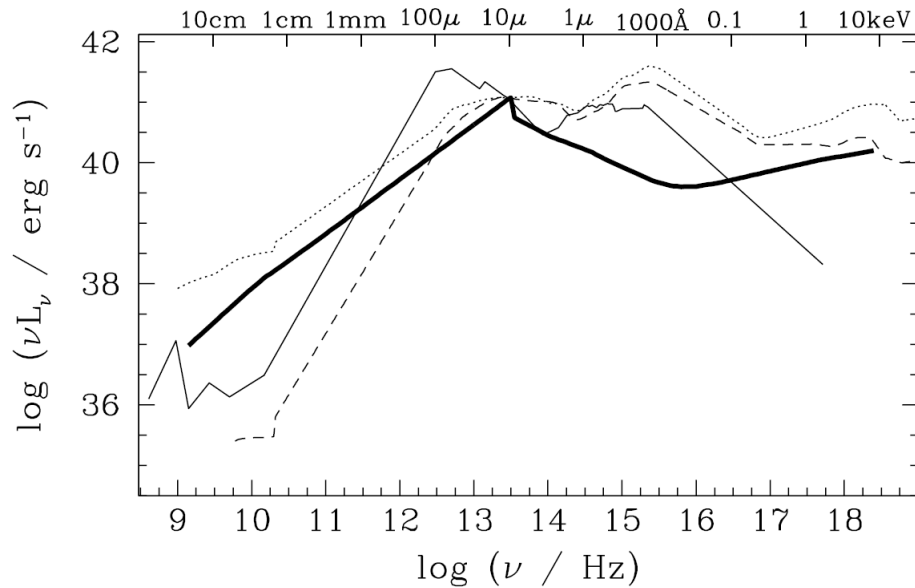


Figura 1.1: Distribuição espectral de energia média de quasares *radio-loud* (*linha pontilhada*) e *radio-quiet* (*linha tracejada*), obtidas por Elvis et al. (1994). A figura também mostra a SED média de AGNs de baixa luminosidade (*linha contínua espessa*), derivada por Ho (1999), e a SED média de galáxias starburst com baixa extinção (*linha contínua fina*) (Schmitt et al., 1997). Esta figura foi extraída de Ho (2004).

supermassivo neste quasar quando o universo tinha somente 900 milhões de anos de idade, o que corresponde a $\approx 6\%$ da idade do universo. A figura 1.2 ilustra a evolução da densidade espacial de quasares como função do redshift, onde se percebe que há uma forte evolução cosmológica na densidade de quasares (Osmer, 2004, Hasinger et al., 2005, Brusa et al., 2009). O fato de que a densidade de quasares é uma forte função do redshift sugere que há uma conexão entre a evolução do universo e os AGNs, algo que foi percebido logo após a descoberta dos quasares (Longair, 1966) e é um tópico de intenso estudo na astrofísica moderna (e.g., Di Matteo et al. 2005, Hopkins et al. 2006a, Croton 2006, Bower et al. 2006, Sijacki et al. 2007, Di Matteo et al. 2008, Merloni & Heinz 2008).

Percebemos em particular na figura 1.2 que os quasares luminosos são $\sim 100 - 1000$ vezes mais numerosos em $z \approx 2$ do que são hoje em dia ($z = 0$). Isto implica que a maior parte das galáxias no universo presente devem hospedar “quasares mortos” em seus núcleos, em outras palavras, buracos negros supermassivos “dormentes” que mostram sinal fraco de atividade ou mesmo nenhum sinal, e que são vestígios deixados pela atividade dos quasares. Isto foi percebido por Soltan (1982), que num trabalho pioneiro propôs um método para estimar as massas dos buracos negros nas galáxias próximas e a densidade correspondente de AGNs, baseado na demografia dos quasares, usando a função de luminosidade dos mesmos

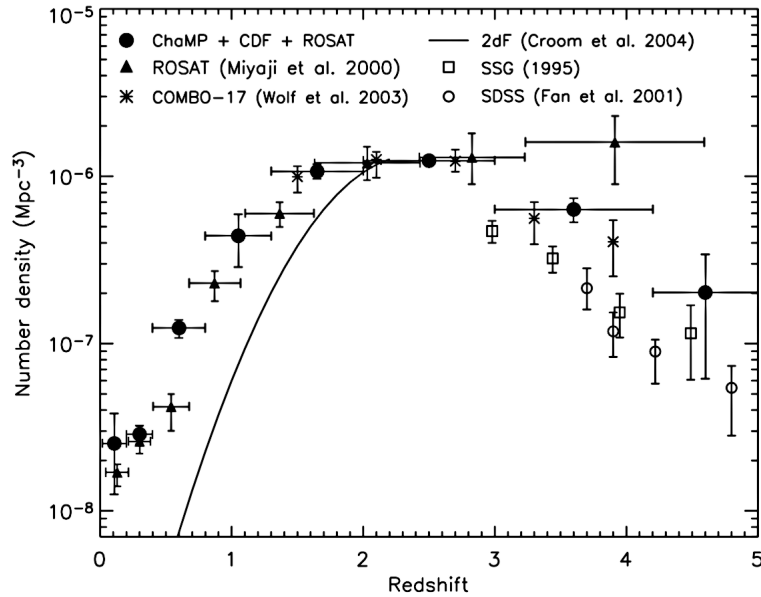


Figura 1.2: Evolução da densidade espacial comóvel de quasares em função do redshift z , obtida a partir de *surveys* no óptico (2dF, SDSS, SSG: $M_B < -26$ mag; COMBO-17: $M_B < -22$ mag:) e raios X (ROSAT, CDF e ChaMP: $L_X > 10^{44}$ erg s $^{-1}$). As diferenças entre os *surveys* no óptico e em raios X devem-se a efeitos de seleção dos *surveys* (Osmer, 2004, Silverman et al., 2005). Figura obtida de Silverman et al. (2005).

para calcular a radiação emitida pelos quasares ao longo da evolução do universo e levando em conta o crescimento de massa dos buracos negros mediante acreção*.

Isto motivou a procura pelos buracos negros supermassivos nas galáxias próximas – vestígios dos quasares distantes – através do estudo observacional da sua influência dinâmica nas estrelas e gás ao seu redor. Com o lançamento do Telescópio Espacial Hubble no início da década de 90, o estudo da influência dinâmica dos buracos negros foi feito em com nível de detalhe inédito, resultando nas medidas das massas de dezenas de buracos negros supermassivos nos centros das galáxias próximas e levando a uma mudança de paradigma na nossa compreensão do papel dos buracos negros na formação das estruturas no universo (ver os *reviews* de Richstone et al. 1998, Ferrarese & Ford 2005). A descoberta de relações empíricas acentuadas entre as massas dos buracos negros supermassivos e as propriedades dos bojos das galáxias hospedeiras (Magorrian, 1998, Ferrarese & Merritt, 2000, Gebhardt et al., 2000, Tremaine, 2002, Marconi et al., 2004, Häring & Rix, 2004, Hopkins et al., 2007) indica claramente que ocorre uma coevolução entre a crescimento dos buracos negros e a formação das galáxias, sendo que existem diversas teorias que procuram explicar a origem física da conexão galáxia-buraco negro, envolvendo geralmente processos de feedback (Silk

*O método delineado em Soltan (1982) é chamado hoje em dia de “argumento de Soltan”, e tem sido repetido usando observações recentes (Yu & Tremaine, 2002, Wang et al., 2006).

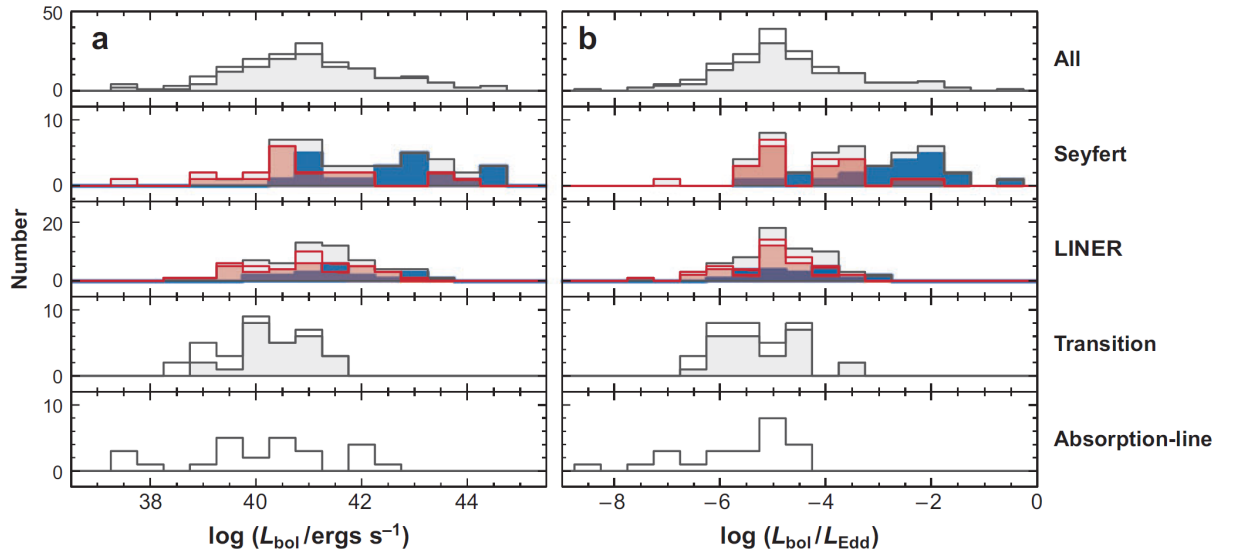


Figura 1.3: Histograma das distribuições de luminosidade bolométrica L_{bol} e da razão $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ dos AGNs de baixa luminosidade (LLAGNs). Histogramas sombreados e abertos representam detecções e limites superiores respectivamente, enquanto os histogramas azuis e vermelhos denotam objetos do tipo I e do tipo II, respectivamente. Figura obtida de Ho (2008).

& Rees, 1998, Fabian, 1999, Kauffmann & Haehnelt, 2000, Umemura, 2001, Wyithe & Loeb, 2003, Granato et al., 2004, Di Matteo et al., 2005, King, 2005, Sazonov et al., 2005, Escala, 2006).

1.2 Os AGNs de baixa luminosidade no universo presente

Diversos estudos observacionais nas duas últimas décadas revelaram que o caráter da atividade dos buracos negros supermassivos no universo local é consideravelmente diferente dos quasares luminosos. Os AGNs nas galáxias próximas são caracterizados por baixíssimas luminosidades em comparação com os quasares, sendo nos casos extremos um bilhão de vezes menos luminosos que os quasares mais poderosos. Por este motivo, tais AGNs que apresentam fraca atividade nas galáxias próximas são chamados de AGNs de baixa luminosidade (daqui por diante LLAGNs, de *low-luminosity AGN*). Os LLAGNs incluem diferentes classes de objetos tais como os LINERs (*low-ionization nuclear emission-line regions*, Heckman 1980), rádio galáxias FR I, objetos BL Lac, objetos de transição, núcleos com linhas de absorção e mesmo Seyferts de baixa luminosidade. Abaixo descrevemos algumas das principais propriedades observacionais dos LLAGNs, que os contrastam com os AGNs mais luminosos. Um *review* abrangente sobre as propriedades dos LLAGNs pode ser encontrado em Ho (2008) (ver também Ho 2005).

Demografia LLAGNs são bastante comuns no universo local. De acordo com o Palomar *survey*, mais de 40% das galáxias próximas, e uma fração ainda maior (50%-75%) das galáxias dominadas pelo bojo (E-Sbc), hospedam LLAGNs (Ho et al. 1997, Nagar et al. 2005, Ho 2008, ver também Gallo et al. 2008).

Baixa ionização A população dominante de LLAGNs, representando 2/3, possui espectros com linhas de baixa ionização que as caracterizam como LINERs ou objetos de transição (Ho et al., 1997, Ho, 2008).

Baixas luminosidades Os LLAGNs são várias ordens de magnitude menos luminosos que os quasares e Seyferts tradicionais. A figura 1.3 mostra as distribuições das luminosidades bolométricas para os ~ 250 objetos do *Palomar survey*. Quase todos os objetos possuem fracas luminosidades ($L_{\text{bol}} < 10^{44}$ erg s $^{-1}$). As Seyferts são em média dez vezes mais luminosas que os LINERs.

Luminosidades sub-Eddington Os LLAGNs são sistemas extremamente sub-Eddington, i.e., $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} \ll 0.1$, como mostrado na figura 1.3 † . A maioria dos LLAGNs tem as razões de Eddington no intervalo $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} \sim 10^{-5} - 10^{-3}$.

SEDs peculiares As SEDs dos LLAGNs não possuem o excesso no ultravioleta (UV) denominado de “*big blue bump*” que as SEDs dos quasares apresentam. Isto é ilustrado na figura 1.1, onde a linha contínua espessa representa a SED média dos LLAGNs derivada por Ho (1999), contrastada com as SEDs médias dos quasares obtidas por Elvis et al. (1994). Conforme abordaremos na próxima seção, o *big blue bump* dos quasares é atribuído à emissão de um disco de acreção fino. Ao invés de haver um excesso no UV, a SED dos LLAGNs possui um pico de emissão no infravermelho (IR) no intervalo $1 - 10\mu\text{m}$ (Eracleous et al., 2009).

Existem dois índices espectrais tradicionalmente usados para caracterizar as SEDs: o “índice óptico-raios X” α_{ox} , definido como índice da lei de potência que conecta as luminosidades em 2500 \AA e 2 keV da SED ($L_\nu \propto \nu^{-\alpha_{\text{ox}}}$), e o “índice de fótons” Γ que descreve a lei de potência em raios X (o espectro em raios X é bem descrito por uma lei de potência no intervalo $0.5 - 100 \text{ keV}$; Terashima et al. 2002, Terashima & Wilson 2003, Flohic et al. 2006), definido tal que $L_\nu \propto \nu^{-(1-\Gamma)}$. Como há um déficit de emissão UV nos LLAGNs em relação aos quasares, a importância energética da emissão em raios X é acentuada e o valor médio de α_{ox} é $\langle \alpha_{\text{ox}} \rangle \approx 1.2 - 1.3$ (Ho, 1999, Eracleous et al., 2009), menor que o valor típico para quasares de ≈ 1.4 (Elvis et al., 1994). O valor médio de Γ para os LLAGNs é $\langle \Gamma \rangle \approx 1.8 - 1.9$ (Ho, 1999, Eracleous

$^\dagger L_{\text{Edd}}$ é a luminosidade de Eddington, definida como $L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} M/M_\odot \text{ erg s}^{-1}$ onde M é a massa do objeto central. Ver e.g., Frank et al. 2002 para uma derivação simples de L_{Edd} .

et al., 2009). Convém notar que a SED média derivada por Ho (1999) concorda com a SED média derivada por Eracleous et al. (2009) a partir dos espectros de 35 LINERs.

Linhas de emissão: ausência de Fe K α , presença de H α larga com duplo pico A linha de emissão em raios X Fe K α , localizada em 6.4 keV, é detectada em LLAGNs mas é geralmente estreita (Terashima et al., 2002), e em alguns casos é não-detectável (Ptak et al., 2004, Nemmen et al., 2006). A presença da linha Fe K α larga é interpretada como a assinatura da emissão de um disco de acreção fino no qual o gás se move a velocidades relativísticas bastante próximo do buraco negro (Miller 2007, porém ver Miller et al. 2008), de forma que a ausência da linha larga implicaria a ausência do disco fino ou o truncamento do seu raio interno.

Além disso, a presença de linhas de emissão Balmer largas com duplo pico, em particular a linha H α , também é tomada como outra assinatura da presença de um disco fino relativístico (Chen et al., 1989, Chen & Halpern, 1989). Ao contrário das linhas largas Fe K α , as linhas largas com duplo pico H α são frequentemente observadas em LLAGNs (Ho et al., 2000, Shields et al., 2000, Barth et al., 2001, Eracleous & Halpern, 2001, Storchi-Bergmann et al., 2003). A modelagem do perfil da linha H α nestes LLAGNs indica que parte interna do disco fino é truncado em raios relativamente grandes ($100 - 10^3 R_S$, onde R_S é o raio de Schwarzschild definido como $R_S = 2GM/c^2$ e M é a massa do buraco negro).

Como se pode perceber a partir das propriedades observacionais listadas acima, o caráter da atividade dos buracos negros supermassivos no universo presente é consideravelmente diferente da atividade dos buracos negros localizados no universo distante. Como Luis Ho notou (Ho, 2008), quando os quasares foram descobertos o desafio era explicar a natureza das suas tremendas luminosidades; quase meio século depois, o problema foi invertido: o desafio agora é explicar por que os “quasares mortos” (os LLAGNs) nas galáxias locais conseguem permanecer tão dormentes, e por que eles possuem propriedades observacionais tão peculiares em relação aos AGNs mais luminosos.

1.3 O reservatório de gás disponível na região central das galáxias locais

Uma possível explicação para a natureza dos LLAGNs seria que a física da acreção de gás pelo buraco negro seria a mesma nos LLAGNs e quasares, porém nos LLAGNs os buracos negros possuiriam taxas de acreção tão baixas que a luminosidade emitida pelo escoamento seria proporcionalmente muito baixa. O escoamento acretivo favorecido pelas observações dos AGNs luminosos consiste de um disco de acreção geometricamente fino, opticamente espesso (Shakura & Sunyaev, 1973, Malkan, 1983, Laor, 1990, Frank et al., 2002), no qual

a eficiência de conversão da energia potencial gravitacional do gás em radiação é alta, $L_{\text{acr}} \sim 0.1\dot{M}'c^2$, i.e. 10% da energia de repouso associada à massa acretaada ao buraco negro é convertida em radiação, podendo atingir valores ainda maiores se o buraco negro estiver em rotação rápida (Novikov & Thorne, 1973, Frank et al., 2002). A partir das luminosidades bolométricas típicas dos LLAGNs mostradas na figura 1.3, podemos estimar as taxas de acreção necessárias para explicar estas luminosidades, assumindo uma eficiência radiativa canônica de 10%. Notando que metade da amostra dos LLAGNs considerados na figura 1.3 possuem luminosidade no intervalo $L_{\text{bol}} \sim 10^{39} - 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, as taxas de acreção necessárias seriam $\dot{M}' \approx 10^{-6 \pm 1} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Como mostraremos a seguir, este valor de \dot{M}' corresponde a uma quantidade minúscula de gás, comparado com o reservatório de gás dos quais os núcleos das galáxias dispõem, que são principalmente a perda de massa de estrelas evoluídas e a captura gravitacional do gás quente proveniente do meio interestelar.

As estrelas evoluídas devolvem para o meio interestelar uma fração considerável da sua massa durante a sua evolução estelar. Adotando a função de massa inicial de Salpeter com valores plausíveis dos parâmetros relevantes (Padovani & Matteucci, 1993), e levando em conta o perfil de densidade estelar nas proximidades do núcleo das galáxias, diversos autores estimaram que o reservatório de gás disponível devido a perda de massa das estrelas evoluídas corresponde a $\dot{M}_{*} \approx 10^{-6} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ no caso das galáxias elípticas, e $\dot{M}_{*} \sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ no caso das galáxias disco (ver §8.1 de Ho 2008 para os detalhes acerca destas estimativas).

O gás quente difuso nas regiões centrais das galáxias também constituem um outro potencial reservatório de “combustível” para o buraco negro. Para o gás que chega a distâncias suficientemente pequenas do buraco negro com baixo momentum angular, uma aproximação razoável para fins de estimar a taxa de acreção ao buraco negro é o modelo de escoamento de Bondi-Hoyle (Bondi, 1952), também conhecido simplesmente como modelo de Bondi. Neste modelo, o escoamento é esfericamente simétrico (momentum angular nulo) e sem viscosidade. A taxa de acreção resultante da equação da continuidade para o gás, referida como taxa de acreção de Bondi, pode ser escrita como

$$\dot{M}_{\text{Bondi}} = \pi \lambda c_s \rho R_A^2, \quad (1.1)$$

onde $R_A = 2GM/c_s^2$ é o raio de acreção (também chamado de raio de Bondi), que é o raio onde o efeito gravitacional do buraco negro começa a dominar a dinâmica do gás acretaado ($kT \sim GM/R$), G é a constante gravitacional, M é a massa do buraco negro, $c_s \approx 0.1T^{1/2} \text{ km s}^{-1}$ é a velocidade do som do gás medida no raio R_A , ρ é a densidade do gás em R_A e λ é um coeficiente numérico que depende do índice adiabático do gás. Por ser o modelo mais simples de escoamento acretivo, a taxa de acreção de Bondi é frequentemente usada em estudos do gás emissor de raios X em galáxias elípticas (e.g., Di Matteo et al. 2003, Pellegrini 2005, Allen et al. 2006). Expressando a taxa de acreção de Bondi em termos

dos valores típicos observados nas regiões centrais das galáxias, obtemos

$$\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx 7.3 \times 10^{-4} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{n}{0.1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{200 \text{ km s}^{-1}}{c_s} \right)^3 M_{\odot} \text{ ano}^{-1}, \quad (1.2)$$

onde n é a densidade de partículas.

O Observatório *Chandra* possui resolução espacial suficiente para resolver o gás na proximidade do raio de acreção na região central das galáxias próximas (em alguns casos como Sgr A* e M87, o *Chandra* efetivamente resolve R_A ; Baganoff et al. 2003, Di Matteo et al. 2003). A partir dos perfis de densidade e temperatura do plasma são obtidos os valores típicos $kT \approx 0.3 - 1$ keV e $n \approx 0.1 - 0.5 \text{ cm}^{-3}$ para galáxias elípticas (Di Matteo et al., 2001, Loewenstein et al., 2001, Di Matteo et al., 2003, Pellegrini, 2005), e os valores $kT \approx 0.3 - 0.6$ keV e $n \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$ para os bojos de galáxias espirais e S0 (Baganoff et al., 2001, Swartz et al., 2002, Pellegrini et al., 2003, Garcia et al., 2005), notando que o conhecimento acerca da quantidade de gás difuso quente disponível no centro das galáxias disco é mais esparsa comparando com as galáxias elípticas (Ho, 2008). Adotando os valores característicos $kT \approx 0.3$ keV e $n \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$ e valores típicos da massa do buraco negro central $M \sim 10^7 - 10^8 M_{\odot}$ nos bojos das galáxias disco, então $\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx 10^{-5} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Adotando para galáxias elípticas $kT \approx 0.5$ keV, $n \approx 0.2 \text{ cm}^{-3}$, $M \sim 10^8 - 10^9 M_{\odot}$, então $\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx 10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (ver §8.1 de Ho 2008). Convém notar que para estes valores típicos de M e T , o raio de acreção está situado nos intervalos de valores $R_A \sim 1 - 10$ pc para os bojos de espirais, e $R_A \sim 10 - 100$ pc em elípticas.

Considerando as estimativas do reservatório de gás disponível nas regiões centrais das galáxias disco e elípticas próximas, a partir da perda de massa de estrelas evoluídas \dot{M}_{*} e o gás difuso quente no meio interestelar \dot{M}_{Bondi} , podemos concluir que $\dot{M}_{*} + \dot{M}_{\text{Bondi}} \gg \dot{M}'$. Em outras palavras, há uma ampla quantidade de combustível disponível para gerar atividade nuclear nos LLAGNs assumindo uma eficiência radiativa do escoamento acretivo de $\eta_{\text{rad}} = L_{\text{acr}}/(\dot{M}c^2) \approx 10\%$, o que seria suficiente para que os núcleos das galáxias locais gerassem mediante acreção luminosidades muito maiores que as observadas. Este problema foi percebido por Fabian & Canizares (1988), que notaram que apesar de os buracos negros nas galáxias elípticas terem um amplo reservatório de gás para ser acretado, os núcleos têm fraca luminosidade comparada com estimativas da luminosidade esperada assumindo uma eficiência radiativa canônica de $10\%^{\dagger}$. A questão do excesso de combustível nuclear é particularmente notável no caso do núcleo da nossa própria galáxia, Sgr A* (denominado desta maneira pelo fato de estar localizado na direção da constelação de Sagitário), que hospeda um buraco negro supermassivo de massa $M = 3.7 \pm 0.2 \times 10^6 M_{\odot}$ (e.g., Ghez

[†]O trabalho de Fabian & Canizares (1988) foi importante também por outro motivo: eles anteveram o potencial impacto dos outflows gerados pelo escoamento acretivo de aquecer o gás no ambiente do AGN e interromper o fornecimento de gás para o buraco negro, i.e. eles anteveram o mecanismo básico que hoje em dia é chamado de AGN feedback e tem um papel fundamental nas teorias da formação das galáxias.

et al. 2005) para o qual $\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx 10^{-5} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (Baganoff et al., 2001), o que implicaria a luminosidade $L \approx 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ para uma eficiência radiativa de 10%, embora as observações revelem que a luminosidade bolométrica seja $L_{\text{bol}} \approx 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ (e.g., Yuan et al. 2003b, Yuan 2006), que excede por um fator de 10^5 a estimativa teórica simples!

Na hipótese bastante razoável de que a quantidade de gás que alimenta o escoamento acretivo é uma fração razoável do suprimento de gás disponível na região central da galáxia ao redor do buraco negro, então a conclusão inescapável dadas as baixas luminosidades dos LLAGNs é que *a eficiência radiativa do escoamento acretivo nos AGNs de baixa luminosidade das galáxias locais é consideravelmente menor que nos quasares/AGNs luminosos situados a altos redshift*. Isto indica que a natureza física do escoamento acretivo nos LLAGNs é diferente do modelo clássico de disco de acreção fino que explica os AGNs luminosos. Na próxima seção, abordaremos os desenvolvimentos na compreensão da física do escoamento acretivo ao redor dos buracos negros que seguiram os trabalhos pioneiros de Shakura & Sunyaev (1973), Novikov & Thorne (1973), e que constituem a chave para desvender o mistério dos buracos negros supermassivos “adormecidos” do universo local.

1.4 Modos de acreção nos buracos negros

De acordo com a moderna teoria da acreção em buracos negros, a estrutura e dinâmica do escoamento acretivo depende crucialmente da eficiência com a qual os processos de viscosidade magnética convertem a energia potencial gravitacional do plasma em calor que é irradiado. Denotaremos esta eficiência radiativa como $\eta_{\text{rad}} \equiv L_{\text{acr}}/(\dot{M}c^2)$, onde L_{acr} é a luminosidade produzida pelo escoamento e \dot{M} é a taxa de acreção de massa ao buraco negro. η_{rad} pode ser interpretada como a eficiência com a qual a “máquina” representada pelo escoamento acretivo converte a energia de repouso associada ao gás acretado $\dot{M}c^2$ em radiação.

Para classificarmos e compreendermos melhor as diferentes soluções para o escoamento acretivo, convém fazermos uma digressão sobre o destino da energia interna do plasma, seguindo a abordagem de Narayan et al. (1998), Frank et al. (2002). Escrevemos a equação que expressa a conservação de energia do gás na forma simplificada

$$q^{\text{adv}} = q^+ - q^-, \quad (1.3)$$

onde

$$q^{\text{adv}} = \rho T \frac{DS}{Dt} = \frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla S \quad (1.4)$$

representa a taxa de advecção de energia (i.e., a energia térmica que permanece no gás), e q^+ , q^- são as taxas de aquecimento e resfriamento por unidade de volume, respectivamente ($\frac{D}{Dt}$ representa a derivada material ou convectiva, ρ é a densidade, T é a temperatura, \mathbf{v}

é a velocidade do fluido e S é a entropia por unidade de massa). Supomos que a única fonte de aquecimento do plasma é a dissipação viscosa e o resfriamento ocorre mediante irradiação, de forma que a expressão para q^- depende dos processos radiativos que ocorrem no escoamento.

Podemos fazer uma classificação simples dos diferentes regimes de acreção levando em conta a importância relativa dos termos da equação 1.3. O *modelo padrão de disco de acreção fino* (Shakura & Sunyaev, 1973, Novikov & Thorne, 1973, Frank et al., 2002) corresponde ao caso no qual o gás tem *alta eficiência radiativa* de forma que

$$\text{Disco fino : } q^+ \approx q^- \gg q^{\text{adv}}, \quad L_{\text{acr}} \sim 0.1\dot{M}c^2, \quad \dot{M} \gtrsim \dot{M}_{\text{crit}}. \quad (1.5)$$

Neste caso, uma fração significativa da energia gerada por dissipação viscosa no escoamento é irradiada localmente e a advecção de energia é desprezível, como consequência o disco é geometricamente fino ($H \sim (10^{-3} - 10^{-2}R)$, onde H é a altura vertical do disco), opticamente espesso, e a eficiência radiativa é aproximadamente $\sim 10\%$, o valor exato da eficiência dependendo do spin do buraco negro, variando de $\approx 6\%$ para um buraco negro de Schwarzschild até 40% para um buraco negro de Kerr em rotação extrema (Novikov & Thorne, 1973, Shapiro & Teukolsky, 1986); desta forma, os discos finos são as fontes de radiação mais eficientes do universo, chegando a ser ~ 50 vezes mais eficientes que a fusão nuclear nas estrelas (Frank et al., 2002). As temperaturas típicas do gás são $T \sim 10^3 - 10^5$ K ao redor dos buracos negros supermassivos. A solução de disco fino ocorre para taxas de acreção $\dot{M} \gtrsim \dot{M}_{\text{crit}}$, onde

$$\dot{M}_{\text{crit}} \approx \alpha^2 \dot{M}_{\text{Edd}} \quad (1.6)$$

é a taxa de acreção crítica (Esin et al., 1997, Narayan et al., 1998), α corresponde ao parâmetro que caracteriza a viscosidade na teoria de Shakura-Sunyaev (Shakura & Sunyaev, 1973) e

$$\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv \frac{L_{\text{Edd}}}{0.1c^2} = 22 \left(\frac{M}{10^9 M_{\odot}} \right) M_{\odot} \text{ ano}^{-1} \quad (1.7)$$

é a taxa de acreção de Eddington, definida como a taxa de acreção necessária para produzir a luminosidade de Eddington a uma eficiência de 10% .

O espectro emitido pelo disco fino é térmico, i.e. corresponde a uma composição de corpos negros (Frank et al., 2002). O excesso no UV - *big blue bump* - observado nas SEDs dos quasares corresponde à assinatura da presença da emissão do disco fino (Malkan, 1983, Laor, 1990, Koratkar & Blaes, 1999). Isto concorda com as estimativas de que os AGNs luminosos e quasares estão acretando a taxas de acreção próximas à taxa de Eddington (McLure & Dunlop, 2004, Kollmeier et al., 2006) com altas eficiências radiativas (Yu & Tremaine, 2002, Wang et al., 2006, Merloni & Heinz, 2008). Este modo de acreção também é favorecido para explicar o estado espectral térmico (*thermal state*, também chamado

na literatura de *high/soft state*) observado em vários buracos negros estelares na nossa galáxia em sistemas binários (denominados de sistemas binários em raios X, daqui por diante XRBs, de *X-ray binaries*), cuja origem do material que compõem o disco de acreção provém da estrela companheira (Remillard & McClintock, 2006, Done et al., 2007). Estes buracos negros estelares acretando matéria são também chamados de microquasares. A parte superior da figura 1.4a ilustra a forma do disco de acreção fino, na qual a sigla TS denota o *thermal state* das XRBs.

A figura 1.4b ilustra os regimes de acreção no espaço de parâmetros representado pela taxa de acreção e raio, abrangendo 30 ordens de grandeza de \dot{M} , o que ilustra a vasta aplicabilidade dos modos de acreção discutidos nesta seção. O disco fino corresponde à região em branco na figura 1.4b.

A situação oposta ao disco de acreção fino, na qual o gás tem *baixa eficiência radiativa*, é chamada de ADAF[§], que corresponde a *advection-dominated accretion flow* (Ichimaru 1977, Rees et al. 1982, Narayan & Yi 1994, 1995b, Abramowicz et al. 1995; ver os *reviews* de Kato et al. 2008, Narayan et al. 1998, Quataert 2001, Narayan 2002, Yuan 2007, Narayan & McClintock 2008 que abordam diferentes aspectos e aplicações dos ADAFs), i.e., um escoamento acretivo no qual a maior parte da energia térmica gerada por dissipação viscosa permanece armazenada no gás e não é irradiada, sofrendo advecção. Os ADAFs são definidos pela condição

$$\text{ADAF : } q^{\text{adv}} \approx q^+ \gg q^-, \quad L_{\text{acr}} \ll 0.1\dot{M}c^2, \quad \dot{M} \lesssim \dot{M}_{\text{crit}}. \quad (1.8)$$

Os ADAFs ocorrem para baixas taxas de acreção sub-Eddington[¶] ($\dot{M} \lesssim \dot{M}_{\text{crit}}$, ver equação 1.6), o que corresponde a baixas densidades já que $\dot{M} \propto \rho$. Nestas circunstâncias, o gás é opticamente fino e tênue, de forma que $t_{\text{cool}} \gg t_{\text{acr}}$ onde t_{cool} é a escala de tempo de resfriamento e t_{acr} é a escala de tempo que o gás demora para ser acretado, i.e., o gás não é capaz de irradiar eficientemente e a eficiência radiativa é baixa, $\ll 10\%$. Os ADAFs também são comumente denominados na literatura de RIAFs (*radiatively inefficient accretion flow*), porém neste trabalho vamos adotar a nomenclatura ADAF.

Os ADAFs têm uma riqueza de propriedades físicas, em contraste com a solução comparativamente simples do disco de acreção fino, que têm despertado o interesse dos astrofísicos. Devido ao armazenamento da maior parte da energia dissipada pela viscosidade no próprio gás, a pressão do gás torna-se muito grande, o que resulta num “inflamento” do

[§]A sigla ADAF foi cunhada por Jean-Pierre Lasota (Narayan & McClintock, 2008).

[¶]Existe um outro tipo de regime de acreção análogo ao ADAF, porém que ocorre para altas taxas de acreção ($\dot{M} \gtrsim \dot{M}_{\text{Edd}}$). Neste regime, chamado de acreção supercrítica ou *slim disk* (Katz, 1977, Abramowicz et al., 1988, Abramowicz, 2005) as densidades são tão altas que o escoamento torna-se opticamente espesso (i.e., grande profundidade óptica) e aprisiona a radiação liberada pelo plasma, deixando o escoamento com baixa eficiência radiativa e geometricamente espesso devido à grande pressão de radiação. Tal solução não é tão bem compreendida quanto os ADAFs e discos finos (Ohsuga et al., 2005).

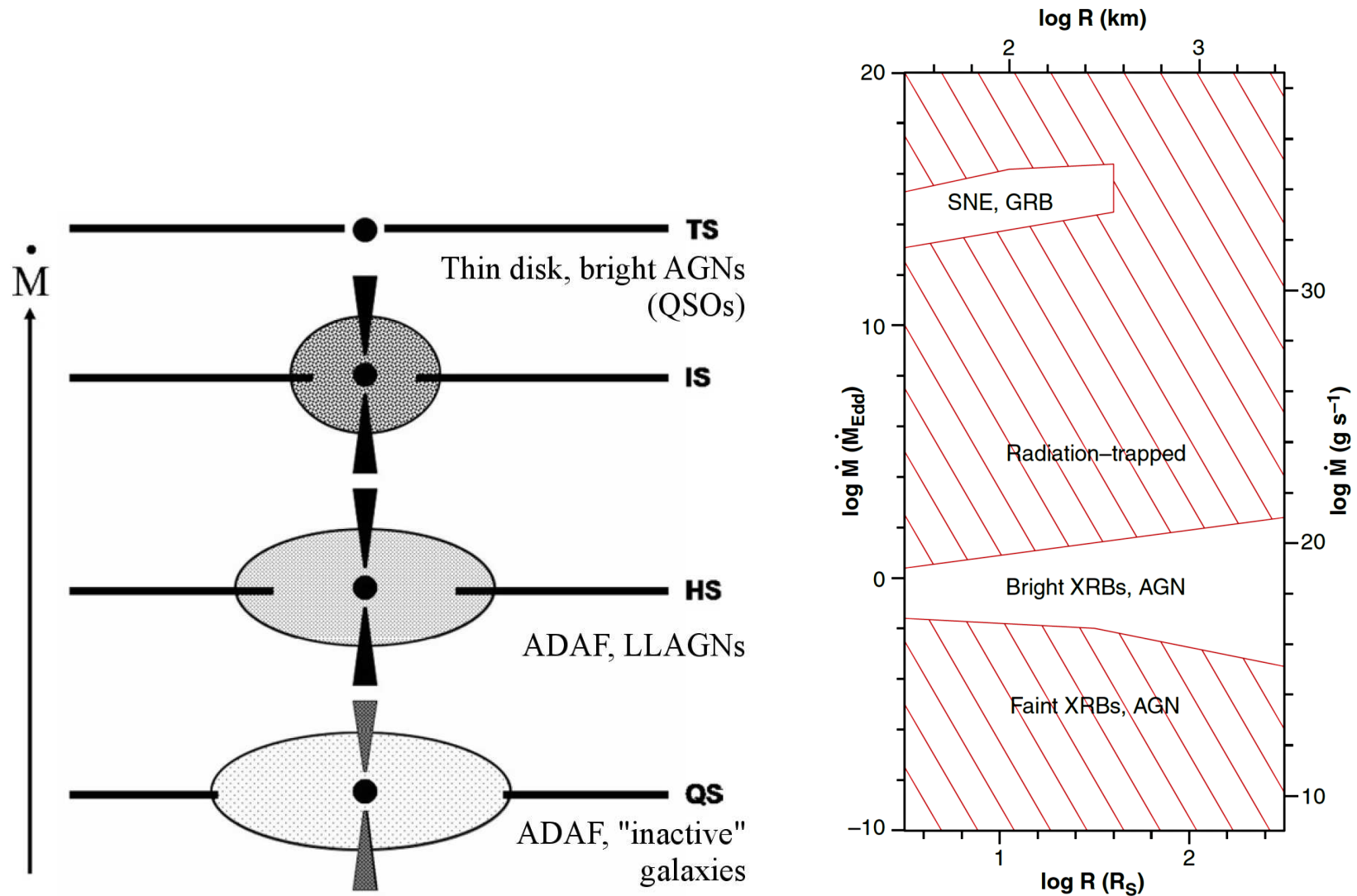


Figura 1.4: **Esquerda (figura a):** forma qualitativa dos regimes de escoamento acretivo e sua dependência com a taxa de acreção \dot{M} . As siglas à direita correspondem aos diferentes estados espectrais das XRBs: QS-*quiescent state*, HS-*hard state*, IS-*intermediate state* e TS-*thermal state*. Ilustração modificada a partir da figura 5 de Narayan & McClintock (2008). **Direita (figura b):** Discos de acreção finos e espessos no diagrama \dot{M} -raio. O eixo horizontal inferior corresponde ao raio do disco em unidades do raio de Schwarzschild, enquanto o eixo horizontal superior e o eixo vertical à direita apresentam as unidades calculadas para um buraco negro de massa $3M_{\odot}$. As regiões em branco representam o regime de disco fino e as regiões hachuradas representam o regime de disco espesso (ADAF para baixas \dot{M} e *slim disks* para altas \dot{M}). Figura extraída de Narayan & Quataert (2005).

escoamento para o qual $H \sim R$, ao contrário do disco fino no qual $H \ll R$. A parte inferior da figura 1.4a ilustra a forma do escoamento ADAF e sua estrutura inflada verticalmente. Além disso, as velocidades de rotação do ADAF são sub-Keplerianas (o disco fino é Kepleriano) e a velocidade radial de acreção é consideravelmente maior que no disco fino. Devido às baixas densidades do gás nos ADAFs, há um fraco acoplamento entre íons e elétrons via forças de Coulomb (Narayan & Yi, 1995b, Narayan et al., 1998), ao mesmo tempo em que os elétrons são responsáveis pela radiação já que estes são ~ 1000 vezes mais leves que os íons. Nestas condições, o gás assume uma estrutura de dupla temperatura na qual os elétrons são muito mais frios que os íons, tipicamente

$$T_i \sim 10^{12} \left(\frac{R_S}{R} \right) \text{ K}, \quad T_e \sim 10^{9-11} \text{ K} \quad (R < 100R_S). \quad (1.9)$$

Ao contrário da eficiência radiativa dos discos finos, que independe da taxa de acreção, a eficiência radiativa dos ADAFs é uma função da taxa de acreção e pode ser aproximada pela expressão

$$\eta_{\text{ADAF}} \sim 0.1 \frac{\dot{m}}{\alpha^2}, \quad (1.10)$$

de forma que $L_{\text{ADAF}} \approx (\dot{m}/\alpha)^2 L_{\text{Edd}}$ (Narayan & Yi, 1995b, Narayan & McClintock, 2008), onde $\dot{m} \equiv \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$. A figura 1.5 ilustra aproximadamente como a eficiência radiativa do escoamento acretivo varia com a taxa de acreção, na qual percebemos que η_{ADAF} atinge valores minúsculos à medida que a taxa de alimentação diminui, tão baixos quanto 0.1%. Como apontamos na seção anterior, as baixas luminosidades dos LLAGNs nas galáxias próximas não são simplesmente causadas pela falta de gás para servir de combustível para a acreção, já que o suprimento de gás nas regiões centrais destas galáxias seria mais do suficiente para gerar luminosidades nucleares apreciáveis, assumindo uma eficiência radiativa canônica de 10% dos discos de acreção finos que estão presentes nos AGNs luminosos (como é ilustrado de forma clara no caso de Sgr A*). Os ADAFs e as suas baixas eficiências radiativas oferecem uma solução natural e elegante para o enigma das baixas luminosidades dos buracos negros supermassivos presentes nos LLAGNs e galáxias inativas do universo local!

Neste cenário, a maioria dos buracos negros supermassivos no universo presente estariam subalimentados com $\dot{M} \lesssim 0.01\dot{M}_{\text{Edd}}$ (vide equação 1.6), acretando no modo ADAF (Merloni, 2004, Hopkins et al., 2006b, Sijacki et al., 2007, Merloni & Heinz, 2008, Ho, 2008). A região ocupada por estes buracos negros corresponde à área hachurada na figura 1.4b para $\dot{M} < \dot{M}_{\text{Edd}}$, onde podemos perceber que o regime de disco fino ocupa apenas uma pequena parte do espaço de parâmetros. Por este motivo, os ADAFs têm uma ampla aplicabilidade para compreender a acreção aos buracos negros. Além de fornecerem uma explicação natural para as baixas luminosidades dos LLAGNs como descrevemos anteriormente, listamos abaixo outros motivos pelos quais os ADAFs são favorecidos para explicar o mecanismo

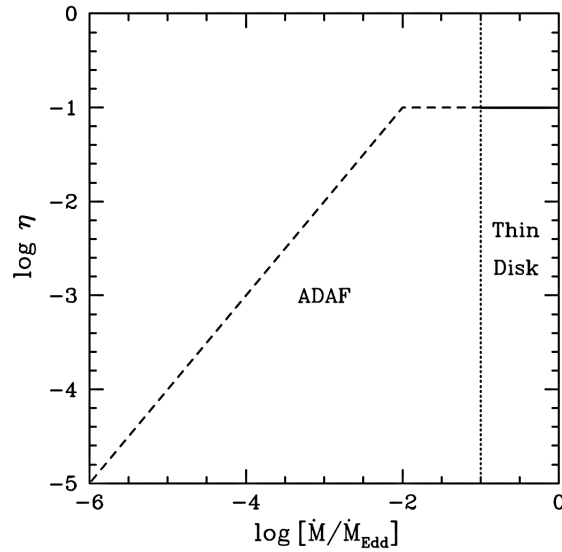


Figura 1.5: Dependência *aproximada* da eficiência radiativa do escoamento acretivo $\eta = \eta_{\text{rad}}$ como função da taxa de acreção de massa $\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ (Narayan & Yi, 1995b, Esin et al., 1997). O segmento horizontal no intervalo $\dot{M} = 0.01 - 0.1\dot{M}_{\text{Edd}}$ corresponde a um regime de transição no qual parte do escoamento acretivo ainda permanece ADAF, contudo a eficiência radiativa é grande. Tal estado de transição poderia corresponder ao *intermediate state* (IS) na figura 1.4a. Figura obtida de Narayan & McClintock (2008).

de acreção dos LLAGNs, comparando as características deste modelo com as propriedades observacionais descritas na seção 1.2:

- ADAFs podem ser formados apenas em sistemas nos quais $L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}} \lesssim 0.01 - 0.1$ (Narayan et al., 1998, Narayan & McClintock, 2008), o que é uma característica geral dos LLAGNs.
- Acredita-se que à medida que \dot{M} diminui a partir do regime de disco fino, as regiões internas do disco “evaporariam” gradativamente e cederiam lugar ao ADAF, de forma que o raio interno do disco fino aumentaria progressivamente até o ponto no qual haveria ausência completa do disco fino, (Meyer & Meyer-Hofmeister, 1994, Esin et al., 1997, Yuan & Narayan, 2004, Narayan & McClintock, 2008) (embora os detalhes do mecanismo físico de transição entre os dois regimes de acreção seja até hoje pouco conhecido, e constitua um importante desafio na teoria dos discos de acreção; Narayan & McClintock 2008). Desta forma, se esperaria que nos LLAGNs haveria uma ausência ou “truncamento” da parte interna do disco fino, e conseqüentemente uma ausência do *big blue bump* nas SEDs dos LLAGNs. De fato, as SEDs dos LLAGNs não apresentam tal excesso no UV (figura 1.1)!

- O espectro emitido pelos ADAFs é bastante diferente do espectro de um disco fino padrão, abrangendo emissão desde o rádio até raios X (e possivelmente raios gama) (Narayan et al., 1998) devido às grandes temperaturas (e energias das partículas) no escoamento (as SEDs dos ADAFs serão discutidas na seção 3.2 e apêndice A). A aplicação da teoria ADAF na modelagem das SEDs de diversos LLAGNs (Lasota et al., 1996, Quataert et al., 1999, Ptak et al., 2004, Nemmen et al., 2006, Wu et al., 2007, Yuan et al., 2009), bem como Sgr A*^{||}, tem sido feita com bastante sucesso, embora ainda parem dúvidas com relação ao papel que o jato tem na emissão (Falcke & Markoff 2000, Yuan et al. 2002a, Falcke et al. 2004, Markoff et al. 2008, ver capítulo 3).
- O número de fótons ionizantes emitidos pelos ADAFs é pequeno em comparação com os discos finos, devido ao contínuo ionizante duro gerado pelos ADAFs que induz valores pequenos do parâmetro de ionização do gás na região de linhas estreitas. Isto favorece a produção de intensas linhas de emissão estreitas de baixa ionização, como é observado nas LINERs (Halpern & Steiner, 1983, Ferland & Netzer, 1983).
- O truncamento ou ausência do disco fino a baixas taxas de acreção explica naturalmente a ausência da linha larga Fe K α (Ho, 2008), bem como as larguras das linhas largas de Balmer com duplo pico, quando estas são observadas (Chen et al., 1989, Chen & Halpern, 1989, Nemmen et al., 2006). Convém acrescentar que o caso de LLAGNs que apresentam linhas de emissão com duplo pico, é sabido que tais linhas se originam na atmosfera de um disco fino truncado (Chen et al., 1989, Storchi-Bergmann et al., 2003). Como foi notado por diversos autores, a liberação de energia gravitacional localmente no disco fino é incapaz de explicar as luminosidades das linhas (Chen et al., 1989, Eracleous & Halpern, 1994, Strateva et al., 2006). Collin-Souffrin (1987) propôs a necessidade de uma fonte radiativa externa capaz de fotoionizar o gás do disco para que este seja capaz de gerar as linhas largas, e Chen & Halpern (1989) propuseram que esta fonte externa seria o próprio ADAF (que na época era denominado de “toro de íons”, seguindo o trabalho pioneiro de Rees et al. 1982). Assim, a presença de um ADAF nos AGNs que emitem linhas largas com duplo pico naturalmente induziria a emissão destas linhas (Nagao et al., 2002, Cao & Wang, 2006).

A discussão acima leva a entender porque os ADAFs têm suscitado um amplo interesse da comunidade astronômica nos últimos anos. Além da riqueza de propriedades físicas que este modo de escoamento acretivo apresenta, os ADAFs têm uma ampla aplicabilidade para descrever as propriedades observacionais dos buracos negros supermassivos na

^{||}Mais detalhes sobre a aplicação do modelo ADAF para explicar a SED de Sgr A* - que constitui o caso prototípico de buraco negro supermassivo interpretado com grande sucesso em termos do modelo ADAF (Narayan et al., 1995) - podem ser encontrados em Quataert (2003), Yuan (2007).

natureza. Cabe notar que o ADAF também é o modelo favorecido para explicar os estados espectrais “duros” (*hard states*, figura 1.4a) observados nos buracos negros estelares das XRBs (Remillard & McClintock, 2006, Done et al., 2007).

1.5 Os ADAFs e a produção de jatos relativísticos

Um outro motivo para o interesse nos ADAFs é que este regime de acreção está associado à produção de jatos de partículas a velocidades relativísticas, cuja origem física tem desafiado a comunidade astronômica há várias décadas (Begelman et al., 1984, Blandford, 1990, Ferrari, 1998, Krolik, 1999, Meier et al., 2001). Do ponto de vista teórico, estudos analíticos (Rees et al., 1982, Livio et al., 1999, Meier, 2001, Reynolds et al., 2006, Nemmen et al., 2007b) e simulações numéricas (De Villiers et al., 2003, McKinney & Gammie, 2004, Hawley & Krolik, 2006, McKinney, 2006, Tchekhovskoy et al., 2008) têm demonstrado que os ADAFs têm uma propensão natural a produzir jatos intensos**.

Por outro lado, o estudo das SEDs dos LLAGNs indica que eles tendem geralmente a ser fontes *radio-loud*. Em outras palavras, a razão entre a luminosidade em rádio e a luminosidade no óptico ou raios X (Kellermann et al., 1989, Terashima & Wilson, 2003) tende a ser mais alta em LLAGNs do que em AGNs classificados como *radio-quiet* (Ho, 1999, 2002, Terashima & Wilson, 2003). A interpretação usual dos AGNs radio-loud é que nestes objetos a quantidade de energia transportada pelo jato é mais intensa, na hipótese de que a emissão rádio se origina na radiação síncrotron dos elétrons do jato; i.e. o jato tende a ser mais poderoso nos AGNs radio-loud em relação aos AGNs radio-quiet (Krolik, 1999). A modelagem detalhada das SEDs revela que somente a emissão rádio do ADAF não é suficiente para explicar as observações e uma componente adicional é necessária, componente que é atribuída ao jato (Quataert et al., 1999, Ulvestad & Ho, 2001, Anderson et al., 2004, Ptak et al., 2004, Wu & Cao, 2005, Nemmen et al., 2006, Wu et al., 2007, Yuan et al., 2009), o que sugere que jatos compactos são naturalmente produzidos nos LLAGNs. Deste modo, a associação entre ADAFs e a produção de jatos sugerida por estudos teóricos encontra suporte nas observações dos LLAGNs!

Merloni et al. (2003) derivaram uma correlação não-linear entre a massa do buraco negro, a luminosidade em rádio e a luminosidade em raios X que eles denominaram o “plano fundamental dos buracos negros”, que oferece a possibilidade de unificar as propriedades dos buracos negros ativos ao longo de um vasto intervalo de massas e taxas de acreção (esta correlação foi derivada também num estudo independente por Falcke et al. 2004). Combinando os dados observacionais de diversos buracos negros estelares além de centenas

**Para um mecanismo alternativo de produção de ejeções relativísticas proposto no contexto dos micro-quasares, envolvendo reconexão magnética na coroa de discos finos, ver de Gouveia dal Pino & Lazarian (2005).

de AGNs, Merloni et al. (2003) derivaram a correlação

$$\log L_R = 0.6 \log L_X + 0.78 \log \left(\frac{M}{M_\odot} \right) + 7.33, \quad (1.11)$$

onde L_R corresponde à luminosidade rádio em 5 GHz, L_X é a luminosidade integrada em raios X no intervalo 2-10 keV (ambas luminosidades se referem à emissão compacta, não-resolvida, e M é a massa do buraco negro. Na modelagem de Heinz & Sunyaev (2003), Merloni et al. (2003), é favorecido um cenário no qual a emissão raios X tem origem no ADAF para os objetos cujas taxas de acreção são baixas, e a emissão rádio tem origem num jato relativístico. Por outro lado na interpretação de Falcke et al. (2004), o plano fundamental implica que nos buracos negros sub-Eddington a emissão é dominada pelo jato, i.e., ambas as emissões em rádio e raios X teriam origem no jato ao invés do escoamento acretivo. Apesar destes autores não concordarem na sua interpretação da correlação empírica, ambos trouxeram à tona o papel importante que o jato desempenha na emissão dos buracos negros “subalimentados” (LLAGNs e XRBs no *hard state*).

Estimativas observacionais da potência dos jatos e das taxas de acreção indicam que a eficiência de produção dos jatos nos LLAGNs é bastante apreciável (Allen et al., 2006, Heinz et al., 2007, Merloni & Heinz, 2007, Körding et al., 2008, Balmaverde et al., 2008, Shankar et al., 2008, Merloni & Heinz, 2008). Definindo esta eficiência – analogamente à definição da eficiência radiativa dos escoamentos acretivos – como $\eta_{\text{jet}} \equiv P_{\text{jet}}/(\dot{M}c^2)$, onde P_{jet} é a potência cinética transportada pelo plasma no jato, tais autores obtêm estimativas no intervalo $\eta_{\text{jet}} \sim 1\% - 30\%$. Este resultado revela a importância energética do jato nos LLAGNs, que para baixos redshifts é comparável ou até maior que a contribuição energética das supernovas (Merloni & Heinz, 2007, Körding et al., 2008), o que tem implicações nos cenários para o *AGN feedback* nos modelos de formação das galáxias (Churazov et al., 2002, Bower et al., 2006, Croton, 2006, Sijacki et al., 2007, Okamoto et al., 2008, Merloni & Heinz, 2008, Cattaneo & Best, 2009).

A partir da nossa discussão nesta seção e nas seções anteriores sobre as propriedades observacionais dos LLAGNs, podemos concluir que a estrutura do escoamento acretivo nos buracos negros supermassivos das galáxias do universo presente não é simplesmente um simulacro de baixa luminosidade dos discos de acreção finos presentes nos quasares do universo distante; ao invés disso, três componentes distintas são necessárias para compor o escoamento, sugeridas pelas observações:

1. **ADAF.** Os buracos negros supermassivos nas galáxias locais são subalimentados a baixas taxas de acreção, tipicamente menores que $0.01\dot{M}_{\text{Edd}}$, o que resulta num gás tênue, opticamente fino, que não é capaz de resfriar eficientemente e acaba formando um escoamento acretivo inflado – o ADAF – que possui propriedades bastante diferentes dos discos finos canônicos, sendo extremamente quente e de baixa eficiência

radiativa. A presença dos ADAFs é sugerida pelas baixas luminosidades dos LLAGNs (baixos valores de $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$) em virtude do suprimento de gás disponível para ser acretado, o que sugere baixas eficiências radiativas. Suporte adicional é dado pelas SEDs observadas, que são consideravelmente diferentes das SEDs dos AGNs luminosos e não apresentam o *big blue bump*.

2. **Disco fino truncado.** A partir de um raio de transição $R_{\text{tr}} \sim 100 - 1000R_S$, o ADAF sofreria uma transição para um disco fino padrão, opticamente espesso e frio. A evidência para a presença do disco fino truncado vem dos resultados da modelagem das SEDs de alguns LLAGNs bem estudados (Lasota et al., 1996, Quataert et al., 1999, Ptak et al., 2004, Nemmen et al., 2006), além da presença de linhas largas de Balmer com duplo pico em diversos LLAGNs e a ausência da linha larga Fe $K\alpha$, que requerem o truncamento do disco.
3. **Jato.** A necessidade do jato é imposta pelo caráter *radio-loud* das SEDs dos LLAGNs, pelo fato da emissão rádio não ser explicada como emissão do ADAF, e pelas estimativas empíricas da eficiência de produção dos jatos em LLAGNs, que indicam que uma fração considerável da energia de repouso do gás acretado é convertida em energia cinética transportada pelos jatos.

A figura 1.6 ilustra o cenário básico favorecido para explicar o mecanismo de acreção dos buracos negros supermassivos subalimentados do universo local, presentes nos LLAGNs (Ho, 2005, Yuan, 2007, Ballantyne, 2007, Ho, 2008). Tal cenário inclui as três componentes descritas acima: ADAF interno, disco fino truncado externo ao ADAF, e um jato relativístico. Tal modelo havia sido proposto anteriormente no trabalho pioneiro de Chen & Halpern (1989), porém no contexto específico de explicar a fonte central da rádio galáxia Arp 102B e a origem das linhas largas de Balmer com duplo pico observadas.

1.6 Objetivo

A partir da nossa discussão anterior, vimos que há fortes evidências de que as galáxias do universo presente hospedam buracos negros supermassivos, e a grande maioria destes buracos negros são alimentados com baixas taxas de acreção, ao contrário dos buracos negros em AGNs mais luminosos e quasares situados no universo distante. Como consequência, espera-se que os buracos negros supermassivos nos AGNs de baixa luminosidade (LLAGNs) e galáxias inativas estejam acretando num estado fundamentalmente diferente do modo de acreção dos quasares, o modo ADAF. Tal regime de acreção é consideravelmente diferente do modelo padrão de disco fino, sendo caracterizado por uma baixa eficiência radiativa, espesso, e bastante quente, com temperaturas de bilhões de graus Kelvin.

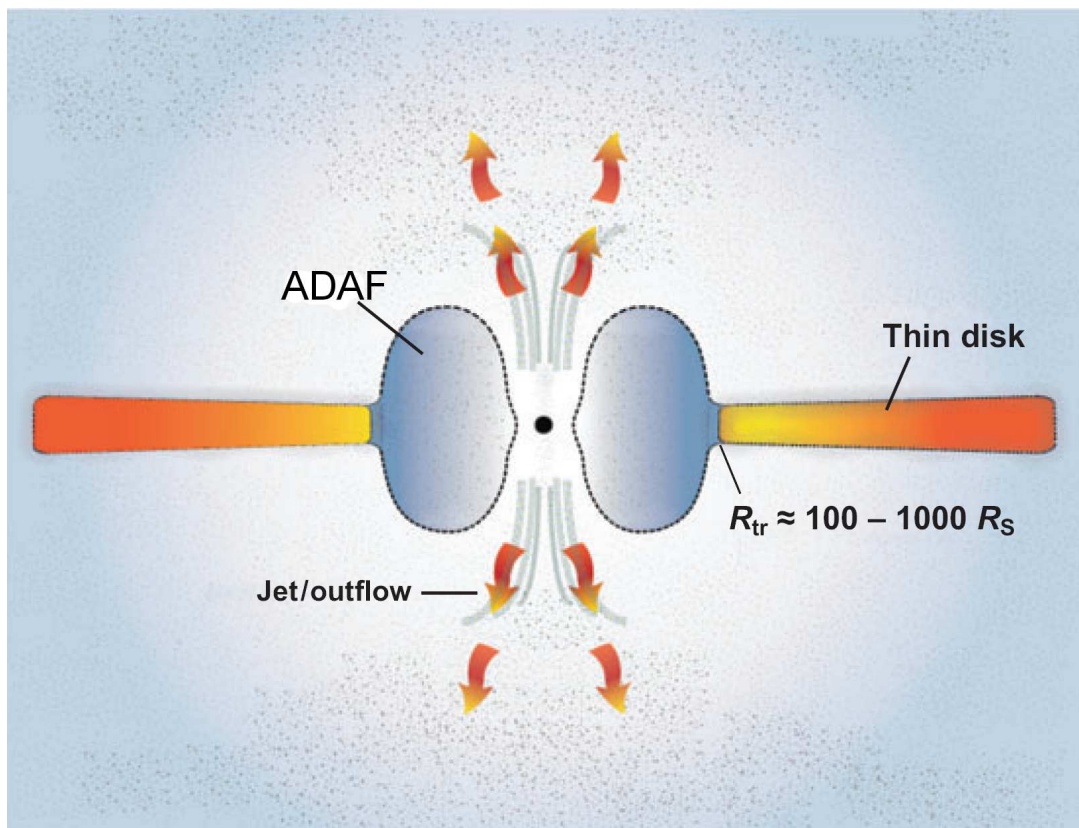


Figura 1.6: Ilustração do cenário para acreção dos buracos negros supermassivos nos LLAGNs, incluindo os três componentes: ADAF (parte interna do escoamento acretivo), disco fino (parte externa) e jato (escoamento ejetado). Figura extraída de Ho (2008).

O objetivo desta tese é desvendar as consequências observacionais da presença de buracos negros subalimentados nas galáxias que hospedam LLAGNs do universo presente, usando modelos teóricos para o escoamento acretivo, a ejeção dos jatos e a relação entre o escoamento e o buraco negro. Dado que mais de 40% das galáxias próximas hospedam LLAGNs, a atividade dos buracos negros na época atual do cosmos é claramente dominada pelos buracos negros alimentados com baixas taxas de acreção. De acordo com o cenário no qual o grau de atividade nuclear nas galáxias é determinado pela taxa de acreção do buraco negro, os LLAGNs representariam o elo de ligação com as galáxias normais inativas, que não apresentariam sinais tradicionais de atividade nuclear pelo fato das taxas de acreção serem extremamente baixas.

No capítulo 2, calculamos a partir de primeiros princípios a eficiência de produção dos jatos a partir dos ADAFs, e a conexão da potência cinéticas destes jatos com o spin do buraco negro. Comparamos as previsões teóricas dos modelos desenvolvidos com a correlação empírica derivada entre a taxa de acreção do buraco negro e a potência do jato em LLAGNs (Allen et al., 2006, Merloni & Heinz, 2007, Balmaverde et al., 2008). A partir da modelagem desta correlação, derivamos uma nova maneira de estimar os spins dos buracos negros supermassivos nos LLAGNs.

No capítulo 3, utilizamos o cenário físico ilustrado na figura 1.6 para modelar as SEDs de uma amostra de 17 LINERs selecionadas da compilação de Eracleous et al. (2009). Com esta modelagem – na qual modelagemos fisicamente a natureza das SEDs, indo além de uma interpretação fenomenológica – pretendemos verificar a validade do cenário ADAF para explicar a emissão dos LINERs, que representam a população dominante de LLAGNs (Ho et al., 1997, Ho, 2008), qual a importância relativa que o escoamento acretivo e o jato têm nas SEDs. Construimos então um cenário unificado para a natureza da acreção nos LINERs, e por extensão na população geral dos LLAGNs, e estimamos os valores dos parâmetros físicos fundamentais das fontes centrais.

No capítulo 4, utilizamos os modelos teóricos estudados nos capítulos 2 e 3 para construir uma nova metodologia para a acreção dos buracos negros e o feedback dos jatos, que pode ser implementada em simulações de formação de galáxias para acompanhar a co-evolução entre os buracos negros e as galáxias hospedeiras. O método que nós construimos é implementado na simulação cosmológica da formação de uma galáxia disco, através da qual a co-evolução entre o AGN central e a galáxia é analisada, bem como a importância do feedback dos jatos neste contexto.

Os resultados do trabalho descrito nos capítulos 2 e 4 foi previamente apresentado em três publicações (Nemmen et al. 2007a,b, Okamoto, Nemmen, and Bower 2008). Os resultados contidos no capítulo 3 serão incluídos num artigo(s) que está em estágio de preparação (Nemmen et al. 2009, em preparação). Os trabalhos já publicados estão anexados no apêndice C.

Capítulo 2

Modelos para potência dos jatos relativísticos: Evidência para a rotação rápida dos buracos negros supermassivos

If man were restricted to collecting facts, the sciences would only be a sterile nomenclature and he would never have known the great laws of nature. It is in comparing the phenomena with each other, in seeking to grasp their relationships, that he is led to discover these laws.
Pierre-Simon Laplace, in “Exposition du systeme du monde”, 1813

2.1 Introdução

Os jatos relativísticos extragaláticos são escoamentos colimados de plasma a velocidades relativísticas, que emergem dos núcleos ativos de galáxias em direções opostas, transportando enormes quantidades de massa, momentum e energia (ver Figura 2.1). Os jatos constituem um dos fenômenos mais energéticos do universo e a sua origem física tem desafiado a nossa compreensão dos processos físicos envolvidos (Blandford, 1990, Krolik, 1999, Meier et al., 2001) desde que tais fenômenos começaram a ser detectados, há mais de trinta anos atrás (Begelman et al., 1984, Ferrari, 1998, Collin, 2006).

Existe na astronomia um amplo corpo de evidências observacionais da existência dos jatos extragaláticos. Algumas das evidências mais contundentes foram obtidas mediante o imageamento no óptico, raios X e rádio de fontes extragaláticas da emissão rádio estendida e colimada, localizadas em lados opostos em relação ao núcleo da galáxia hospedeira, onde o próprio núcleo geralmente é uma fonte compacta da emissão rádio nestes casos (Begelman

et al., 1984, Krolik, 1999)). Estas observações revelaram que os jatos podem permanecer altamente colimados até distâncias da ordem de centenas de kiloparsecs em relação ao centro das rádio galáxias. O painel esquerdo da Figura 2.1 mostra imagens no rádio com o Observatório VLA (*Very Large Array*) e em raios X com o Observatório *Chandra* do jato proveniente do núcleo da galáxia M87, um belo exemplo de jato relativístico colimado (e.g., Marshall et al. 2002).

Observações de alta resolução com o Observatório *Chandra* de galáxias elípticas e aglomerados de galáxias ilustram o impacto dramático que os jatos exercem no meio interestelar das galáxias hospedeiras e no ambiente dos aglomerados. Tais observações mostram a existência de proeminentes depressões na distribuição superficial de brilho em raios X destes sistemas, que correspondem a cavidades ou “bolhas” infladas pelos jatos à medida que estes interagem com o gás quente ao redor do AGN central (e.g., Allen et al. 2006, Bîrzan et al. 2004, Fabian et al. 2006, Taylor et al. 2006, Rafferty et al. 2006, Sanders et al. 2009). Baseando-se na energética da criação das cavidades observadas no plasma, a energia mínima associada com os jatos situa-se entre $\sim 10^{55}$ erg em galáxias, grupos de galáxias e aglomerados de galáxias menos massivos até $\sim 10^{62}$ erg em aglomerados ricos (mais massivos) (e.g., Churazov et al. 2002, Sanders et al. 2009), de forma que os jatos estão entre alguns dos fenômenos mais potentes do universo.

A grande quantidade de energia depositada pelos jatos no ambiente ao redor do AGN modifica a estrutura e conseqüente evolução temporal desse gás (painel direito da Figura 2.1) (Churazov et al., 2002, Dalla Vecchia et al., 2004, Sijacki & Springel, 2006). Por exemplo, a interação entre os jatos e o plasma circundante nos aglomerados de galáxias pode alterar a evolução do ambiente interno dos aglomerados, através do contrabalançamento do esfriamento radiativo pelo aquecimento causado pelo jato (e.g., McCarthy et al. 2004), e modificar o processo de formação das galáxias (Bower et al., 2006, Sijacki et al., 2007).

Uma compreensão detalhada dos diversos aspectos do fenômeno dos jatos permanece elusiva, tais como sua origem, colimação, propagação, radiação etc. A combinação de estudos teóricos analíticos (e.g., Blandford & Znajek 1977, Blandford & Payne 1982, Begelman et al. 1984, Punsly & Coroniti 1990, Ferrari 1998, Meier 1999, 2001) e o uso de complexas simulações numéricas magnetohidrodinâmicas (MHD) relativísticas (e.g., Koide et al. 2000, Koide 2003, McKinney & Gammie 2004, De Villiers et al. 2005, Komissarov 2005, Hawley & Krolik 2006, McKinney 2006, McKinney & Narayan 2007, Punsly 2007, Tchekhovskoy et al. 2008) estão fornecendo importantes *insights* na compreensão da origem física das enormes quantidades de energia transportadas pelos jatos extragaláticos. Está se formando um consenso geral de que os jatos são fundamentalmente fenômenos cuja origem está relacionada aos processos eletromagnéticos no disco de acreção ao redor do buraco negro central, e não somente a conseqüência de processos puramente hidrodinâmicos (Blandford, 2002).

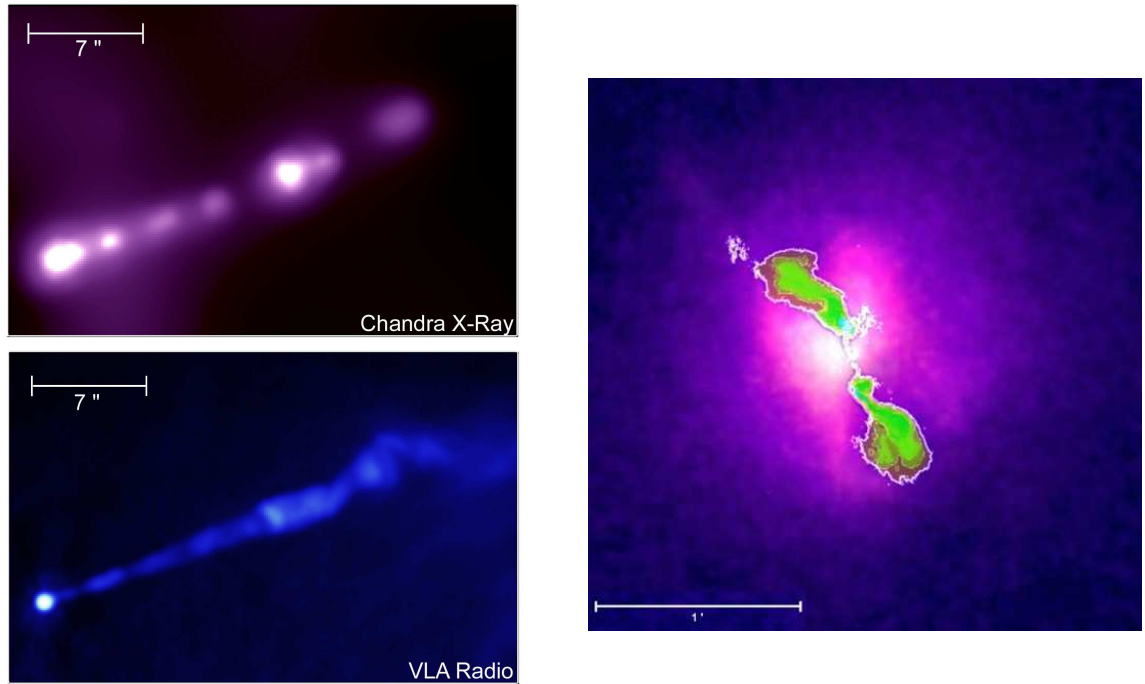


Figura 2.1: **Esquerda:** Observações em raios X e rádio do jato relativístico emitido pelo AGN central da galáxia M87, situada a uma distância de 17 Mpc (Marshall et al., 2002). **Direita:** Imagem em raios X que mostra a interação entre o jato emitido pela rádio galáxia central do aglomerado de galáxias Hydra A e o meio circundante (McNamara et al., 2000). Como resultado desta interação são criadas “bolhas” de plasma aquecido em relação ao plasma mais frio, que são observadas como depressões na distribuição de brilho. A distância até Hydra A é de 258 Mpc.

Como discutimos no capítulo 1, os modelos atualmente favorecidos para a origem da potência dos jatos supõem um escoamento acretivo que deposita massa no buraco negro central (Narayan & Quataert, 2005), “atravessado” por linhas de campo magnético de grande escala. A presença de turbulência MHD e rotação diferencial do plasma no disco de acreção geram e intensificam campos magnéticos toroidais através do processo denominado de instabilidade magnetorrotacional (Balbus & Hawley, 1998, Balbus, 2003). Quando a pressão associada a essas linhas toroidais torna-se suficientemente grande, tais linhas sofrem uma repulsão magnética mútua e escapam do disco, formando um tipo de “torre” helicoidal rotatória de linhas de campo magnético acima e abaixo do disco (e.g., Meier et al. 2001, Hirose et al. 2004, Semenov et al. 2004). Forças centrífugas associadas a essas linhas de campo expõem o plasma do escoamento, gerando *outflows*. Esta é a base do modelo de *Blandford-Payne* (Blandford & Payne, 1982) para os jatos, no qual os campos magnéticos conectam o corpo do disco de acreção a regiões distantes (ver Figura 2.2) e extraem a energia rotacional do próprio disco de acreção e a convertem na potência do jato. Dependendo da

estrutura detalhada do disco de acreção e das linhas de campo, este mecanismo pode gerar desde *outflows* pouco colimados até jatos altamente colimados (Blandford & Payne, 1982).

Caso o buraco negro central esteja em rotação (buraco negro de Kerr, Misner et al. 1973, Frolov & Novikov 1998), o campo magnético pode também extrair a energia rotacional do buraco negro para acelerar os jatos. A possibilidade de aproveitar de forma útil a energia rotacional armazenada nos buracos negros de Kerr foi estudada pela primeira vez por Penrose (1969) há mais de trinta anos atrás. No chamado “processo de Penrose” idealizado por Roger Penrose (ver Misner et al. 1973, §33.7), partículas situadas em órbitas retrógradas de energia negativa, dentro da ergosfera, ao serem acretadas pelo buraco negro reduzem sua energia rotacional. Tal energia extra pode potencialmente ser convertida na energia do jato.

Alguns anos após a proposta de Penrose, Blandford & Znajek (1977) propuseram um modelo hoje conhecido como modelo de *Blandford-Znajek* (BZ) no qual as linhas de campo magnético estão ancoradas diretamente no horizonte de eventos do buraco negro em rotação e o conectam a regiões distantes (Figura 2.2). Tal configuração surge na natureza pelo fato de os escoamentos acretivos serem magnetizados, e ao depositarem o plasma no buraco negro, as linhas de campo previamente ancoradas no plasma passam a ficar ancoradas no horizonte do buraco negro (Thorne et al., 1986). Blandford & Znajek (1977) estudaram o comportamento das equações de Maxwell ao redor de um buraco negro de Kerr para diversas configurações do campo e obtiveram uma maneira qualitativamente simples de entender o mecanismo de BZ: o buraco negro através de sua rotação exerce um torque sobre as linhas de campos ancoradas no horizonte, cuja velocidade angular é menor do que a do buraco negro; desta forma as linhas de campo extraem a energia rotacional do buraco e transportam-na para regiões distantes da singularidade na forma de um fluxo de Poynting, tal energia pode então ser usada para acelerar o plasma do jato. Tal mecanismo é análogo ao modelo clássico de Goldreich & Julian (1969) proposto para explicar a emissão de radiação dos pulsares (ver Shapiro & Teukolsky 1986, §10). MacDonald & Thorne (1982) criaram uma analogia interessante entre o modelo de BZ e um circuito DC: o buraco negro se comporta como uma bateria com uma certa resistência interna que está conectada a um resistor que representa a região de aceleração do jato; obviamente a fonte de energia dessa “bateria” é a rotação do buraco negro. Uma exposição detalhada sobre o modelo de BZ pode ser encontrada nas obras Thorne et al. (1986), Frolov & Novikov (1998) (§8.6) ou ainda Frank et al. (2002).

Há ainda um outro tipo de modelo que chamamos de *Punsly-Coroniti-Meier*, onde as linhas de campo associadas à produção dos jatos estão ancoradas no plasma do disco de acreção porém dentro da ergosfera do buraco negro (Figura 2.2) (Punsly & Coroniti, 1990, Meier, 1999). Neste tipo de modelo o campo magnético é capaz de extrair energia do

espaço-tempo em rotação do buraco negro analogamente ao mecanismo de BZ, mesmo que as linhas não estejam ancoradas diretamente no horizonte de eventos.

Os resultados dos modelos *analíticos* de BZ e Punsly-Coroniti-Meier para a potência dos jatos são de forma geral consistentes com os resultados de *simulações numéricas* (Koide, 2003, McKinney & Gammie, 2004, De Villiers et al., 2005, Hawley & Krolik, 2006, Punsly, 2007), no sentido de que a potência dos jatos resultante depende tanto da taxa de acreção quanto do spin dos buracos negros. De fato, Meier (2001), Sikora et al. (2007) argumenta que a compreensão da dicotomia *radio-loud/radio-quiet* na população de AGNs (e.g., Krolik 1999) requer que o comportamento da potência do jato exiba tais dependências. Embora esta afirmação pareça ser indicada por observações de binárias de raios X na nossa galáxia (Cui et al., 1998). Apesar disso, observacionalmente pouco é sabido sobre as condições envolvidas no fenômeno dos jatos extragaláticos. Observações recentes com o Observatório Chandra oferecem uma oportunidade única de remediar isto. As observações em raios X das cavidades/bolhas presentes em diversos sistemas permitem estimar tanto a potência dos jatos emitidas pelos AGNs centrais quanto a taxa de acreção de massa ao buraco negro. Allen et al. (2006) (daqui por diante A06) analisou tais dados para nove galáxias elípticas gigantes e obteve uma forte correlação entre as taxas de acreção de Bondi e as potências dos jatos (ver também Merloni & Heinz 2007, Balmaverde et al. 2008). No contexto dos modelos para o sistema jato-disco de acreção-buraco negro, tal correlação permite inferir não só a eficiência com a qual a energia de repouso do material sendo acretado no buraco negro é convertida em energia do jato, mas também a distribuição dos spins dos buracos negros nos respectivos AGNs, como mostraremos a seguir. Este é um dos tópicos abordados neste trabalho.

Neste capítulo, estudamos dois modelos físicos para a potência do jato: o modelo BZ (§2.3) e o modelo “híbrido” de Punsly-Coroniti-Meier proposto por Meier (2001) (Punsly & Coroniti, 1990, Meier, 1999) (§2.4). Denominamos o último modelo “híbrido” pois as linhas de campo magnético podem estar conectadas a plasma localizado dentro ou fora da ergosfera, dependendo do spin do buraco negro. Tal modelo combina os mecanismos de Blandford-Payne – no qual a potência do jato pode ser extraída da energia cinética do escoamento acretivo – e de BZ – no qual a energia rotacional do buraco negro é extraída. Incorporamos nestes modelos alguns efeitos relativísticos que foram considerados de forma incompleta em trabalhos anteriores a Nemmen et al. (2007b), e consideramos que o escoamento acretivo associado à produção dos jatos possui baixa eficiência radiativa, i.e. é um ADAF. Há várias indicações de que a formação dos jatos é mais eficiente quando o escoamento acretivo é um ADAF (e.g., Rees et al. 1982, Meier 2001, Churazov et al. 2005, Nemmen et al. 2007b, McKinney & Gammie 2004, Tchekhovskoy et al. 2008), além disso acredita-se que a produção dos jatos é suprimida (Livio et al., 1999, Meier, 2001, Maccarone et al., 2003) nos discos de acreção finos padrões normalmente associados aos AGNs

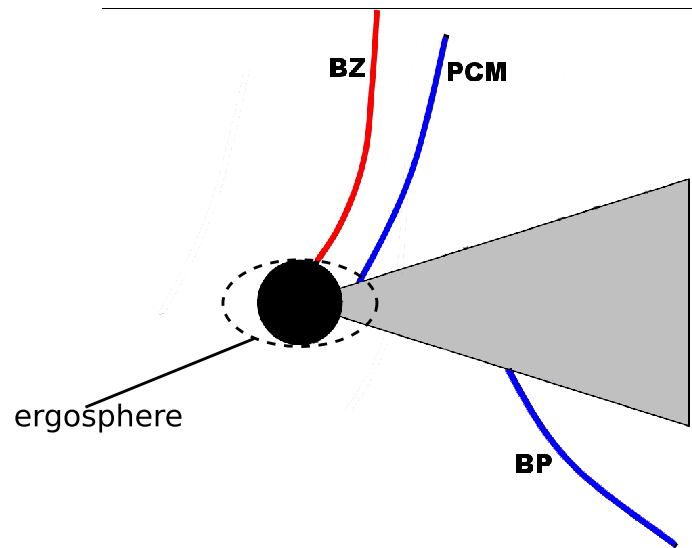


Figura 2.2: Configurações das linhas de campo magnético ancoradas no buraco negro ou disco de acreção capazes de fornecer energia para os jatos. A siglas BZ, BP e PCM referem-se respectivamente aos modelos de Blandford-Znajek, Blandford-Payne e Punsly-Coroniti-Meier, conforme texto.

luminosos (Shakura & Sunyaev, 1973, Novikov & Thorne, 1973). Justificamos com mais detalhes a associação entre ADAFs e a produção de jatos na seção 2.2 (ver também §1.5).

Após construirmos um modelo teórico para a eficiência de produção dos jatos a partir dos ADAFs (§2.5), aplicamos tais modelos para compreender a correlação empírica entre as taxas de acreção de Bondi e as potências dos jatos inferida para LLAGNs hospedados em galáxias elípticas gigantes (§2.6). Em seguida demonstramos que os modelos de jato de BZ e híbrido estudados nas seções 2.3 e 2.4 são capazes de explicar a natureza física desta correlação, e reproduzi-la (§2.7). A partir da nossa modelagem das observações, inferimos a eficiência típica de conversão da energia de repouso do material acretado no buraco negro em potência do jato, e a distribuição dos spins dos buracos negros supermassivos (§2.7). Discutimos os efeitos nos nossos resultados introduzidos por possíveis incertezas na determinação empírica das potências dos jatos (§2.8.1) e a presença de ventos no ADAF (§2.8.2). Finalmente, comparamos nossos resultados com estimativas prévias da eficiência do jato (§2.8.3) e contextualizamos os resultados da nossa pesquisa com outros trabalhos recentes (§2.8.4).

Os conteúdo deste capítulo foi publicado nos dois trabalhos Nemmen et al. (2007a,b).

2.2 Escoamento acretivo: ADAF

Para efeito de modelagem, consideramos que o escoamento acretivo ao redor do buraco negro central é um ADAF (ver seção 1.4; Narayan et al. 1998, Narayan & McClintock 2008). Existem diversas evidências que indicam uma associação entre ADAFs e jatos intensos em LLAGNs, algumas das quais foram mencionadas na seção 1.5:

1. ADAFs são o modelo favorecido para explicar as baixas luminosidades dos LLAGNs (§1.4).
2. Teoricamente, a magnitude e a estrutura dos campos magnéticos associados com ADAFs são muito mais “condutivas” à extração da energia rotacional dos buracos negros em comparação com os campos associados com discos finos padrões (e.g., Rees et al. 1982, Livio et al. 1999, Armitage & Natarajan 1999, Meier 2001, Nemmen et al. 2007b, Garofalo 2009), o que induziria a produção de jatos mais intensos nos ADAFs.
3. Observacionalmente, estimativas da potência dos jatos e das taxas de acreção indicam que a eficiência de produção dos jatos nos LLAGNs de fato é bastante apreciável (Allen et al., 2006, Heinz et al., 2007, Merloni & Heinz, 2007, KÖrding et al., 2008, Balmaverde et al., 2008, Shankar et al., 2008, Merloni & Heinz, 2008).
4. LLAGNs (bem como XRBs no estado *low/hard*) apresentam uma forte correlação entre as emissões em raios X e rádio, que podem ser melhor entendidas no contexto de um sistema ADAF-jato (Gallo et al., 2003, Merloni et al., 2003, Falcke et al., 2004). Observações sugerem que para altas taxas de acreção tais sistemas mudam para o estado *high/soft* e o jato é suprimido (Maccarone et al., 2003, Greene et al., 2006). Acredita-se que tal supressão do jato (e a transição HS-TS associada) aconteça devido à mudança de um ADAF (jatos fortes) com baixas taxas de acreção para um disco fino (jatos fracos) com altas taxas de acreção (e.g., Meier 2001) (ver figura 1.4a).

Convém notar que no caso dos sistemas excepcionais tais como os *radio-loud quasars*, que são ao mesmo tempo bastante luminosos e possuem jatos intensos, a natureza da sua fonte central é atualmente um grande enigma (e.g., Maccarone et al. 2003, Churazov et al. 2005, KÖrding et al. 2006). Acredita-se que tais sistemas correspondam a casos onde a taxa de acreção aproxima-se da taxa de Eddington. Uma possibilidade é que nestes casos o escoamento acretivo esteja num estado instável onde o mesmo oscila entre diferentes modos de acreção e correspondentemente diferentes modos de produção do jato (Meier, 2001, Sikora et al., 2007). Outra possibilidade é que o escoamento acretivo ocorra na forma dos *slim disks*, escoamentos super-Eddington onde a pressão de radiação é dominante (Abramowicz et al., 1988, Abramowicz, 2005, Ohsuga, 2007). A investigação da natureza destes sistemas claramente é uma área promissora e instigante, mas está além dos objetivos do presente trabalho.

Nós descrevemos a estrutura do ADAF usando as equações auto-similares de Narayan & Yi (1995a,b), que descrevem de forma simples a estrutura do escoamento. Estamos especialmente interessados nas equações que descrevem a semi-espessura do disco H , a velocidade angular Ω' e a intensidade do campo magnético B próximos ao buraco negro em termos do raio em coordenadas cilíndricas R , massa do buraco negro M , taxa de acreção no buraco negro \dot{M} e o parâmetro de advecção f (assumido ≈ 1). As equações abaixo descrevem H , Ω' e B , que servirão de entrada para os modelos da potência do jato descritos nas seções 2.3 e 2.4, onde parametrizamos a massa em unidades solares ($m = M/M_\odot$), taxas de acreção em unidades de Eddington ($\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$) e os raios em termos do raio de Schwarzschild ($r = R/(2GM/c^2)$):

$$\Omega' = 7.19 \times 10^4 c_2 m^{-1} r^{-3/2} \text{ s}^{-1}, \quad (2.1)$$

$$B = 6.55 \times 10^8 \alpha^{-1/2} (1 - \beta)^{1/2} c_1^{-1/2} c_3^{1/4} m^{-1/2} \dot{m}^{1/2} r^{-5/4} \text{ G}, \quad (2.2)$$

$$H/R \approx (2.5c_3)^{1/2}. \quad (2.3)$$

As constantes c_1 , c_2 e c_3 são definidas como

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{5 + 2\epsilon'}{3\alpha^2} g'(\alpha, \epsilon'), \\ c_2 &= \left[\frac{2\epsilon'(5 + 2\epsilon')}{9\alpha^2} g'(\alpha, \epsilon') \right]^{1/2}, \\ c_3 &= c_2^2 / \epsilon', \\ \epsilon' &\equiv \frac{1}{f} \left(\frac{5/3 - \gamma}{\gamma - 1} \right), \\ g'(\alpha, \epsilon') &\equiv \left[1 + \frac{18\alpha^2}{(5 + 2\epsilon')^2} \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

Atentamos para o fato de que embora as equações de Narayan & Yi (1995a) sejam baseadas num modelo simplificado para o ADAF, que não incorporava a possível perda de massa na forma de *ventos* provenientes do escoamento acretivo, nós verificamos que estas soluções auto-similares fornecem uma boa aproximação para a estrutura das regiões internas dos modelos ADAF mais recentes, como o modelo proposto por Blandford & Begelman (1999) no qual ventos estão presentes (ver §2.8.2).

As equações para H , B e Ω' também dependem das propriedades do plasma tais como o índice adiabático γ , o parâmetro de viscosidade* α e a razão entre as pressões do gás e magnética β . Tais quantidades não são independentes. Adotamos que o valor de γ

*Na chamada “prescrição α ” se define a viscosidade cinemática $\nu = \alpha c_s H$ onde α é um parâmetro fenomenológico que quantifica a viscosidade do gás (geralmente $\alpha \lesssim 1$) (e.g., Frank et al. 2002).

depende de β através da relação

$$\gamma = \frac{5\beta + 8}{3(2 + \beta)} \quad (2.4)$$

(Esin et al., 1997) e baseado-nos em simulações numéricas MHD Newtonianas da evolução da instabilidade magnetorrotacional (MRI, *magnetorotational instability*) em discos de acreção adotamos

$$\alpha \approx \frac{0.55}{1 + \beta} \quad (2.5)$$

(Hawley et al., 1995). Assumimos que a pressão magnética está relacionada a intensidade do campo via $P_{\text{mag}} = B^2/8\pi$.

Obtemos o valor de α a partir de simulações recentes MHD de escoamentos acretivos que levam em conta de forma auto-consistente o processo MRI. As simulações relativísticas de McKinney & Gammie (2004), Hirose et al. (2004), Hawley & Krolik (2006) obtêm que nas porções internas do disco $\beta \approx 1 - 10$. Embora α não seja explicitamente mencionado, podemos estimá-lo a partir dos valores de β usando a relação entre estas duas variáveis obtendo $\alpha \approx 0.04 - 0.3$. Para fins de cálculo, derivaremos os resultados a seguir para os valores $\alpha = 0.04$ e 0.3 . Contextualizando estes valores de α , notamos que as simulações de Proga & Begelman (2003), McKinney & Narayan (2007) sugerem que próximo à órbita circular estável mais interna, α atinge altos valores: $\alpha \sim 0.1 - 1$. Além disso, modelos ADAF recentes requerem o valor $\alpha \approx 0.25$ para reproduzir as observações de XRBs (Quataert & Narayan, 1999).

Introduzimos três importantes modificações no modelo ADAF descrito acima, que incorporam efeitos de relatividade geral causados pela métrica de Kerr:

Raio interno do disco Calculamos os valores de H , B and Ω' no raio R_{ms} , o raio da órbita circular estável mais interna do disco de acreção (ISCO, de *innermost stable circular orbit*, ou raio marginalmente estável, *marginally stable*), i.e. o raio abaixo do qual não são possíveis órbitas estáveis de partículas no disco de acreção (ver Frank et al. 2002, Misner et al. 1973), tal raio é dado por (Bardeen et al., 1972)

$$R_{\text{ms}} = M \left\{ 3 + Z_2 - [(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)]^{1/2} \right\}, \quad (2.6)$$

$$Z_1 \equiv 1 + (1 - j^2)^{1/3} \left[(1 + j)^{1/3} + (1 - j)^{1/3} \right],$$

$$Z_2 \equiv (3j^2 + Z_1^2)^{1/2}.$$

Conforme a Figura 2.3 mostra, R_{ms} depende fortemente do parâmetro de spin do buraco negro $j \equiv J/J_{\text{max}}$ (“ a/M ” em unidades geometrizadas, a é o momentum angular específico), onde J é o momentum angular do buraco negro e $J_{\text{max}} = GM^2/c$ é momentum angular máximo possível.

Intensificação da rotação devido a *frame-dragging* Um observador localizado no infinito vai ver o disco e os campos magnéticos em rotação nas proximidades do buraco negro nas coordenadas de Boyer-Lindquist com uma velocidade $\Omega = \Omega' + \omega$, onde

$$\omega \equiv -\frac{g_{\phi t}}{g_{\phi\phi}} = \frac{2aM}{a^2(R+2M) + R^3}, \quad (2.7)$$

é a velocidade angular ($g_{\alpha\beta}$ são as componentes do tensor métrico apropriado) no mesmo sistema de coordenadas, que corresponde a rotação do espaço-tempo localmente induzida pelo buraco negro de Kerr (Bardeen et al., 1972).

Dínamo devido a *frame-dragging* Incorporamos um efeito relativístico inicialmente proposto por Meier (1999) e possivelmente observado nas simulações numéricas MHD de Hawley & Krolik (2006), onde o *frame-dragging* atua como um dínamo que amplifica a intensidade dos campos magnéticos nas proximidades do buraco negro às custas da energia rotacional do mesmo, o que intensificaria a potência do jato. Seguindo Meier (2001), relacionamos a componente azimutal amplificada do campo com a intensidade não-amplificada do campo da solução ADAF Newtoniana como $B_\phi = gB$, onde $g = \Omega/\Omega'$ é o fator de ampliação do campo. A amplitude deste fator depende do spin do buraco negro através da velocidade angular do espaço-tempo ω . No caso de um buraco negro de Schwarzschild (sem rotação), $\omega = 0$ e $g = 1$ (i.e., não há dínamo devido à métrica). A Figura 2.4 mostra quão grande g pode se tornar à medida que j aumenta, para valores dos parâmetros típicos.

A importância destes efeitos foi reconhecida previamente e Meier (2001) até mesmo os incorporou no seu modelo para a potência do jato, embora com simplificações que diminuiriam seu impacto. Por exemplo, Meier tomou g como um parâmetro livre ao invés de explicitamente relacioná-lo à rotação do espaço-tempo induzida pela métrica de Kerr, ele adotou uma aproximação simples para ω , e ele calculou as potências apenas para dois valores limites do raio: $7GM/c^2$ (correspondendo a $j \approx 0$) e $1.5GM/c^2$ ($j \approx 1$). No nosso método incorporamos de maneira mais completa a dependência dos parâmetros importantes do modelo em j , e desta forma podemos explorar o quão sensíveis as variáveis do escoamento acretivo e a potência do jato são a mudanças no valor do spin do buraco negro.

Finalmente, seguindo Livio et al. (1999) assumimos que as componentes poloidal e azimutal do campo magnético estão relacionadas uma à outra através da relação $B_p \approx H/R B_\phi$, baseada em que a intensidade da componente poloidal é limitada pela extensão vertical dos “redemoinhos” turbulentos no disco de acreção. No caso de um ADAF, isto implica $B_p \approx B_\phi$ pois $H \sim R$.

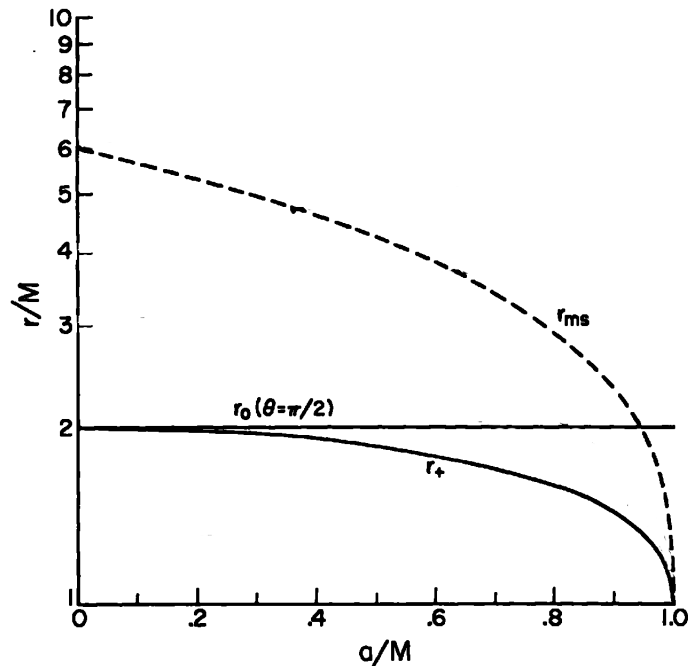


Figura 2.3: Dependência com o spin j de alguns raios característicos da dinâmica ao redor dos buracos negros de Kerr, em unidades geometrizadas ($G = c = 1$). A linha tracejada mostra o raio da órbita marginalmente estável (R_{ms}) e as linhas sólidas mostram o raio do horizonte de eventos (R_+) e o raio da ergosfera medido no equador ($R_0(\theta = \pi/2)$). Figura extraída e modificada de Bardeen et al. (1972).

2.3 O modelo de Blandford-Znajek

De acordo com o modelo de BZ, a potência total do jato resultante é dada por (e.g., MacDonald & Thorne 1982, Thorne et al. 1986)

$$P_{\text{jet}}^{\text{BZ}} = \frac{1}{32} \omega_F^2 B_{\perp}^2 R_H^2 j^2 c, \quad (2.8)$$

onde

$$R_H = \left[1 + (1 - j^2)^{1/2} \right] \frac{GM}{c^2} \quad (2.9)$$

é o raio do horizonte de eventos, B_{\perp} é a intensidade da componente do campo magnético normal ao horizonte, e o fator

$$\omega_F \equiv \frac{\Omega_F}{\Omega_H^2} (\Omega_H - \Omega_F) \quad (2.10)$$

depende da velocidade angular das linhas de campo Ω_F em relação a do buraco negro, Ω_H . Seguindo a prática usual, assumimos que $\omega_F = 1/2$, que maximiza a potência (MacDonald & Thorne, 1982, Thorne et al., 1986). Quanto a B_{\perp} , Livio et al. (1999) argumenta que a intensidade do campo ancorado no horizonte é comparável à do campo ancorado nas

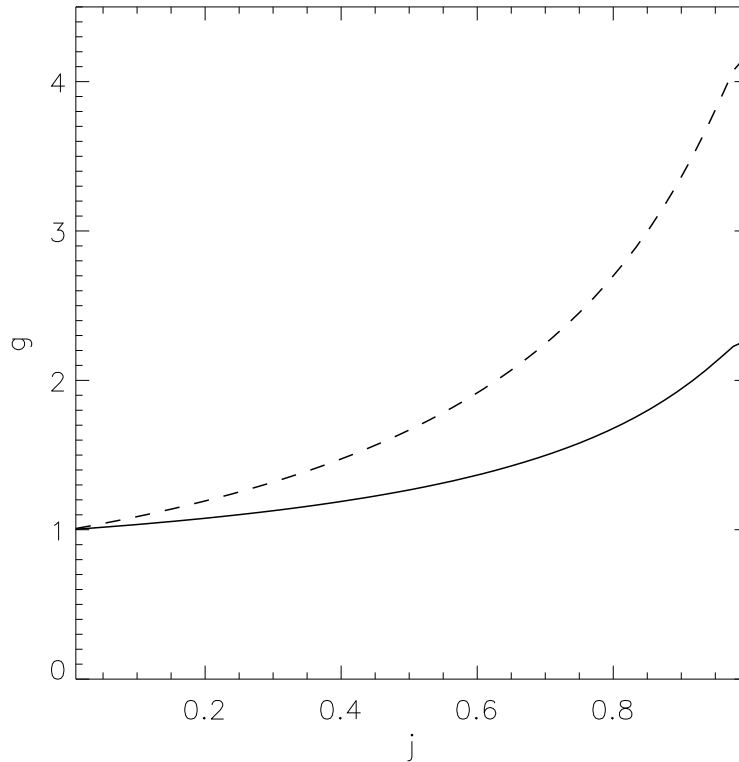


Figura 2.4: Variação com j do fator de intensificação g dos campos magnéticos devido a *frame-dragging*. A linha sólida indica o caso em que $\alpha = 0.3$ e a linha pontilhada corresponde a $\alpha = 0.04$. Tal fator não depende da massa do buraco negro ou taxa de acreção.

regiões internas do escoamento acretivo. Assim, assumimos que a intensidade do campo no horizonte é a mesma daquela no raio da órbita marginalmente estável do disco de acreção, i.e.

$$B_{\perp} \approx B_p(R_{\text{ms}}) \approx g(R_{\text{ms}})B(R_{\text{ms}}). \quad (2.11)$$

Tais configurações dos campos são consistentes com aquelas observadas na região de formação dos jatos em simulações numéricas da acreção a buracos negros de Kerr (e.g., Hirose et al. 2004, McKinney & Gammie 2004). Finalmente, como a taxa de acreção relaciona-se à potência do jato apenas através da intensidade do campo, a potência depende apenas da taxa de acreção medida na órbita marginalmente estável do escoamento definida como $\dot{M}_{\text{ms}} \equiv \dot{M}(R_{\text{ms}})$. Se a massa é conservada no disco como na versão original do modelo ADAF (Narayan & Yi 1995a, Narayan et al. 1998) então \dot{M} não varia com o raio, porém modelos ADAF contemporâneos permitem que ocorra perda de massa no escoamento na forma de ventos e outflows (ver §2.5).

A principal vantagem do modelo BZ é a sua simplicidade conceitual, no qual o horizonte de eventos é equivalente a uma superfície condutora rotatória dotada de correntes e cargas superficiais. De fato, o horizonte é um indutor unipolar no qual as linhas de

campo estão conectadas (e.g., Thorne et al. 1986; ver Figura 2.2). Os campos magnéticos sofrem torque da rotação do buraco negro e por sua vez, fornecem energia para o jato. Existem entretanto alguns aspectos questionáveis a respeito do modelo. Punsly & Coroniti (1990) argumenta que o horizonte de eventos está causalmente desconectado dos eventos exteriores, de forma que propagações originadas no horizonte poderiam apenas se propagar para dentro do mesmo. Além disso, o modelo BZ é formulado assumindo que não ocorre acreção (a única função da matéria nas proximidades da singularidade é prover correntes que sustentam o campo magnético) e na condição *force-free*, na qual a densidade e pressão do plasma são desprezíveis. Mesmo apesar disso, McKinney & Gammie (2004), McKinney (2005), Hawley & Krolik (2006) obtiveram uma boa concordância entre diversos aspectos do modelo BZ e resultados de simulações numéricas, e por esta razão este modelo é considerado neste trabalho. Notamos que McKinney & Gammie (2004) observaram uma crescente discrepância entre o modelo clássico BZ e os seus resultados à medida que o spin do buraco negro aumenta, um resultado que pode parcialmente ser atribuído ao fato de que a equação 2.8 é derivada no limite perturbativo em que o buraco negro possui baixa rotação.

2.4 O modelo híbrido

Contrariamente à premissa da baixa densidade de plasma no modelo de BZ, acredita-se que a acreção de matéria tenha um papel fundamental nos sistemas reais. De fato, simulações numéricas mostram que a relação entre o disco de acreção e os campos magnéticos desempenha um papel essencial na produção dos jatos. Por esta razão, consideramos um segundo modelo para o jato, o modelo híbrido de Meier (2001). Este modelo é construído de forma que as linhas de campo de grande escala possam estar conectadas a regiões do disco de acreção dentro e fora da ergosfera, o que depende do valor de $R_{\text{ms}}(j)$ (ver Fig. 2.3). Dessa forma, o modelo é capaz de extrair a energia rotacional tanto do disco de acreção quanto do buraco negro e convertê-la na potência do jato, embora a extração da energia rotacional do buraco negro ocorra indiretamente através das linhas de campo ancoradas no plasma sujeito à rotação do espaço-tempo. Este modelo também leva em conta os efeitos da amplificação do campo devido ao dínamo causado por *frame-dragging*. Como foi discutido por Meier (2001), a potência do jato neste modelo depende fortemente da espessura do disco de acreção e do spin; campos magnéticos intensos e rotação rápida, os ingredientes necessários para o lançamento de jatos poderosos, apenas ocorrem se o disco é *espesso* e o buraco negro possui *rotação rápida*.

Seguindo Meier (2001), a potência total do jato no modelo híbrido é dada por

$$P_{\text{jet}}^{\text{disk}} = \frac{1}{32c} (B_{\phi} H R \Omega)^2, \quad (2.12)$$

onde $B_\phi = gB$ e $\Omega = \Omega' + \omega$. Todas as quantidades são calculadas no raio $R = R_{\text{ms}}$, que é também assumido como o tamanho aproximado característico da região de formação do jato, conforme sugerido por simulações numéricas (Koide, 2003, McKinney & Gammie, 2004, Hawley & Krolik, 2006, Punsly, 2007). Nós denotamos a potência neste modelo com o índice subscripto “disk” para chamar a atenção para o fato de que a energia é extraída não só da rotação do buraco negro mas também do próprio escoamento acretivo.

É interessante notar que há suporte para aspectos do modelo híbrido em simulações numéricas recentes (Koide, 2003, De Villiers et al., 2005, Hawley & Krolik, 2006, Punsly, 2007). Por outro lado, a relevância do mecanismo de Blandford-Payne, que descreve a extração de energia da rotação do disco de acreção e que é incorporada no modelo híbrido, é uma questão debatida. Por exemplo, McKinney (2005), Hawley & Krolik (2006) argumenta que este mecanismo não é importante para entender a origem dos *outflows* colimados obtidos nas suas simulações numéricas, enquanto Blandford (2005) sugere que tais conclusões são prematuras e que os resultados das simulações dependem das condições iniciais adotadas.

2.5 Propriedades básicas dos modelos

Há várias propriedades interessantes dos nossos modelos que merecem ser salientadas. A potência do jato nos dois modelos (Equações 2.8 e 2.12) não dependem explicitamente da massa do buraco negro. Além disso, a dependência da taxa de acreção aparece na potência do jato apenas através da intensidade do campo (ver equações 2.2, 2.8 e 2.12), de forma que a potência do jato em ambos modelos pode ser expressa como

$$P_{\text{jet}}(\alpha, j, \dot{M}_{\text{ms}}) \propto \dot{M}_{\text{ms}}, \quad (2.13)$$

ou seja, a potência depende linearmente da taxa de acreção. Entretanto, ambos modelos possuem uma dependência bastante complicada em relação aos parâmetros j e α , o que resulta em grande parte devido à forma complicada da expressão para R_{ms} (eq. 2.2). A Figura 2.5 ilustra a dependência com o spin de ambos os modelos BZ e híbrido, para os valores do parâmetro de viscosidade $\alpha = 0.04$ and 0.3 , considerando o valor fiducial $\dot{M}_{\text{ms}} = 10^{-3} M_\odot \text{yr}^{-1}$. Tal valor corresponde a um décimo da taxa de acreção de Bondi média das galáxias elípticas estudadas por Allen et al. (2006) (ver Tabela 2.1). Os cálculos necessários para construir a figura 2.5 e demais foram implementados empregando rotinas que desenvolvemos nas linguagens *Maple* e *IDL*.

Como a Figura 2.5 mostra, tanto o modelo BZ quanto o modelo híbrido se comportam de maneira similar e dão resultados comparáveis para valores intermediários e altos de j . A pequena diferença de potência entre os dois modelos para valores altos de j não é significativa dadas as incertezas na nossa compreensão dos mecanismos detalhados envolvidos na formação do jato. Para valores baixos do spin, entretanto, a potência do jato no modelo

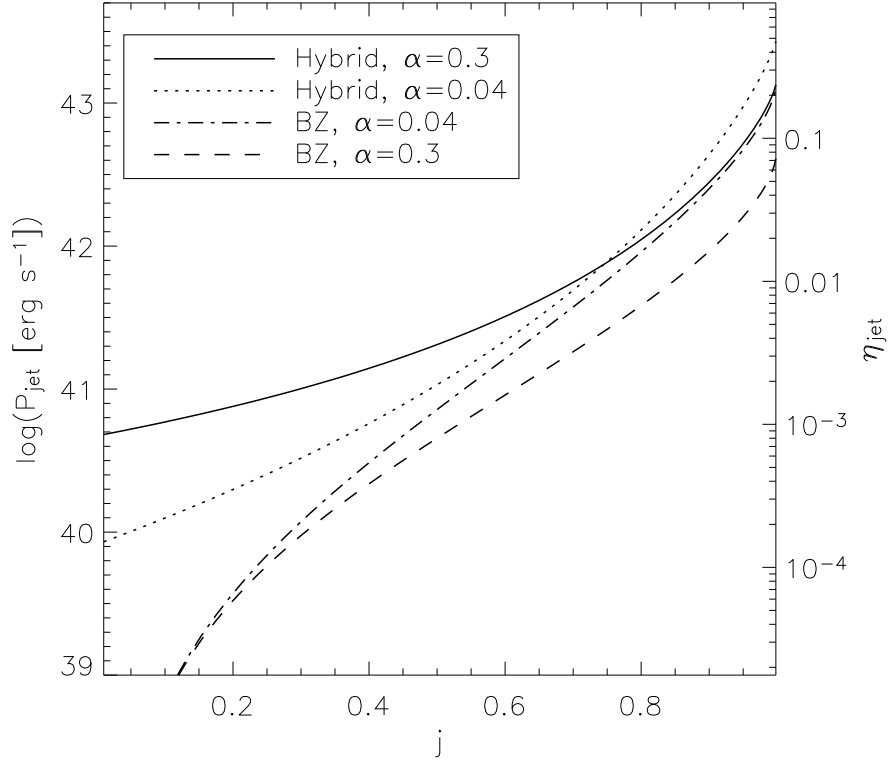


Figura 2.5: Potência do jato obtida dos modelos de Blandford-Znajek (Eq. 2.8) e do modelo híbrido (Eq. 2.12) como função do spin do buraco negro j . As curvas são calculadas assumindo o valor fiducial $\dot{M}_{\text{ms}} = 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, e para dois valores distintos do parâmetro de viscosidade: $\alpha = 0.04$ e 0.3 . O eixo direito mostra a eficiência do jato $\eta_{\text{jet}} \equiv P_{\text{jet}}/\dot{M}_{\text{ms}}c^2$. Como as potências dependem linearmente de \dot{M}_{ms} , η_{jet} depende apenas de j e α .

híbrido é consideravelmente maior que a do caso BZ. A diminuição no caso BZ reflete um declínio na energia rotacional do buraco negro disponível para “alimentar” o jato, enquanto no caso híbrido o declínio é limitado pela contribuição do disco de acreção. O aspecto mais importante da Figura 2.5 é que a potência do jato depende fortemente do spin do buraco negro, variando de três ordens de magnitude à medida que j aumenta de 0 a 1. Esta forte dependência é causada em grande parte pelas nossas melhoras introduzidas nos modelos anteriores de Ghosh & Abramowicz (1997), Armitage & Natarajan (1999), Meier (2001), que não incorporam cuidadosamente a física da métrica de Kerr.

O eixo direito da Fig. 2.5 mostra a eficiência do jato, definida como $\eta_{\text{jet}} \equiv P_{\text{jet}}/\dot{M}_{\text{ms}}c^2$. Como os nossos modelos dependem linearmente de \dot{M}_{ms} , a eficiência depende apenas do spin j e do parâmetro de viscosidade α . Para valores altos de j , as eficiências previstas pelos dois modelos de jato são comparáveis à eficiência radiativa prevista pelo modelo relativístico de disco fino de Novikov-Thorne[†], que está relacionada a energia potencial gravitacional da

[†]O modelo de disco fino de Novikov-Thorne é uma extensão do modelo clássico de Shakura-Sunyaev (Shakura & Sunyaev, 1973) aos casos em que o buraco negro central possui rotação (Novikov & Thorne,

órbita circular estável mais interna, e o jato transporta uma fração apreciável da energia da massa de repouso que escoa através do disco. Para um buraco negro com o spin máximo $j = 0.998$ (conforme análise de Thorne 1974), as eficiências máximas dos jatos são $\eta_{\text{jet}} = 0.22$ (BZ) e 0.48 (modelo híbrido) para $\alpha = 0.04$. Por outro lado, se $\alpha = 0.3$, as eficiências caem para $\eta_{\text{jet}} = 0.07$ (BZ) e 0.24 (modelo híbrido).

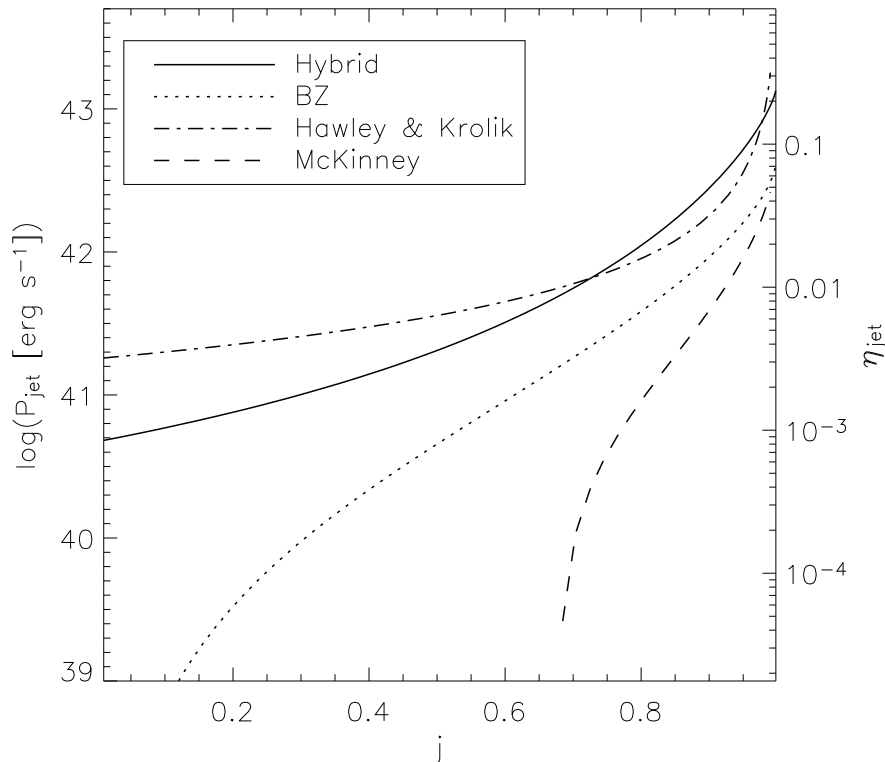


Figura 2.6: Comparação entre as potências dos jatos resultantes dos nossos modelos analíticos (*linhas sólida e pontilhada*) e os resultados das simulações numéricas relativísticas MHD de Hawley & Krolik (2006) (*linha traço-ponto*) e McKinney (2005) (*linha tracejada*). As curvas são calculadas assumindo $\dot{M}_{\text{ms}} = 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ e $\alpha = 0.3$.

Modelos analíticos anteriores similares aos nossos obtinham uma dependência simples entre P_{jet} e j da forma $P_{\text{jet}} \propto j^2$ (Blandford & Znajek, 1977, Rees et al., 1982, Armitage & Natarajan, 1999, Meier, 1999, 2001). Como resultado dos efeitos relativísticos introduzidos neste trabalho de forma mais cuidadosa em comparação com modelagens anteriores, obtemos uma relação $P_{\text{jet}}(j)$ não-trivial. O tipo de dependência com j da potência do jato ilustrada na Figura 2.5 foi previamente observada apenas em complexas simulações numéricas MHD da formação de jatos (McKinney, 2005, Hawley & Krolik, 2006). A Figura 2.6 mostra uma comparação entre os resultados do nosso trabalho e o destas simulações numéricas. McKinney (2005) ajustou certas curvas aos resultados de simulações numéricas

1973, Frolov & Novikov, 1998). Enquanto no caso $j = 0$ a eficiência radiativa é ≈ 0.06 , quando $j \approx 1$ a eficiência aumenta para ≈ 0.42 .

do mecanismo BZ (McKinney & Gammie, 2004) e inferiu o comportamento de $P_{\text{jet}}(j)$ implicado pelas simulações parametrizado em termos de \dot{M}_{ms} . Hawley & Krolik (2006) realizou simulações semelhantes às de McKinney e procedeu da mesma forma para inferir a dependência de $P_{\text{jet}}(j)$ a partir das simulações e obteve a fórmula simples (ver eq. 10 de Hawley & Krolik 2006)

$$\eta_{\text{jet}} \approx \frac{0.002}{1 - |j|}. \quad (2.14)$$

Pode-se perceber na Fig. 2.6 que ambas simulações fornecem resultados bastante distintos para a $P_{\text{jet}}(j)$, o que é uma consequência dos diferentes códigos numéricos usados e do número de dimensões (as simulações de Hawley & Krolik 2006 são 3D, enquanto as de McKinney 2005 são 2D). Além disso tais resultados numéricos são bastante dependentes das condições iniciais assumidas nas simulações, que em ambos os casos é um toro de plasma no qual as linhas de campo são *loops* concêntricos.

2.6 A correlação empírica $\dot{M} - P_{\text{jato}}$

Dada uma distribuição de gás ao redor do buraco negro central, a configuração mais simples que descreve um escoamento acretivo no buraco negro é o modelo de escoamento de Bondi-Hoyle (Bondi, 1952), também conhecido simplesmente como modelo de Bondi. Este modelo assume um escoamento esféricamente simétrico com momentum angular nulo e sem viscosidade. A taxa de acreção resultante, referida como taxa de Bondi, pode ser escrita na forma da equação 1.1, $\dot{M}_{\text{Bondi}} = \pi \lambda c_s \rho r_A^2$. Por ser o modelo mais simples de escoamento acretivo, a taxa de acreção de Bondi é frequentemente usada em estudos do gás emissor de raios X em galáxias elípticas (e.g., Di Matteo et al. 2003, Pellegrini 2005), nas quais o gás é geralmente fornecido ao AGN central com um baixo momentum angular.

Recentemente, A06 derivaram as taxas de acreção de Bondi e as potências dos jatos (ver Tabela 2.1) a partir de observações com o Observatório *Chandra* de nove galáxias elípticas gigantes próximas[‡], luminosas em raios X, que hospedam LLAGNs radio-loud, mostrando evidências de cavidades (ou “bolhas”) infladas pelos jatos nas regiões centrais, e encontraram uma boa correlação entre as duas quantidades. Tal resultado foi confirmado posteriormente na análise de Merloni & Heinz (2007), Balmaverde et al. (2008). As potências dos jatos foram estimadas das energias e escalas de tempo necessárias para inflar as cavidades observadas no gás emissor de raios X (ver Figura 2.7) tal que

$$P_{\text{jet}} = E/t_{\text{age}}, \quad (2.15)$$

[‡]As galáxias são NGC507, NGC4374, NGC4472, M87, NGC4552, NGC4636, NGC4696, NGC5846 e NGC6166.

onde $E = 4PV$ é a energia requerida para criar as bolhas observadas e $t_{\text{age}} = R/c_s$ é a idade das bolhas (P é a pressão do gás emissor de raios X, V é o volume das cavidades e R é a distância da bolha até o centro). As estimativas de A06 são baseadas na hipótese de que as bolhas em raios X são infladas lentamente. Os valores de \dot{M}_{Bondi} para os sistemas foram calculados dos perfis de temperatura e densidade do gás observado. Na maior parte dos casos, o raio de Bondi não é observado diretamente, e as temperaturas e densidades apropriadas são determinadas através da extrapolação dos dados observados em raio, tipicamente por um fator de 3 ou mais (cf., Rafferty et al. 2006). As massas dos buracos negros foram deduzidas das medidas da dispersão de velocidade no óptico usando a correlação entre a massa do buraco negro central e a dispersão de velocidades de Tremaine (2002). Como A06 realizou uma análise bastante cuidadosa dos dados, nós simplesmente usamos os valores estimados por A06 de \dot{M}_{Bondi} e P_{jet} na nossa modelagem. Merloni & Heinz (2007), Balmaverde et al. (2008) estenderam a análise de A06 a um conjunto maior de galáxias, e obtiveram suporte para a correlação. Na Seção 2.8.1 nós consideramos o impacto das incertezas no cálculo da potência do jato a partir das propriedades físicas das cavidades observadas nos dados do *Chandra*.

Os resultados de A06 para os nove sistemas são mostrados na Fig. 2.8, onde P_{Bondi} é definida como a potência total liberada via acreção para uma eficiência de 10%,

$$P_{\text{Bondi}} = 0.1\dot{M}_{\text{Bondi}}c^2. \quad (2.16)$$

As barras de erro[§] mostradas incluem uma incerteza sistemática de 0.46 dex em $\log P_{\text{Bondi}}$, que é causada pela dispersão intrínseca de 0.23 dex na relação $\log M - \log \sigma$ (ver A06).

A correlação entre \dot{M}_{Bondi} (ou equivalentemente P_{Bondi}) e a potência do jato P_{jet} foi expressa por A06 como uma lei de potência na forma

$$\log \frac{P_{\text{Bondi}}}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}} = A + B \log \frac{P_{\text{jet}}}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}}, \quad (2.17)$$

com $A = 0.65 \pm 0.16$ e $B = 0.77 \pm 0.20$. Esta lei de potência é mostrada na Figura 2.8 como a linha sólida.

[§]As fontes de erro nos dados incluem: incertezas nos dados em raios X, incerteza na dispersão de velocidades estelar (que afeta a determinação de M), espalhamento na relação $M - \sigma$ e incerteza na determinação dos volumes das cavidades.

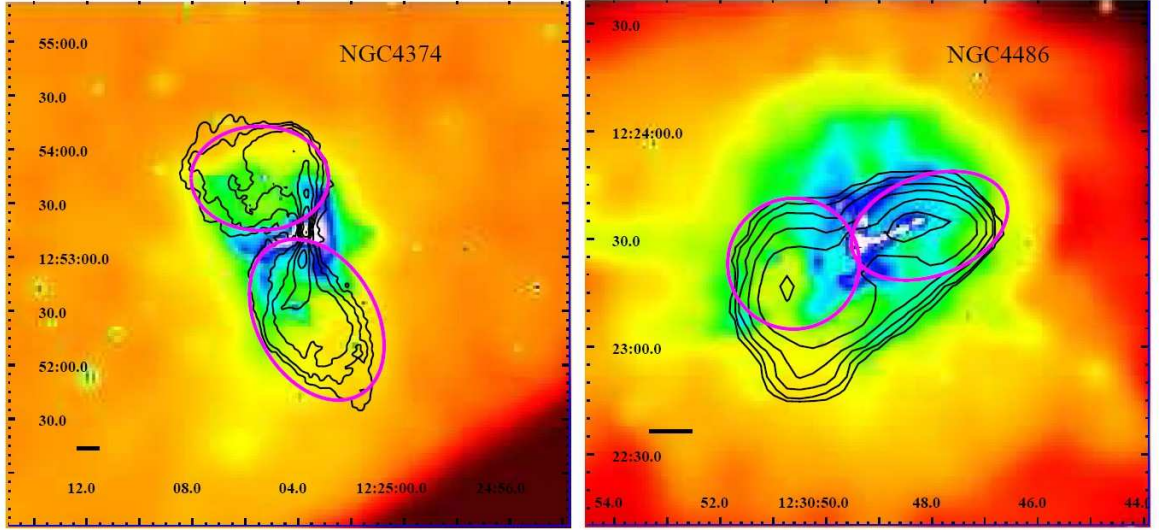


Figura 2.7: Exemplos de imagens em raios X obtidas com o Observatório *Chandra* das regiões centrais das galáxias elípticas M87 e NGC 4374 (ver A06), mostrando os jatos e as bolhas. As imagens em raios X foram construídas na banda 0.5–8 keV. Os contornos pretos mostram a emissão rádio em 1.4 GHz obtidas de dados do *Very Large Array*. As elipses magentas mostram as regiões identificadas com as cavidades em raios X, que são usadas para estimar P_{jet} . As barras horizontais no canto esquerdo inferior de cada imagem indicam a escala correspondente a 1 kpc.

Objeto	d_L (Mpc)	M ($10^9 M_\odot$)	r_A (pc)	$\log \dot{M}_{\text{Bondi}}$	$\dot{M}_{\text{Bondi}}/\dot{M}_{\text{Edd}}$	$\log P_{\text{Bondi}}$	P_{jet}
NGC 507	71.4	0.84	38	-1.34	2.4×10^{-3}	$1.41_{-0.09}^{+0.09}$	10.2 ± 3.37
NGC 4374 (M84)	17	0.66	31	-2.07	5.8×10^{-4}	$0.69_{-0.30}^{+0.29}$	1.53 ± 0.46
NGC 4472	17	0.76	36	-1.96	6.4×10^{-4}	$0.79_{-0.23}^{+0.25}$	0.81 ± 0.24
NGC 4486 (M87)	17	1.4	123	-1.59	7.5×10^{-4}	$1.16_{-0.40}^{+0.38}$	3.44 ± 1.67
NGC 4552 (M89)	17	0.41	18	-2.38	4.9×10^{-4}	$0.37_{-0.21}^{+0.22}$	0.16 ± 0.041
NGC 4636	17	0.16	31	-3.46	1.3×10^{-3}	$-0.71_{-0.24}^{+0.24}$	0.03 ± 0.008
NGC 4696	44.9	0.4	17	-2.35	3.8×10^{-5}	$0.4_{-0.55}^{+0.56}$	0.79 ± 0.30
NGC 5846	24.6	0.39	19	-2.9	1.5×10^{-4}	$-0.15_{-0.43}^{+0.40}$	0.074 ± 0.026
NGC 6166	135.5	0.82	20	-2.27	3×10^{-4}	$0.49_{-0.26}^{+0.34}$	1.58 ± 0.47

Tabela 2.1: Principais quantidades que caracterizam as galáxias elípticas estudadas por Allen et al. (2006): distância luminosidade (d_L), massa do buraco negro central (M), raio de acreção (r_A), taxa de acreção de Bondi em unidades de $M_\odot \text{ ano}^{-1}$ ($\log \dot{M}_{\text{Bondi}}$), taxa de Bondi normalizada pela taxa de acreção de Eddington ($\dot{M}_{\text{Bondi}}/\dot{M}_{\text{Edd}}$), “potência de Bondi” ($\log P_{\text{Bondi}}$) em unidades de $10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ e potência do jato (P_{jet}) em unidades de $10^{43} \text{ erg s}^{-1}$. Para mais detalhes, ver A06.

2.7 Implicações para o spin dos buracos negros e taxas de acreção

Os resultados de A06 são interessantes em dois aspectos: primeiro, eles mostram que os AGNs centrais nestes sistemas são extremamente sub-Eddington, ou seja, eles têm taxas de acreção extremamente baixas comparadas com a taxa de acreção de Eddington,

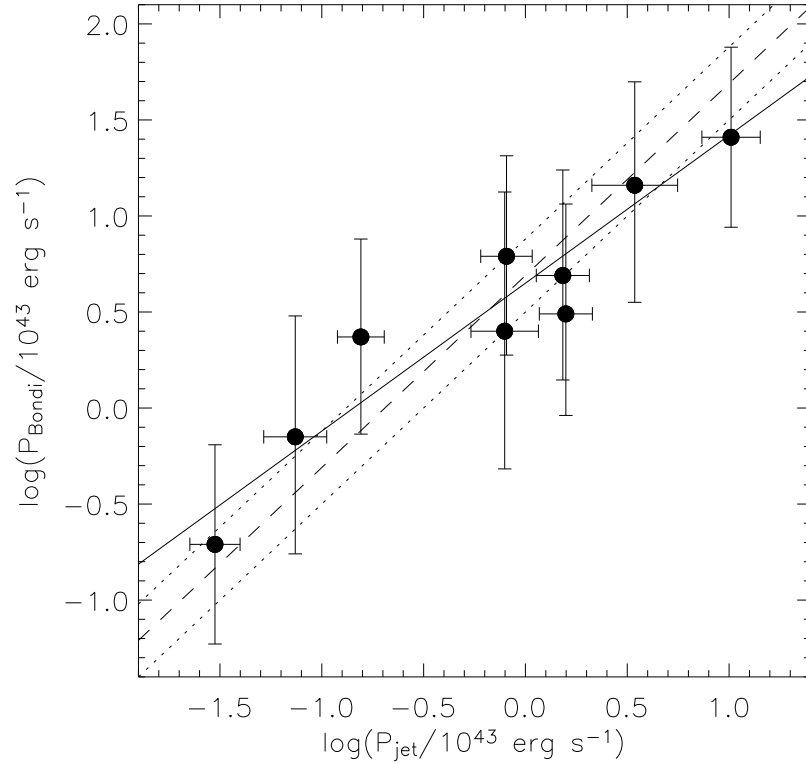


Figura 2.8: Correlação empírica entre a taxa de acreção de Bondi (parametrizada como $P_{\text{Bondi}} = 0.1\dot{M}_{\text{Bondi}}c^2$) e a potência do jato (P_{jet}) para as nove galáxias elípticas gigantes estudadas por A06. As barras de erro mostradas incluem uma incerteza sistemática de 0.46 dex em $\log P_{\text{Bondi}}$. A lei de potência ajustada por A06 é mostrada pela linha preenchida. As leis de potência previstas pelos nossos modelos teóricos (que correspondem a $A = 0.69 \pm 0.19$ e $B = 1$) são representadas pelas linhas tracejada (melhor ajuste) e pontilhada (barras de erro).

$\dot{M}_{\text{Bondi}}/\dot{M}_{\text{Edd}} \lesssim 10^{-3}$ (ver Tabela 2.1). O modelo ADAF para o escoamento acretivo é válido apenas para sistemas que são altamente sub-Eddington. Segundo, como foi notado por A06, a correlação implica que uma fração apreciável da energia associada com a massa de repouso do gás adentrando o raio r_A é transformada na potência do jato, $P_{\text{jet}}/(\dot{M}_{\text{Bondi}}c^2) = 2.2_{-0.7}^{+1.0}\%$ para $P_{\text{jet}} = 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$, o que concorda com outras estimativas (Heinz et al., 2007, Merloni & Heinz, 2007, K rding et al., 2008, Merloni & Heinz, 2008).

Presumidamente menos massa que a quantidade prevista pela taxa de Bondi consegue atingir o buraco negro por diversas razões. Como o gás no ADAF possui momentum angular, a acrec o   causada não são pela gravidade como no modelo de Bondi mas também pela taxa de transporte de momentum angular caracterizada pelo ‘‘prescric o α ’’ no modelo ADAF; dada uma certa densidade ambiente no meio externo, a taxa de acrec o predita pelo modelo ADAF   menor que a taxa de Bondi:

$$\dot{M}_{\text{ADAF}} \sim \alpha \dot{M}_{\text{Bondi}} \quad \text{com } \alpha < 1 \quad (2.18)$$

(e.g., Proga & Begelman 2003, Narayan & McClintock 2008).

Além disso, parte do gás pode ser impedido de ser acretado devido a ventos e/ou convec o ocorrendo no ADAF (e.g., Blandford & Begelman 1999, Quataert & Gruzinov 2000, Proga & Begelman 2003, Igumenshchev et al. 2003), reduzindo ainda mais \dot{M}_{ms} em compara o com \dot{M}_{Bondi} . Permitimos que \dot{M}_{ms} seja menor que \dot{M}_{Bondi} introduzindo o parâmetro ϵ_{Bondi} definido tal que

$$\dot{M}_{\text{ms}} = \epsilon_{\text{Bondi}} \dot{M}_{\text{Bondi}}. \quad (2.19)$$

O parâmetro ϵ_{Bondi} representa a frac o do material fornecido pelo meio externo no raio de Bondi que atinge a órbita estável mais interna do escoamento acretivo e   acretado em seguida. Este parâmetro portanto incorpora a nossa ‘‘ignorância’’ a respeito dos detalhes da estrutura do ADAF. Notamos que estamos apenas considerando a situa o mais simples onde somente o perfil de densidade   afetado. Os ventos também reduzirão a taxa de acrec o de *energia* e *momentum angular* no buraco negro central. Deferimos a discussão de tais complica es para a Se o 2.8.2.

Incluindo esta modifica o nos nossos modelos obtemos rela es para a potência do jato na forma

$$P_{\text{jet}}(P_{\text{Bondi}}, \alpha, \epsilon_{\text{Bondi}}, j) \propto P_{\text{Bondi}}. \quad (2.20)$$

Esta rela o tem a mesma forma funcional da correla o encontrada por A06 (equa o 2.17) e nós podemos usar a equa o acima para obter vínculos para os principais parâmetros dos modelos (α , ϵ_{Bondi} e j) usando os resultados de A06.

Comparando as equações 2.17 e 2.20, segue que os nossos modelos predizem $B = 1$, que é um pouco maior que o valor obtido por A06, $B = 0.77 \pm 0.20$, embora a diferença não seja estatisticamente significativa (ver Fig. 2.8). Por exemplo, a análise de Balmaverde et al. (2008) indica que $P_{\text{jet}} \propto P_{\text{Bondi}}$ dentro da incerteza de 1σ . Como A e B na equação 2.17 presumidamente estão fortemente correlacionados, nós ajustamos aos dados de A06 uma lei de potência com o valor fixo $B = 1$ para encontrar o valor correspondente de A . Usando a estatística de χ^2 (Press et al. 1992, §15.2), que leva em conta apenas os erros que afetam os valores de P_{Bondi} , encontramos $A = 0.69 \pm 0.19$ com $\chi^2 = 2.4$ para 8 graus de liberdade, o que indica que nosso ajuste com $B = 1$ também fornece uma boa descrição dos dados. A lei de potência com $A = 0.69$ e $B = 1$ é mostrada na Fig. 2.8 como a linha tracejada; as linhas pontilhadas delimitam a incerteza estatística (1σ) correspondente nesta lei de potência.

No modelo com $B = 1$, o valor do parâmetro A é uma medida da eficiência do jato η_{jet} . Inserindo $B = 1$ na equação 2.17 obtemos

$$A = \log\left(\frac{P_{\text{Bondi}}}{P_{\text{jet}}}\right) = \log\left(\frac{0.1}{\eta_{\text{jet}}\epsilon_{\text{Bondi}}}\right), \quad (2.21)$$

que pode ser reescrita como

$$\log(\eta_{\text{jet}}) = -(1 + A + \log \epsilon_{\text{Bondi}}). \quad (2.22)$$

A Figura 2.9 mostra o fator de eficiência do jato correspondente ao valor observado $A = 0.69 \pm 0.19$ ($B = 1$), como função do parâmetro de acreção de massa ϵ_{Bondi} . O valor de $\eta_{\text{jet}} \approx 2\%$ derivado por A06 é, de fato, o valor mínimo possível e corresponde a $\epsilon_{\text{Bondi}} = 1$ ou $\dot{M}_{\text{ms}} = \dot{M}_{\text{Bondi}}$. Como espera-se que ϵ_{Bondi} seja significativamente menor que a unidade, as eficiências do jato requeridas serão maiores.

Como nos nossos modelos para P_{jet} a eficiência do jato é uma função do parâmetro de viscosidade α e do spin j , as equações acima implicam que o valor do parâmetro A é uma função dos parâmetros α , ϵ_{Bondi} e j . Portanto, para um dado valor de α , podemos usar o valor observado de $A = 0.69 \pm 0.19$ para explorar o intervalo de valores possíveis de ϵ_{Bondi} e j . Como descrito anteriormente, várias análises e argumentos diferentes sugerem que o valor de α situa-se entre 0.04 e 0.3. Na discussão abaixo, derivaremos resultados para os dois valores que limitam o intervalo: $\alpha = 0.04$ and 0.3.

A Fig. 2.10 mostra o espaço de parâmetros $(j, \epsilon_{\text{Bondi}})$ que corresponde aos valores observados de A para modelos BZ (linha tracejada, §2.3) e híbrido (linha preenchida, §2.4). Os dois painéis mostram os resultados para os dois valores diferentes de α próximo à órbita circular estável mais interna, $\alpha = 0.3$ ($\beta \sim 1$, painel esquerdo) e $\alpha = 0.04$ ($\beta \sim 10$, painel direito). Lembramos que β é a razão entre a pressão do gás e pressão magnética próximo ao raio da órbita marginalmente estável. Os valores próximos a cada contorno mostram o

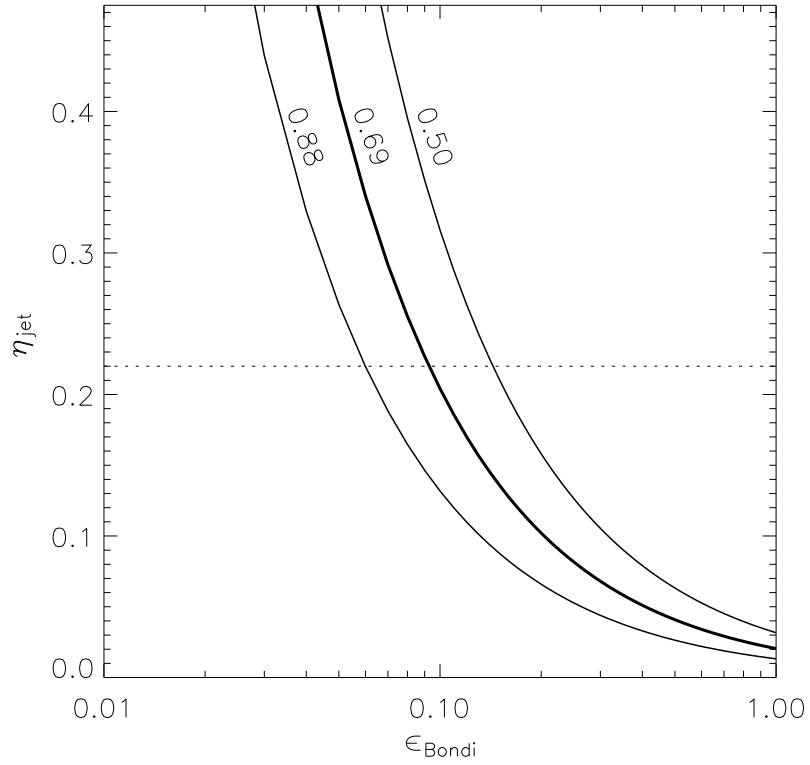


Figura 2.9: Relação entre os parâmetros η_{jet} e ϵ_{Bondi} necessária para reproduzir a correlação observada entre \dot{M}_{Bondi} e P_{jet} . Cada linha corresponde a um valor diferente de A (mostrados acima das linhas), a linha mais espessa representa o melhor ajuste de A . Nós limitamos o valor da eficiência ao valor teórico máximo para o modelo híbrido com $\alpha = 0.04$ (48%). A linha pontilhada corresponde à eficiência máxima do modelo de Blandford-Znajek para $\alpha = 0.04$. Tais eficiências são geradas quando os buracos negros possuem rotação máxima ($j = 0.998$) e diminuem à medida que α aumenta, pois os valores plausíveis de ϵ_{Bondi} aumentam. Para $\alpha = 0.3$, as eficiências máximas são $\eta_{\text{jet}} = 0.07$ (modelo BZ) e 0.24 (modelo híbrido).

valor de A para aquela linha. Mostramos o efeito de considerarmos uma incerteza de ± 0.19 (1σ) em A . Convém notar que o intervalo adotado de A assume que a incerteza em cada ponto é independente. A seria diminuído caso, por exemplo, a potência do jato tenha sido sistematicamente subestimada em todos os sistemas (ver §2.8.1).

Baseado no arranjo dos contornos nesta figura, obtemos que a forte correlação $\dot{M}_{\text{Bondi}} - P_{\text{jet}}$ implica um intervalo estreito de spins dos buracos negros para as galáxias elípticas do conjunto de A06, independentemente do valor de α e do modelo específico adotado, com o resultado principal sendo que os buracos negros supermassivos devem possuir rotação rápida. Especificamente, encontramos que se $\alpha \approx 0.3$ (Figura 2.10a), como requerido para garantir uma concordância entre o modelo ADAF e observações de XRBs (Quataert & Narayan, 1999), então o modelo híbrido requer $j \gtrsim 0.75$, enquanto o modelo BZ implica $j \gtrsim 0.9$. Se o valor do parâmetro de viscosidade é baixo, $\alpha \approx 0.04$ (Fig. 2.10b), ambos modelos requerem $j \gtrsim 0.75$. Em todos os casos, $\eta_{\text{jet}} \gtrsim 2\%$.

Sujeita ao vínculo $\dot{M}_{\text{ms}} \leq \dot{M}_{\text{ADAF}}$ (equação 2.18), a correlação $\dot{M}_{\text{Bondi}} - P_{\text{jet}}$ implica que no contexto do modelo híbrido os buracos negros centrais devem ter spins $j \gtrsim 0.89$ se $\alpha \approx 0.3$. O intervalo correspondente das taxas de acreção de massa no buraco negro é

$$\dot{M}_{\text{ms}} \approx (0.05 - 0.3)\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx (0.16 - 1.0)\dot{M}_{\text{ADAF}}. \quad (2.23)$$

Se o valor de α é menor, então os buracos negros no modelo híbrido devem estar rotando a velocidades extremas ($j \gtrsim 0.98$) e o intervalo correspondente das taxas de acreção é

$$\dot{M}_{\text{ms}} \approx (0.02 - 0.04)\dot{M}_{\text{Bondi}} \approx (0.5 - 1.0)\dot{M}_{\text{ADAF}}. \quad (2.24)$$

Para um dado valor de j , a eficiência correspondente do jato pode ser obtida da Fig. 2.9. Por exemplo, se $\alpha = 0.3$ e $j = 0.89$, $\eta_{\text{jet}} = 4.5\%$, resultando numa eficiência líquida $\eta_{\text{jet} \in \text{Bondi}} = 1.3\%$.

No caso do modelo BZ, a distribuição de spins corresponde a $j \gtrsim 0.98$ ($\alpha = 0.3$) e $j > 1$ ($\alpha = 0.04$). A última desigualdade é não-física e indica que os valores do parâmetro de viscosidade $\alpha < 0.04$ são desfavorecidos. Seguindo esta linha de raciocínio, encontramos que o modelo BZ requer $\alpha \geq 0.2$ para garantir que $j \leq 1$ e $\dot{M}_{\text{ms}} \leq \dot{M}_{\text{ADAF}}$. Também é possível que estes “problemas” sejam um reflexo das limitações do modelo BZ. Como indicado anteriormente, o modelo BZ foi originalmente derivado no limite perturbativo em que j é pequeno e quando a aproximação monopolar para a forma do campo é válida. Por esta razão, e para maior clareza na discussão, daqui por diante nós discutiremos apenas os resultados no contexto do modelo híbrido.

Os altos valores inferidos para o spin dos buracos negro neste trabalho a partir de galáxias elípticas gigantes concordam com os resultados de outros tipos de estudos, tanto teóricos quanto observacionais, que procuram estimar os valores de j usando diferentes

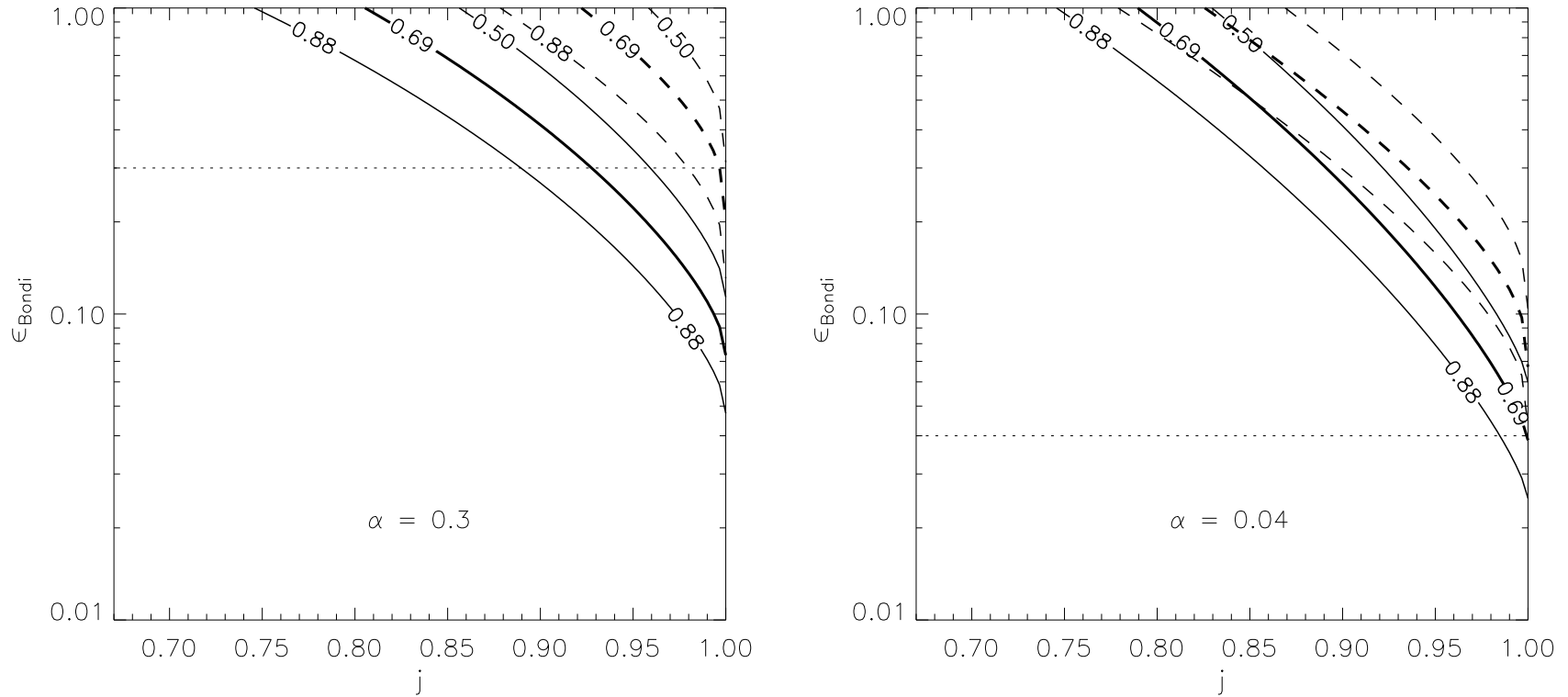


Figura 2.10: Intervalo de valores para os parâmetros ϵ_{Bondi} e j a partir dos modelos de jato, que reproduzem os valores medidos de A da correlação empírica entre \dot{M}_{Bondi} e P_{jet} (Eq. 2.21). As linhas tracejadas mostram as previsões do modelo de BZ e as linhas preenchidas mostram aquelas do modelo híbrido. O painel esquerdo corresponde a $\alpha = 0.3$ e o direito a $\alpha = 0.04$, os dois valores que delimitam o intervalo de valores plausíveis para o parâmetro de viscosidade. Os números acima das linha são os valores de A para cada linha. As linhas mais espessas correspondem ao valor de A melhor ajustado. As linhas horizontais pontilhadas indicam o valor $\epsilon_{\text{Bondi}} = \alpha$ (i.e., $\dot{M}_{\text{ms}} = \dot{M}_{\text{ADAF}}$).

métodos. Volonteri et al. (2005) usaram simulações numéricas de Monte Carlo para traçar a história de *mergers* de halos de matéria escura e dos buracos negros que estes hospedam, e calculou a evolução dos spins dos buracos negros mediante acreção de gás e coalescência da buracos negros binários para $z < 20$. Volonteri et al. (2005) obtiveram que $\approx 70\%$ de todos os buracos negros massivos adquirem spin máximo no final da simulação se a acreção de gás ocorrer via um disco fino padrão; caso a acreção ocorra via um disco espesso (ADAF) então $\approx 80\%$ dos buracos negros massivos atingem spins $j > 0.8$ (porém ver King et al. 2008). Estimativas da eficiência radiativa média de populações de quasares baseadas no argumento de Soltan[¶] (e.g., Soltan 1982, Yu & Tremaine 2002, Wang et al. 2006) sugerem que a maior parte dos buracos negros massivos no universo local estão rotando rapidamente. Wang et al. (2006) em particular sugere que no intervalo $0.4 < z < 2.1$, os buracos negros dos 12.698 quasares selecionados do Sloan Digital Sky Survey possuem $\langle j \rangle \approx 1$. Finalmente, acredita-se que a linha espectral Fe K α , observada no espectro em raios X de várias binárias em raios X e no núcleo da galáxia Seyfert 1 MCG-6-30-15, é emitida por plasma localizado nas regiões internas do disco de acreção, próximo ao buraco negro. O uso de modelos relativísticos permite inferir limites para o valor do spin do buraco negro nos objetos que emitem esta linha, já que a forma da mesma é dependente da métrica do espaço-tempo subjacente. Através da modelagem da linha Fe K α presente no único AGN até o momento em que ela foi observada, Brenneman & Reynolds (2006) concluíram que um alto spin $j > 0.987$ é necessário (confiabilidade de 2σ). Obviamente além do caso de MCG-6-30-15, mais observações são necessárias para estimar os spins de outros buracos negros supermassivos com esta técnica.

Como os nossos resultados indicam altos valores de spin para os buracos negros, é útil ter em mente que as simulações numéricas MHD relativísticas recentes de discos de acreção espessos de Gammie et al. (2004) sugerem que o plasma acretado vai fazer com que o spin do buraco negro atinja o equilíbrio não no valor $j = 0.998$ (Thorne, 1974) mas no valor reduzido de $j \approx 0.93$. Esta não é uma diferença trivial. Para valores altos do spin, uma redução de 7% em j se traduz numa redução de um fator de ~ 3 na potência do jato. No caso específico das galáxias elípticas de A06, obtemos que os buracos negros nestas galáxias devem ser alimentados sob taxas $\epsilon_{\text{Bondi}} \gtrsim 0.05$, dependendo do valor de α e do mecanismo de produção do jato em operação. No caso particular do modelo híbrido com $\alpha \approx 0.3$, os buracos negros não podem ser alimentados com taxas muito menores que \dot{M}_{ADAF} (i.e. $0.2 \lesssim \epsilon_{\text{Bondi}} \lesssim 0.3$, onde o limite inferior é devido à eficiência reduzida associada a $j = 0.93$ e corresponde a $\dot{M}_{\text{ms}} = \dot{M}_{\text{ADAF}}$), limitando a possível importância da perda de massa através de ventos.

[¶]O argumento de Soltan, elaborado inicialmente por Soltan (1982), permite inferir a eficiência radiativa média de uma população de AGNs, conhecendo-se sua função de luminosidade $\Psi(L, z)$ e a função de distribuição de massa dos buracos negros $\Phi(M, z)$. A hipótese básica deste método é que os buracos negros ganham a maior parte da sua massa mediante acreção.

2.8 Discussão

2.8.1 Reconsiderando as estimativas de P_{jato}

A06 usa as observações em raios X das cavidades no meio interno dos aglomerados de galáxias para estimar a potência do jato. Para derivar a energia E necessária para criar as bolhas observadas no meio emissor de raios X, A06 assume que as cavidades são infladas lentamente e obtêm a relação $E = 4PV$ para $\gamma = 4/3$ (plasma relativístico), onde P é a pressão térmica do meio emissor de raios X ao redor das bolhas, V é o volume da cavidade e γ é o índice adiabático do fluido dentro da cavidade. Esta é a mínima energia requerida para inflar as cavidades e não leva em conta a energia que tenha sido gasta aquecendo o meio. Um cenário mais realístico para este processo envolve bolhas com alta pressão, que após a injeção de energia se expandem rapidamente e atingem equilíbrio de pressão com o ambiente ao seu redor, e no processo geram ondas de choque fracas que aquecem o plasma emissor de raios X. Nusser et al. (2006) calcula a energia total E' depositada pelos jatos em tais casos e obtêm

$$E' \approx 3PV \left(\frac{P_i}{P} \right)^{1/4}, \quad (2.25)$$

onde P_i é a pressão térmica do gás ao redor no local onde a bolha é injetada. A eq. 2.25 sugere que se a bolha é injetada com um excesso de pressão de $P_i/P \gtrsim 10$ então $E' \gtrsim 6PV$. Nós consideramos a possibilidade de que como um caso extremo as energia das bolhas sejam o dobro do valor assumido por A06 ($E' = 8PV$), e calculamos o impacto disto nos valores medidos de P_{jet} e nos resultados derivados dos nossos modelos.

Seguindo A06, calculamos as potências modificadas dos jatos como

$$P'_{\text{jet}} = E'/t_{\text{age}} = 2P_{\text{jet}} \quad (2.26)$$

e ajustamos novamente uma lei de potência com $B = 1$ aos dados modificados, levando em conta que a propagação de erros implica

$$\sigma_{P'_{\text{jet}}} = 2\sigma_{P_{\text{jet}}}, \quad (2.27)$$

onde $\sigma_{P'_{\text{jet}}}$ é o erro nos valores de P'_{jet} e $\sigma_{P_{\text{jet}}}$ é o erro em P_{jet} . Nós obtemos $A = 0.39 \pm 0.19$ com $\chi^2 = 2.4$ para 8 graus de liberdade. Como o valor adotado de E' implica um aumento na potência, nossos modelos necessitam de valores maiores de j para reproduzir os valores aumentados de P'_{jet} . Particularmente, se $\alpha \approx 0.3$ estes valores de A implicam $j_{\text{min}} \approx 0.84$ para o modelo híbrido e $j_{\text{min}} \approx 0.95$ para o modelo BZ. Portanto, um intervalo mais estreito de valores altos do spin é necessário para explicar os valores de P'_{jet} , e por consequência os valores de ϵ_{Bondi} e ϵ_{ADAF} também sofrem um pequeno aumento.

Uma importante incerteza nos cálculos descritos acima (e também nos de A06) é a estimativa da idade das bolhas. A06 calcula as idades usando a fórmula $t_{cs} = D/c_s$, onde D é a distância do centro da bolha até o buraco negro e c_s é a velocidade adiabática do som. Como discutido por Bîrzan et al. (2004) (ver também Rafferty et al. 2006) existem também duas outras formas de estimar a idade das cavidades: o tempo de “borbulhamento” (t_{buoy} , de *buoyancy*) e o tempo de “preenchimento” das bolhas (t_r , de *refill*) (ver equações 3 e 4 de Bîrzan et al. 2004). Bîrzan et al. (2004), Rafferty et al. (2006) calcularam estes tempos característicos para vários sistemas e os seus resultados indicam que a idade verdadeira das bolhas é delimitada por t_{cs} (que geralmente fornece os menores valores) e t_r (geralmente a idade mais longa). Tais autores encontram que a diferença típica entre t_{cs} e t_r está no intervalo 2-4. Uma subestimação das idades das bolhas afeta a estimativa de P_{jet} , como determinada acima, aumentando a potência acima do seu valor “real”. Para levar isto em conta, consideramos a possibilidade de que as idades tenham sido sistematicamente subestimadas por A06 por um fator de ≈ 2 , de forma que a idade modificada seja $t_{\text{age}} \approx 2t_{cs}$, o que implica uma potência menor $P''_{\text{jet}} = 1/2P_{\text{jet}}$. Em relação aos valores originais das potências estimadas por A06, obtemos que uma mudança nos valores das idades implica num decréscimo sistemático nos valores de j . Por exemplo, no caso do modelo híbrido com $\alpha = 0.3$, obtemos $j_{\text{min}} \approx 0.6$.

Apesar da discussão acima sobre aspectos que afetam as estimativas de A06 da energia total transportada pelos jatos e as escalas de tempo associadas, é provável que o produto final, as estimativas das potências dos jatos nas nove galáxias elípticas, sejam razoáveis. O impacto de uma subestimação da energia do jato aproximadamente cancela o efeito de uma subestimação das idades das bolhas, de forma que a análise que nós apresentamos anteriormente seria apenas minimamente afetada.

2.8.2 Reconsiderando os modelos ADAF: o efeito dos ventos

Nós mencionamos previamente a possibilidade de que o escoamento acretivo seja modificado pela perda de massa na forma de ventos. A presença de tais ventos provavelmente é uma norma em vez de ser exceção (e.g., Blandford & Begelman 1999, Proga & Begelman 2003, Igumenshchev et al. 2003, Blandford 2005) e eles removem massa, momentum angular e energia do escoamento. Como uma consequência, ADAFs com ventos (*advection-dominated inflow-outflow solution*, modelo ADIOS, Blandford & Begelman 1999) possuem uma estrutura dinâmica diferente da de ADAFs sem ventos. Por exemplo, para um mesmo valor de \dot{M} perto do buraco negro, a velocidade angular, espessura, pressão total e intensidade dos campos magnéticos predita por ADAFs com e sem ventos é diferente. Como os nossos modelos para a potência do jato dependem do modelo de disco de acreção através das quantidades H , Ω' e B , não seria inconcebível que as potências associadas a ADAFs sem vento possam ser bastante diferentes das potências dos jatos associadas a ADAFs com ventos (ADIOS).

A solução ADIOS possui três parâmetros adicionais em relação ao modelo ADAF sem perda de massa: p_w ^{||}, ϵ_w e λ_w . Estes parâmetros descrevem a fração de massa, energia e momentum angular, respectivamente, que o vento remove do escoamento acretivo, e escolhas específicas dos valores para estes três parâmetros levam a diferentes tipos de ventos. As equações que descrevem a hidrodinâmica de um ADIOS na prescrição α são (ver Blandford & Begelman 1999)

$$\Omega^2 R^2 - \frac{GM}{R} + \left(\frac{5}{2} - p_w\right) c_s^2 = 0, \quad (2.28)$$

$$\mu v \equiv \dot{M}(R) = \dot{M}_{\text{out}} \left(\frac{R}{R_{\text{out}}}\right)^{p_w}, \quad (2.29)$$

$$\dot{M} R^2 \Omega - G' = F_l = \lambda_w \dot{M} (GM R)^{1/2}, \quad (2.30)$$

$$G' \Omega - \dot{M} \left(\frac{1}{2} \Omega^2 R^2 - \frac{GM}{R} + \frac{\gamma c_s^2}{\gamma - 1}\right) = F_E = \epsilon_w \dot{M} \frac{GM}{R}, \quad (2.31)$$

onde são definidas

$$G' \equiv \alpha \mu R c_s^2, \quad (2.32)$$

$$\dot{M} = 4\pi R H v \rho, \quad (2.33)$$

$$H = \frac{c_s}{\Omega_K}, \quad (2.34)$$

$$\Omega_K \equiv \left(\frac{GM}{R^3}\right)^{1/2}. \quad (2.35)$$

A eq. 2.28 é a componente radial da eq. de Navier-Stokes, a eq. 2.29 é a equação da continuidade, a eq. 2.30 é a parte azimutal da eq. de Navier-Stokes e a eq. 2.31 é a equação da energia. G' é o torque viscoso, Ω é a velocidade angular do escoamento, Ω_K é a velocidade angular kepleriana, μ é a densidade linear de massa, \dot{M}_{out} é a taxa de acreção medida no raio R_{out} onde os ventos começam a se tornar importantes. Notem que pela eq. 2.29 a taxa de acreção não é uma constante ao longo do escoamento, ao contrário do modelo ADAF sem ventos (e.g., Narayan & Yi 1995a, Narayan et al. 1998).

Para elucidar as implicações no valor de P_{jet} se o escoamento é melhor descrito pela solução ADIOS, nós resolvemos o sistema de equações acima para Ω , c_s , v e μ . Convém notar que a pressão do gás é dada por $P = \rho c_s^2$, a densidade volumétrica é $\rho = \mu / (4\pi R H)$ (eq. 2.29 e definição de \dot{M}) e a intensidade do campo magnético é dada por $B^2 = 8\pi P / \beta$ (ver §2.2). Nós fixamos os valores dos parâmetros comuns a ambos modelos (ADIOS e modelo sem vento) como segue: $\alpha = 0.1$, $\gamma = 1.5$ e $M = 10^9 M_\odot$ (nós verificamos que a mudança destas variáveis em particular não afeta as nossas conclusões). Nós então consideramos várias soluções ADIOS que surgem da variação dos parâmetros do vento ao longo do seguinte

^{||}O parâmetro p_w é chamado de s no capítulo 3 e apêndice A.

intervalo: $p_w = 0 - 1$, $\lambda_w = 0.1 - 0.75$ e $\epsilon_w = 0.1 - 0.5$. Este intervalo de valores abarca todos os tipos interessantes de ventos.

Obtemos que as soluções para H , Ω' e B no raio da órbita marginalmente estável no modelo ADIOS são, em primeira ordem, comparáveis às soluções correspondentes derivadas do modelo sem vento. As diferenças são tais que a potência do jato no modelo ADIOS é sempre menor que os valores inferidos a partir do modelo sem vento, independentemente dos valores dos parâmetros do vento. Calculamos a diferença entre as potências nos modelos com e sem vento da seguinte forma:

$$\frac{P_{\text{vento}}^{\text{BZ}}}{P^{\text{BZ}}} = \left(\frac{H_{\text{vento}}}{H} \frac{g_{\text{vento}}}{g} \frac{B_{\text{vento}}}{B} \right)^2, \quad (2.36)$$

$$\frac{P_{\text{vento}}^{\text{hibr}}}{P^{\text{hibr}}} = \left[\frac{H_{\text{vento}}}{H} \frac{g_{\text{vento}}}{g} \frac{\Omega_{\text{vento}} + \omega(j)}{\Omega + \omega(j)} \frac{B_{\text{vento}}}{B} \right]^2, \quad (2.37)$$

onde os índices “vento” indicam quantidades calculadas no modelo com vento, as demais quantidades são calculadas no modelo sem vento e g é o fator de amplificação do campo descrito em §2.2**. Em particular obtemos que dependendo dos valores dos parâmetros que caracterizam o vento, obtemos o intervalo de variação

$$\frac{P_{\text{vento}}^{\text{jet}}}{P^{\text{jet}}} \approx 0.01 - 0.5, \quad (2.38)$$

que independe do modelo particular adotado (BZ ou híbrido). Valores menores das potências dos jatos no modelo ADIOS implicam um intervalo menor de spins dos buracos negros e que estes buracos negros devem estar rotando mais rápido que aqueles inseridos em ADAFs sem perda de massa, para reproduzirem a correlação derivada por A06. Em outras palavras, se ventos são realmente a norma, então os buracos negros centrais devem estar rotando ainda mais rapidamente do que nós estimamos em §2.7, reforçando nossas conclusões anteriores.

2.8.3 Comparação com estimativas anteriores da eficiência do jato

A06 reportou uma eficiência de conversão de \dot{M}_{Bondi} em potência do jato de $P_{\text{jet}}/\dot{M}_{\text{Bondi}}c^2 \approx 2\%$ para $P_{\text{jet}} = 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$. Na nossa modelagem, isto corresponde ao caso em que $\epsilon_{\text{Bondi}} = 1$ (i.e. $\dot{M}_{\text{ms}} = \dot{M}_{\text{Bondi}}$). Como é mais provável que $\dot{M}_{\text{ms}} \lesssim \dot{M}_{\text{Bondi}}$, nossos modelos sugerem que a eficiência de conversão do material acretado em energia transportada pelo jato é consideravelmente maior. Por exemplo, η_{jet} pode atingir valores tão altos quanto $\sim 50\%$ para spins grandes. A extração da energia rotacional do buraco negro é responsável por este aumento notável na eficiência do jato. Isto concorda com os resultados de Heinz et al. (2007), que estimou observacionalmente que $\eta_{\text{jet}} \gtrsim 3\%$ em LLAGNs. Nós notamos que o aumento da potência do jato com o spin do buraco negro foi verificado em simulações

**Fixamos $j = 0.99$, pois o caso trivial $j = 0$ implica $g_{\text{vento}}/g = 1$ e $\omega = 0$.

numéricas da formação de jatos (e.g., De Villiers et al. 2005, McKinney 2005, Hawley & Krolik 2006).

O limite superior que obtivemos para η_{jet} é mais de uma ordem de magnitude maior que o reportado por Armitage & Natarajan (1999), que estimou a potência do jato para ADAFs de forma similar a nós, porém desprezou os efeitos relativísticos descritos na seção 2.2. Este resultado ocorre principalmente devido ao fato de que incluímos um dínamo causado pelo *shear* induzido pela métrica de Kerr (Meier, 1999), que aumenta a intensidade do campo e não foi incluída por estes autores. Baseados nos cálculos de Armitage & Natarajan (1999), Cao & Rawlings (2004) argumentam que os modelos ADAF-BZ que consideramos não são capazes de explicar as potências dos jatos de um conjunto de rádio galáxias FR I de baixas taxas de acreção no catálogo 3CR, observadas com o Telescópio Espacial Hubble (potências do jato no intervalo $\sim 10^{41} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$). Como um resultado das eficiências muito maiores, adotando a taxa de acreção crítica $\dot{M}_{\text{crit}} \sim \alpha^2 \dot{M}_{\text{Edd}}$ (Esin et al., 1997) acima da qual a solução ADAF deixa de ser válida, e tomando $j = 0.998$ and $\alpha = 0.3$, nossos modelos para o jato fornecem $P_{\text{jet}} \approx 10^{45-46} \text{ erg s}^{-1}$, que é mais do que suficiente para reproduzir as potências observados no conjunto estudado por Cao & Rawlings (2004).

Os modelos adotados para o mecanismo de formação do jato predizem uma relação linear entre a taxa de acreção e a potência do jato, enquanto a declividade obtida da correlação medida por A06 é ligeiramente melhor ajustada por uma relação não-linear (ver também Merloni & Heinz 2007, Balmaverde et al. 2008). Notamos que se ϵ_{Bondi} tiver uma pequena dependência em j , como sugerido pelas simulações numéricas de Hawley & Krolik (2006), então ϵ_{Bondi} também vai exibir uma pequena dependência com P_{jet} e a concordância do modelo com a correlação observada vai ser melhorada. Verificamos que se $\epsilon_{\text{Bondi}} \propto P_{\text{jet}}^{0.2}$ a declividade predita pelos modelos concorda com a declividade da correlação observada. Nas simulações numéricas, a dependência de \dot{M}_{ms} em j surge devido a campos magnéticos amplificados que transferem momentum angular do buraco negro para o disco de acreção. Além disso, outra possibilidade é que a dependência $\epsilon_{\text{Bondi}}(P_{\text{jet}})$ possa surgir como uma consequência de efeitos de *feedback* do jato no material que alimenta o escoamento acretivo.

2.8.4 Sumário do capítulo e contextualização

Neste capítulo, estudamos dois modelos físicos para a geração da energia transportada pelos jatos extragaláticos a partir de um sistema composto por um buraco negro de Kerr cercado por um escoamento acretivo: o modelo de Blandford-Znajek e o modelo híbrido proposto por Meier (2001). Assumimos que o escoamento acretivo é ADAF e incorporamos efeitos de relatividade geral que não foram plenamente apreciados em trabalhos anteriores.

Obtemos que a potência do jato P_{jet} em ambos modelos varia linearmente com a taxa de acreção no buraco negro \dot{M}_{ms} , e que P_{jet} apresenta uma complicada dependência com o spin do buraco negro. Um comportamento de P_{jet} em função do spin similar ao derivado

neste trabalho foi observado apenas em complexas simulações numéricas relativísticas MHD de discos de acreção espessos (McKinney, 2005, Hawley & Krolik, 2006). A nossa análise indica que a eficiência de produção dos jatos $\eta_{\text{jet}} = P_{\text{jet}}/\dot{M}_{\text{ms}}c^2$ em ambos modelos pode chegar a valores tão altos quanto 22% (modelo BZ) e 48% (modelo híbrido), desde que o buraco negro possua o spin máximo.

Na seção 2.6 usamos os modelos de produção do jato para compreender a correlação empírica entre a taxa de acreção e a potência do jato em galáxias elípticas gigantes, derivada por Allen et al. (2006) (e posteriormente confirmada por Merloni & Heinz 2007, Balmaverde et al. 2008). Adotando valores típicos do parâmetro de viscosidade do escoamento acretivo $\alpha \sim 0.04 - 0.3$, a correlação \dot{M}_{Bondi} vs. P_{jet} implica um intervalo pequeno de spins $j \approx 0.75 - 1$ e taxas de acreção $\dot{M}_{\text{ms}} \approx (0.04 - 1)\dot{M}_{\text{Bondi}}$. Se a taxa de acreção estiver sujeita à restrição $\dot{M}_{\text{ms}} \lesssim \dot{M}_{\text{ADAF}} \sim \alpha\dot{M}_{\text{Bondi}}$, o que é consistente com o modelo ADAF, encontramos que a correlação observada implica $j \gtrsim 0.9$; i.e., a correlação implica buracos negros com rotação rápida no centro das galáxias estudadas. Tal conclusão é reforçada se o escoamento acretivo sofrer perda de massa, energia e momentum angular via ventos, e concorda com estimativas teóricas e observacionais dos spins de buracos negros massivos nos centros das galáxias no universo local (e.g., Volonteri et al. 2005, Wang et al. 2006, porém ver King et al. 2008).

Conjecturamos que a correlação empírica $\dot{M} - P_{\text{jet}}$ e os altos valores dos spins dos buracos negros implicados pela forte dependência de P_{jet} no spin, são provavelmente resultados válidos para todas as galáxias elípticas. Na hipótese de que esta correlação é válida para as rádio galáxias centrais dos aglomerados de galáxias, nossos resultados sugerem que estas possuem os jatos mais poderosos porque nelas a taxa de acreção é maior e o escoamento acretivo permanece no estado ADAF (e portanto é capaz de sustentar intensos campos magnéticos poloidais nas proximidades do buraco negro). Neste cenário, todas galáxias elípticas centrais possuiriam a capacidade de produzir jatos poderosos, e a potência do jato seria determinada pela estrutura do disco de acreção. Isto indica uma conexão potencialmente fundamental entre os buracos negros e a formação das galáxias mais massivas: os buracos negros nos centros dos aglomerados de galáxias devem possuir rotação rápida, de forma que ocorra a produção de jatos suficientemente potentes para gerar um mecanismo de feedback efetivo na supressão dos *cooling flows*, o que impediria a formação estelar excessiva e explicaria a função de luminosidade das galáxias observada (e.g., Croton 2006, Bower et al. 2006), bem como a correlação observada entre a luminosidade em raios X e a temperatura do meio interno dos aglomerados (e.g., McCarthy et al. 2004).

Desde que o nosso trabalho foi publicado (Nemmen et al., 2007b), progresso têm sido feito com relação a novas estimativas empíricas da relação entre a taxa de acreção e a potência do jato. Avanços também foram realizados com relação à compreensão teórica

do papel do spin na produção dos jatos, e na evolução cosmológica dos spins dos buracos negros supermassivos no cenário hierárquico.

A06 havia estimado a correlação $\dot{M}_{\text{Bondi}} - P_{\text{jet}}$ usando observações em raios X do Chandra para 9 galáxias elípticas. Posteriormente, Merloni & Heinz (2007) acrescentaram às medidas de A06 outras 6 galáxias. Merloni & Heinz (2007) refinaram a estimativa da correlação obtendo

$$\log\left(\frac{P_{\text{jet}}}{L_{\text{Edd}}}\right) = (1.6_{-0.3}^{+0.4}) \log\left(\frac{\dot{M}_{\text{Bondi}}}{L_{\text{Edd}}}\right) + (1.2_{-0.8}^{+1.0}), \quad (2.39)$$

que dentro da incerteza de 1σ concorda com a declividade estimada por A06, $1.3_{-0.27}^{+0.45}$. Merloni & Heinz (2007) também estimaram a relação empírica entre a luminosidade bolométrica (estimada a partir da luminosidade em raios X usando um fator de correlação bolométrico) e a potência do jato, obtendo

$$\log\left(\frac{P_{\text{jet}}}{L_{\text{Edd}}}\right) = (0.49 \pm 0.07) \log\left(\frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}}\right) - (0.78 \pm 0.36). \quad (2.40)$$

Baseado nestes resultados, Merloni & Heinz (2007) obtiveram que o regime ADAF é favorecido nos LLAGNs, bem como a produção de jatos intensos neste regime. Balmaverde et al. (2008) repetiram a metodologia de A06 e Merloni & Heinz (2007) utilizando 44 LLAGNs (incluindo os objetos previamente estudados pelos outros autores). Os resultados de Balmaverde et al. (2008) confirmam os trabalhos dos autores anteriores, demonstrando que a correlação $\dot{M}_{\text{Bondi}} - P_{\text{jet}}$ é um resultado empírico robusto.

Recentemente, Sikora et al. (2007) estudaram a distribuição do parâmetro que caracteriza a *radio-loudness* dos AGNs $\mathfrak{R} = L_{\nu, \text{R}}/L_{\nu, \text{opt}}$ ($L_{\nu, \text{R}}$ é a luminosidade em rádio e $L_{\nu, \text{opt}}$ é a luminosidade no óptico) em relação à razão de Eddington $\lambda = L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$. Sikora et al. (2007) constataram que diferentes AGNs com o mesmo valor de λ possuem valores distintos de \mathfrak{R} , onde AGNs hospedados em galáxias *early-type* (elípticas) tendem a ser radio-loud enquanto AGNs em galáxias *late-type* (disco) tendem a ser radio-quiet. Sikora et al. interpretaram este resultado em termos de um cenário no qual a bimodalidade é causada por valores sistematicamente diferentes do spin do buraco negro central, no qual galáxias elípticas tendem a possuir spins maiores - e conseqüentemente valores maiores de \mathfrak{R} - em comparação com as galáxias disco. Tal interpretação suporta os resultados do nosso trabalho. Volonteri et al. (2007), Lagos et al. (2009) estudaram modelos físicos para a evolução dos spins, baseados no cenário hierárquico da evolução das galáxias e dos seus buracos negros centrais via *mergers* (ver também Berti & Volonteri 2008), e concluíram que a interpretação de Sikora et al. (2007) da relação entre a bimodalidade de \mathfrak{R} , spins e a morfologia galáctica é plausível fisicamente. Na modelagem de King et al. (2008) da evolução cósmica dos spins por outro lado, valores baixos de $j \sim 0.1 - 0.3$ são tipicamente

favorecidos (ver também Berti & Volonteri 2008), embora King note que no caso particular de galáxias elípticas gigantes, valores altos de j sejam plausíveis. Como podemos notar, a distribuição dos spins dos buracos negros supermassivos e a sua evolução cosmológica é um tópico intensamente estudado.

Finalmente, gostaríamos de mencionar que os modelos que apresentamos neste capítulo serviram de base para alguns estudos independentes recentes (Wu & Cao, 2008, Garofalo, 2009), que aplicaram o formalismo em dois contextos diferentes. Wu & Cao (2008) utilizaram estes modelos para oferecer uma possível explicação para a dicotomia entre rádio galáxias FR I e FR II, substituindo a solução auto-similar do ADAF que usamos pela solução global. Garofalo (2009) adotou o nosso formalismo para conectar o ADAF e o mecanismo de Blandford-Znajek, e modelou em mais detalhes a física da região interna ao raio marginalmente estável no escoamento acretivo. Garofalo (2009) argumenta que haveria uma intensificação da intensidade do campo poloidal nesta região, e conseqüentemente um possível aumento na potência do jato produzida pelo efeito BZ.

Capítulo 3

A distribuição espectral de energia dos LINERs e a física da sua fonte central

Facts do not speak for themselves. They speak for or against competing theories. Facts divorced from theories or visions are mere isolated curiosities.

Thomas Sowell

Conforme discutimos na introdução, uma das maneiras mais diretas de se inferir informações sobre a natureza física da fonte central nos AGNs é utilizar observações da emissão compacta em diversos comprimentos de onda para compôr um quadro da emissão eletromagnética do AGN formando a distribuição espectral de energia (SED). De posse da SED de um AGN, é possível comparar as previsões teóricas dos modelos para a emissão de radiação do núcleo ativo, e verificar se tais modelos conseguem explicar as observações.

Neste capítulo, o nosso objetivo é realizar um censo das propriedades da acreção e ejeção nos buracos negros supermassivos que apresentam o menor grau de atividade no universo presente, hospedados nos LINERs, i.e. caracterizaremos a natureza física da fonte central dos LINERs e da sua emissão nuclear. Realizaremos esta tarefa através da modelagem das SEDs de uma amostra de 17 LINERs, obtidas da compilação realizada por Eracleous et al. (2009). Os objetos nesta amostra dispõem de observações com alta resolução espacial da emissão compacta em rádio, IR médio e próximo, óptico, ultravioleta (daqui por diante UV) e raios X, incluindo observações com o *Telescópio Espacial Hubble* e o *Observatório de Raios X Chandra*. Na seção 3.1 apresentamos a amostra de LINERs e suas propriedades básicas. Os LINERs representam um subconjunto dos LLAGNs cujo espectro apresenta linhas de baixa ionização intensas (Heckman, 1980, Peterson, 1997), constituindo a população dominante de LLAGNs ($\approx 2/3$ dos LLAGNs, Ho et al. 1997, Ho 2008).

Neste estudo, utilizaremos o modelo que é tradicionalmente favorecido na interpretação das observações dos LLAGNs (e de Sgr A*), que é composto de um ADAF na parte interna do escoamento acretivo, um disco fino na parte externa e um jato relativístico que é lançado da região interna do ADAF, próxima ao buraco negro (ver figura 1.6). Na seção 3.2 e no apêndice A descrevemos o modelo físico utilizado para calcular o espectro contínuo do escoamento, e apresentamos os processos radiativos envolvidos no modelagem.

Compararemos as previsões dos modelos ADAF e jato com as SEDs observadas, explorando uma ampla região do espaço de parâmetros físicos dos modelos. Verificaremos o quão bem os modelos explicam as SEDs, e inferiremos quais as propriedades do escoamento implicadas pelas observações, por exemplo a taxa de acreção no disco de acreção, a taxa de ejeção de matéria no jato, o raio de transição entre o ADAF e o disco fino, e a potência do jato. Na seção 3.3 apresentamos os resultados obtidos a partir da modelagem das SEDs e discutimos a interpretação destes resultados. Devido à grande quantidade de modelos calculados para os AGNs, discutiremos em mais detalhes as modelagens das SEDs de somente quatro LINERS representativos da amostra na seção 3.3 (M81, NGC 3998, M87 e NGC 4594), e apresentamos no apêndice B os ajustes dos demais treze objetos, para referência.

A partir da nossa modelagem das SEDs, pretendemos formar um cenário geral para o processo de acreção e ejeção nos LINERS, que compõem a componente dominante da população de LLAGNs, e discutiremos possíveis incertezas envolvidas (seção 3.4). Apesar das SEDs de diversos LINERS terem sido modeladas com sucesso em termos do modelo ADAF apresentado no capítulo 1 (Lasota et al., 1996, Quataert et al., 1999, Di Matteo et al., 2003, Ptak et al., 2004, Nemmen et al., 2006), um cenário físico unificado para a sua emissão nuclear ainda permanece elusivo. Exploraremos os nossos resultados procurando possíveis correlações nos parâmetros inferidos da modelagem, que lancem luz sobre a conexão entre acreção, ejeção e mecanismos de feedback. Ao compreender a natureza física da fonte central em LINERS, estaremos realizando um importante avanço na compreensão da astrofísica dos buracos negros no centro das galáxias do universo presente. O conteúdo deste capítulo será incluído em artigos que atualmente estão em estágio de preparação.

3.1 A amostra de LINERS

Eracleous et al. (2009) construiu uma compilação das SEDs de 35 LINERS, incluindo observações de alta resolução espacial no rádio, IR próximo, óptico, ultravioleta, e raios X com os observatórios *Very Large Array* (VLA), *Very Long Baseline Array* (VLBA), *Very Long Baseline Interferometry* (VLBI), *Hubble* e *Chandra*. Destas 35 SEDs, selecionamos as que possuem os dados de melhor qualidade utilizando os seguintes critérios:

- Apenas objetos para os quais o fluxo medido em raios X *não* representa um limite superior.

- Há uma determinação da massa do buraco negro central.

Este critério de seleção nos deixa com 24 LINERs. Destes 24 objetos, listamos o subconjunto de 17 LINERs que estudamos neste trabalho nas tabelas 3.1 e 3.2. Os 7 objetos restantes serão modelados futuramente. Estas tabelas listam os tipos de Hubble das galáxias hospedeiras, os tipos de LINER, massas dos buracos negros, luminosidades bolométricas e razões de Eddington ($L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$) destes objetos (informações obtidas de Eracleous et al. 2009).

De acordo com a qualidade dos dados disponíveis, podemos dividir a nossa amostra de LINERs em dois grupos. O grupo A (ver tabela 3.1) contém os objetos que possuem os dados de melhor qualidade disponíveis. Por exemplo, as bandas rádio, óptico e UV têm cada uma pelo menos uma observação que *não* é um limite superior para a luminosidade do núcleo. Obviamente, os objetos neste grupo fornecem os melhores vínculos para os modelos do escoamento.

O grupo B por outro lado (ver tabela 3.2) consiste nas fontes cujos dados não são tão bons quanto os do grupo A, pois há falta de vínculos observacionais em alguma banda (e.g., no rádio ou no UV). Alguns dos objetos neste grupo têm somente limites superiores para o fluxo nuclear no UV, outros não têm observações ou somente limites superior no rádio. Como consequência, os vínculos observacionais fornecidos pelos LINERs no grupo B não são tão adequados para a modelagem teórica quanto os AGNs do grupo A. Todos os objetos em ambos os grupos têm observações no IR próximo que foram feitas com uma resolução espacial menor, i.e. usando aberturas maiores ($> 1''$) que incluem contaminação considerável da emissão da galáxia hospedeira. Portanto, observações no IR próximo são consideradas somente como limites superiores para a emissão compacta do núcleo.

Galáxia	Tipo de Hubble	Distância (Mpc)	log (M/M_{\odot})	Tipo de LINER	L_X (erg s^{-1} ^a)	L_{bol} (erg s^{-1} ^b)	$L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$
NGC 3031 (M81)	SA(s)ab	3.6	7.8	S1.5/L1	1.9×10^{40}	2.1×10^{41}	3×10^{-5}
NGC 3998	SA(r)0	14.0	8.9	L1	2.6×10^{41}	1.4×10^{43}	1×10^{-4}
NGC 4143	SAB(s)0	17.0	8.3	L1	1.1×10^{40}	3.2×10^{41}	1×10^{-5}
NGC 4278	E1-2	9.7	8.6	L1	9.1×10^{39}	2.7×10^{41}	5×10^{-6}
NGC 4374	E1	16.8	8.9	L2	3.5×10^{39}	5.0×10^{41}	5×10^{-6}
(M84, 3C 272.1)							
NGC 4486	E0-1	16.8	9.0	L2	1.6×10^{40}	9.8×10^{41}	7×10^{-6}
(M87, 3C 274)							
NGC 4579 (M58)	SAB(rs)b	16.8	7.8	L2	1.8×10^{41}	1.0×10^{42}	1×10^{-4}
NGC 4594 (M104)	SA(s)a	9.2	8.5	L2	1.6×10^{40}	4.8×10^{41}	1×10^{-5}
NGC 4736 (M94)	(R)SA(r)ab	4.3	7.1	L2	5.9×10^{38}	1.8×10^{40}	1×10^{-5}

Tabela 3.1: Amostra de galáxias do Grupo A contendo 12 LINERs e as suas propriedades básicas (ver Eracleous et al. 2009). L_X é a luminosidade em raios X na banda 2 - 10 keV.

As massas dos buracos negros foram estimadas a partir da dispersão de velocidades estelar usando a relação $M - \sigma$ (Ferrarese & Merritt, 2000, Gebhardt et al., 2000, Tremaine, 2002), com a exceção de NGC 3031 (M81) e NGC 4486 (M87), cujas massas foram estimadas usando a cinemática estelar ou do gás (Eracleous et al., 2009).

Galáxia	Tipo de Hubble	Distância (Mpc)	log (M/M_{\odot})	Tipo de LINER	L_X (erg s^{-1} ^a)	L_{bol} (erg s^{-1} ^b)	$L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$
NGC 1553	SA(r1)0	16.1	7.9	L2/T2	1.3×10^{40}	3.8×10^{41}	4×10^{-5}
NGC 2681	SBA(rs)0/a	13.3	7.1	L1	6.1×10^{38}	1.8×10^{40}	1×10^{-5}
NGC 3169	SA(s)a	19.7	7.8	L2	1.1×10^{41}	3.3×10^{42}	4×10^{-4}
NGC 3226	E2	23.4	8.1	L1	5.0×10^{40}	1.5×10^{42}	1×10^{-4}
NGC 3379 (M105)	E1	8.1	8.2	L2/T2	1.7×10^{37}	5.1×10^{38}	3×10^{-8}
NGC 4457	SAB(s)0/a	17.4	6.9	L2	1.0×10^{39}	3.0×10^{40}	3×10^{-5}
NGC 4494	E1-2	9.7	7.6	L2	9.2×10^{38}	2.8×10^{40}	6×10^{-6}
NGC 4548 (M91)	SBb(rs)	16.8	7.6	L2	5.4×10^{39}	1.6×10^{41}	3×10^{-5}

Tabela 3.2: Amostra de galáxias do Grupo B contendo 9 LINERs e as suas propriedades básicas (ver Eracleous et al. 2009).

Os dados no óptico-UV de todos os objetos foram corrigidos conforme descrito em mais detalhes em Eracleous et al. (2009). Eracleous et al. calcularam a densidade de coluna de hidrogênio total equivalente N_{H} a partir de ajustes de modelos ao espectro em raios X. Eles estimaram o avermelhamento total $E(B - V)_X$ assumindo uma razão gás-poeira galáctica $R_V = A_V/E(B - V)_X$, e usando a relação entre N_{H} e a extinção visual A_V dada por

$$N_{\text{H}}/A_V = 1.79 \times 10^{21} \text{ cm}^{-21} \text{ mag}^{-1}. \quad (3.1)$$

Para cada galáxia eles aplicaram uma correção da extinção por poeira no intervalo de comprimento de onda entre 1000 Å e 1 μm . Eles adotaram a lei de extinção Galáctica de Seaton (1979). Em comprimentos de onda mais longos a correção por extinção é desprezível, e em comprimentos mais curtos (i.e. em raios X) a correção é efetuada durante a redução do espectro.

Eracleous et al. (2009) usaram dois métodos para estimar as luminosidades bolométricas a partir das observações. Para os objetos que possuem as SEDs com melhor qualidade de dados, eles calcularam L_{bol} integrando as SEDs diretamente depois de efetuarem uma interpolação entre pontos adjacentes usando leis de potência (que correspondem a retas no diagrama $\log \nu L_{\nu} - \log \nu$) e desprezando limites superiores. Os objetos com as melhores SEDs que foram integradas desta maneira são NGC 3031 (M81), NGC 3998, NGC 4374, NGC 4486 (M87), NGC 4579 e NGC 4594. A partir deste conjunto das melhores SEDs eles estimaram uma correção bolométrica tal que $L_{\text{bol}} = \langle \xi_{\text{bol}} \rangle L_X$, onde $\langle \xi_{\text{bol}} \rangle \approx 50$. Assim, para os demais LINERs cujas SEDs não são tão bem amostradas, Eracleous et al. usou esta correção bolométrica para calcular L_{bol} a partir de L_X . As luminosidades bolométricas bem como os valores de L_X estão listados nas tabelas 3.1 e 3.2.

3.2 Modelos para o espectro contínuo dos AGNs de baixa luminosidade

Como mencionamos no cap. 1, as baixas luminosidades dos LLAGNs sugerem fortemente a presença de um escoamento acretivo ADAF nestes objetos. Nós modelamos as SEDs observadas da amostra de LINERs usando um modelo para o escoamento que consiste de três componentes: (1) um ADAF na parte interna do escoamento acretivo, (2) um disco fino cujo raio interno de “truncamento” corresponde ao raio externo do ADAF, e (3) um jato relativístico, ejetado na direção perpendicular ao plano definido pelo disco de acreção. A figura 1.6 mostra de forma esquemática a estrutura do modelo adotado. Nesta seção nós descrevemos sucintamente as principais características deste modelo e o efeito da variação dos parâmetros mais importantes no espectro teórico. No apêndice A descrevemos em mais detalhes as equações subjacentes aos modelos, o método numérico implementado para resolvê-las, bem como as rotinas que desenvolvemos para processar os espectros.

3.2.1 ADAF

Na seção 1.4 descrevemos as propriedades básicas da solução ADAF e a contrastamos com a conhecida solução de disco fino. O ADAF é um tipo de escoamento acretivo que ocorre para baixas taxas de acreção e consequentemente baixas densidades, $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{\text{crit}}$ (ver os reviews Narayan et al. 1998, Kato et al. 2008, Narayan & McClintock 2008). O ADAF é um escoamento no qual a maior parte da energia potencial gravitacional que é liberada devido à turbulência viscosa, ao invés de ser irradiada como na solução de disco fino, fica armazenada na forma de energia térmica que aumenta enormemente a temperatura do plasma em comparação com o disco fino. A maior parte da energia térmica dissipada no escoamento é depositada nos íons, e estes interagem fracamente com os elétrons via forças Coulombianas devido à baixa densidade do plasma. Como os elétrons são responsáveis pela emissão de radiação no escoamento, já que os íons são muito mais pesados, a maior parte da energia térmica dissipada fica armazenada nos íons e é transportada radialmente (advecção) no escoamento, sendo por fim perdida no interior do horizonte de eventos do buraco negro. Daí a origem da sigla ADAF: *advection-dominated accretion flow*. As extremas temperaturas do ADAF e a pressão térmica associada acaba fazendo com que o escoamento tenha a forma “inflada” ilustrada na figura 1.6. Como a maior parte da energia gravitacional dissipada não é irradiada, o ADAF possui uma baixa eficiência radiativa. Em resumo, o ADAF se caracteriza por ser um escoamento acretivo quente, geometricamente espesso e opticamente fino, com baixa eficiência radiativa.

Avanços teóricos e computacionais realizados nas duas últimas décadas propiciaram uma melhor compreensão da física dos ADAFs. Por exemplo, estudos demonstraram que pode haver a presença de perda de massa na forma de ventos ou *outflows* no ADAF, e

até mesmo convecção no interior do escoamento. Tais processos impedem que uma fração considerável da massa disponível a grandes distâncias do buraco negro seja acretada. Este resultado foi obtido inicialmente através de trabalho analítico (Narayan & Yi, 1994, Blandford & Begelman, 1999, Narayan et al., 2000, Quataert & Gruzinov, 2000) e depois confirmado por simulações numéricas hidrodinâmicas e magnetohidrodinâmicas (Stone et al., 1999, Hawley et al., 2001, Igumenshchev et al., 2003, De Villiers et al., 2003, McKinney & Gammie, 2004). Blandford & Begelman (1999) modelaram a perda de massa dos ADAFs pelos ventos introduzindo o parâmetro s de forma que a taxa de acreção varia com o raio com a dependência

$$\dot{M} = \dot{M}_{\text{out}} \left(\frac{R}{R_{\text{out}}} \right)^s, \quad (3.2)$$

onde \dot{M}_{out} é a taxa de acreção no raio externo do ADAF, R_{out} . Antes de Blandford & Begelman (1999) se assumia que no escoamento acretivo não havia perda de massa. Convém notar que sem a perda de massa, a equação da continuidade implica $\dot{M} = \text{constante}$ em todo o escoamento. Posteriormente ao trabalho de Blandford & Begelman (1999), a parametrização da taxa de acreção conforme a equação 3.2 foi confirmada por simulações (Stone et al., 1999, Igumenshchev et al., 2003). Seguindo os resultados dessas simulações da dinâmica dos ADAFs, na nossa modelagem permitimos que o valor de s possa variar no intervalo $0 < s < 1$, levando em conta a incerteza na determinação da quantidade de gás que é perdida através de ventos no escoamento.

Os outros parâmetros que descrevem o ADAF são a massa do buraco negro M ; o parâmetro de viscosidade α (segundo a prescrição α proposta por Shakura & Sunyaev 1973, ver Frank et al. 2002); o parâmetro β do plasma, que é definido de forma ligeiramente diferente da definição usual na física de plasmas, $\beta \equiv P_{\text{gas}}/P_{\text{tot}}$; δ , a fração da energia dissipada via turbulência que aquece diretamente os elétrons; e o índice adiabático γ .

Os processos radiativos levados em conta no cálculo do espectro do ADAF são emissão síncrotron, bremsstrahlung e espalhamento Compton inverso que atua sobre os fótons originados nos dois mecanismos anteriores (Rybicki & Lightman, 1979). Dados os valores dos parâmetros do modelo, para calcular o espectro do ADAF nós primeiramente resolvemos numericamente as equações estacionárias da estrutura e dinâmica global do escoamento. A obtenção da solução global das equações diferenciais que regem o escoamento consiste de um problema de valor de contorno de dois pontos. Uma vez calculada a estrutura e dinâmica do ADAF, os processos radiativos são calculados e o espectro contínuo do ADAF é obtido. Para isto, utilizamos os códigos escritos na linguagem Fortran gentilmente cedidos pelo nosso colaborador, o Professor Feng Yuan (Observatório Astronômico de Xangai). Mais detalhes a respeito dos cálculos e o procedimento numérico adotado podem ser encontrados no apêndice A.2.

3.2.2 Disco fino truncado

Na parte externa do ADAF existe um disco de acreção fino, cujo raio interno coincide com o raio externo do ADAF, i.e. há uma transição entre as propriedades do escoamento acretivo no raio de transição $R_{\text{tr}} = R_{\text{out}}^{\text{adaf}} = R_{\text{in}}^{\text{thin}}$. O raio externo do disco fino corresponde a $R_{\text{out}}^{\text{thin}} = 10^5 R_S$ (lembrando que $R_S = 2GM/c^2$ é o raio de Schwarzschild).

O disco fino, como o seu nome sugere, é geometricamente fino e opticamente espesso. Desta forma, ele emite localmente como um corpo negro. O espectro global do disco corresponde a uma composição de corpos negros de diferentes temperaturas, emitidos em diferentes raios. Nos nossos cálculos levamos em conta o reprocessamento da radiação em raios X proveniente do ADAF pela superfície do disco fino. Tal efeito de reprocessamento tem um pequeno impacto no espectro do disco fino, e a SED resultante é praticamente idêntica ao espectro de um disco fino padrão sem reprocessamento (e.g., Frank et al. 2002).

Os outros parâmetros que descrevem a solução de disco fino são o ângulo de inclinação em relação à linha de visada i , a massa do buraco negro M e a taxa de acreção \dot{M}_{out} , que é a mesma taxa de acreção na borda externa do ADAF. Nos casos em que $R_{\text{out}}^{\text{adaf}} \sim R_{\text{out}}^{\text{thin}}$ (e.g., $R_{\text{out}}^{\text{adaf}} \sim 10^4$) e a extensão do disco fino correspondentemente é pequena, nós simplesmente não levamos em conta o espectro do disco fino.

O modelo de disco fino é descrito em mais detalhes na seção A.1 do apêndice A.

3.2.3 Jato

O modelo para o espectro do jato relativístico é baseado no modelo dos choques internos (e.g., Piran 1999), que foi inicialmente utilizado para interpretar os *gamma-ray burst afterglows* (van Paradijs et al., 2000, Mészáros, 2002). Atualmente tal modelo também é utilizado na modelagem da emissão dos jatos relativísticos em AGNs (e.g., Spada et al. 2001, Nemmen et al. 2006, Wu et al. 2007, Yuan et al. 2009) e binárias em raios X (Yuan et al., 2005).

Neste modelo uma fração \dot{M}_{jet} do material nas regiões mais internas do escoamento acretivo é transferida na direção paralela ao vetor momentum angular do escoamento, formando um jato no qual as partículas atingem velocidades relativísticas. O jato é modelado como tendo uma geometria cônica com um semi-ângulo de abertura ϕ e um fator de Lorentz médio Γ_j (*bulk Lorentz factor*), que são constantes ao longo do jato. O ângulo de inclinação do jato com relação à linha de visada é obviamente o mesmo ângulo i do disco de acreção fino.

A principal hipótese do cenário dos choques internos é que a fonte central injeta matéria-energia nos jatos de uma forma intermitente; desta forma, camadas do plasma com velocidades maiores acabam colidindo com camadas mais lentas, dando origem à formação de choques internos no jato (daí o nome do modelo). A distância percorrida pelas camadas

antes de uma colisão é $z_0 \sim \Gamma_j^2 R_S$ (Piran, 1999, Spada et al., 2001). Os choques convertem energia cinética em energia térmica do plasma, amplificando o campo magnético e acelerando uma pequena fração dos elétrons ξ_e a velocidades relativísticas, que passam a seguir uma distribuição de energias que é uma lei de potência de índice p (ver apêndice A.3). Dada a incerteza na física dos choques, introduzimos dois parâmetros adimensionais que caracterizam a densidade de energia dos elétrons e do campo magnético, ϵ_e e ϵ_B ; tais parâmetros quantificam a fração da densidade de energia interna nos choques que é armazenada nos elétrons e no campo magnético, respectivamente.

No cálculo do espectro contínuo do jato, dois processos radiativos devem ser levados em conta: radiação síncrotron e espalhamento Compton inverso atuando nos próprios fótons provenientes do efeito síncrotron do jato (“síncrotron auto-Compton”, do inglês *synchrotron self-Compton*). Nós consideramos apenas a emissão síncrotron no cálculo do espectro, pela seguinte razão. Wu et al. (2007) demonstrou que quando o valor de \dot{M}_{jet} é muito pequeno ($\dot{M}_{\text{jet}} \ll 0.01 \dot{M}_{\text{Edd}}$ tipicamente) como é o caso dos LLAGNs estudados neste trabalho, a razão entre a densidade de energia dos fótons e a densidade de energia do campo magnético é muito pequena. Nestas condições, a emissão síncrotron auto-Compton no jato é várias ordens de magnitude menor que a emissão síncrotron. Assim, o espectro do jato é originado na emissão síncrotron do jato. O espectro em rádio é causado pelo efeito síncrotron auto-absorvido em diferentes partes do jato, dando origem a um espectro plano ($L_\nu \propto \nu^0$). A emissão em raios X é causada pela emissão síncrotron no plasma opticamente fino imediatamente após o choque interno. A inclinação do espectro em raios X é determinada principalmente pelo valor do parâmetro p ($L_\nu \propto \nu^{-p/2}$, ver seção 3.2.4).

3.2.4 Escolha dos parâmetros e efeito destes nos espectros

Nos nossos cálculos, nós adotamos $\alpha = 0.3$, $\beta = 0.9$ e $\gamma = 1.5$, que são valores usualmente adotados na modelagem do espectro dos ADAFs (e.g., Wu et al. 2007, Yuan et al. 2009). Nos modelos antigos para a estrutura do ADAF, valores pequenos do parâmetro δ eram adotados ($\delta \lesssim 0.01$; e.g., Narayan & Yi 1995a, Narayan et al. 1998). Diferentes autores argumentaram que processos físicos variados tais como reconexão magnética poderiam afetar o aquecimento dos íons e elétrons em plasmas quentes, de tal forma que o parâmetro δ poderia atingir valores tão altos quanto ~ 0.5 , possivelmente (e.g., Quataert & Gruzinov 1999, Sharma et al. 2007). Dada a incerteza teórica envolvendo o valor de δ , nós permitimos que este parâmetro possa variar no intervalo $0.01 \leq \delta \leq 0.5$. Nos nossos ajustes às SEDs também consideramos o caso especial no qual $\delta \sim s = 0.3$, que é sugerido pela modelagem detalhada da SED de Sgr A* (Yuan et al., 2003b, 2006). Assim, há quatro parâmetros livres no ajuste do modelo de escoamento acretivo às SEDs: \dot{M}_{out} , R_{tr} , s e δ .

No caso da modelagem do jato, seguindo outros autores (Nemmen et al., 2006, Wu et al., 2007) nós adotamos os valores $\phi = 0.1$ radianos, $\xi_e = 10\%$ e $\Gamma_j = 2.3$, que

corresponde a $v/c \approx 0.9$ (exceto nos casos de M87 e NGC 4278, para os quais há estimativas independentes de Γ_j disponíveis). Adotaremos para o ângulo de inclinação do sistema o valor $i = 30^\circ$, a não ser que mencionemos explicitamente que há vínculos para tal ângulo para determinado objeto. Portanto, da mesma forma que no modelo para o escoamento acretivo, há quatro parâmetros livres no ajuste do jato às SEDs observadas: \dot{M}_{jet} , p , ϵ_e and ϵ_B .

Em resumo, no nosso modelo acoplado para a acreção-ejeção há um total de oito parâmetros livres. A variação de cada um destes parâmetros afeta a densidade e a temperatura do plasma, e tem um efeito diferente na SED teórica resultante. Nós ilustraremos a seguir o efeito qualitativo da variação de alguns destes parâmetros nos espectros modelados. Nos espectros modelados a seguir, adotaremos o seguinte conjunto fiducial de parâmetros para o escoamento acretivo: $M = 10^8 M_\odot$, $\dot{M}_{\text{out}} = 0.001\dot{M}_{\text{Edd}}$, $R_{\text{tr}} = 500R_S$, $s = 0.3$ e $\delta = 0.3$. Para o jato, adotaremos o conjunto fiducial de parâmetros $M = 10^8 M_\odot$, $\dot{M}_{\text{jet}} = 10^{-6}\dot{M}_{\text{Edd}}$, $p = 2.2$, $\epsilon_e = 0.1$ e $\epsilon_B = 0.01$. Nosso objetivo nesta seção não é fazer um estudo detalhado do impacto da variação dos diversos parâmetros do sistema nos espectros modelados, já que este estudo já foi realizado anteriormente em detalhes por diferentes autores (e.g., Manmoto et al. 1997, Narayan et al. 1998, Kato et al. 2008, Quataert & Narayan 1999, Spada et al. 2001, Yuan et al. 2005).

A figura 3.1 ilustra o efeito da variação de \dot{M}_{out} no espectro do ADAF e do disco fino. O aumento no valor de \dot{M}_{out} corresponde a um aumento na energia total liberada no escoamento, e conseqüentemente afeta a luminosidade total dos espectros. A variação de \dot{M}_{out} implica a variação da densidade do plasma e afeta não somente a normalização das SEDs, mas também modifica a importância relativa dos diferentes processos radiativos que moldam o espectro emitido, como a figura 3.1 mostra.

A figura 3.2 ilustra o efeito da variação do parâmetro s no espectro do ADAF, lembrando que $\dot{M}(R) = \dot{M}_{\text{out}} (R/R_{\text{out}})^s$. s regula o quão intensamente a matéria é removida do ADAF por um vento, tendo em mente que a dinâmica deste vento não é levada em conta nos nossos cálculos. Se assume também que este vento não contribui com a sua emissão no espectro calculado. Um aumento no valor de s faz com que menos plasma atinja as regiões mais internas do ADAF próximas ao buraco negro, lugar no qual é produzida a maior parte da emissão devido ao efeito Compton inverso. Em tal região se origina também a emissão síncrotron em altas frequências, que também é afetada pela variação de s , porém em menor escala que a emissão Compton. Como não há perda de massa no disco fino, o espectro desta componente do escoamento não é afetado pela variação do parâmetro s . É interessante notar que para um valor fixo de \dot{M}_{out} , há uma certa degenerescência entre o efeito da variação de s e R_{out} no espectro. O motivo é que um aumento no tamanho do ADAF faz com que menos massa seja acretada pelo buraco negro (via equação 3.2), o que é equivalente a um aumento no valor de s .

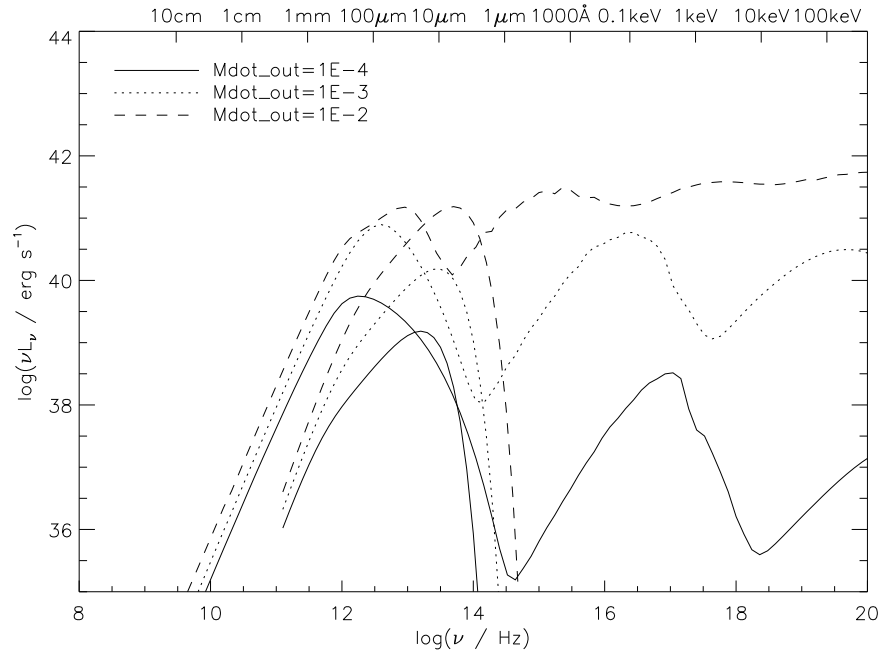


Figura 3.1: Efeito da variação da taxa de acreção \dot{M}_{out} no espectro do escoamento acretivo. Os espectros semelhantes a um corpo negro correspondem à emissão do disco fino truncado, os demais espectros representam a emissão do ADAF. Os diferentes valores de \dot{M}_{out} adotados para calcular cada espectro são mostrados na figura.

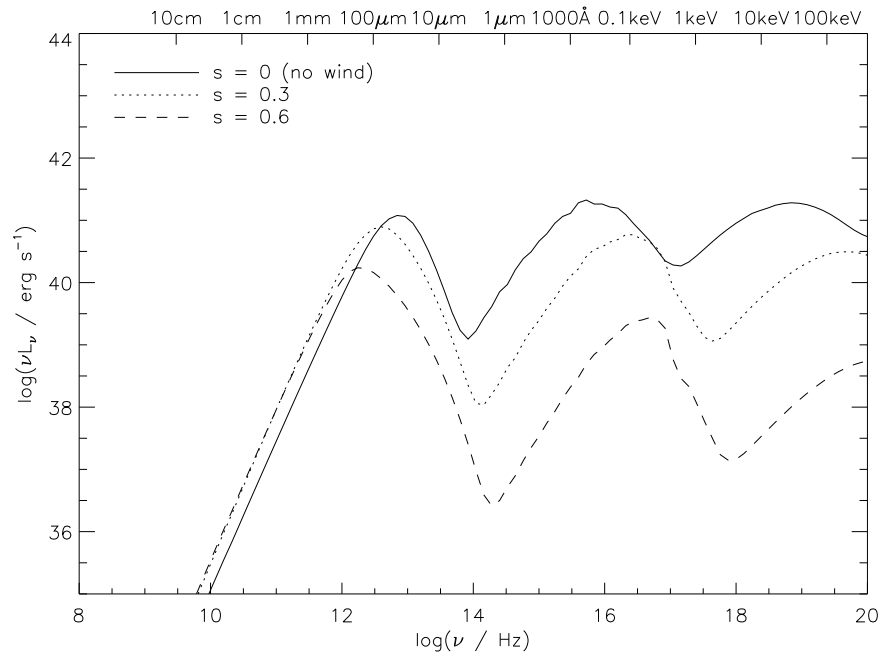


Figura 3.2: Efeito da variação da “intensidade do vento” (parâmetro s) no espectro do ADAF.

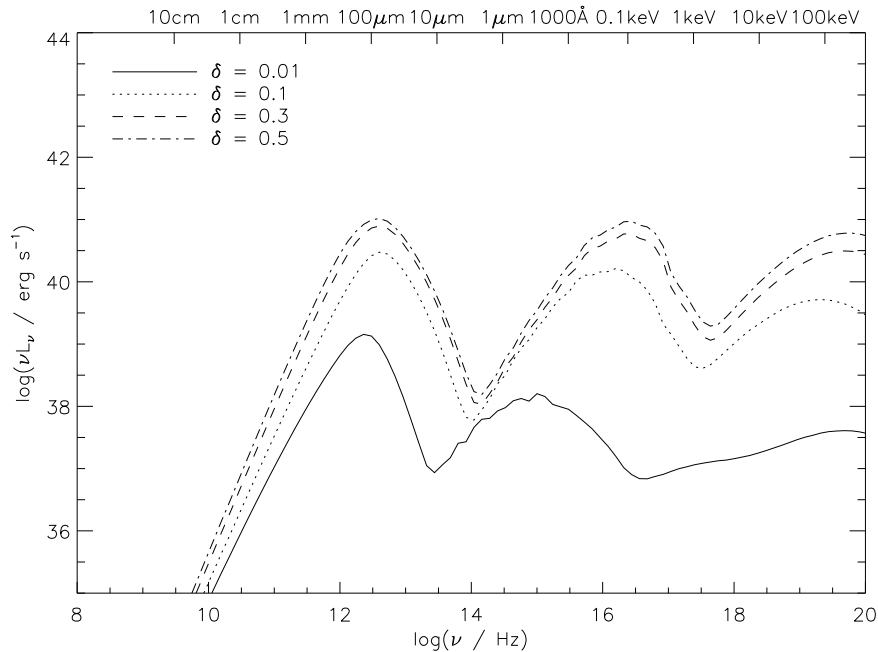


Figura 3.3: Efeito da variação do parâmetro δ no espectro do ADAF.

A figura 3.3 ilustra o efeito da variação do parâmetro δ no espectro do ADAF. δ regula a fração da energia dissipada via turbulência que é depositada diretamente nos elétrons. Consequentemente, um aumento no valor de δ implica que uma maior quantidade de energia é transferida para os elétrons e o ADAF torna-se mais luminoso. Como mencionado anteriormente, o escoamento também torna-se mais luminoso aumentando \dot{M}_{out} ou diminuindo s . Portanto, há um certo grau de degenerescência entre os parâmetros s , δ e \dot{M}_{out} , por razões físicas diferentes. Mostramos na figura 3.3 um modelo calculado usando $\delta = 0.01$, como era adotado nos modelos ADAF antigos (e.g., Narayan & Yi 1995b, Narayan et al. 1998), e também modelos usando valores mais altos de δ , que têm sido adotados em modelagens mais recentes (e.g., Nemmen et al. 2006, Narayan & McClintock 2008, Yuan et al. 2009).

Uma vez explorado o efeito da variação de alguns dos principais parâmetros do escoamento acretivo no espectro previsto, faremos uma análise similar dos parâmetros do jato. A figura 3.4 mostra o efeito da variação do parâmetro \dot{M}_{jet} no espectro do jato. Como se pode ver nesta figura, em relação ao espectro do jato, \dot{M}_{jet} cumpre um papel semelhante ao do parâmetro \dot{M}_{out} na SED do escoamento acretivo. O aumento da taxa de ejeção acarreta um aumento na densidade do plasma do jato, e consequentemente um aumento global na intensidade da emissão síncrotron.

A figura 3.5 ilustra o efeito da variação do parâmetro p , que controla o índice da lei de potência caracterizando a distribuição de energia dos elétrons não-térmicos, acelerados pelo “choque interno” na base do jato. Pode-se perceber que o principal efeito de p é

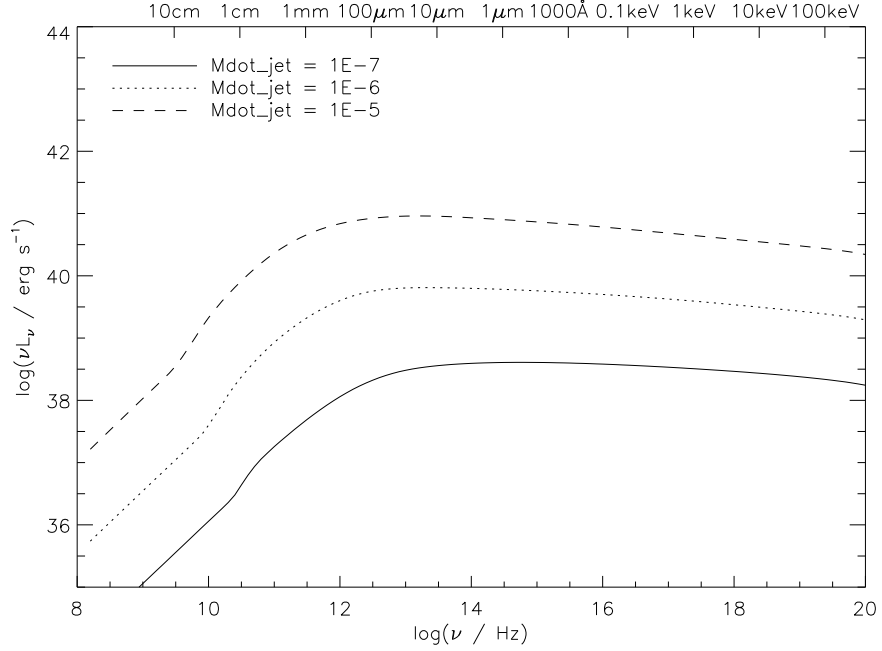


Figura 3.4: Efeito da variação do parâmetro \dot{M}_{jet} no espectro do jato.

afetar a forma do espectro síncrotron opticamente fino (altas energias). A variação de p particularmente afeta a inclinação do espectro em raios X. Isto ocorre porque no caso opticamente fino a forma do espectro é dada por $L_\nu \propto \nu^{-p/2}$ (ver apêndice A.3), de forma que o índice espectral reflete as propriedades da distribuição não-Maxwelliana de elétrons. Os parâmetros ϵ_e e ϵ_B caracterizam como a energia interna do choque é distribuída entre os elétrons e o campo magnético no plasma do jato. Estes parâmetros afetam a normalização do espectro.

Na seção 3.3.5 ajustaremos os modelos descritos anteriormente às SEDs observadas de 17 LINERS. Há quatro parâmetros livres no modelo para o escoamento acretivo e quatro parâmetros livre no modelo para o jato, totalizando oito parâmetros livres na modelagem das SEDs. Os dois principais parâmetros que nos interessam no decorrer do ajuste dos espectros são as taxas de acreção \dot{M}_{out} e ejeção \dot{M}_{jet} . Os demais parâmetros se referem à dinâmica e microfísica do escoamento. Explorar o espaço de parâmetros resultante durante o ajuste das observações requer um árduo trabalho. Felizmente, existem vínculos teóricos que restringem o intervalo de valores permissível para estes parâmetros. No caso do modelo ADAF, a taxa de acreção deve ser tal que $\dot{M}_{\text{out}} \leq \dot{M}_{\text{crit}} \sim 0.09$ para $\alpha = 0.3$ (ver equação 1.6). O valor de s deve ser tal que $s > 0$ conforme sugerido pelas simulações numéricas de ADAFs e além disso nós impomos a restrição adicional $s < 1$. Em relação ao valor de δ , a incerteza teórica referente aos mecanismos de aquecimento dos elétrons e íons no plasma do ADAF implica que qualquer valor no intervalo $0.01 \lesssim \delta \lesssim 1$ é permissível, porém

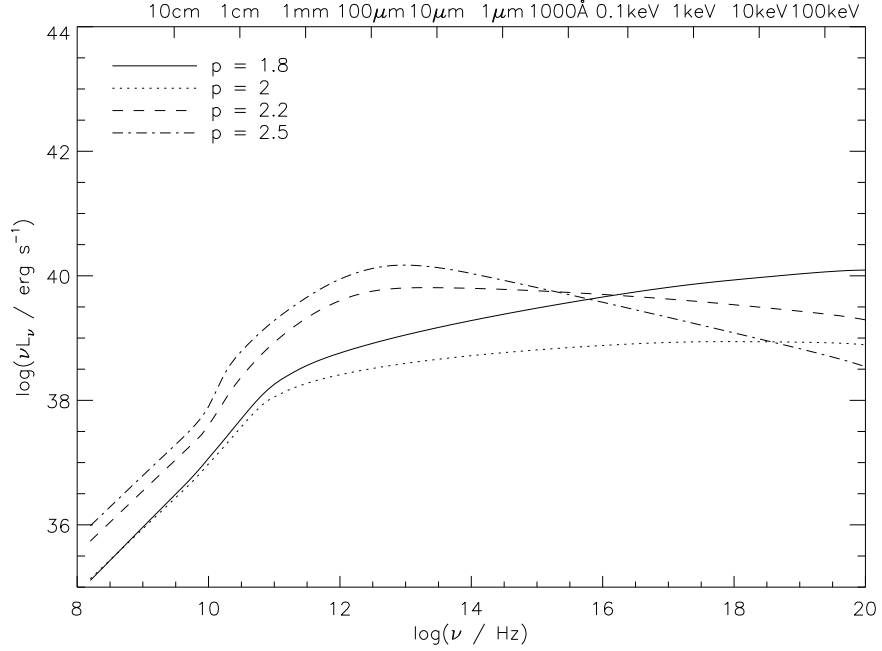


Figura 3.5: Efeito da variação do parâmetro p no espectro do jato.

nós impomos como limite superior nos nossos ajustes $\delta_{\max} = 0.3$, que é o valor adotado por Yuan et al. (2006) no ajuste da SED de Sgr A*. No caso do modelo do jato, para que haja consistência na modelagem as seguintes restrições são impostas: $\epsilon_e + \epsilon_B < 1$ e $\dot{M}_{\text{jet}}/\dot{M}_{\text{out}} < 1$. Este último vínculo segue já que a taxa de ejeção não pode sob hipótese alguma exceder a taxa de acreção. Um outro valor que é de interesse na nossa modelagem é $\dot{M}_{\text{jet}}/\dot{M}(3R_S)$, onde a taxa de acreção é calculada no raio da órbita estável mais interna do escoamento para um buraco negro de Schwarzschild. Esta razão é interessante visto que $\dot{M}(3R_S)/\dot{M}_{\text{out}} < 1$ devido à perda de massa que ocorre no ADAF.

Alguns autores fixaram diversos parâmetros dos modelos no ajuste de SEDs, baseados em argumentos teóricos (Wu et al., 2007, Yuan et al., 2009). Ao contrário destes autores, nós procuramos evitar predisposições ao fixar alguns parâmetros dos modelos em certos valores, já que a incerteza teórica é considerável na compreensão da microfísica e dinâmica dos escoamentos acretivos e jatos (e.g., valores exatos de δ , s , p , ϵ_e etc). Apesar disso, daremos especial atenção ao caso particular no qual $s \sim \delta = 0.3$, que são os valores que caracterizam o ADAF ao redor do buraco negro central no centro da Via Láctea, Sgr A* (Yuan et al., 2003b, 2006).

No decorrer deste capítulo, adotaremos a parametrização adimensional das taxas de acreção e ejeção, na forma $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$, lembrando que a taxa de acreção de Eddington é dada por $\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv 22M_{\bullet}/(10^9 M_{\odot}) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (definida assumindo uma eficiência radiativa

de 10%; Frank et al. 2002). Nós vamos expressar a massa do buraco negro em termos da massa do Sol, $m = M/M_{\odot}$, e o raio em termos do raio de Schwarzschild, $r = R/R_S$.

3.3 Resultados: modelagem das SEDs

Nesta seção ajustaremos os modelos previamente descritos na seção 3.2 às SEDs observadas dos 17 LINERS, obtidos da amostra de Eracleous et al. (2009) (seção 3.1). Através destes ajustes, procuraremos esboçar um cenário unificado para elucidar a natureza física dos LLAGNs, desta forma caracterizando a atividade nos buracos negros subalimentados nas galáxias próximas. Também calcularemos os valores dos principais parâmetros dos modelos necessários para reproduzir as observações.

Dos 17 LINERS modelados da nossa amostra, escolhemos os quatro exemplos mais ilustrativos pertencentes ao grupo A (seção 3.1), cuja modelagem descreveremos em mais detalhes nas subseções a seguir: M81, NGC 3998, M87 (galáxia cD do aglomerado Virgo) e NGC 4594 (galáxia Sombrero). Os ajustes dos espectros dos demais 13 objetos são apresentados para referência no apêndice B, e serão discutidos em mais detalhes em um artigo que está em preparação (Nemmen et al. 2009, em preparação).

Nos gráficos das SEDs que descreveremos abaixo, os círculos preenchidos correspondem a observações sem qualquer tipo de correção por extinção. Os círculos não-preenchidos correspondem às mesmas observações depois de serem corrigidas por extinção, conforme descrito na seção 3.1 (ver também Eracleous et al. 2009). As setas apontando para baixo correspondem a limites superiores para a emissão compacta do AGN. Estes limites superiores podem ser causados por não-deteções, ou porque as observações correspondentes foram feitas com uma resolução espacial pequena (i.e. aberturas grandes). Neste último caso, os limites superiores incluem uma contaminação potencialmente significativa da emissão nuclear causada pela galáxia hospedeira, e.g. emissão estelar na vizinhança do AGN que é acrescentada à emissão do AGN. Isto acontece particularmente com as observações no IR.

O nosso procedimento de ajuste dos modelos às SEDs pode ser resumido da seguinte maneira. Se há observações em rádio disponíveis, nós variamos os parâmetros livres do modelo do jato até que o espectro teórico reproduza as observações. Se há observações no IR e óptico, nós tentamos ajustar o modelo de disco fino aos dados disponíveis nestas bandas, de maneira a obter vínculos para o raio de transição e \dot{M}_{out} , sempre tomando o cuidado óbvio de que os espectros teóricos não excedam as luminosidades observadas. Em seguida, utilizamos os dados em raios X para tentar estimar os valores dos parâmetros específicos do modelo ADAF (s e δ) e refinar as estimativas dos valores de R_{tr} e \dot{M}_{out} . Dependendo da combinação de parâmetros que nós utilizamos, o jato pode ter uma contribuição importante na emissão não somente no rádio, como também em raios X. Nós somamos a emissão do ADAF, do disco fino truncado e do jato, e comparamos a emissão total com as SEDs observadas. Julgamos

se os espectros teóricos reproduzem adequadamente as SEDs observadas inspecionando visualmente as SEDs e os modelos. Como discutimos na seção 3.2.4, nós exploramos o espaço de parâmetros dos modelos considerando múltiplas possibilidades de ajustes.

3.3.1 M81 (NGC 3031)

A M81 (NGC 3031) é uma galáxia espiral que possui o tipo de Hubble SA(s)ab. Ela hospeda um AGN do tipo Seyfert 1.5/LINER 1. A massa do buraco negro central é $m = 6 \times 10^7$ (estimada a partir da cinemática estelar espacialmente resolvida, Devereux et al. 2003), a luminosidade bolométrica é $L_{\text{bol}} = 2.1 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ e a razão de Eddington é $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} = 3 \times 10^{-5}$ (para mais detalhes sobre estas estimativas, ver Eracleous et al. 2009). O núcleo de M81 apresenta linhas de emissão Balmer largas com duplo pico (Bower et al., 1996), que são uma assinatura da emissão de um disco de acreção fino (e.g., Chen et al. 1989, Eracleous & Halpern 1994). A M81 também apresenta uma linha de emissão estreita ferro $K\alpha$ em raios X, localizada em 6.4 keV e uma linha moderadamente larga de ferro $K\alpha$ em 6.8 keV (Dewangan et al., 2004).

Devereux & Shearer (2007) modelaram o perfil da linha larga com duplo pico $H\alpha$ usando um modelo de disco fino relativístico. Usando este modelo, eles estimaram um ângulo de inclinação para o disco de 50° . Tal ângulo é favorecido pelas observações em rádio do jato (Bietenholz et al., 2000). O perfil da linha $H\alpha$ de M81 é consistente com um raio interno de $\approx 280 - 360R_S$ para o disco emissor de linhas (M. Eracleous, comunicação privada). Portanto, nos nossos modelos para a SED nós adotamos o ângulo de inclinação $i = 50^\circ$ e impomos a condição $r_{\text{tr}} \lesssim 360$.

Esta fonte tem vários vínculos observacionais, incluindo várias observações em rádio e no óptico-UV com o HST, além de observações em raios X com o Chandra. Portanto, há bons vínculos para os modelos de acreção-ejeção.

A figura 3.6 mostra a modelagem da SED de M81. Neste modelo, a radiação síncrotron do jato (*linha ponto-traço*) é o mecanismo dominante de emissão em rádio. No intervalo entre $\sim 10 \mu\text{m}$ e $\sim 1 \mu\text{m}$ um “calombo vermelho” (“red bump”) pode ser visto. Tal proeminência corresponde à radiação do disco fino truncado (*linha pontilhada*), que é o mecanismo de emissão dominante neste intervalo espectral. No intervalo de comprimentos de onda entre 1 mm e $\sim 100 \mu\text{m}$, o ADAF (*linha tracejada*) é a componente dominante. O ADAF também é a região do escoamento que domina a emissão para $\lambda \lesssim 1 \mu\text{m}$ até raios X. A soma da emissão de todas as componentes do modelo é mostrada como a linha contínua. Os parâmetros do escoamento acretivo necessários para reproduzir a SED observada são $\dot{m}_{\text{out}} = 3 \times 10^{-3}$, $r_{\text{tr}} = 360$ (raio consistente com os resultados da modelagem da linha $H\alpha$), $\delta = 0.01$ and $s = 0.16$. Os parâmetros do jato são $\dot{m}_{\text{jet}} = 2 \times 10^{-6}$, $p = 2.2$, $\epsilon_e = 0.1$ and

$\epsilon_B = 0.01$. A potência correspondente do jato é dada pela expressão

$$P_{\text{jet}} = \dot{M}_{\text{jet}}(\Gamma_j - 1)c^2 = 8 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}, \quad (3.3)$$

que excede a luminosidade bolométrica por um fator de $P_{\text{jet}}/L_{\text{bol}} \approx 4$. Em outras palavras, a potência cinética transportada pelas partículas no jato excede a potência irradiada.

É de interesse calcular a fração do material fornecido na borda externa do ADAF que acaba sendo acretada pelo buraco negro, após o efeito dos ventos que retiram gás do escoamento. Isto pode ser calculado através da razão $\dot{m}(3R_S)/\dot{m}_{\text{out}}$, onde $3R_S$ corresponde ao raio da última órbita estável ao redor de um buraco negro de Schwarzschild. Para $r < 3$, órbitas circulares estáveis não são mais possíveis (Misner et al., 1973, Frolov & Novikov, 1998) e as trajetórias das partículas tornam-se balísticas. Calculamos então que

$$\frac{\dot{m}(3R_S)}{\dot{m}_{\text{out}}} = \left(\frac{3}{r_{\text{tr}}}\right)^s \approx 0.5, \quad (3.4)$$

i.e. os parâmetros inferidos nesta modelagem implicam que cerca da metade do material que adentra o raio externo do ADAF acaba sendo acretado pelo buraco negro. Usando este valor de $\dot{m}(3R_S)$, podemos estimar a razão entre a taxa de ejeção de massa no jato e a taxa de acreção de matéria do buraco negro como $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 1 \times 10^{-3}$, i.e. 0.1% da matéria acretada pelo buraco negro é transferida no jato.

Neste modelo um baixo valor de $\delta = 0.01$ é necessário para reproduzir a forma do espectro em raios X, caracterizado pelo índice de fótons $\Gamma = 1.88$. Caso aumentemos o valor para $\delta = 0.3$ (mantendo os demais parâmetros fixos, exceto $s = 0.4$), o valor de Γ previsto pelo modelo é reduzido e o espectro previsto torna-se bastante “duro”, não sendo capaz de reproduzir a SED observada. Isto é ilustrado na figura 3.7.

No modelo apresentado na figura 3.6, a contribuição do ADAF é dominante na maior parte da SED, em especial em raios X. Explorando o espaço de parâmetros dos modelos, percebemos que um ajuste no qual o ADAF é a principal fonte dos raios X não é o único possível. Para provar este ponto, a figura 3.8 mostra um ajuste da SED de M81 no qual a radiação síncrotron do jato (*linha ponto-traço*) é o mecanismo dominante de emissão em rádio, óptico, UV e raios X da SED. No intervalo de comprimentos de onda entre 1 mm e $\approx 100 \mu\text{m}$, o ADAF (*linha tracejada*) é a componente dominante, cuja contribuição melhora a concordância do modelo com a observação em 1 mm. No intervalo de entre $\approx 10 \mu\text{m}$ e 6000 \AA o “red bump” pode ser visto, e a radiação do disco fino truncado (*linha pontilhada*) domina neste intervalo espectral. A soma da emissão de todas as componentes do modelo é mostrada como a linha contínua. Como a figura 3.8 mostra, um modelo no qual o jato é a fonte dominante não somente da emissão rádio, como também de raios X, é possível. Os parâmetros do escoamento acretivo são $\dot{m}_{\text{out}} = 8 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 50$, $\delta = 0.3$ and $s = 0.6$. Os parâmetros do jato são $\dot{m}_{\text{jet}} = 1.2 \times 10^{-5}$, $p = 2.05$, $\epsilon_e = 0.6$ and $\epsilon_B = 10^{-4}$. A

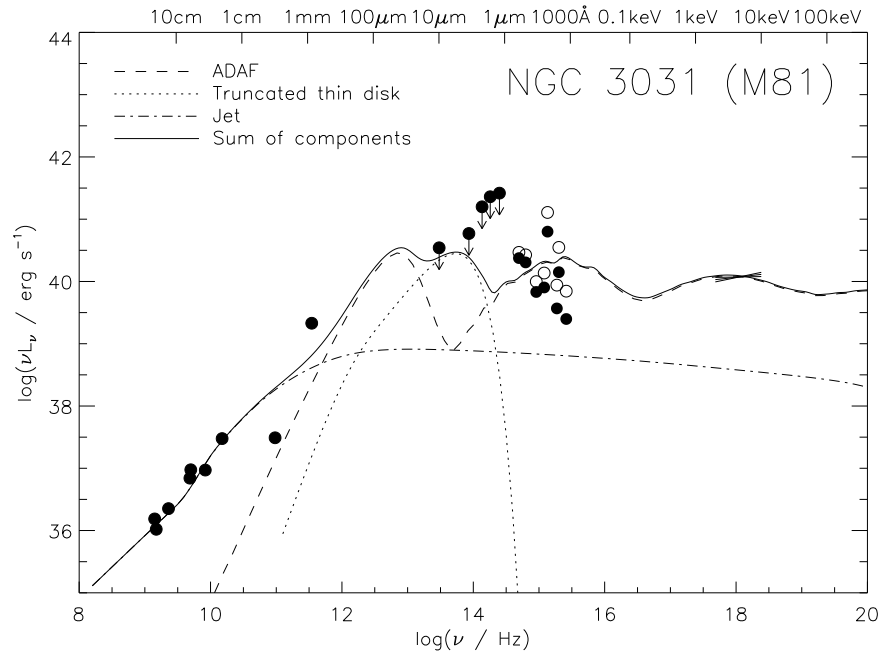


Figura 3.6: Modelo para a SED de M81 no qual o *ADAF* domina a emissão em raios X. As linhas tracejadas, traço-ponto e pontilhadas mostram respectivamente a emissão do ADAF, jato e disco fino truncado, enquanto a linha contínua representa a soma da radiação de todas as componentes do escoamento. Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 3 \times 10^{-3}$, $r_{\text{tr}} = 360$, $\delta = 0.01$, $s = 0.16$ (ADAF + disco fino); $\dot{m}_{\text{jet}} = 2 \times 10^{-6}$, $p = 2.2$, $\epsilon_e = 0.1$, $\epsilon_B = 0.01$ (jato).

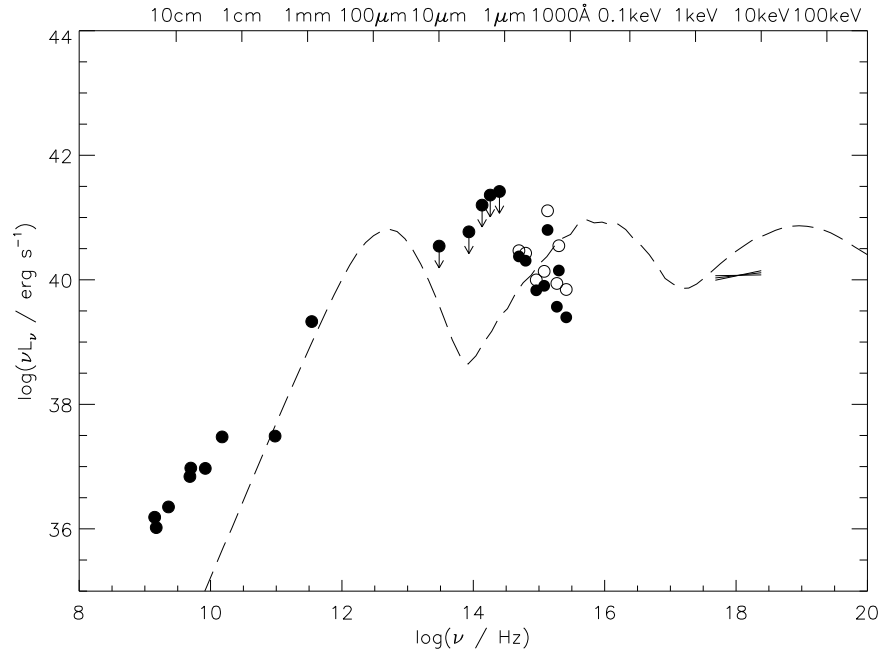


Figura 3.7: Espectro previsto pelo ADAF onde o valor de δ é aumentado para $\delta = 0.3$ (*linha tracejada*). A SED prevista é demasiada “dura” para explicar as observações em raios X.

potência do jato é dada por $P_{\text{jet}} = 4.8 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, que excede a luminosidade bolométrica ($P_{\text{jet}}/L_{\text{bol}} \approx 23$). A razão entre a perda de massa no jato e a taxa de acreção é dada por $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 3 \times 10^{-5}$.

Agora consideramos as consequências de se adotar para o ADAF os valores dos parâmetros $\delta = 0.3$ e $s = 0.3$, que foram os valores inferidos para ajustar a SED de Sgr A*, o centro da nossa galáxia (Yuan et al., 2003b, 2006). Valores semelhantes também foram adotados por Wu et al. (2007), Yuan et al. (2009) na sua modelagem de diversas SEDs. Neste caso, nós encontramos que a emissão em raios X do ADAF é muito “dura” para explicar a observação, conforme a figura 3.9 mostra. Levando em conta a contribuição do jato em raios X, é possível explicar adequadamente os dados. Neste ajuste, a emissão do ADAF e do jato têm aproximadamente a mesma intensidade em raios X. Os demais parâmetros do ADAF são $\dot{m}_{\text{out}} = 8 \times 10^{-4}$ e $r_{\text{tr}} = 50$, conforme o modelo apresentado no parágrafo anterior. Os parâmetros do jato são $\dot{m}_{\text{jet}} = 4 \times 10^{-6}$, $p = 2.2$, $\epsilon_e = 0.8$ and $\epsilon_B = 2 \times 10^{-3}$. A potência do jato é dada por $P_{\text{jet}} = 1.6 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, que excede a luminosidade bolométrica ($P_{\text{jet}}/L_{\text{bol}} \approx 8$). A razão entre a perda de massa no jato e a taxa de acreção é dada por $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 0.01$.

Nas modelagens da SED de M81 que apresentamos acima, exploramos as diversas possibilidades de cenários físicos possíveis, dado o espaço de parâmetros dos modelos. A partir dos resultados que apresentamos, percebemos que dois tipos distintos de modelos

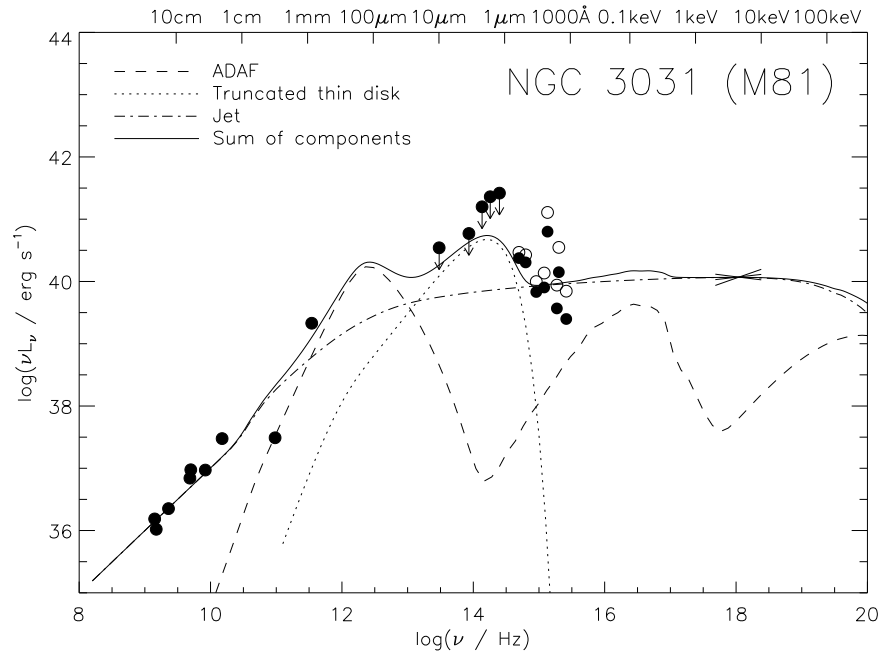


Figura 3.8: Modelo para a SED de M81 no qual o *jato domina a emissão em raios X*. As linhas tracejadas, traço-ponto e pontilhadas mostram respectivamente a emissão do ADAF, jato e disco fino truncado, enquanto a linha contínua representa a soma da radiação de todas as componentes do escoamento. Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 8 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 50$, $\delta = 0.3$, $s = 0.6$ (ADAF + disco fino); $\dot{m}_{\text{jet}} = 1.2 \times 10^{-5}$, $p = 2.05$, $\epsilon_e = 0.6$, $\epsilon_B = 10^{-4}$ (jato).

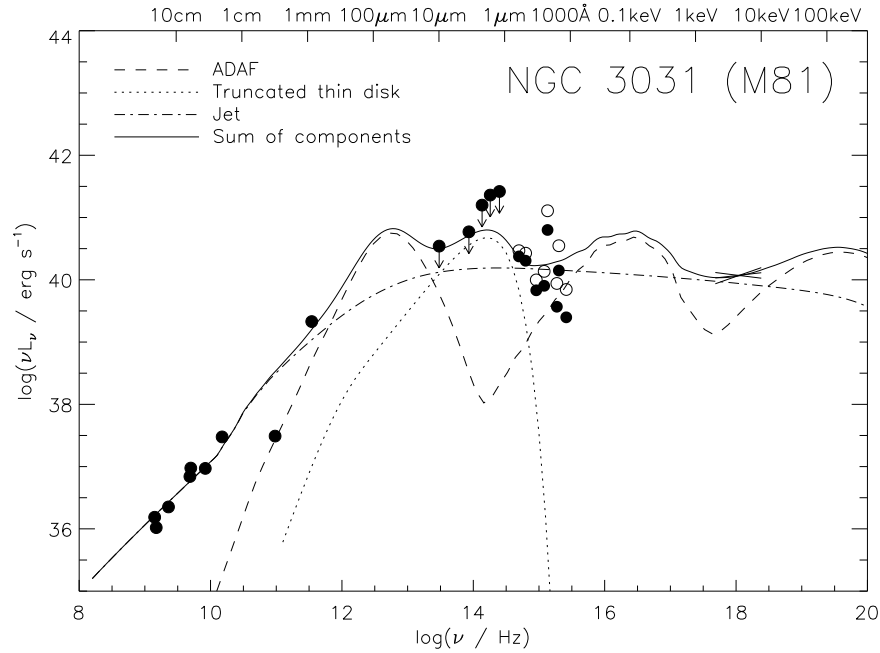


Figura 3.9: Modelo para a SED de M81 no qual $\delta = s = 0.3$ (parâmetros da Sgr A*, ver texto). Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 8 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 50$, $\delta = 0.3$, $s = 0.3$ (ADAF + disco fino); $\dot{m}_{\text{jet}} = 4 \times 10^{-6}$, $p = 2.2$, $\epsilon_e = 0.8$, $\epsilon_B = 2 \times 10^{-3}$ (jato).

podem explicar de forma equivalente as observações. O primeiro tipo de modelo corresponde ao caso no qual o escoamento acretivo domina a maior parte da emissão compacta, com o espalhamento Compton inverso dos fótons síncrotron provenientes do ADAF sendo o mecanismo dominante da emissão raios X. Chamamos este tipo de modelo de “dominado pelo ADAF em raios X” (*ADAF-dominated in X-rays*), ou ADX. Notamos que o jato tem uma contribuição importante na emissão rádio da SED.

O segundo tipo de modelo que exploramos corresponde ao caso no qual o jato domina a maior parte da emissão nuclear, particularmente em rádio e raios X. Chamamos este tipo de modelo de “dominado pelo jato em raios X” (*jet-dominated in X-rays*) ou JDX. Sabendo que tanto um modelo ADX ou JDX são possíveis, por construção, variando os parâmetros dos modelos dentro dos intervalos permissíveis, é possível obter ajustes nos quais o ADAF e o jato têm intensidades comparáveis em raios X, e a soma da emissão destas componentes resulta no espectro observado. De fato, isto ocorre quando adotamos na modelagem os parâmetros do ADAF inferidos a partir do ajuste da SED de Sgr A* ($\delta = s = 0.3$; Yuan et al. 2003b, 2006). Denominamos este tipo de modelo com a sigla MW (de Via Láctea, *Milky Way*). Os parâmetros dos nossos modelos são apresentados para referência na tabela 3.3.

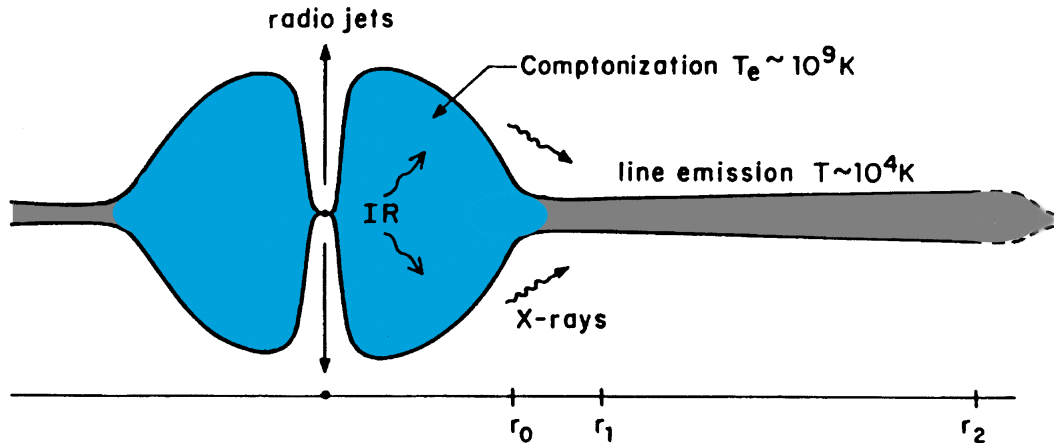


Figura 3.10: Ilustração do cenário físico para a fonte central em LLAGNs que emitem linhas de emissão largas com duplo pico. O ADAF emite radiação ionizantes (raios X) que fotoionizam a atmosfera do disco fino externo, que passa a emitir as linhas largas. O raio r_0 corresponde ao raio de transição r_{tr} que nós definimos, e r_1 é o raio interno da região emissora de linhas do disco fino. r_2 corresponde ao raio externo do disco fino, no qual este se colapsa e se fragmenta devido a auto-gravidade na direção vertical. Ilustração baseada em uma figura de Chen & Halpern (1989), cortesia de M. Eracleous.

Passamos agora a descrever algumas particularidades dos ajustes da SED de M81. Nos modelos que calculamos para a SED, encontramos valores do raio de transição entre o ADAF e o disco fino no intervalo $r_{tr} \approx 50 - 360$. Como mencionamos anteriormente, a largura do perfil da linha com duplo pico $H\alpha$ sugere que o valor do raio interno da região emissora de linhas do disco fino está no intervalo $r_1 \approx 280 - 360R_S$. O valor de $r_{tr} = 50$ inferido nos modelos JDX e MW não é inconsistente com o raio interno inferido a partir da linha $H\alpha$, pelo seguinte motivo. Dada a incerteza teórica relativa ao processo de fotoionização da atmosfera do disco fino externo pelo ADAF interno, é possível (e até mesmo esperado) que $r_{tr} = r_0 < r_1$, conforme a figura 3.10 ilustra; i.e. haveria condições apropriadas para a produção das linhas de emissão na atmosfera do disco fino a partir do raio r_1 , que teoricamente seria maior que r_0 , embora não se saiba exatamente o quão maior ele deve ser (e.g., Chen et al. 1989, Chen & Halpern 1989, Cao & Wang 2006)

Nos modelos AD (fig. 3.6) e MW (fig. 3.9), a emissão no óptico e UV do modelo excede ligeiramente as luminosidades observadas com o HST. Uma possível explicação para esta pequena discrepância é a incerteza na quantidade de extinção e na própria lei de extinção que afeta o emissão neste intervalo de comprimentos de onda da M81. É possível que ocorra um grau maior de extinção nesta galáxia, o que causaria um aumento na luminosidade intrínseca do AGN.

Alguns autores realizaram anteriormente estudos semelhantes ao nosso da SED de M81. Quataert et al. (1999) modelaram a SED compilada por Ho (1999) usando um modelo

“antigo” para o ADAF assumindo $\delta = 0.01$ e $s = 0$ (sem a presença de ventos). Eles encontraram que este modelo explicava com sucesso a SED desde o óptico até raios X, porém previa uma luminosidade em rádio muito fraca comparada com as observações, para uma taxa de acreção $\dot{m} \approx 0.01$ e um raio de transição $r_{\text{tr}} = 100$. Nosso modelo ADX é semelhante ao modelo de Quataert et al. (1999), porém incorporamos o efeito do vento no espectro ($s \approx 0.2$), e a nossa taxa de acreção é menor devido à diferença na massa do buraco negro que usamos (Quataert et al. usaram um valor desatualizado e menor de m). Markoff et al. (2008) estudaram observações de M81 provenientes de uma campanha recente de observações usando vários observatórios. Eles explicaram as observações no contexto de um modelo no qual a emissão é completamente dominada pelo jato em todos os comprimentos de onda (Markoff et al. não levaram em conta a possível contribuição do escoamento acretivo). O nosso modelo JDX é semelhante aos resultados de Markoff et al. (2008).

Finalmente, Yuan et al. (2009) utilizaram os modelos ADAF-jato e adotaram uma metodologia semelhante ao nosso estudo, porém sem incorporar a contribuição do disco fino. Os nossos resultados são semelhantes aos de Yuan et al. (2009), no sentido de que obtemos que tanto o jato (nosso modelo JDX) quanto a combinação do jato e ADAF (nosso modelo MW) são capazes de explicar a emissão em raios X de M81. No modelo equivalente ao JDX calculado por Yuan et al. (2009) (ver a figura 4 de Yuan et al.), eles obtém um ajuste do jato usando $p = 1.8$, porém argumentam que modelos nos quais $p < 2$ são desfavorecidos pela teoria da produção de choques. Dada a considerável incerteza teórica na determinação da estrutura dos jatos, é arriscado descartar modelos baseando-se somente no valor de p , porém notamos que obtivemos um modelo JDX para a SED no qual $p > 2$. Yuan et al. não conseguiram encontrar um modelo dominado pelo ADAF em raios X (ADX) para descrever a SED de M81. O motivo é que eles se restringiram a valores $\delta = 0.5$ nos seus ajustes, para os quais o espectro previsto pelo ADAF é muito duro em raios X (ver a figura 4 de Yuan et al. 2009). Como mostramos na figura 3.6, nós obtivemos que um modelo do tipo ADX é capaz de reproduzir satisfatoriamente a SED observada, desde que adotemos valores pequenos de δ ($\delta \sim 0.01$). O valor de $r_{\text{tr}} \sim 10^4$ adotado por Yuan et al. não é consistente com os vínculos para este raio resultantes da largura do perfil da linha larga com duplo pico $H\alpha$. De qualquer forma, estes autores não incluíram a contribuição da emissão do disco fino truncado na sua modelagem.

3.3.2 NGC 3998

NGC 3998 é uma galáxia espiral (tipo de Hubble SA(r)0) que hospeda um AGN do tipo LINER 1, com um buraco negro central de massa $m = 7.9 \times 10^8$, $L_{\text{bol}} = 1.4 \times 10^{43}$ erg s⁻¹ e $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} = 1 \times 10^{-4}$.

A figura 3.11 mostra um modelo ADAF-jato do tipo ADX, como foi descrito na seção 3.3.1, no qual o ADAF domina completamente a emissão desde o rádio em 1 mm

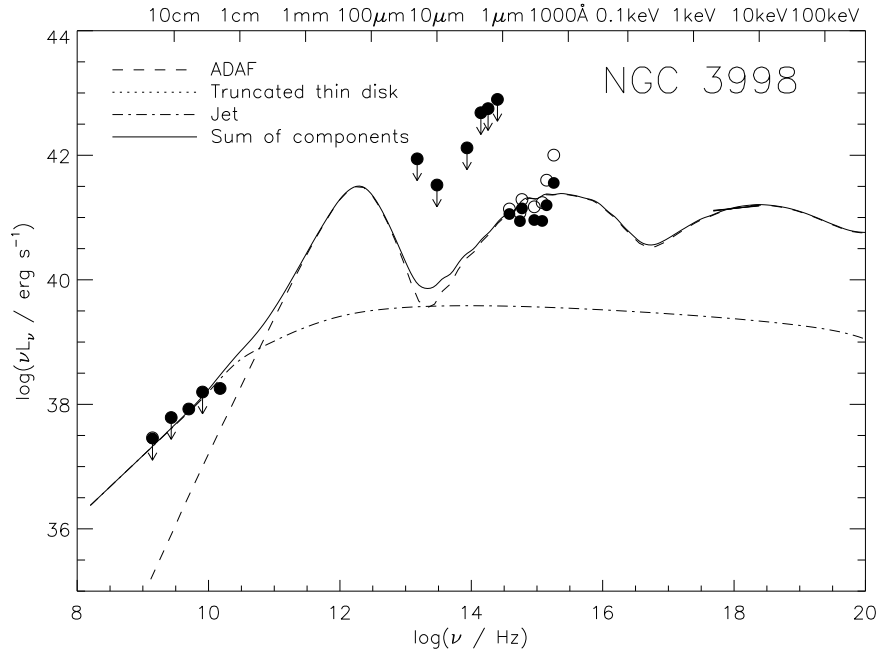


Figura 3.11: Modelo para a SED de NGC 3998 no qual o *ADAF* domina a emissão em raios X (ADX). Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 7.2 \times 10^{-3}$, $r_{\text{out}} = 10^4$, $\delta = 0.1$ e $s = 0.4$ (ADAF); $\dot{m}_{\text{jet}} = 1.7 \times 10^{-6}$, $p = 2.2$, $\epsilon_e = 0.01$ e $\epsilon_B = 10^{-3}$ (jato).

até raios X, enquanto o jato domina a emissão rádio para $\lambda > 1$ cm. Os parâmetros do ADAF são $\dot{m}_{\text{out}} = 7.2 \times 10^{-3}$, $r_{\text{out}} = 10^4$, $\delta = 0.1$ e $s = 0.4$. Os parâmetros do jato são $\dot{m}_{\text{jet}} = 1.7 \times 10^{-6}$, $p = 2.2$, $\epsilon_e = 0.01$ e $\epsilon_B = 10^{-3}$. A potência do jato é dada por $P_{\text{jet}} = 9 \times 10^{42}$ erg s $^{-1}$ ($P_{\text{jet}}/L_{\text{bol}} \approx 0.6$). Portanto, a potência do jato é modesta comparada com a luminosidade do sistema. A razão $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S)$ é dada por $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 6 \times 10^{-3}$. Neste modelo, o raio de transição é consideravelmente grande, de forma que a importância do disco fino na SED é pequena.

Um sistema com um valor menor de r_{tr} não é descartado pelas observações. Por exemplo, a figura 3.12 mostra um modelo ilustrativo para o escoamento acretivo no qual $r_{\text{tr}} = 500$ (os parâmetros do ADAF foram modificados para $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-3}$, $\delta = s = 0.01$ para consistência com os dados). Este modelo é consistente com os limites superiores no IR e reproduz bem o espectro em raios X. Para este valor da taxa de acreção, o raio de transição não pode ser muito menor que $500R_S$, caso contrário a emissão do disco fino truncado iria exceder os limites superior no IR. Além disso, a ausência da linha de emissão Fe K α sugere que o valor de r_{tr} não é pequeno, como obtido por Ptak et al. (2004).

A figura 3.13 mostra um modelo do tipo JDX, no qual o jato domina a emissão rádio, óptico, UV e raios X. Os parâmetros do jato correspondem a $\dot{m}_{\text{jet}} = 3.5 \times 10^{-6}$, $p = 2.01$, $\epsilon_e = 0.75$ e $\epsilon_B = 3 \times 10^{-5}$, com $P_{\text{jet}} = 1.8 \times 10^{43}$ erg s $^{-1}$. Neste caso, o papel dominante

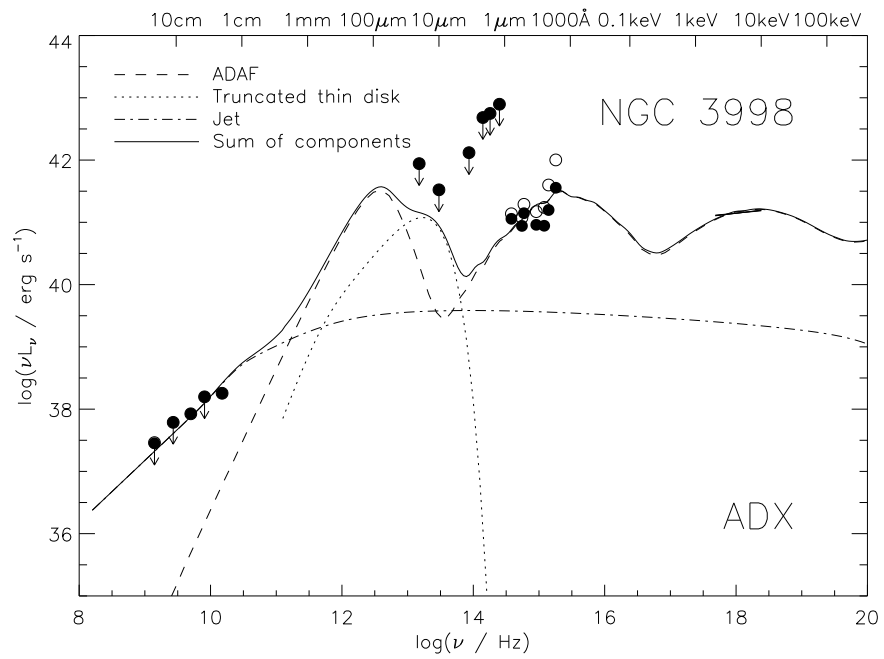


Figura 3.12: Modelo para a SED de NGC 3998 no qual o *ADAF* domina a emissão em raios *X* (ADX). O raio de transição neste modelo é menor em comparação com o modelo da figura 3.11. Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 10^{-3}$, $r_{\text{out}} = 500$, $\delta = s = 0.01$ (ADAF); os parâmetros do jato são os mesmos adotados no modelo da figura 3.11.

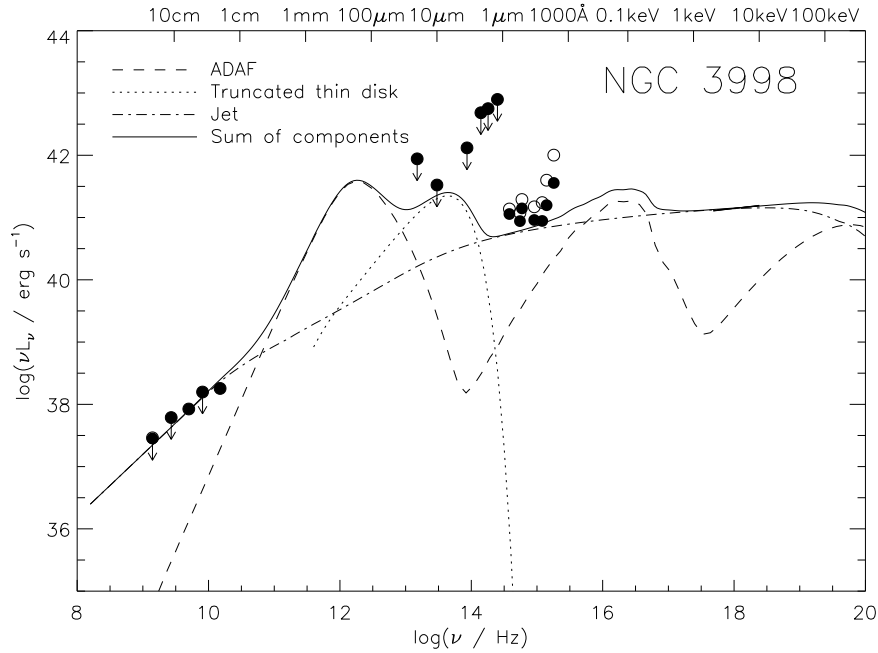


Figura 3.13: Modelo para a SED de NGC 3998 no qual o *jato domina a emissão em raios X* (JDX). Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 4 \times 10^{-4}$, $r_{\text{out}} = 100$, $\delta = 0.3$ e $s = 0.3$ (ADAF + disco fino); $\dot{m}_{\text{jet}} = 3.5 \times 10^{-6}$, $p = 2.01$, $\epsilon_e = 0.75$ e $\epsilon_B = 3 \times 10^{-5}$ (jato).

que o jato tem na emissão se traduz em uma maior potência cinética, que é ligeiramente maior que a potência irradiada ($P_{\text{jet}}/L_{\text{bol}} \approx 1.3$). Os parâmetros do escoamento acretivo são $\dot{m}_{\text{out}} = 4 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 100$, $\delta = 0.3$ e $s = 0.3$. A razão $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S)$ é $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 0.025$. Dados os vínculos observacionais disponíveis, a emissão do escoamento acretivo não melhora significativamente o ajuste espectral neste modelo, i.e. se não levássemos em conta a contribuição do escoamento acretivo, somente a emissão do jato explicaria bem os dados. O valor estimado de $r_{\text{tr}} = 100$ neste ajuste corresponde a um limite inferior para o raio de transição, como mencionado anteriormente. Neste modelo espectral, a emissão síncrotron do jato é ligeiramente menor que as observações no óptico-UV do HST. Uma possível explicação é que haja uma pequena contribuição de uma população estelar não-resolvida nas observações do HST, visto que a abertura de $0.''2$ do HST corresponde a um tamanho linear de ~ 10 pc (conforme discutido por Storchi-Bergmann et al. 2005 no caso do LINER NGC 1097). Observações no intervalo 1 mm – 100 μm seriam cruciais para determinar a importância da emissão síncrotron do ADAF neste caso.

A figura 3.14 mostra um modelo espectral do tipo MW ($\delta = s = 0.3$), no qual o jato e o ADAF contribuem com intensidades semelhantes no óptico-UV e em raios X. No ajuste que mostramos, o ADAF é um emissor ligeiramente mais intenso de radiação UV que o jato, enquanto o jato é um emissor um pouco mais forte de raios X que o ADAF. Para um

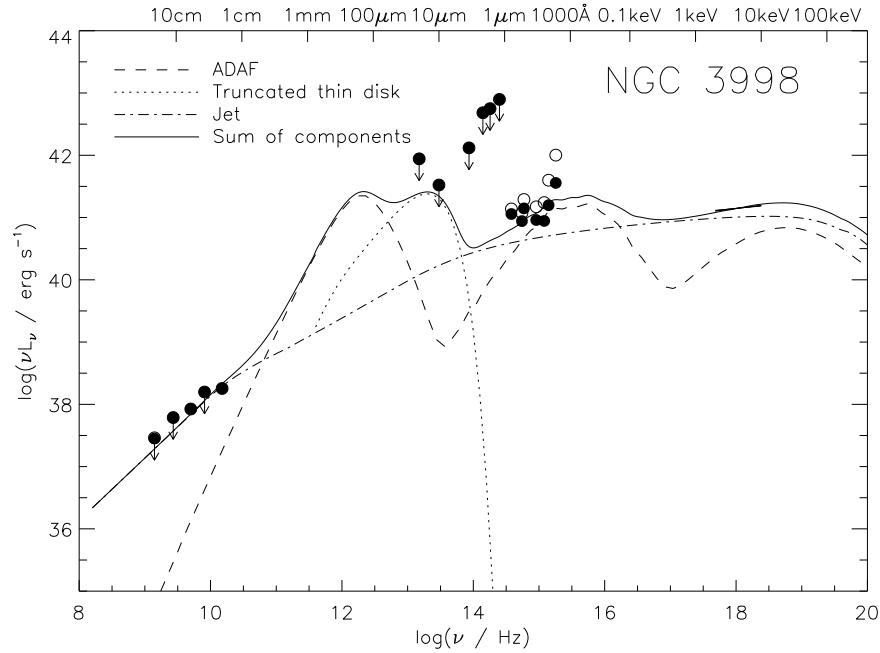


Figura 3.14: Modelo para a SED de NGC 3998 no qual $\delta = s = 0.3$ (*parâmetros da Sgr A**). Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 2 \times 10^{-3}$, $r_{\text{tr}} = 500$, $\delta = 0.3$, $s = 0.3$ (ADAF + disco fino); $\dot{m}_{\text{jet}} = 3.5 \times 10^{-6}$, $p = 2.01$, $\epsilon_e = 0.55$, $\epsilon_B = 3 \times 10^{-5}$ (jato).

conjunto diferente de parâmetros, é possível encontrar um modelo no qual o ADAF é um emissor mais intenso de raios X. Os parâmetros do escoamento acretivo são $\dot{m}_{\text{out}} = 2 \times 10^{-3}$, $r_{\text{tr}} = 500$, $\delta = 0.3$ e $s = 0.3$. Os parâmetros do jato relativístico são $\dot{m}_{\text{jet}} = 3.5 \times 10^{-6}$, $p = 2.01$, $\epsilon_e = 0.55$ e $\epsilon_B = 3 \times 10^{-5}$, com a razão $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 0.01$. Isto implica que 1% da massa acretida pelo buraco negro é transferida para o jato.

Em suma, para explicar a emissão em raios X, dois cenários básicos são possíveis: um no qual o ADAF domina completamente a radiação em altas energias (ADX, figura 3.11) e outro no qual o jato domina esta emissão (JDX, figura 3.13). Por construção, é possível também obter um ajuste espectral no qual o jato e o ADAF contribuem em raios X com intensidades semelhantes, como é o caso do modelo MW apresentado (figura 3.14). Em todos os casos, o jato é o mecanismo dominante de emissão rádio, o ADAF é a principal fonte de radiação no intervalo espectral 1 mm - 100 μm , e os dados no intervalo $\sim 10\mu\text{m}$ - $\sim 1\mu\text{m}$ não permitem obter vínculos satisfatórios para o raio de transição entre o ADAF e o disco fino. Assim, os resultados da modelagem da SED de NGC 3998 são bastante semelhantes aos inferidos para M81.

Da mesma forma como foi o caso de M81, nossos resultados são análogos aos obtidos por Yuan et al. (2009). Eles obtiveram um modelo JDX para a SED porém com o valor de $p = 1.8$ (ver figura 4 do artigo referido), enquanto no nosso modelo JDX obtivemos

$p \approx 2$. Eles descartaram a hipótese da validade de um modelo ADX para NGC 3998 pois adotaram $\delta = 0.5$, que resulta em espectros em raios X muito duros comparados com as observações do *Chandra*. Obtivemos que usando $\delta = 0.1$ pudemos reproduzir bem a SED com um modelo ADX, levando em conta a presença de um vento no ADAF. Finalmente, eles derivaram um ajuste para a SED semelhante ao nosso modelo MW ao adotarem um valor elevado de δ (figura 4 de Yuan et al. 2009). A SED deste LINER também foi estudada anteriormente por Ptak et al. (2004). Nós confirmamos os principais resultados do trabalho deles, em particular Ptak et al. (2004) obtiveram um ajuste semelhante ao nosso modelo ADX. Eles também usaram um modelo fenomenológico para a emissão do jato (uma lei de potência parametrizada), e argumentaram que um modelo do tipo JDX seria possível, o que nós comprovamos nesta seção.

3.3.3 M87 (NGC 4486)

M87 (NGC 4486) é uma galáxia elíptica gigante (tipo de Hubble E0-1) que hospeda um LINER 2. Ela é a galáxia cD do aglomerado de galáxias Virgo, com $m = 3 \times 10^9$, $L_{\text{bol}} = 9.8 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ e $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} = 7 \times 10^{-6}$. Di Matteo et al. (2003) previamente calculou a taxa de acreção de Bondi de M87 usando dados em raios X do Chandra e obteve que $\dot{m}_{\text{Bondi}} = 1.6 \times 10^{-3}$, que é um vínculo importante para a estimativa de \dot{m}_{out} a partir do ajuste da SED. Biretta et al. (1999) analisou observações feitas com o HST do jato da M87 e estimou que $\Gamma_j \geq 6$ e $10^\circ < i < 19^\circ$. Baseado nos resultados de Biretta et al. (1999), nós adotamos na nossa modelagem do jato os parâmetros $\Gamma_j = 6$ e $i = 10^\circ$. A potência cinética média transportada pelo jato é estimada como estando no intervalo $10^{43} - 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ (e.g., Bicknell & Begelman 1999, Owen et al. 2000, Allen et al. 2006), portanto a potência do jato estimada nos nossos modelos deve estar dentro deste intervalo.

A figura 3.15 mostra um modelo ADAF-jato no qual o ADAF domina a emissão no óptico-UV e raios X (ADX), enquanto o jato domina a emissão rádio como é de costume. Os parâmetros do escoamento acretivo que inferimos são $\dot{m}_{\text{out}} = 5.5 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 10^4$, $\delta = 0.01$ e $s = 0.1$. Os parâmetros do jato são $\dot{m}_{\text{jet}} = 5 \times 10^{-8}$, $p = 2.6$, $\epsilon_e = 10^{-3}$ e $\epsilon_B = 8 \times 10^{-3}$. A potência do jato é dada por $P_{\text{jet}} = 6.8 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, com $P_{\text{jet}}/L_{\text{bol}} \approx 6.9$. Dadas as incertezas que envolvem a estimativa dos parâmetros do jato a partir do ajuste espectral, este valor é consistente com o intervalo de potências inferido a partir da energia depositada pelo jato no seu ambiente, mencionada no parágrafo anterior. A razão $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S)$ é $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 2 \times 10^{-4}$. O espectro previsto pelo ADAF é levemente menor que a luminosidade observada no óptico e IR-próximo, o que pode ser explicado pela possível contribuição de uma população estelar, como discutimos anteriormente no caso de M81 (§3.6).

A linha tracejada na figura 3.16 mostra um ajuste espectral do jato que descreve bem as observações em rádio e raios X (modelo JDX), embora ele não consiga reproduzir

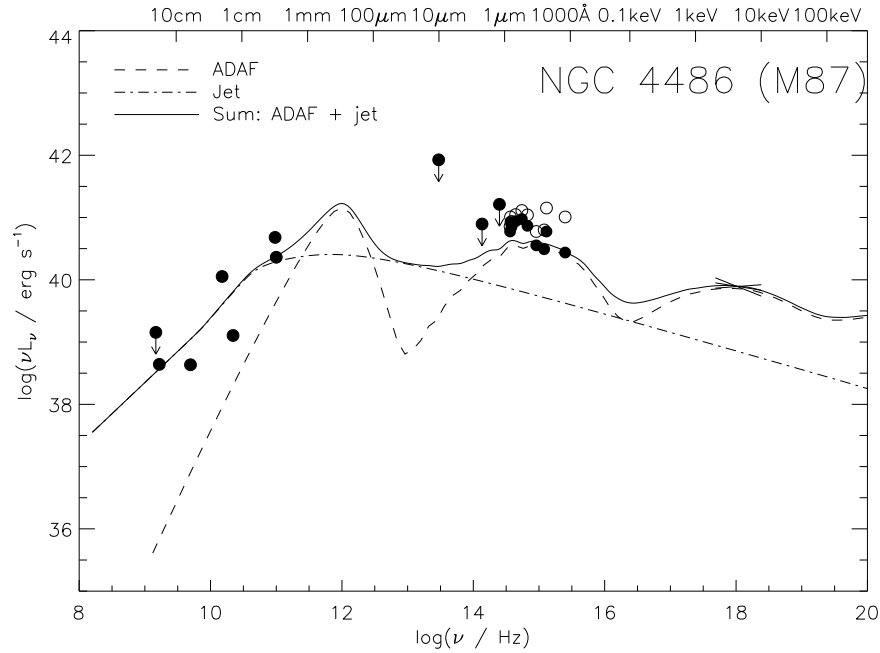


Figura 3.15: Modelo ADX para a SED de M87. Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 5.5 \times 10^{-4}$, $r_{\text{out}} = 10^4$, $\delta = 0.01$ e $s = 0.1$ (ADAF); $\dot{m}_{\text{jet}} = 5 \times 10^{-8}$, $p = 2.6$, $\epsilon_e = 10^{-3}$ e $\epsilon_B = 8 \times 10^{-3}$ (jato).

exatamente os dados no óptico-UV, assim como ocorreu para o modelo ADX descrito no parágrafo anterior. Os parâmetros do jato são $\dot{m}_{\text{jet}} = 6 \times 10^{-8}$, $p = 2.3$, $\epsilon_e = 10^{-3}$ e $\epsilon_B = 8 \times 10^{-3}$, com $P_{\text{jet}} = 8.2 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ e $P_{\text{jet}}/L_{\text{bol}} \approx 8.4$. P_{jet} concorda com o intervalo de potências inferido por outros autores independentemente, levando-se em conta as incertezas teóricas associadas no ajuste. Percebemos que neste modelo a inclusão da emissão do ADAF não iria contribuir para melhorar significativamente o ajuste da SED.

A figura 3.17 mostra um modelo ADAF-jato calculado usando os parâmetros de Sgr A* (modelo MW). O espectro do ADAF é muito duro em raios X para reproduzir sozinho o espectro, como é o caso dos dois LINERS que apresentamos anteriormente. Percebemos que o jato é a componente que domina a emissão em raios X no intervalo 2-10 keV, enquanto o ADAF é a principal fonte de emissão para $E > 10 \text{ keV}$. No que concerne a importância ADAF/jato em relação à radiação em raios X observada, podemos concluir que o modelo MW para M87 implica o caso JDX. O primeiro pico gerado pela Comptonização no ADAF, localizado no intervalo espectral $\sim 1000 \text{ \AA} - 0.1 \text{ keV}$, ajuda a melhorar a concordância entre o modelo e as observações UV, em comparação com os modelos ADX e JDX apresentados antes. Os parâmetros que caracterizam a acreção são $\dot{m}_{\text{out}} = 4 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 10^4$ e $\delta = s = 0.3$. Os parâmetros do jato são os mesmos usados para calcular o modelo JDX, com a

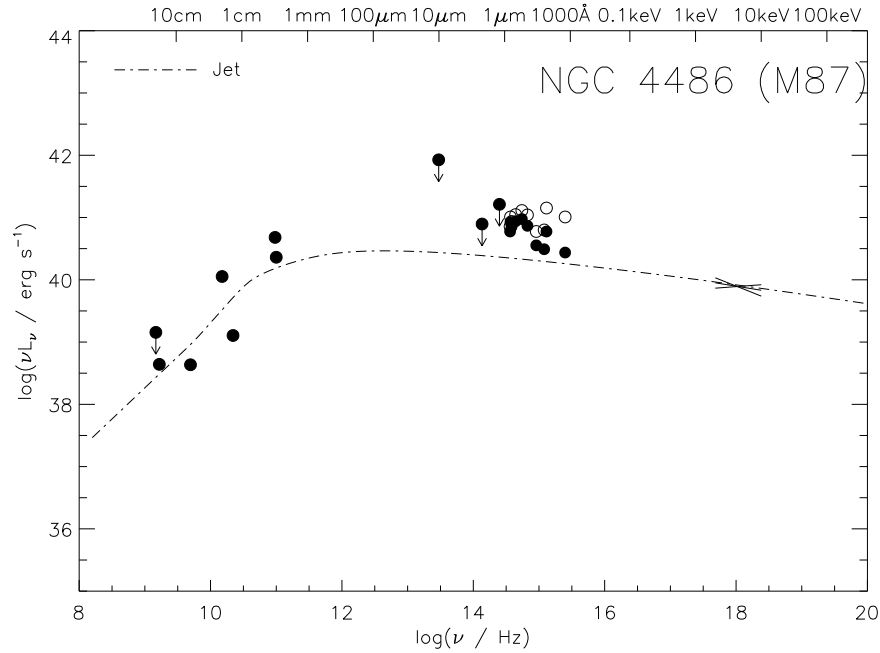


Figura 3.16: Modelo JDX para a SED de M87. Parâmetros do jato: $\dot{m}_{\text{jet}} = 6 \times 10^{-8}$, $p = 2.3$, $\epsilon_e = 10^{-3}$ e $\epsilon_B = 8 \times 10^{-3}$.

pequena diferença de que neste modelo $p = 2.33$. A razão $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S)$ é $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 0.002$.

O fato de que a taxa de acreção derivada na nossa modelagem é menor que a taxa de acreção de Bondi derivada por Di Matteo et al. (2003) não é uma surpresa. A taxa de acreção no modelo ADAF \dot{m}_{out} relaciona-se com \dot{m}_{Bondi} através da equação

$$\dot{m}_{\text{out}} \sim \alpha \dot{m}_{\text{Bondi}}, \quad (3.5)$$

pois a velocidade radial no ADAF é menor por um fator α que a velocidade no escoamento de Bondi devido ao suporte rotacional (Narayan & Yi, 1995b). Portanto, para as mesmas condições de contorno (i.e. densidade e temperatura do plasma) no raio externo do ADAF, esperamos que a condição $\dot{m}_{\text{out}} < \dot{m}_{\text{Bondi}}$ seja satisfeita.

É importante contextualizar os nossos modelos com trabalhos semelhantes realizados previamente. Di Matteo et al. (2003) modelaram a SED de M87 usando um modelo ADAF para diferentes valores de δ , mas sem incluir um vento (i.e. $s = 0$). Di Matteo et al. (2003) obteve que a emissão do ADAF sem ventos reproduz aproximadamente a SED com taxas de acreção consistentes com a estimativa de Bondi. O nosso modelo ADX é semelhante ao de Di Matteo et al. (2003), porém ele leva em conta a presença de ventos, conforme indicado pelas simulações numéricas. Yuan et al. (2009) por outro lado tentaram modelar a SED usando um modelo ADAF com $\delta = 0.5$, porém como foi o caso para M81 e NGC 3998,

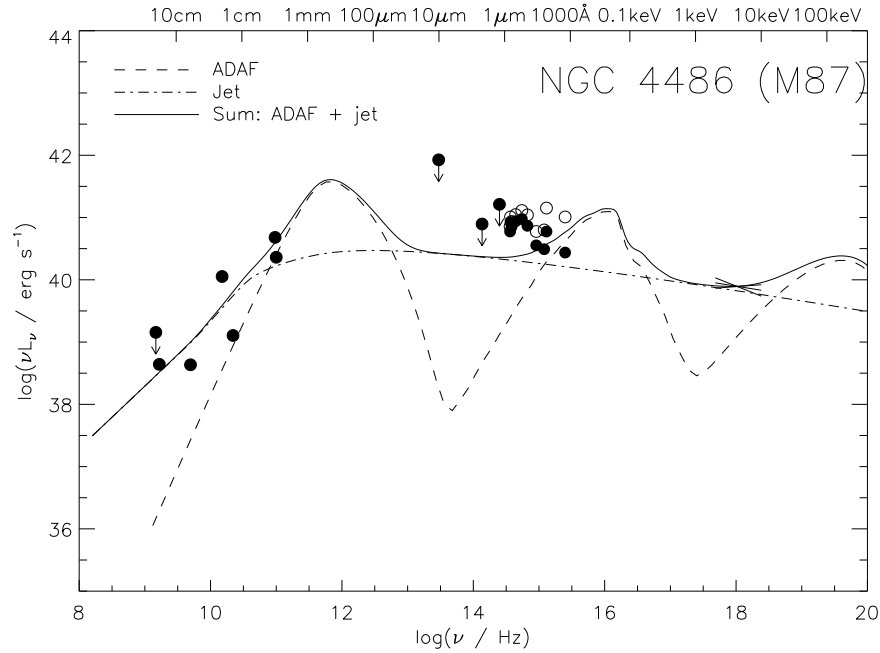


Figura 3.17: Modelo MW para a SED de M87. Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 4 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 10^4$, $\delta = s = 0.3$ (ADAF); $\dot{m}_{\text{jet}} = 6 \times 10^{-8}$, $p = 2.3$, $\epsilon_e = 10^{-3}$ e $\epsilon_B = 8 \times 10^{-3}$ (jato).

não conseguiu realizar tal ajuste com sucesso devido à “dureza” do espectro em raios X do ADAF (como discutimos no final das seções 3.3.1 e 3.3.2). Eles por outro lado ajustaram com sucesso um modelo do tipo JDX (ver a figura 3 de Yuan et al. 2009), como nós fizemos, usando valores diferentes dos parâmetros do jato (por exemplo, Yuan et al. utilizaram $p = 2.5$ ao invés do valor $p = 2.3$ que nós usamos).

3.3.4 NGC 4594 (Sombrero)

NGC 4594, também conhecida como a galáxia Sombrero, é uma galáxia espiral de tipo de Hubble SA(s)a, que hospeda um LINER 2. A massa do buraco negro central é $m = 3.2 \times 10^8$, $L_{\text{bol}} = 4.8 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ e $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} = 10^{-5}$. Pellegrini (2005) analisou observações em raios X do *Chandra* deste AGN e derivou a taxa de acreção de Bondi $\dot{m}_{\text{Bondi}} = 2_{-1.3}^{+6.8} \times 10^{-3}$ a partir da densidade e temperatura do plasma medidas.

A figura 3.18 mostra um modelo ADAF-jato do tipo ADX calculado para NGC 4594, no qual o ADAF domina completamente a emissão desde IR até raios X, e é consistente com os dados disponíveis. O jato domina a emissão rádio e contribui apenas fracamente à luminosidade em raios X. Os parâmetros inferidos para o ADAF são $\dot{m}_{\text{out}} = 6.3 \times 10^{-3}$, $r_{\text{out}} = 10^4$, $\delta = 0.01$ and $s = 0.3$. O valor de \dot{m}_{Bondi} é consistente com o valor de \dot{m}_{Bondi} estimado por Pellegrini (2005). Podemos notar que um raio de transição muito menor é possível, como a figura 3.19 mostra. Esta figura mostra um modelo ADAF + disco fino

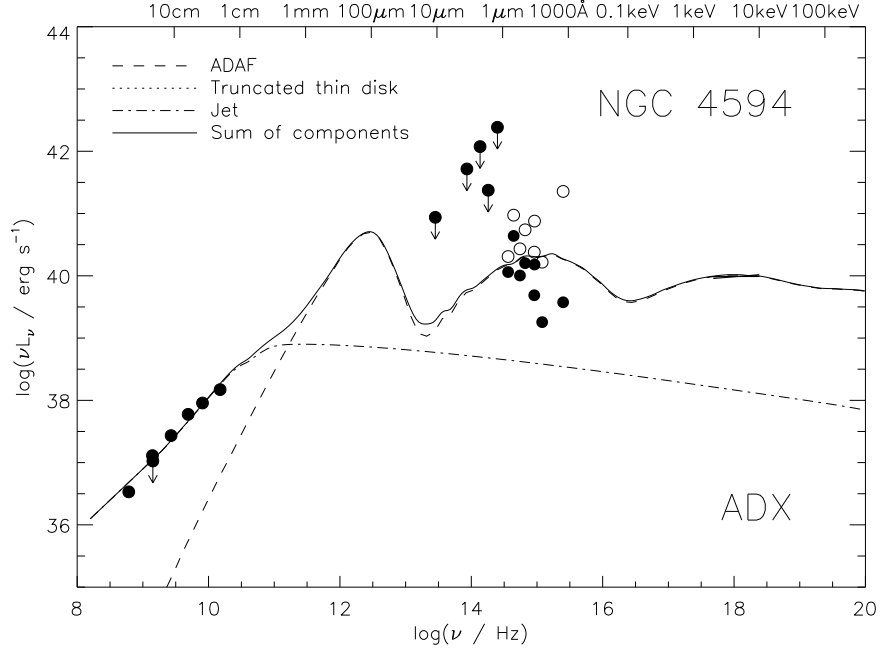


Figura 3.18: Modelo ADX para a SED de NGC 4594. Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 6.3 \times 10^{-3}$, $r_{\text{out}} = 10^4$, $\delta = 0.01$ e $s = 0.3$ (ADAF); $\dot{m}_{\text{jet}} = 9 \times 10^{-7}$, $p = 2.3$, $\epsilon_e = 5 \times 10^{-3}$ e $\epsilon_B = 0.03$ (jato).

para o qual $\dot{m}_{\text{out}} = 9.1 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 300$, $\delta = 0.01$ e $s = 0.1$, que também é consistente com as observações. Os parâmetros do jato cujo espectro é mostrado nas figuras 3.18 e 3.19 são $\dot{m}_{\text{jet}} = 9 \times 10^{-7}$, $p = 2.3$, $\epsilon_e = 5 \times 10^{-3}$ e $\epsilon_B = 0.03$, com $P_{\text{jet}} = 1.9 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ ($P_{\text{jet}}/L_{\text{bol}} \approx 4$) e $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 1.6 \times 10^{-3}$.

A figura 3.20 mostra um modelo espectral do jato que reproduz bem toda a SED, i.e. modelo do tipo JDJ. Os parâmetros do jato são $\dot{m}_{\text{jet}} = 4.5 \times 10^{-7}$, $p = 2.01$, $\epsilon_e = 0.8$ e $\epsilon_B = 3 \times 10^{-2}$, com $P_{\text{jet}} = 8.4 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ e $P_{\text{jet}}/L_{\text{bol}} \approx 4$. Na mesma figura nós também mostramos um modelo ADAF calculado com $\dot{m}_{\text{out}} = \alpha \dot{m}_{\text{Bondi}} = 6 \times 10^{-4}$ (consistente com a taxa de acreção de Bondi), raio externo $r_{\text{out}} = 10^4$ e seguindo o cenário MW ($\delta = s = 0.3$). Percebemos que a contribuição do ADAF neste caso só é significativa nos intervalos $\sim 1 \text{ mm} - 100 \mu\text{m}$ e $1000 \text{ \AA} - 0.1 \text{ keV}$, e nas demais bandas a importância da radiação do ADAF é pequena comparada com a do jato. Ademais, a forma espectral em raios X prevista pelo ADAF não é consistente com o espectro observado. Isto nos permite concluir que de acordo com o cenário MW o jato domina a emissão em raios X deste LINER, ou seja, o cenário MW implica o cenário JDJ. Para este modelo, obtemos $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S) \approx 9 \times 10^{-3}$.

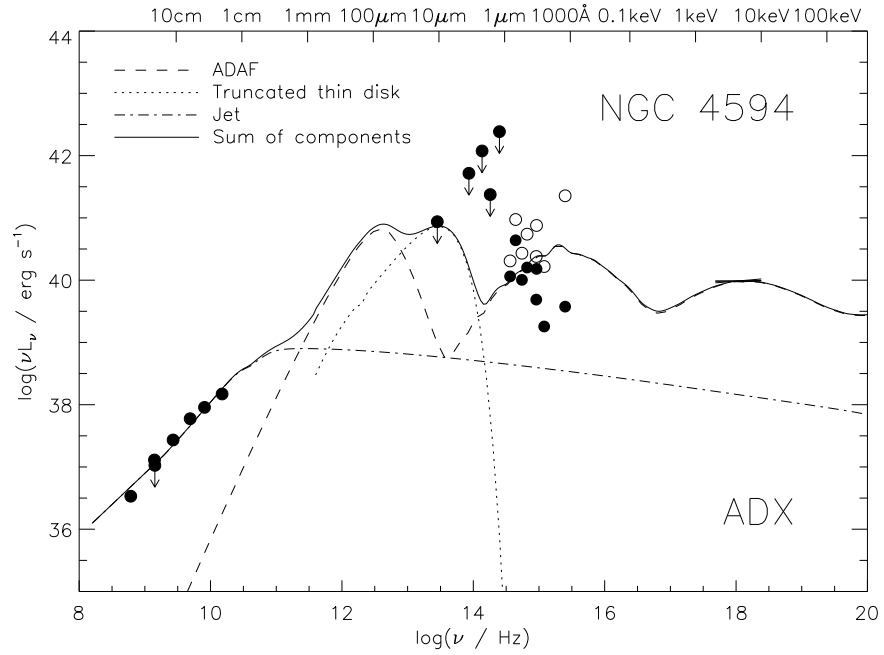


Figura 3.19: Modelo ADX para a SED de NGC 4594. Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 9.1 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 300$, $\delta = 0.01$ e $s = 0.1$ (ADAF); $\dot{m}_{\text{jet}} = 9 \times 10^{-7}$, $p = 2.3$, $\epsilon_e = 5 \times 10^{-3}$ e $\epsilon_B = 0.03$ (jato).

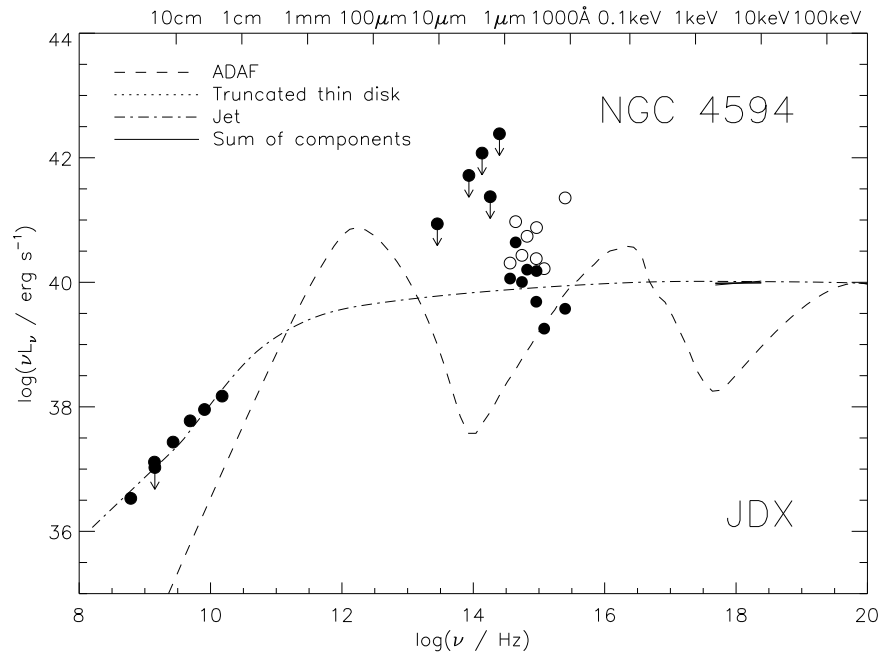


Figura 3.20: Modelo JDX (MW) para a SED de NGC 4594 (ver texto). Parâmetros do modelo: $\dot{m}_{\text{out}} = 6 \times 10^{-4}$, $r_{\text{tr}} = 10^4$, $\delta = s = 0.3$ (ADAF); $\dot{m}_{\text{jet}} = 4.5 \times 10^{-7}$, $p = 2.01$, $\epsilon_e = 0.8$ e $\epsilon_B = 0.03$ (jato).

3.3.5 Relações entre a acreção e ejeção da amostra

Nesta seção estudamos as possíveis correlações entre a emissão do escoamento acretivo e a do jato, inferidas das observações da emissão compacta dos LINERs da nossa amostra. Também verificamos possíveis relações entre as propriedades da acreção e ejeção, inferidas a partir da nossa modelagem das SEDs.

Começamos tentando responder às seguintes perguntas: os 35 LINERs da amostra de Eracleous et al. (2009) possuem características típicas da população geral de AGNs de baixa luminosidade, no que concerne à sua emissão compacta? Uma maneira de responder esta pergunta é verificar se a emissão compacta destes LINERs obedece ao “plano fundamental da atividade dos buracos negros”, derivado simultaneamente por Merloni et al. (2003) e Falcke et al. (2004) a partir das observações de mais de cem AGNs e também buracos negros estelares (binárias em raios X) (ver também a discussão relacionada em Körtling et al. 2006). Este plano é definido no espaço tridimensional ($\log L_R, \log L_X, \log M$) pela equação

$$\log L_R = (0.6^{+0.11}_{-0.11})\log L_X + (0.78^{+0.11}_{-0.09})\log \left(\frac{M}{M_\odot} \right) + 7.33^{+4.05}_{-4.07}, \quad (3.6)$$

onde L_R corresponde à luminosidade rádio em 5 GHz, L_X é a luminosidade integrada em raios X no intervalo 2–10 keV (ambas luminosidades se referem à emissão compacta, não-resolvida, do AGN) e M é a massa do buraco negro. Reproduzimos na figura 3.21 a figura 5 de Merloni et al. 2003, que mostra uma representação bidimensional do plano fundamental.

Para construir um gráfico semelhante ao da figura 3.21 contendo os LINERs da amostra de Eracleous et al. (2009), selecionamos somente os objetos que possuem medidas da massa do buraco negro e da emissão compacta em rádio. Tal critério nos deixa com 30 LINER da amostra original de Eracleous et al. A figura 3.22 mostra a versão do plano fundamental calculada para os LINERs desta amostra. Os círculos pretos correspondem aos 24 objetos que possuem um bom espectro em raios X, enquanto os círculos brancos denotam os 6 objetos que não apresentam um espectro em raios X de qualidade suficiente (ver §3.1). A linha corresponde ao plano fundamental definido pela equação 3.6. As setas indicam fontes que possuem somente limites superiores em rádio ou raios X, e a estrela corresponde a Sgr A* para comparação. Podemos inferir da figura 3.22 que os LINERs da nossa amostra obedecem bastante bem ao plano fundamental da atividade dos buracos negros sub-Eddington. Desta forma, os objetos que estudamos são representativos da população geral de LLAGNs, no que concerne a sua emissão compacta.

Uma vez confirmada a expectativa de que os LINERs da nossa amostra possuem propriedades representativas da população dos LLAGNs em geral, passamos a estudar possíveis correlações existentes entre as propriedades do escoamento acretivo e do jato, a partir dos nossos modelos. Hoje em dia um grande número de artigos e conferências têm sido dedicado ao estudo dos processos de *feeding* e *feedback* nos buracos negros supermassivos, i.e.

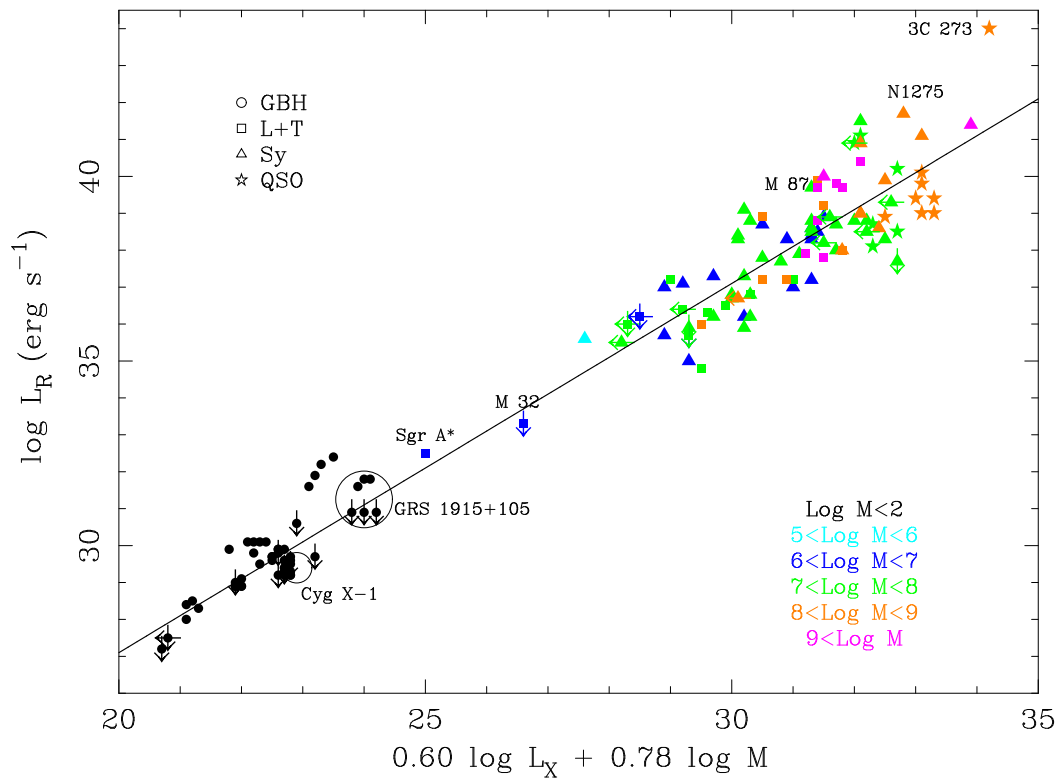


Figura 3.21: Representação 2D do “plano fundamental da atividade dos buracos negros”, que engloba buracos negros estelares e supermassivos. A linha mostra a equação 3.6, obtida a partir do ajuste aos dados. Figura extraída de Merloni et al. (2003).

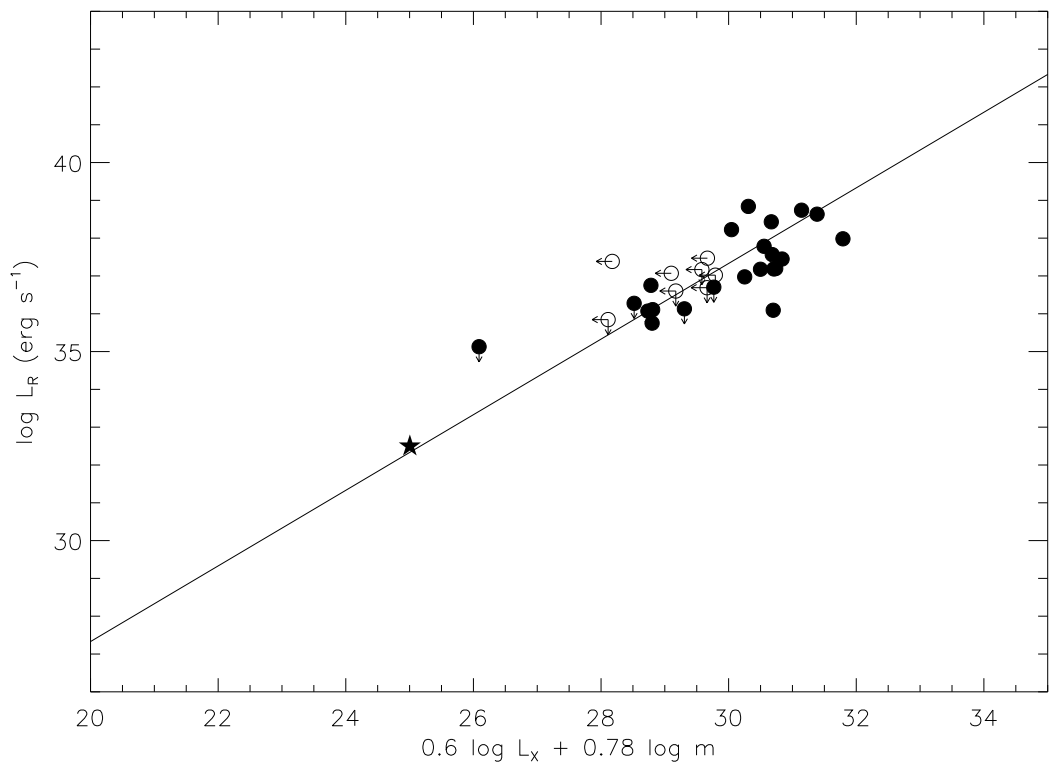


Figura 3.22: Os LINERs da nossa amostra e o plano fundamental dos buracos negros de Merloni et al. (2003). Os círculos pretos correspondem aos 24 objetos com um bom espectro em raios X, enquanto os círculos brancos denotam os 6 objetos cujos dados em raios X são incertos (ver §3.1). A linha corresponde ao plano fundamental definido pela equação 3.6. As setas indicam fontes que possuem somente limites superiores em rádio ou raios X, e a estrela corresponde a Sgr A*.

a alimentação destes buracos negros e o impacto que os jatos e *outflows* têm no ambiente ao redor do AGN. A nossa amostra de LINERs modelados é um ótimo laboratório para estudar estas questões, já que dispomos tanto das taxas de acreção de gás, taxa de ejeção de gás no jato, potência dos jatos etc, inferidas a partir dos modelos. Também dispomos de outras propriedades observacionais destes LLAGNs tais como a luminosidade bolométrica, razão $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ etc. Nosso objetivo nos parágrafos que seguem é lançar luz sobre possíveis relações entre L_{bol} , \dot{M} e \dot{M}_{jet} , fazendo uso dos resultados da modelagem das SEDs da nossa amostra. Para tornar a nossa discussão mais clara, daqui por diante denominaremos o parâmetro \dot{m}_{out} (taxa de acreção no raio externo do ADAF) de \dot{m}_{in} ,

$$\dot{m}_{\text{in}} \equiv \dot{m}_{\text{out}}, \quad (3.7)$$

para tornar mais nítida para o leitor a distinção entre \dot{m}_{out} e \dot{m}_{jet} , cujos significados físicos são completamente diferentes.

Como descrevemos anteriormente e iremos discutir na seção 3.4, existem três possíveis tipos de cenários físicos que são consistentes com as SEDs modeladas: ADX (ADAF domina emissão raios X), JDX (jato domina raios X) e por construção é possível também um cenário no qual o ADAF e jato contribuem com intensidades similares em raios X. Inferimos que de fato este é caso se fixarmos alguns dos parâmetros que caracterizam a estrutura do ADAF nos valores inferidos a partir da SED de Sgr A* ($\delta = s = 0.3$), cenário que denominamos de MW na seção 3.3.1. Cada cenário fornece conjuntos de valores diferentes de \dot{M}_{in} e \dot{M}_{jet} . Nós escolhemos analisar os resultados obtidos a partir da classe de modelos MW, que é o tipo de modelagem efetuado também por Wu et al. (2007), Yuan et al. (2009), já que estes autores adotaram valores similares de δ e s na sua modelagem. Desta forma, podemos comparar nossos resultados com os destes autores.

Os valores de L_{bol} e M (necessário para calcular L_{Edd}) constam nas tabelas 3.1 e 3.2. Os valores de \dot{m}_{in} , \dot{m}_{jet} e P_{jet} utilizados nos nossos modelos podem ser conferidos nas tabelas 3.3, B.1 e B.2. No caso do objeto NGC 4374, para o qual estimamos os parâmetros com base em dois modelos com raios de transição diferentes, nós adotamos como valores dos parâmetros a média dos dois modelos. Na análise a seguir, tomaremos o cuidado de estudar as variáveis escalonadas em termos da luminosidade de Eddington (massa do buraco negro). Tomamos este cuidado para evitar introduzirmos correlações espúrias entre as variáveis, criadas pela dependência comum dos parâmetros em relação a M devido à física dos modelos da emissão do ADAF e do jato.

A figura 3.23 mostra a relação entre a luminosidade bolométrica e a taxa de acreção dos LINERs que modelamos. Nesta figura, cada círculo representa um dos nossos objetos modelados. As cruces representam os resultados inferidos por Yuan et al. (2009) na sua modelagem das SEDs de 16 LLAGNs, e os quadrados representam os resultados obtidos por Wu et al. (2007) na modelagem das SEDs de 8 rádio galáxias FR I que hospedam LLAGNs.

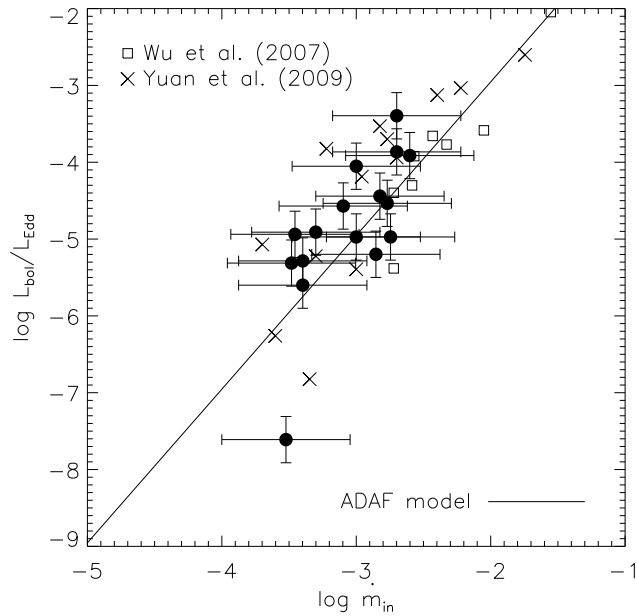


Figura 3.23: Relação entre $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ e \dot{m}_{in} , onde a taxa de acreção foi obtida dos modelos MW apresentados nas seções anteriores. Círculos correspondem aos resultados da nossos modelos, enquanto os quadrados e cruces são os resultados obtidos por Wu et al. (2007) e Yuan et al. (2009) respectivamente. A linha mostrada corresponde à previsão do modelo ADAF clássico dada pela equação 3.8.

Para fins ilustrativos, adotamos que um erro de um fator de dois afeta as estimativas de $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$, o que é razoável dada a incerteza na determinação das distâncias destas galáxias, o erro associado à interpolação das SEDs/fator de correção bolométrico e a incerteza na determinação da massa do buraco negro. No caso do erro afetando \dot{m}_{in} , adotamos que este erro corresponde a um fator de três (≈ 0.5 dex na escala logarítmica), o que verificamos que também é razoável nos nossos ajustes, dada a incerteza na determinação de r_{tr} (que afeta \dot{m}_{in} já que há um certo grau de degenerescência entre estes dois parâmetros) e a própria incerteza na distância das galáxias, que afeta a conversão de fluxos em luminosidades.

A figura 3.23 indica que a tendência geral dos resultados dos nossos modelos é seguida também nos ajustes de Wu et al. (2007), Yuan et al. (2009), como era de se esperar dada a semelhança na metodologia de modelagem entre estes trabalhos e a nossa. A linha tracejada mostra a relação esperada calculada usando o modelo ADAF assumindo $\delta = 0.01$ e $s = 0$ para simplicidade (versão antiga do modelo, Narayan & Yi 1995a), que resulta em

$$\frac{L_{\text{ADAF}}}{L_{\text{Edd}}} \approx \left(\frac{\dot{m}}{\alpha}\right)^2. \quad (3.8)$$

Dada a boa concordância entre a previsão do modelo (adotando $\alpha = 0.3$) e os resultados, podemos concluir que a correlação mostrada na figura 3.23 obtida dos nossos resultados

meramente ilustra uma propriedade do modelo: a relação entre a luminosidade liberada mediante acreção e a taxa de acreção. Os desvios dos resultados em relação à previsão teórica se devem ao fato de que nem toda a luminosidade observada é emitida no ADAF; uma parte considerável dela origina-se no jato e também no disco de acreção fino nos modelos MW. Embora o modelo simples que adotamos para L_{ADAF} não leve em conta o aumento no valor de δ e a presença de ventos que incorporamos na nossa modelagem, acreditamos que a equação 3.8 é uma boa aproximação do caso em que $\delta = s = 0.3$, já que um aumento no valor de δ (e conseqüente aumento na eficiência radiativa do escoamento) é compensado pela diminuição na quantidade de gás no escoamento devido à remoção de massa pelos ventos (aumento de s).

Convém fazer um comentário sobre a eficiência radiativa típica do ADAF. De acordo com a equação 3.8, a eficiência radiativa do ADAF é dada pela expressão

$$\eta_{\text{ADAF}} \sim 0.1 \frac{\dot{m}}{\alpha^2}, \quad (3.9)$$

que resulta em $\eta_{\text{ADAF}} \sim \dot{m}$ para $\alpha = 0.3$. Desta forma, a eficiência radiativa do escoamento acretivo decresce à medida que a taxa de acreção diminui, na aproximação adotada para derivar a equação 3.8.

A figura 3.24 mostra a relação entre $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ e $P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}}$, cujos dados foram obtidos da mesma maneira que na figura 3.23. Assumimos que o erro afetando o valor de $P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}}$ corresponde a um fator de dez (1 dex na escala logarítmica). Tal incerteza na determinação deste parâmetro é elevada, porém dado o alto grau de degenerescência entre os parâmetros do jato e o seu efeito no espectro, preferimos superestimar o erro ao invés de correr o risco de subestimá-lo. Neste gráfico, é notável a presença de um ponto que se destaca em relação aos demais devido à sua baixíssima razão de Eddington. Tal ponto corresponde à galáxia NGC 3379, que é galáxia da amostra de Eracleous et al. (2009) com o menor valor de $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$. Também notamos que os valores obtidos por Wu et al. (2007), Yuan et al. (2009) seguem a tendência geral dos nossos resultados.

A linha com traços curtos na figura 3.24 mostra a correlação empírica entre $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ e $P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}}$ estimada por Merloni & Heinz (2007). Merloni & Heinz (2007) estudaram uma amostra de quinze LLAGNs (incluindo as nove galáxias elípticas gigantes estudadas por Allen et al. 2006, que modelamos no capítulo 2) cujos jatos criam cavidades no gás emissor de raios X ao redor do AGN. As potências dos jatos foram estimadas da mesma forma que Allen et al. (2006), a partir da energia depositada pelos jatos nas cavidades, e da escala de tempo necessária para criá-las. A luminosidade bolométrica foi estimada por Merloni et al. a partir de L_X , usando um fator de correção bolométrico para converter L_X em L_{bol} : $L_{\text{bol}} = 5L_X$. A correlação de Merloni & Heinz (2007) (daqui por diante M07) é dada pela

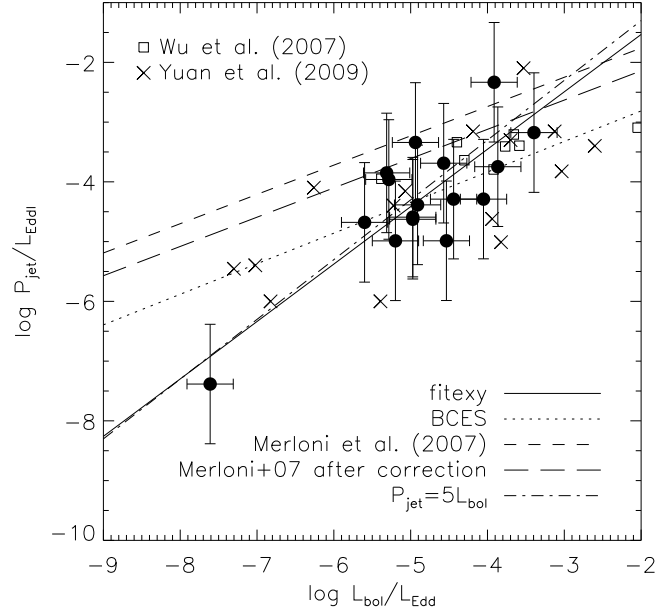


Figura 3.24: Relação entre $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ e P_{jet} . Os pontos desta figura seguem a notação da figura 3.23.

equação

$$\log\left(\frac{P_{\text{jet}}}{L_{\text{Edd}}}\right) = (0.49 \pm 0.07) \log\left(\frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}}\right) - (0.78 \pm 0.36). \quad (3.10)$$

Como se pode ver na figura, a correlação empírica dada pela equação 3.10 é marginalmente consistente com os nossos resultados, levando em conta as incertezas associadas. Devemos atentar ao fato de que a correção bolométrica adotada por Merloni et al. é menor do que a inferida por Eracleous et al. (2009), que corresponde a 30. Corrigindo a correlação de M07 levando em conta o fator estimado por Eracleous et al., a correlação torna-se $\log(P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}}) = 0.49 \log(L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}) - 0.4 \pm 0.36$. A correlação corrigida de M07 é mostrada na figura 3.24 como a linha com traços longos. Constatamos que esta correlação corrigida concorda relativamente melhor com os nossos resultados.

Para inferir possíveis correlações subjacentes nos resultados apresentados na figura 3.24, realizamos um ajuste linear aos dados. Utilizamos dois métodos diferentes para realizar este ajuste linear: FITEXY e BCES. O método FITEXY (Press et al., 1992) estima os parâmetros de uma reta que ajusta os dados, incluindo erros em ambas as coordenadas usando um método de minimização da função χ^2 . FITEXY é um algoritmo “simétrico”, no sentido de que ele não assume uma variável dependente e outra independente. O método BCES (Akritas & Bershady, 1996) ajusta uma reta levando em conta o erro em ambas as coordenadas usando erros correlacionados bivariados, e incorpora a presença de possível espalhamento intrínseco nos dados.

A linha contínua na figura 3.24 mostra o ajuste linear aos nossos resultados (desconsideramos os dados de Wu et al. 2007, Yuan et al. 2009 no nosso ajuste) usando o algoritmo FITEXY, que resulta nos parâmetros $A = 0.39 \pm 1.4$ e $B = 0.96 \pm 0.29$, onde definimos a reta como $y = A + Bx$ e os erros nos parâmetros correspondem a 1σ . O χ^2 é dado por $\chi^2 = 5.66$ para 14 graus de liberdade, que corresponde a um desvio médio em relação ao melhor ajuste de $\sigma[\log(P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}})] = 0.44$ *. Percebemos que o ajuste com FITEXY é bastante diferente da correlação de M07, pois ele dá considerável importância ao ponto de menor luminosidade da amostra (NGC 3379). Um aspecto interessante do ajuste FITEXY é que ele é bastante semelhante a um modelo simples no qual a potência do jato excede a luminosidade bolométrica por um fator de 5, i.e. $P_{\text{jet}} = 5L_{\text{bol}}$ (ver a linha ponto-traço na figura). A linha pontilhada na figura 3.24 mostra o ajuste linear realizado com o algoritmo BCES (desconsiderando os dados de Wu et al. 2007, Yuan et al. 2009), que resulta nos parâmetros $A = -1.8 \pm 2.3$ e $B = 0.51 \pm 0.47$ (o desvio médio em relação ao melhor ajuste é $\sigma[\log(P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}})] = 0.78$). Percebemos que este ajuste é consideravelmente diferente do ajuste realizado com FITEXY, pois confere menor importância ao ponto de menor luminosidade. O resultado do método BCES é sensivelmente dependente do erro assumido nas variáveis. Por exemplo, ao diminuirmos o erro assumido, o resultado do método BCES aproxima-se gradativamente do resultado do método FITEXY. É inegável a semelhança entre a declividade da reta resultante do ajuste BCES e a que provém da correlação de M07; de fato, a declividade resultante do nosso ajuste ($B = 0.51 \pm 0.47$) concorda muito bem com a declividade da correlação de Merloni et al. ($B = 0.49 \pm 0.07$) dentro da incerteza do ajuste. Fisicamente, isto sugere uma relação $P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}} \propto (L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}})^{1/2}$ entre a potência dos jatos e a luminosidade bolométrica para LLAGNs. Da mesma forma, dentro do erro resultante do ajuste linear BCES, a normalização da relação (i.e., $A = -1.8 \pm 2.3$) obtida a partir dos nossos resultados concorda com a normalização obtida por Merloni et al. ($A = -0.78 \pm 0.36$). O acentuado erro no valor de A que obtemos reflete a grande incerteza associada na determinação de \dot{m}_{jet} a partir dos nossos ajustes espectrais (ver equação 3.3). O coeficiente de correlação linear de Pearson (teste estatístico paramétrico; Press et al. 1992) para os nossos resultados neste caso é $r = 0.81$, o que implica uma forte correlação (notando que $r = 1$ implicaria uma perfeita correlação linear enquanto $r = -1$ implicaria uma perfeita anticorrelação). Já o coeficiente de correlação de Spearman (teste estatístico não-paramétrico; Press et al. 1992) resulta em $\rho = 0.6$ (novamente, $-1 \leq \rho \leq +1$), com a probabilidade da hipótese nula (ausência de correlação) de 0.01.

*Lembramos que a definição do desvio médio em relação ao melhor ajuste é (e.g., Bevington 2003)

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-2} \sum_i^N (y_i - A - Bx_i)^2,$$

onde o índice i refere-se aos dados e N é o número de pontos disponíveis nos dados.

A figura 3.25 mostra as relações $\dot{m}_{\text{in}} - P_{\text{jet}}$ e $\dot{m}_{\text{in}} - \dot{m}_{\text{jet}}$ obtidas a partir dos nossos resultados. Estas duas relações são equivalentes uma à outra, visto que P_{jet} e \dot{m}_{jet} estão relacionados através da equação $P_{\text{jet}} = \dot{M}_{\text{jet}}(\Gamma_j - 1)c^2$, onde adotamos na nossa modelagem $\Gamma_j = 2.3$ exceto para NGC 4278 e M87, para os quais estimativas independentes da velocidade das partículas no jato resultam em $\Gamma_j \approx 1.5$ (Giroletti et al., 2005) e ≈ 6 (Biretta et al., 1999), respectivamente. A linha contínua na figura mostra o ajuste FITEXY (desvio médio dos dados em relação ao modelo de $\sigma[\log(P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}})] = 2$), que resulta numa forte correlação entre as variáveis já que ele dá forte peso ao ponto de menor luminosidade e potência do jato. Por outro lado, o ajuste BCES (desvio médio dos dados em relação ao modelo de $\sigma[\log(P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}})] = 1.1$) revela que haveria uma correlação muito fraca ou inexistente entre a acreção e ejeção. O coeficiente de correlação linear de Pearson neste caso é $r = 0.36$; o coeficiente de correlação de Spearman resulta em $\rho = 0.28$ com a probabilidade da hipótese nula (ausência de correlação) de 0.30. Tais testes estatísticos bem como o resultado do ajuste BCES indicam que a correlação $\dot{m}_{\text{in}} - P_{\text{jet}}$ (ou $\dot{m}_{\text{in}} - \dot{m}_{\text{jet}}$) é bastante fraca, i.e., nos resultados da nossa modelagem há pouca ou nenhuma evidência de correlação entre a taxa de acreção e a taxa de ejeção (o que indica que a forte correlação linear sugerida pelo ajuste de FITEXY é um resultado artificial). Seria necessário no futuro modelar mais objetos com luminosidades semelhantes a NGC 3379 para confirmar que não há correlação. Os resultados de Wu et al. (2007), Yuan et al. (2009) também parecem indicar que não há correlação clara entre \dot{m}_{in} e P_{jet} .

É importante mencionar que estas variáveis foram inferidas a partir da modelagem das SEDs, e seus valores portanto são dependentes dos modelos espectrais adotados. É possível que na natureza exista uma correlação entre estas variáveis, mas como no decorrer dos ajustes espectrais não adotamos qualquer prescrição para a variação relativa entre \dot{m}_{in} e \dot{m}_{jet} e mesmo assim obtivemos sucesso na modelagem das SEDs, isto é refletido nos resultados mostrados na figura 3.25. De fato, outros autores encontraram correlações empíricas entre a potência do jato e a taxa de acreção, como descrevemos no capítulo 2 (e.g., Allen et al. 2006). Para efeito de comparação com os nossos resultados, a linha com traços curtos na figura 3.25a mostra a correlação empírica dada pela equação 2 de M07, que é uma versão atualizada da correlação previamente encontrada por Allen et al. (2006),

$$\log\left(\frac{P_{\text{jet}}}{L_{\text{Edd}}}\right) = (1.6_{-0.3}^{+0.4}) \log\left(\frac{P_{\text{Bondi}}}{L_{\text{Edd}}}\right) + (1.2_{-0.8}^{+1.0}), \quad (3.11)$$

onde adotamos $\dot{M}_{\text{in}} \sim \dot{M}_{\text{Bondi}}$, lembrando que $P_{\text{Bondi}} \equiv 0.1\dot{M}_{\text{Bondi}}c^2$ de forma que $P_{\text{Bondi}}/L_{\text{Edd}} = \dot{m}_{\text{in}}$. A linha com traços longos por outro lado mostra a correlação de M07 corrigida levando em conta o fato de que o modelo ADAF implica $\dot{M}_{\text{in}} \sim \alpha\dot{M}_{\text{Bondi}}$, onde adotamos $\alpha = 0.3$. A correlação corrigida resultante corresponde a $\log(P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}}) = 1.6 \log(\dot{m}_{\text{in}}) + 2$. De acordo

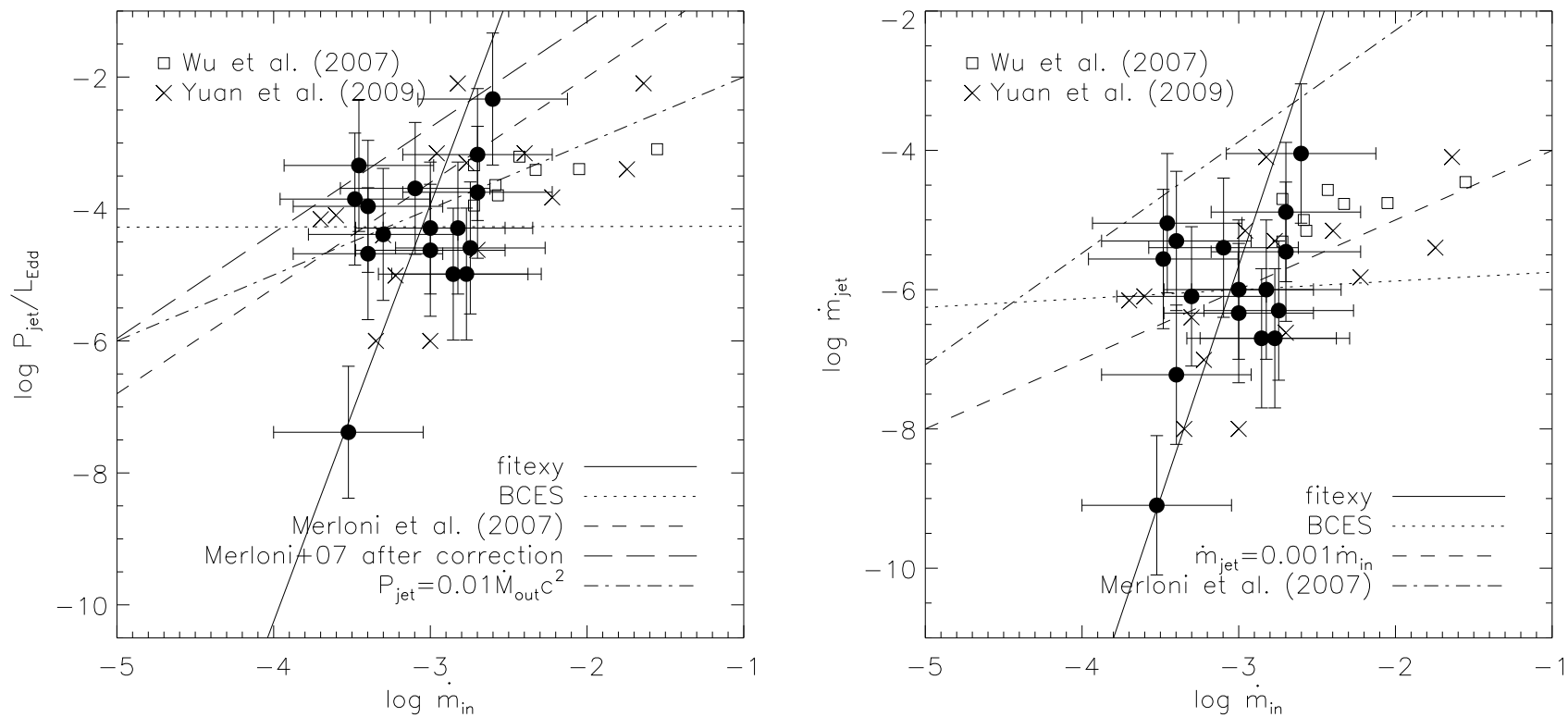


Figura 3.25: A figura da esquerda (a) mostra a relação entre \dot{m} e $P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}}$ a partir dos nossos resultados. A figura da direita (b) mostra a relação entre \dot{m} e \dot{m}_{jet} . Ver o texto para o significado das linhas graficadas.

com esta correlação corrigida, a eficiência cinética do jato é dada por $\eta_{\text{jet}} = 10\dot{m}_{\text{in}}^{0.6}$, o que resulta em $\eta_{\text{jet}} \approx 0.16$ para $\dot{m}_{\text{in}} = 10^{-3}$, o que é uma eficiência apreciável. A linha traço-ponto na figura 3.25a por outro lado mostra um modelo simples no qual 1% da massa que adentra o raio externo do ADAF é convertida em energia cinética dos jatos, i.e., $P_{\text{jet}} = 0.01\dot{M}_{\text{in}}c^2$.

A partir da correlação $P_{\text{jet}}/L_{\text{Edd}} - P_{\text{Bondi}}/L_{\text{Edd}}$ de M07 (equação 3.11), é possível estimar uma relação aproximada entre \dot{m}_{jet} e \dot{m}_{in} , algo que não foi notado por Merloni & Heinz (2007). O raciocínio para encontrar a relação entre as taxas de acreção e ejeção consiste em expressar a potência do jato como

$$\frac{P_{\text{jet}}}{L_{\text{Edd}}} = 10(\Gamma_j - 1)\dot{m}_{\text{jet}}, \quad (3.12)$$

assumindo um valor médio plausível de Γ_j , e expressar a “potência de Bondi” como

$$\frac{P_{\text{Bondi}}}{L_{\text{Edd}}} = \frac{\dot{m}_{\text{in}}}{\alpha}. \quad (3.13)$$

Usando as equações acima e adotando os parâmetros $\alpha = 0.3$ e $\Gamma_j = 2.3$ como fizemos na nossa modelagem das SEDs, obtemos

$$\log \dot{m}_{\text{jet}} = [0.2 - \log(\Gamma_j - 1) - \log \alpha] + 1.6 \log \dot{m}_{\text{in}} = 0.6 + 1.6 \log \dot{m}_{\text{in}}, \quad (3.14)$$

que também pode ser expressa como $\dot{m}_{\text{jet}} = q_j \dot{m}_{\text{in}}$ onde $q_j \approx 4\dot{m}_{\text{in}}^{0.6}$. Tal equação implica $q_j \sim 0.06$ para $\dot{m} = 10^{-3}$. Para efeito de comparação com os nossos resultados, a equação 3.14 está graficada na figura 3.25b como a linha traço-ponto. A mesma figura também mostra um modelo simples no qual uma fração fixa de 0.1% da taxa de acreção é canalizada no jato (linha tracejada). Como discutimos anteriormente, nossos resultados não apresentam indício claro de correlação entre \dot{m}_{jet} e \dot{m} .

Lembramos que nas análises realizadas nós comparamos uma quantidade inferida diretamente a partir das observações, L_{bol} , com quantidades inferidas a partir da modelagem das observações, \dot{m} e \dot{m}_{jet} , que portanto são dependentes dos modelos espectrais adotados. Temos sempre que tomar o cuidado de que possíveis correlações inferidas desta forma podem não necessariamente refletir correlações intrínsecas dos sistemas, mas simplesmente relações entre as variáveis analisadas que são consequência da física dos modelos que utilizamos. Uma possibilidade no futuro é utilizar as correlações empíricas 3.10 e 3.11 obtidas por M07 para impor vínculos sobre a taxa de acreção e \dot{m}_{jet} , e ver quais as consequências que isto acarretaria na modelagem das SEDs.

3.4 Discussão

Neste capítulo apresentamos a modelagem das SEDs dos 17 LINERs selecionados da amostra de Eracleous et al. (2009). Os LINERs representam os AGNs de mais fraca atividade, e são o elo de ligação entre as galáxias normais, cujos núcleos são inativos, e os AGNs de maior atividade. Concluimos que o modelo ADAF, com a contribuição da emissão de um jato relativístico, explica com sucesso a natureza das fontes centrais de todos os LINERs estudados. Dadas as massas dos buracos negros centrais e luminosidades da amostra, $m \sim 10^7 - 10^9$ e $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} \sim 10^{-8} - 10^{-4}$, obtivemos as taxas de acreção $\dot{m} \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ (consistentes com as estimativas de Bondi quando disponíveis) e raios de transição $r_{\text{tr}} \sim 50 - 10^4$ (ver a tabela B.1). As taxas de ejeção de matéria no jato derivadas situam-se no intervalo $\dot{m}_{\text{jet}} \sim 10^{-8} - 10^{-4}$, o que implica que os valores da potência cinética do jato resultante situam-se no intervalo $10^{40} - 10^{43}$ erg s⁻¹ dependendo do modelo adotado, tipicamente superando a luminosidade bolométrica por um fator de cinco no cenário MW (figura 3.24). Nossos resultados sugerem que em média uma fração de $\sim 10^{-3}$ da taxa de acreção é transferida ao jato relativístico e que $\sim 1\%$ da energia de repouso associada à matéria que adentra o raio de acreção é transformada em energia cinética dos jatos (figura 3.25), embora haja uma considerável incerteza na determinação dos parâmetros do jato a partir dos ajustes espectrais. Por outro lado, a eficiência da conversão da energia de repouso em radiação é $\lesssim 10^{-3}$. Estes resultados indicam que AGNs de baixa luminosidade produzem jatos fortes, nos quais a quantidade de potência cinética é consideravelmente maior que a luminosidade bolométrica, o que confirmaria resultados de estudos anteriores (e.g., Nagar et al. 2005, Allen et al. 2006, Heinz et al. 2007, Merloni & Heinz 2007, Körding et al. 2008, Merloni & Heinz 2008).

Convém comparar os nossos resultados dos valores típicos das taxas de acreção e ejeção para os LINERs que estudamos, com os valores inferidos para o núcleo quiescente da nossa galáxia, Sgr A*. Sgr A* é o um dos principais exemplos de um buraco negro supermassivo acretando no modo ADAF (e.g., Yuan 2007). A taxa de acreção inferida a partir da modelagem da SED de Sgr A* com o modelo ADAF resulta em $\dot{M}_{\text{in}} \approx 10^{-6} M_{\odot} \text{ano}^{-1} \approx 10^{-5} \dot{M}_{\text{Edd}}$ para $m \approx 4 \times 10^6$ (Yuan et al., 2003b) (o modelo de Yuan et al. 2003b se enquadra no cenário ADX). Já a modelagem da SED nos moldes do cenário JDX resulta em $\dot{m}_{\text{jet}} \approx 10^{-8}$ (Yuan et al., 2002a). Ambas estimativas das taxas de escoamento para Sgr A* situam-se no limiar inferior dos intervalos de valores de \dot{M}_{in} e \dot{M}_{jet} que nós inferimos neste trabalho para LINERs. Assim, embora os processos físicos operando no núcleo quiescente da nossa galáxia e nos LLAGNs sejam os mesmos, a taxa de alimentação do buraco negro central da Via Láctea (e conseqüentemente a taxa de ejeção no jato) é menor que os valores característicos de LINERs. Isto suporta a noção de que o principal parâmetro que regula a atividade nuclear nas galáxias é a taxa de alimentação do buraco negro central, e à medida que \dot{m} aumenta, passamos dos galáxias quiescentes

(buracos negros “adormecidos” ou “quasares mortos”) como a Via Láctea até LLAGNs, e chegando nos AGNs mais luminosos e quasares. O aumento da taxa de acreção é acompanhado de uma transição no modo de acreção e um aumento na eficiência radiativa, conforme as figuras 1.4 e 1.5 mostram.

A partir da nossa modelagem das SEDs, concluímos que cada região do espectro é dominada por um determinado processo radiativo que ocorre em uma parte distinta do escoamento. A emissão rádio ($\lambda > 1$ mm) origina-se principalmente do efeito síncrotron do jato. A emissão no intervalo 1 mm – 100 μ m (rádio – infravermelho) é dominada pela radiação síncrotron do ADAF. A emissão no intervalo 10 μ m – 1 μ m (IR – óptico) provém quase que inteiramente da emissão térmica do disco fino truncado, quando o raio de transição entre o ADAF e o disco fino é suficientemente pequeno ($R_{\text{tr}} \sim 50 - 500$). Isto explicaria o excesso de emissão no IR próximo (“big red bump”) na SED dos LLAGNs (figura 1.1). Os dados disponíveis neste intervalo espectral não descartam a possibilidade de que em todos os LINERs o raio de transição seja pequeno, embora em muitos casos seja difícil estimar com precisão a importância do disco fino devido à qualidade dos dados. No caso em que $R_{\text{tr}} \gtrsim 500$ (ou se o disco fino estiver ausente), a radiação do disco fino não é importante e a emissão no IR é dominada pela radiação síncrotron do jato. Dada a incerteza nos parâmetros que caracterizam a dinâmica e microfísica do escoamento, constatamos que diferentes cenários físicos envolvendo o ADAF e o jato são possíveis para explicar a emissão para $\lambda < 1\mu\text{m}$, particularmente em raios X. No primeiro cenário, o espalhamento Compton inverso dos fótons no ADAF domina completamente a emissão em raios X (e $\lambda < 1\mu\text{m}$), cenário que denominamos de ADX (ADAF domina raios X). No segundo cenário, a emissão síncrotron na base do jato é a principal fonte de raios X, cenário a que chamamos de JDX (jato domina raios X). Por construção, também é possível um modelo no qual o jato e o ADAF contribuem com intensidades equivalentes em raios X; isto ocorre quando fixamos alguns dos parâmetros do ADAF seguindo a modelagem da SED de Sgr A* de Yuan et al. (2003b, 2006), chamamos este cenário de MW (de *Milky Way*).

Em suma, usando somente o espectro contínuo em raios X e dada a incerteza atual no conhecimento sobre a física dos plasmas no ADAF e jato, é difícil distinguir qual o cenário físico que melhor explica a origem da emissão raios X em LLAGNs: ADAF (ADX), jato (JDX) ou possivelmente uma combinação de ambos. Obviamente, tais cenários são fisicamente bastante distintos, já que o primeiro envolve os processos radiativos associados ao gás que está sendo acregado pelo buraco negro (espalhamento Compton inverso num *inflow*), e o segundo envolve a radiação emitida pelo gás que está sendo expelido (radiação síncrotron num *outflow*). Esta incerteza é um tema recorrente na literatura sobre os LLAGNs (Falcke & Markoff, 2000, Yuan et al., 2002a, Merloni et al., 2003, Yuan et al., 2003b, Falcke et al., 2004, Yuan et al., 2009) assim como buracos negros estelares (e.g., Markoff et al. 2005). Uma vez constatada a degenerescência observacional entre os cenários JDX e ADX, é um

desafio distinguir entre tais cenários. Uma possível maneira de fazer isto é monitorar a variabilidade da emissão rádio e raios X e estudar a correlação da variabilidade da emissão nas duas bandas, semelhante ao estudo realizado para microquasares (Mirabel et al., 1998). Baseado na física da emissão do escoamento, conjecturamos que o atraso entre a variabilidade em raios X e a emissão rádio seja consideravelmente maior no cenário ADX que no JDX. Outra possível maneira de se verificar a natureza dos raios X em LLAGNs é monitorar as escalas de tempo da variabilidade dos raios X no intervalo 2-10 keV, e comparar com modelos ADX e JDX (semelhante ao estudo de Ptak et al. 1998 baseado em observações antigas com o satélite ASCA, *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*). O cálculo da variabilidade prevista nos cenários ADX e JDX e a comparação com eventuais observações está além dos objetivos do presente trabalho.

Uma possibilidade de observar inequivocadamente a contribuição do ADAF na SED é realizar observações de LLAGNs no intervalo 1 mm - 1 μ m, que é tipicamente a região espectral onde ocorre o pico da emissão síncrotron do ADAF, para valores típicos da taxa de acreção e massa dos buraco negro em LLAGNs (Mahadevan, 1997). Como se pode ver nas SEDs que estudamos, tal região do espectro não dispõe de vínculos observacionais, embora tais observações constituam um importante vínculo para a contribuição do ADAF na SED. Observações de alta resolução espacial nesta banda serão possíveis no futuro com o telescópio ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*). Devemos salientar também que são necessários avanços na compreensão da física dos plasmas de baixíssimas densidades que constituem o escoamento acretivo e o jato. Por exemplo, estudos analíticos e simulações numéricas que estabeleçam com maior exatidão os mecanismos de aquecimento dos elétrons nos plasmas com duas temperaturas (i.e., qual o valor favorecido de δ no ADAF), e quais as propriedades da distribuição de partículas aceleradas pelos choques nos jatos relativísticos (i.e., quais os valores mais plausíveis de p , ϵ_e e ϵ_B no jato). Progressos nestes tópicos têm sido realizados lentamente nos últimos anos (e.g., Bednarz & Ostrowski 1998, Quataert & Gruzinov 1999, Kirk et al. 2000, Medvedev 2006, Sharma et al. 2007).

Encontramos uma relação clara entre o índice de fótons Γ que caracteriza o espectro em raios X da SED observada, e os valores dos parâmetros δ e p que descrevem a microfísica do ADAF e do jato, respectivamente. O índice de fótons nos diz o quão “duro” é o espectro em raios X e é definido tal que $L_\nu \propto \nu^{1-\Gamma}$ no intervalo 2-10 keV. Lembramos que δ nos diz qual a fração da energia dissipada no escoamento acretivo que é transferida diretamente para os elétrons, e p corresponde ao índice da lei de potência que caracteriza a distribuição de energia dos elétrons acelerados no jato. Obtemos que quanto menor o valor de Γ da SED observada (i.e. mais “dura”), maior é o valor de δ necessário no modelo ADAF para reproduzi-la no cenário ADX, e menor é o valor de p no cenário JDX necessário. Isto é uma consequência da física do efeito Compton inverso no caso do ADAF e da emissão síncrotron no caso do jato. No caso do jato, a teoria clássica da radiação síncrotron prevê $\Gamma = 1 + p/2$

(apêndice A.3). No caso do ADAF a estimativa da relação entre Γ e δ é mais difícil e não pode ser feita de maneira fácil analiticamente, de forma que nós estimamos a dependência $\Gamma(\delta)$ a partir de espectros calculados com o modelo ADAF, conforme mostramos na figura 3.26. Podemos concluir que para ajustar as SEDs da nossa amostra de LINERs, que possuem valores de Γ no intervalo $\approx 1.5 - 2.5$, são necessários valores de δ no intervalo $\approx 0.01 - 0.5$ no caso ADX em que o ADAF domina a emissão raios X, e valores de p no intervalo $\approx 1.6 - 2.5$. Dada a incerteza teórica na compreensão do aquecimento dos elétrons em plasmas turbulentos de baixíssima densidade (que é o caso do ADAF) e no processo de aceleração dos elétrons via choques nos jatos relativísticos, tais intervalos de valores são plausíveis. Desta forma, não é possível decidir, com base nos valores de δ e p implicados pela nossa modelagem, qual cenário – ADX, JDX ou MW – é o mais favorecido. No caso do cenário MW, no qual fixamos $\delta = 0.3$, o espectro do ADAF é demasiado duro (valor pequeno de Γ) para reproduzir sozinho as observações em raios X, como a figura 3.26 sugere. Neste caso é necessário a adição do espectro do jato, de forma que a *soma* dos espectros do jato e do ADAF em raios X consegue explicar os dados. Podemos esboçar então um cenário qualitativo motivado pelos nossos resultados, aplicável para o caso em que $\delta = 0.3$, no qual é o valor de Γ do espectro em raios X e não a sua luminosidade (ver discussão no parágrafo abaixo), que nos diz o quão importante é a contribuição do jato à emissão em relação ao ADAF. Mais trabalho é necessário para esboçar *quantitativamente* esta hipótese.

A partir da modelagem da correlação indicada pela equação 3.6 usando um modelo ADAF-jato, Yuan & Cui (2005) obtiveram que quando a condição $L_X < L_{X,\text{crit}}$ é satisfeita para um buraco negro ativo, o jato dominaria a emissão em raios X, do contrário o ADAF seria a fonte dominante de radiação em altas energias. L_X é a luminosidade em raios X na banda 2-10 keV e $L_{X,\text{crit}}$ é a luminosidade crítica dada por

$$\log\left(\frac{L_{X,\text{crit}}}{L_{\text{Edd}}}\right) = -5.356 - 0.17\log\left(\frac{M}{M_\odot}\right). \quad (3.15)$$

A figura 3.27 mostra como os LINERs da nossa amostra se situam em relação à previsão da luminosidade crítica da equação 3.15. Neste gráfico, assumimos para efeito de ilustração que o erro afetando a determinação de L_X/L_{Edd} corresponde a um fator de dois, o que é um erro plausível dadas as incertezas envolvidas na determinação de L_X (incertezas afetando a obtenção do espectro em raios X, incerteza na distância) e do erro na obtenção da massa do buraco negro (espalhamento da relação $M - \sigma$ etc). Nos objetos situados acima da reta, os raios X seriam dominados pela radiação do ADAF, enquanto nos localizados abaixo da reta a radiação seria dominada pelo jato; os LINERs situados próximos a reta presumivelmente correspondem ao caso no qual o ADAF e o jato contribuem com intensidades similares em raios X. Podemos inferir que de acordo com esta figura apenas 2 LINERs da nossa amostra (NGC 3379 e NGC 4374) estão abaixo da curva e seriam dominados pelo jato,

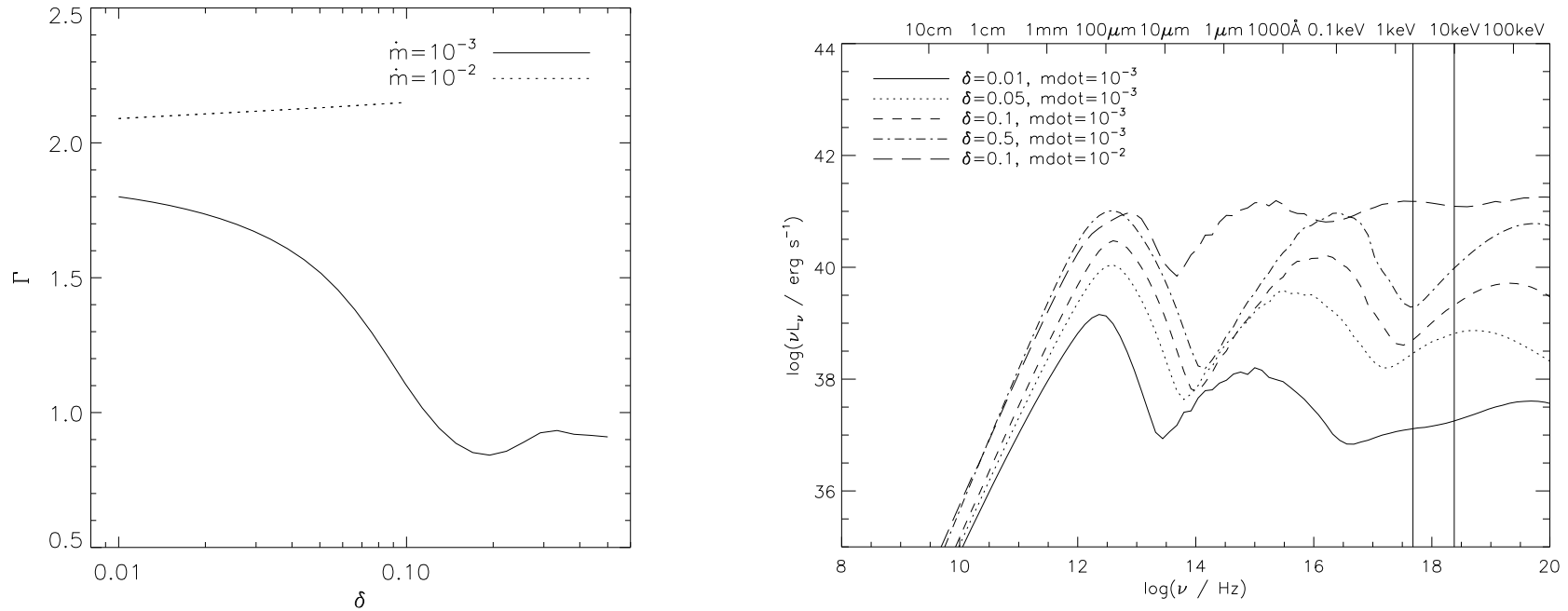


Figura 3.26: Relação entre o índice de fótons Γ que caracteriza o espectro em raios X, e o parâmetro δ do ADAF, que caracteriza a fração da energia dissipada via turbulência no escoamento que é transferida diretamente para os elétrons. *Esquerda*: as diferentes linhas representam diferentes taxas de acreção adotadas nos cálculos. *Direita*: Os espectros a partir dos quais foram calculadas as relações entre Γ e δ da figura à esquerda. As linhas verticais contínuas denotam o intervalo 2 - 10 keV, onde pode se perceber qualitativamente o efeito da variação de Γ .

7/17 estão consideravelmente acima da curva (raios X seriam dominados pelo ADAF) e 8/17 encontram-se próximos à curva (contribuição relativa do jato e ADAF seriam semelhantes). Nossos resultados aparentemente não dão suporte para a previsão de Yuan & Cui (2005), já que obtivemos que ambos os cenários ADX e JDX explicam satisfatoriamente as SEDs dos objetos da nossa amostra. Se considerarmos particularmente os modelos do tipo MW que realizamos, vemos que mesmo assim a previsão de Yuan & Cui não é suportada, já que dentre os ajustes espectrais do tipo MW somente 5 objetos seguem *claramente* a expectativa teórica: NGC 1553, NGC 4374, NGC 4736, NGC 4143 e NGC 4494. Três LINERs não possuem dados em raios X de qualidade o suficiente para podermos dizer qual componente domina os raios X no cenário MW (i.e. incerteza em Γ apreciável; NGC 2681, NGC 3169, NGC 4548). Considerando os quatro LINERs discutidos em mais detalhes nas seções 3.3.1-3.3.4, *nenhum* destes objetos segue a previsão teórica da equação 3.15.

Discutiremos agora os modelos espectrais do tipo MW de alguns objetos em particular. No caso da galáxia M87 (ver figura 3.17), poderíamos argumentar que no modelo MW da sua SED o jato domina a emissão em raios X *observada*. Isto vai de encontro à previsão da equação 3.15, de acordo com a qual esperaríamos que em M87 o jato e o ADAF tivessem contribuições semelhantes. Outro exemplo que aparentemente não segue a previsão de Yuan & Cui é NGC 3379, que de acordo com o nosso ajuste MW (ver figura no apêndice B) o ADAF domina em raios X, o que corresponde ao caso inverso do previsto na figura 3.27. É interessante notar que Sgr A*, o “LLAGN” mais bem estudado (representado pela estrela na figura 3.27) está muito abaixo da reta e portanto se esperaria que neste objeto os raios X seriam dominados pelo jato. Isto vai de encontro a modelos recentes na literatura (Yuan et al. 2003b, Yuan 2007, porém ver Falcke & Markoff 2000, Yuan et al. 2002a).

Gostaríamos de mencionar que o artigo recém submetido para publicação de Yuan et al. (2009) (daqui por diante Y09) têm um propósito semelhante ao trabalho descrito neste capítulo. Y09 modelaram as SEDs de uma amostra de 16 LLAGNs, havendo uma sobreposição entre a nossa amostra de LINERs e a amostra modelada por Y09 de 6 fontes, que são as seguintes: M81, M84, M87, NGC 3998, NGC 4579, NGC 4594. O objetivo particular de Y09 é testar a validade preditiva da equação 3.15. Entretanto, as conclusões gerais do nosso trabalho são diferentes deste artigo, bem como diferentes aspectos da metodologia de modelagem. Na modelagem de Y09 (e também Wu et al. 2007) estes autores fixaram os parâmetros do modelo ADAF nos valores $\delta = 0.5$, $s = 0.3$. Como consequência desta escolha dos parâmetros, os modelos de Y09 correspondem ao caso particular MW da nossa modelagem no qual adotamos $\delta = s = 0.3$, notando que a diferença entre os espectros calculados com $\delta = 0.3$ e $\delta = 0.5$ é muito pequena. Além disso, Yuan et al. fixaram $\epsilon_B = 0.02$ no modelo do jato e desconsideraram a contribuição do disco fino, de forma que R_{out} não é um

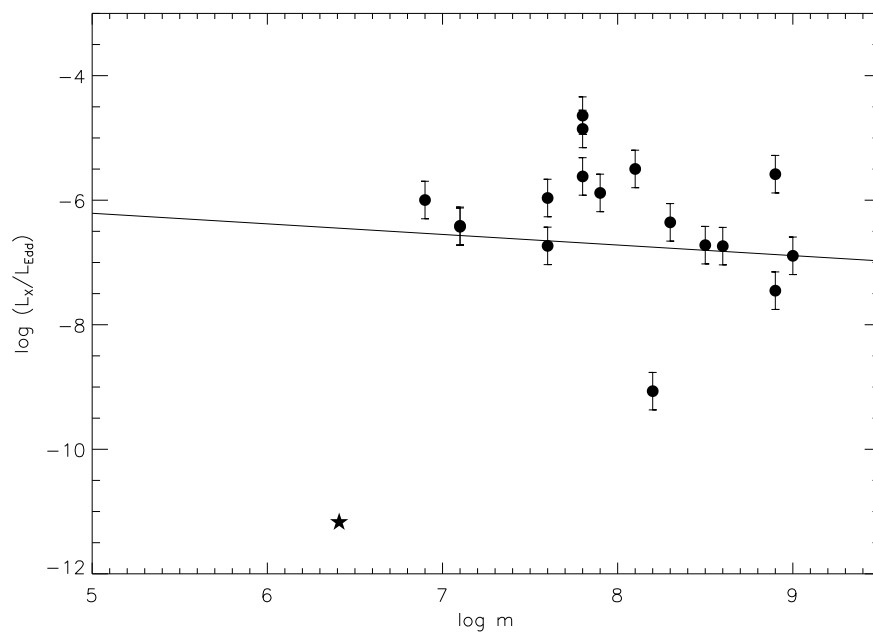


Figura 3.27: Comparação entre a previsão da equação 3.15 (Yuan & Cui, 2005), que prevê a importância relativa do ADAF e do jato em raios X, e a nossa amostra de LINERs. Os círculos correspondem aos LINERs que nós modelamos, enquanto a estrela representa Sgr A*.

parâmetro de interesse na modelagem deles[†]. Com tais simplificações, o trabalho de efetuar as modelagens espectrais é consideravelmente simplificado, já que o espaço de parâmetros resultante a ser explorado é reduzido para quatro dimensões.

Um dos principais resultados de Y09 é que a previsão de Yuan & Cui (2005) (equação 3.15) é obedecida pela maioria dos objetos que eles modelaram (13/16). Como discutimos anteriormente, nossos resultados não concordam com os de Y09, já que obtemos que ambos cenários ADX e JDX são plausíveis para os LLAGNs da nossa amostra. Se fixarmos nossa atenção aos modelos da classe MW - que são os casos análogos à modelagem efetuada por Y09 como mencionamos anteriormente - mesmo assim não encontramos suporte conclusivo para a previsão de Yuan & Cui. No caso dos seis LINERS para os quais ocorre *overlap* entre o nosso trabalho e o de Y09, constatamos que nossos resultados concordam com os de Y09 em relação à validade da equação 3.15 para 3 objetos (M81, M84 e NGC 3998). Futuramente vamos investigar o motivo da discordância para os outros três LLAGNs.

[†]Outra diferença é que Y09 adotaram um valor maior para o fator de Lorentz das partículas no jato, $\Gamma_j = 10$ (nós adotamos 2.3). Como há uma certa degenerescência entre os parâmetros Γ_j e \dot{m}_{jet} , o mesmo efeito no espectro deste aumento no valor de Γ_j se traduz num aumento no valor de \dot{m}_{jet} por um fator de três.

Galáxia	Modelo	M (M_{\odot})	i ($^{\circ}$)	\dot{m}_{out}	R_{tr} (R_S)	δ	s	\dot{m}_{jet}	p	ϵ_e	ϵ_B	P_{jet} (erg s^{-1})	$\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}(3R_S)$
NGC 3031 (M81)	JDX	6×10^7	50	8×10^{-4}	50	0.3	0.6	1.2×10^{-5}	2.05	0.6	10^{-4}	4.8×10^{42}	0.08
	M81	6×10^7	50	3×10^{-3}	360	0.01	0.3	1.2×10^{-5}	2.05	0.6	10^{-4}	4.8×10^{42}	0.02
	M81	6×10^7	50	3×10^{-3}	360	0.01	0.16	2×10^{-6}	2.2	0.1	0.01	8×10^{41}	0.5
	M81	MW	6×10^7	50	8×10^{-4}	50	0.3	0.3	4×10^{-6}	2.2	0.8	2×10^{-3}	1.6×10^{42}
NGC 3998	JDX	7.9×10^8	30	4×10^{-4}	100	0.3	0.3	3.5×10^{-6}	2.01	0.75	3×10^{-5}	1.8×10^{43}	0.03
NGC 3998	ADX	7.9×10^8	30	7.2×10^{-3}	10^4	0.1	0.4	1.7×10^{-6}	2.2	0.01	10^{-3}	9×10^{42}	6×10^{-3}
NGC 3998	ADX	7.9×10^8	30	10^{-3}	500	0.01	0.01	1.7×10^{-6}	2.2	0.01	10^{-3}	9×10^{42}	2×10^{-3}
NGC 3998	MW	7.9×10^8	30	2×10^{-3}	500	0.1	0.4	3.5×10^{-6}	2.01	0.75	3×10^{-5}	1.8×10^{43}	0.01
NGC 4486 (M87)	JDX	3×10^9	10	Sem ADAF				6×10^{-8}	2.3	10^{-3}	8×10^{-3}	8.2×10^{42}	
	M87	3×10^9	10	5.5×10^{-4}	10^4	0.01	0.1	5×10^{-8}	2.6	10^{-3}	8×10^{-3}	6.8×10^{42}	2×10^{-4}
	M87	3×10^9	10	4×10^{-4}	10^4	0.3	0.3	6×10^{-8}	2.33	10^{-3}	8×10^{-3}	8.2×10^{42}	2×10^{-3}
NGC 4594	JDX	3.2×10^8	30	6×10^{-4}	10^4	0.3	0.3	4.5×10^{-7}	2.01	0.8	0.03	9.6×10^{41}	9×10^{-3}
NGC 4594	ADX	3.2×10^8	30	6.3×10^{-3}	10^4	0.01	0.3	9×10^{-7}	2.3	5×10^{-3}	0.03	1.9×10^{42}	2×10^{-3}
NGC 4594	ADX	3.2×10^8	30	9.1×10^{-4}	300	0.01	0.1	9×10^{-7}	2.3	5×10^{-3}	0.03	1.9×10^{42}	2×10^{-3}

Tabela 3.3: Parâmetros utilizados na modelagem das SEDs de M81, NGC 3998, M87 e NGC 4594. O significado físico destes parâmetros é descrito na seção 3.2.

Capítulo 4

Impacto dos jatos em simulações cosmológicas da formação de galáxias disco

4.1 Introdução

Há forte motivação observacional para uma conexão fundamental entre os AGNs e a formação das galáxias. Há uma correlação bem estabelecida entre as propriedades das galáxias e as massas dos buracos negros que elas hospedam nos seus centros. A massa do buraco negro central correlaciona-se fortemente com a massa do bojo galáctico e com a dispersão de velocidades estelar do bojo (ver review Ferrarese & Ford 2005). Tais descobertas indicam que o crescimento dos buracos negros centrais e a formação dos esferóides estelares nas galáxias estão intimamente relacionados. Além disso, conforme mencionado no capítulo 2, as observações em raios X de alta resolução com o observatório Chandra mostram que os jatos emitidos pelos AGN centrais em aglomerados de galáxias depositam grandes quantidades de energia mecânica no centro destes aglomerados, inflando cavidades (ou bolhas) de plasma aquecido, que são claramente vistas nas imagens em raios X (e.g. Allen et al., 2006, Bîrzan et al., 2004, Fabian et al., 2006, Rafferty et al., 2006). A energia fornecida pelos jatos pode contrabalançar a radiação emitida pelo *cooling flow* nos aglomerados e explicar porque pouco gás frio ($T < 3$ keV) é observado nestes sistemas (Quilis et al., 2001, Churazov et al., 2002, Omma et al., 2004, Dalla Vecchia et al., 2004, Sijacki & Springel, 2006, Cattaneo et al., 2007).

Tais observações motivaram diversos autores a incorporarem prescrições simples para o *feedback* dos jatos dos AGNs em modelos semi-analíticos* de formação de galáxias (e.g., Granato et al. 2004, Monaco & Fontanot 2005, Cattaneo et al. 2005, Croton 2006, Bower

*Para um *review* sobre modelos semi-analíticos, ver Baugh (2006).

et al. 2006, Monaco et al. 2007, Cattaneo et al. 2007). A inclusão do *feedback* dos jatos resultou numa melhora dramática na capacidade dos modelos de explicarem a função de luminosidade das galáxias e o *downsizing* observado na evolução das galáxias.

Recentemente, simulações numéricas hidrodinâmicas da formação de galáxias passaram a incorporar o AGN *feedback* (Kawata & Gibson, 2005, Di Matteo et al., 2005, Springel et al., 2005b, Hopkins et al., 2006a, Sijacki et al., 2007, Di Matteo et al., 2008). Por exemplo, Di Matteo et al. (2005), Springel et al. (2005b) incorporaram um modelo de AGN *feedback* simples em simulações de colisões de galáxias disco, onde a taxa de acreção nos buracos negros centrais é estimada usando o modelo de Bondi-Hoyle (equação 1.1), e uma fração da energia associada à massa de repouso acreçada é liberada na forma de energia térmica que aquece o meio interestelar ao redor do AGN, o que imita a ação de um *outflow* gerado pelo AGN. Usando as simulações de Di Matteo et al. (2005), Springel et al. (2005b), Hopkins et al. (2006a) simularam a evolução da função de luminosidade dos quasares e propuseram um modelo para a origem dos *starbursts*, quasares e galáxias esferoidais, baseado nos *mergers* de galáxias. Cabe notar que a física envolvida nos escoamentos acretivos ao redor do buraco negro e na formação dos jatos não pode ser resolvida nesse tipo de simulações, pois ela exigiria uma altíssima resolução espacial e temporal que estão muito além da atual capacidade de processamento dos supercomputadores.

Neste capítulo, introduzimos uma metodologia para a incorporação do crescimento dos buracos negros e *feedback* dos jatos do AGN em simulações cosmológicas da formação de galáxias. Nós modelamos a produção dos jatos distinguindo entre dois modos de acreção distintos: ADAF e discos finos (§1.4). Os ADAFs possuem baixa eficiência radiativa, enquanto os discos finos possuem alta eficiência. Assumimos que apenas os ADAFs são responsáveis pela produção dos jatos potentes, conforme discutido na seção 1.5.

Estimamos a taxa de acreção no buraco negro central usando o modelo de *radiation drag* de Kawakatu & Umemura (2002) (ver §4.3.2) combinado com uma prescrição para o meio interestelar e formação estelar. Uma virtude do modelo de *radiation drag* é que ele relaciona a formação estelar no centro da galáxias, que é resolvido nas simulações, à taxa de acreção ao buraco negro central; i.e. este modelo relaciona diretamente a taxa de formação estelar ao redor do buraco negro com a taxa de acreção.

A formação de galáxias disco é de particular interesse, pois ela é um problema desafiador para modelo Λ CDM em geral (Okamoto et al., 2003, 2005) e para simulações envolvendo AGN *feedback* (e.g., Springel et al. 2005a, Okamoto et al. 2005). A dificuldade consiste em conservar o momentum angular da componente bariônica dos halos de matéria escura à medida que eles colapsam e formam estrelas. Devido ao crescimento hierárquico destes halos, o momentum angular é facilmente dissipado à medida que galáxias satélite se fundem ao progenitor principal. Além disso, Okamoto et al. (2005) obteve que qualquer galáxia se torna elíptica se grandes quantidades de energia forem injetadas no centro galáctico

durante um *burst* de formação estelar. Mostramos neste capítulo que o papel do AGN é consideravelmente complexo, e que a distinção dos dois modos de acreção no buraco negro auxilia na formação das galáxias disco.

Este capítulo é baseado em Okamoto, Nemmen, and Bower (2008). As contribuições específicas deste autor em Okamoto et al. (2008) referem-se à proposta do modelo físico de produção dos jatos e os estados do escoamento acretivo associados (ver §4.3.3), relacionados aos modelos descritos nos capítulos 2 e 3. Além disso, o presente autor ajudou a interpretar a evolução da atividade do buraco negro central, e comparou os resultados da simulação com observações da atividade nuclear em galáxias disco. A implementação dos códigos e obtenção dos resultados numéricos foram realizados pelo Dr. Takashi Okamoto, do Instituto de Cosmologia Computacional na Universidade de Durham. Cabe notar que os diversos resultados interessantes relacionados à coevolução do buraco negro e a galáxia são uma consequência direta do modelo físico de produção de jatos implementado.

As simulações de Okamoto et al. (2008) incluem representações *coarse-grained* da formação de buracos negros “sementes”, acreção de gás pelos buracos negros, *feedback* devido aos jatos dos AGNs, formação estelar e *feedback* devido a supernovas. Nosso objetivo não é descrever detalhadamente a modelagem de todos os processos envolvidos, mas focar a atenção sobre a modelagem dos buracos negros e AGN *feedback* associado, bem como os resultados que decorrem da incorporação do mecanismo proposto de AGN *feedback*. Os processos físicos descritos nas seções que seguem foram incorporados no código PM-TreeSPH GADGET2 (Springel, 2005), que faz simulações da interação gravitacional de n-corpos (partículas representando estrelas, matéria escura e buracos negros) e simultaneamente da hidrodinâmica do gás.

O modelo de formação estelar e *feedback* de supernovas é descrito brevemente em §4.2. O modelo de formação de buracos negros “semente”, acreção de massa e produção dos jatos é descrito em §4.3. As condições iniciais da simulação são descritas em §4.4 e os resultados são discutidos em §4.5. O conteúdo deste capítulo foi publicado no artigo Okamoto et al. (2008), onde também podem ser encontrados mais detalhes sobre a simulação numérica e os resultados. A conexão entre os resultados da simulação e observações da atividade nuclear em galáxias disco consta na seção 6 de Okamoto et al. (2008).

4.2 Modelo de formação estelar e *feedback* devido a supernovas

Fazemos uma descrição bastante breve e qualitativa dos processos físicos de formação estelar e *feedback* devido a supernovas considerados na simulação. Os detalhes poderão ser consultados em Okamoto et al. (2008).

Esfriamento do gás – Para cada partícula de gás são computadas as taxas de resfriamento/aquecimento e o estado de ionização, levando em conta esfriamento por H, He e metais. A cada partícula é atribuída uma metalicidade.

Formação de nuvens – Cada partícula SPH consiste de duas fases distintas (Okamoto et al., 2005), gás quente e nuvens frias (quando a densidade do gás ρ ultrapassa a densidade crítica $\rho_{\text{th}} = 5 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$). As nuvens frias são formadas e crescem através de instabilidades térmicas, sendo que o gás é termicamente instável quando $\rho > \rho_{\text{th}}$.

Formação estelar – Nuvens moleculares gigantes com massas no intervalo $10^4 - 10^6 M_{\odot}$ podem formar estrelas, onde a taxa de formação estelar para uma nuvem de massa m é

$$\dot{m}_* = \frac{m}{t_{\text{sf}}} = c_* \frac{m}{t_{\text{dyn}}}, \quad (4.1)$$

onde c_* é um parâmetro adimensional que caracteriza a eficiência da formação estelar, t_{sf} é a escala de tempo de formação estelar, e t_{dyn} é o tempo dinâmico da nuvem. Assume-se $c_* = 0.005$.

Evaporação de nuvens – As nuvens frias podem evaporar e perder massa para a fase quente do gás.

Supernova feedback – Cada partícula estelar é tratada como uma população estelar simples, caracterizada pela sua idade, metalicidade e função inicial de massa (IMF, de *initial mass function*). A IMF é sempre assumida como função de Salpeter, cujos limites inferior e superior de massa são 0.1 e 100 M_{\odot} , respectivamente. A fração de massa reciclada, taxas de produção de supernovas do tipo Ia e II e taxas de produção de metais são calculadas de acordo com as características da população estelar. Assume-se que cada supernova fornece $\eta_{\text{SN}} 10^{51}$ erg de energia para o gás ambiente, onde η_{SN} é o parâmetro de eficiência de *feedback* de supernovas, cujo valor é assumido como 1. A energia liberada pelas explosões de supernovas aumenta a energia térmica do gás quente e a energia cinética das partículas SPH, dando origem a ventos galácticos (ver abaixo).

Ventos galácticos – São introduzidos ventos galácticos na simulação seguindo Springel & Hernquist (2003). Tais ventos se originam do aumento explosivo da energia cinética do gás devido as explosões de supernovas. Uma partícula SPH é ejetada do disco galáctico como vento com uma probabilidade

$$p_w = \frac{\frac{1}{2} M_{\text{SPH}} v_w^2}{\Delta Q}, \quad (4.2)$$

onde M_{SPH} é a massa da partícula de gás, v_w é a velocidade do vento (um parâmetro livre) e ΔQ é a energia recebida pela partícula durante um passo da simulação. A velocidade do vento é assumida como $v_w = 500 \text{ km s}^{-1}$. Se uma partícula é ejetada, sua velocidade é modificada como

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} + v_w \mathbf{n}, \quad (4.3)$$

onde \mathbf{v} é a velocidade anterior da partícula e \mathbf{n} é um versor cuja direção é perpendicular ao plano do disco.

4.3 Produção dos jatos e AGN *feedback*

4.3.1 Buracos negros “sementes”

Os buracos negros “sementes” correspondem aos primeiros buracos negros que se formam na simulação. Nas simulações é usado um algoritmo *friends-of-friends* para encontrar halos de matéria escura, no intervalo $z = 15 - 0$. Quando um halo possui mais de N_{th} partículas de matéria escura e nenhuma partícula de buraco negro, um buraco negro é introduzido no pico de densidade da distribuição estelar do halo. A massa destas sementes é de $260M_{\odot}$, consistente com a teoria da evolução estelar, que mostra que a queima nuclear em estrelas muito massivas acima de $260M_{\odot}$ é incapaz de frear o colapso gravitacional (Heger et al., 2003). Adotamos $N_{\text{th}} = 128$.

As partículas que representam buracos negros aumentam suas massas através da acreção de gás (§4.3.2) e *mergers* de buracos negros. Nós simplesmente assumimos que ocorre uma fusão de dois ou mais buracos negros quando estes aproximam-se além do seu raio de *softening* gravitacional.

4.3.2 Acreção de massa

O mecanismo de *radiation drag*, também chamado de efeito de Poynting-Robertson (e.g., Krolik 1999), é um efeito relativístico no qual a radiação proveniente de uma certa fonte, ao incidir em pequenas partículas (e.g., um gás) exerce uma força que reduz o momentum angular destas partículas, fazendo com que elas espiralem na direção da fonte de radiação. Tal efeito foi deduzido por Poynting (1903), Robertson (1937) e aplicado para explicar a acreção de partículas de poeira ao sol, devido aos efeitos da radiação solar nestas partículas.

O efeito *radiation drag* devido às estrelas dos bojos galácticos é um mecanismo promissor proposto por Umemura (2001), Kawakatu & Umemura (2002) que pode explicar o crescimento dos buracos negros supermassivos nos bojos e a relação entre a massa dos bojos e a massa dos buracos negros. Tal efeito dissiparia o momentum angular do gás interestelar, fazendo com que este chegue até o centro da galáxia, alimente o AGN e aumente a massa do buraco negro central. A taxa de acreção de massa devido ao mecanismo de Poynting-Robertson é dada por

$$\dot{M}_{\text{drag}} = \eta_{\text{drag}} \frac{L_{\text{SFR}}(t)}{c^2} \left[1 - e^{-\tau_{\text{SFR}}(t)} \right], \quad (4.4)$$

onde L_{SFR} é a luminosidade total das estrelas na região de formação estelar no centro galáctico, τ_{SFR} é a profundidade óptica da região de formação estelar dada por

$$\tau_{\text{SFR}}(t) \simeq \frac{3\chi_d}{4\pi} \frac{M_c(t)}{R_{\text{SFR}}(t)^2}, \quad (4.5)$$

R_{SFR} é o tamanho desta região, M_c é a massa total das nuvens na região de formação de estrelas, χ_d é um coeficiente de extinção e η_{drag} é a eficiência do mecanismo. Nós assumimos que $\eta_{\text{drag}} = 1$.

Uma vez computado o raio da região de formação estelar ao redor do buraco negro R_{SFR} , os valores de χ_d , M_c , e L_{SFR} são calculados diretamente na simulação, de forma que os valores de τ_{SFR} e \dot{M}_{drag} podem ser calculados auto-consistentemente. O valor de R_{SFR} é obtido da esfera ao redor do buraco negro que contém 40 partículas SPH e maximiza o valor de \dot{M}_{drag} . Quando não ocorre formação estelar dentro desta esfera, não é possível acreção e então $\dot{M}_{\text{drag}} = 0$.

A rigor deveríamos distinguir entre \dot{M}_{drag} e a taxa de acreção no buraco negro \dot{M} , já que provavelmente o efeito *radiation drag* não remove totalmente o momentum angular do gás, o que iria interromper a contração radial de parte do gás acretado. Além disso, como discutido no capítulo 2.6, a presença de ventos no escoamento acretivo pode fazer com que a massa que chega ao buraco negro seja diferente da massa fornecida na parte externa do disco de acreção. Por simplicidade nós assumimos $\dot{M} = \dot{M}_{\text{drag}}$.

4.3.3 Produção dos jatos

Motivados pelo sucesso de modelos semi-analíticos recentes (e.g., Croton 2006, Bower et al. 2006), nós assumimos que os AGNs depositam diretamente sua energia mecânica no gás quente difuso confinado nos halos de matéria escura, através da produção de jatos. Como mecanismo físico da produção dos jatos, adotamos o modelo híbrido proposto por Meier (2001) (ver §2.4). Relembrando a discussão feita no capítulo anterior, tal modelo é denominado híbrido pois ele é uma versão híbrida dos processos de Blandford-Znajek e Blandford-Payne, de forma que a potência do jato é gerada por campos magnéticos que estão ancorados no disco de acreção dentro e fora da ergosfera do buraco negro. Dessa forma, a energia rotacional do escoamento acretivo e do buraco negro de Kerr são utilizadas na geração dos jatos.

Meier (2001) derivou expressões analíticas simples para a potência dos jatos provenientes de buracos negros de Kerr, considerando que o escoamento acretivo pode assumir dois estados, ADAF e disco fino padrão. A potência do jato é dada no caso dos discos finos pela equação

$$L_{\text{jet}}^{\text{SD}} \approx 10^{42.7} \text{erg s}^{-1} \left(\frac{\alpha}{0.01} \right)^{-0.1} m_9^{0.9} \left(\frac{\dot{m}}{0.1} \right)^{6/5} (1 + 1.1j + 0.29j^2), \quad (4.6)$$

e no caso dos ADAFs a potência é dada por

$$L_{\text{jet}}^{\text{ADAF}} \approx 10^{45.1} \text{erg s}^{-1} \left(\frac{\alpha}{0.3} \right) m_9 \left(\frac{\dot{m}}{0.1} \right) g^2 (0.55f^2 + 1.5fj + j^2), \quad (4.7)$$

onde α é o parâmetro de viscosidade do disco de acreção, m_9 é a massa do buraco negro em unidades de $10^9 M_\odot$, $\dot{m} \equiv \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ é a taxa de acreção de matéria no buraco negro em termos da taxa de Eddington (lembrando que $\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv 22 m_9 M_\odot \text{ yr}^{-1}$), e f e g são as razões entre a velocidade angular e a intensidade do campo magnético no escoamento em relação aos valores calculados por Narayan & Yi (1995b) respectivamente, i.e. f e g podem levar em conta correções relativísticas na solução ADAF. A simplicidade das equações 4.6 e 4.7 decorre do fato de que Meier (2001) incorporou os efeitos relativísticos discutidos na seção 2.2 de maneira simplificada. Particularmente, Meier obteve tais expressões para um valor fixo do raio interno do disco de acreção ($1.5GM_\bullet/c^2$), quando na verdade se espera que tal raio varie com o spin (ver eq. 2.2 e fig. 2.3); assumiu que g é um parâmetro livre, enquanto nos nossos cálculos obtemos que g é uma função de j (ver fig. 2.4) e usou uma aproximação linear para $\omega(j)$ (comparar com a nossa equação não-linear 2.7). Como resultado, as equações de Meier (2001) superestimam a potência do jato para valores pequenos ($j < 0.8$) do spin em comparação com os nossos cálculos mais detalhados. Apesar disso, as estimativas de Meier servem para nosso propósito de estimar a ordem de grandeza da potência do jato e podem ser facilmente incorporadas na simulação, por tais razões as adotamos.

Seguindo Meier (2001) adotamos $f = 1$ and $g = 2.3$. Assumimos que uma fração

$$\Delta E_{\text{FB}}^{\text{jet}} = \epsilon_{\text{jet}} L_{\text{jet}} \Delta t \quad (4.8)$$

da energia do jato é convertida em energia térmica das 40 células (ou “partículas”) de gás difuso na vizinhança do buraco negro que possuem densidades $\rho < 0.1\rho_{\text{th}}$, onde ϵ_{jet} é a fração da potência do jato que é convertida em energia térmica do gás, e Δt é o passo da simulação. Nós adotamos como valores fiduciais dos parâmetros que caracterizam a fonte central $\alpha = 0.1$, $j = 0.5$ e $\epsilon_{\text{jet}} = 0.1$. O valor adotado de j corresponde ao caso intermediário entre buracos negros de Schwarzschild ($j = 0$) e com máxima rotação ($j \approx 1$).

Nós adotamos dois regimes distintos de escoamento acretivo ao redor do buraco negro central: discos finos padrões (opticamente espesso, geometricamente fino, alta eficiência radiativa) e ADAFs (que são opticamente finos, geometricamente espesso, baixa eficiência radiativa). O parâmetro que controla o estado do escoamento acretivo é \dot{m} , e o valor crítico da taxa de acreção que divide os dois regimes é dado por (§1.4)

$$\dot{m}_{\text{crit}} \approx \alpha^2. \quad (4.9)$$

Como a solução ADAF deixa de ser válida acima do valor \dot{m}_{crit} , para $\dot{m} \leq \dot{m}_{\text{crit}}$ um ADAF existe e para $\dot{m} > \dot{m}_{\text{crit}}$ ocorre o estado de disco fino. Como uma consequência do modelo teórico adotado para a produção do jato, ocorre forte *feedback* do AGN apenas para ADAFs e o *feedback* máximo ocorre em $\dot{m} = \dot{m}_{\text{crit}}$. Para os valores dos parâmetros que adotamos, temos a seguinte eficiência de produção do jato em ADAFs,

$$L_{\text{jet}}^{\text{ADAF}} \approx 0.26 \dot{M} c^2 \text{ para } \dot{m} \leq \dot{m}_{\text{crit}}, \quad (4.10)$$

que é muito maior que a eficiência correspondente em discos finos, dada por

$$L_{\text{jet}}^{\text{SD}} \approx 8 \times 10^{-5} \dot{M} c^2 \text{ para } \dot{m} > \dot{m}_{\text{crit}}, \quad (4.11)$$

onde na equação 4.11 adotamos $m_g = \dot{m} = 1$ a título ilustrativo. As equações 4.7 e 4.10 correspondem ao modo “*radio-loud*” nas nossas simulações, e as equações 4.6 e 4.11 representam o modo “*radio-quiet*”.

4.4 Condições iniciais e parâmetros cosmológicos

Para estudar o impacto dos jatos do AGN na formação de uma galáxia disco, usamos as condições iniciais apropriadas apresentadas em Okamoto et al. (2005). Assumimos o modelo cosmológico Λ CDM (Springel et al., 2006, Bennett, 2006) com uma densidade média de matéria $\Omega_0 = 0.3$, parâmetro de Hubble $h \equiv H_0/100 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1} = 0.7$, constante cosmológica $\Omega_\Lambda \equiv \Lambda_0/(3H_0^2) = 0.7$, amplitude das flutuações de massa $\sigma_8 = 0.9$ e densidade média de bárions $\Omega_b = 0.04$.

Para gerar as condições iniciais, foi realizada uma simulação separada envolvendo apenas matéria escura num cubo periódico de lado $35.325h^{-1}\text{Mpc}$ (Okamoto et al., 2003). Nesta escala, as flutuações na densidade de matéria estão no regime linear para $z = 0$. Ao completar esta simulação, foi selecionado um halo de matéria escura que teve uma história de *mergers* calma. A massa deste halo é de $M_{\text{vir}} = 1.2 \times 10^{12}h^{-1}M_\odot$. Para criar as novas condições iniciais que dão origem a este halo, o campo de densidades inicial da simulação anterior é recriado, perturbações adicionais apropriadas com baixo comprimento de onda são adicionadas na região em que o halo se forma, e esta região é populada com partículas SPH numa razão 1:1 com as partículas de matéria escura. A região externa a esta é populada com partículas de matéria escura com o objetivo de reproduzir os campos gravitacionais apropriados. O *redshift* inicial da simulação é 50. A velocidade circular, parâmetro de spin e *redshift* de colapso do halo selecionado são $v_c(r_{\text{vir}}) = 155 \text{ km s}^{-1}$, $\lambda \equiv J|E|^{1/2}/(GM^{5/2}) = 0.038$ e $z_c \simeq 1.5$, respectivamente, onde z_c é definido como o *redshift* no qual o progenitor principal tem metade da sua massa final.

As massas das partículas SPH e de matéria escura são $\sim 2.6 \times 10^6$ e $\sim 1.7 \times 10^7 h^{-1} M_\odot$, respectivamente. Desta forma, $N_{\text{th}} = 128$ implica que halos com massas maiores que $\sim 2.6 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$ podem formar buracos negros.

4.5 Resultados

A figura 4.1 mostra *snapshots* da nossa simulação em diferentes *redshifts*. Ocorrem vários eventos de pequenos *mergers* em alto redshift ($z > 1$). A formação do disco começa em $z \sim 1$. Vários buracos negros se formam nos pequenos halos e são trazidos até o progenitor principal pelos satélites que se fundem. Há alguns buracos negros que não estão associados a quaisquer objetos estelares. Eles são espalhados no halo quando pequenos satélites, que abrigam pequenos buracos negros, são destruídos durante os *mergers*.

4.5.1 Comparação entre simulações com e sem *feedback* do AGN

Comparamos as galáxias formadas nas simulações com e sem *feedback* dos buracos negros, onde chamamos o modelo que inclui o *feedback* do AGN de modelo de “referência”. A fig. 4.2 mostra a distribuição de estrelas dentro de um cubo de $50h^{-1}$ kpc centrado nas galáxias em $z = 0$. A perspectiva nos painéis é selecionada de forma que ela seja perpendicular ou paralela ao vetor de momentum angular da componente estelar dentro de uma esfera de $10h^{-1}$ kpc. Ambas galáxias possuem discos estelares estendidos, porém a galáxia sem AGN *feedback* possui uma densidade estelar ligeiramente maior no centro. Portanto ocorre uma supressão da formação estelar no centro da galáxia na simulação com AGN *feedback*.

A fig. 4.3 mostra o perfil de brilho superficial na banda I para estas galáxias. A luminosidade estelar é computada através da soma das luminosidades bolométricas de todas as estrelas, as quais são obtidas a partir de valores gerados pelo código de síntese de populações estelares PÉGASE2 (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997). Tais valores foram tabelados como função da idade estelar assumindo metalicidade solar (constatou-se que a dependência da luminosidade na metalicidade é fraca). A principal diferença entre as galáxias com e sem AGN *feedback* não está na distribuição de brilho superficial central, mas na escala de tamanho dos discos estelares, ou seja, a galáxia sem AGN *feedback* tem um disco mais estendido que a galáxia com AGN. Ajustes usando o perfil de brilho exponencial $I_\lambda(r) = I_0 e^{-r/r_d}$, onde r_d é a escala de tamanho do disco, resultam nos valores $r_d \sim 4$ e 5.4 kpc para as galáxias com e sem AGN *feedback*, respectivamente.

A história de formação estelar das estrelas situadas dentro de $25h^{-1}$ kpc do centro galáctico em $z = 0$ é mostrada na fig. 4.4. Para $z > 1$ ambas galáxias possuem histórias de formação estelar bastante similares, cujos picos estão situados em $z \sim 1.5$. Antes deste redshift, o *feedback* não é forte o suficiente para afetar significativamente a formação estelar; o valor máximo da taxa de formação estelar é ligeiramente reduzido devido ao *feedback*.

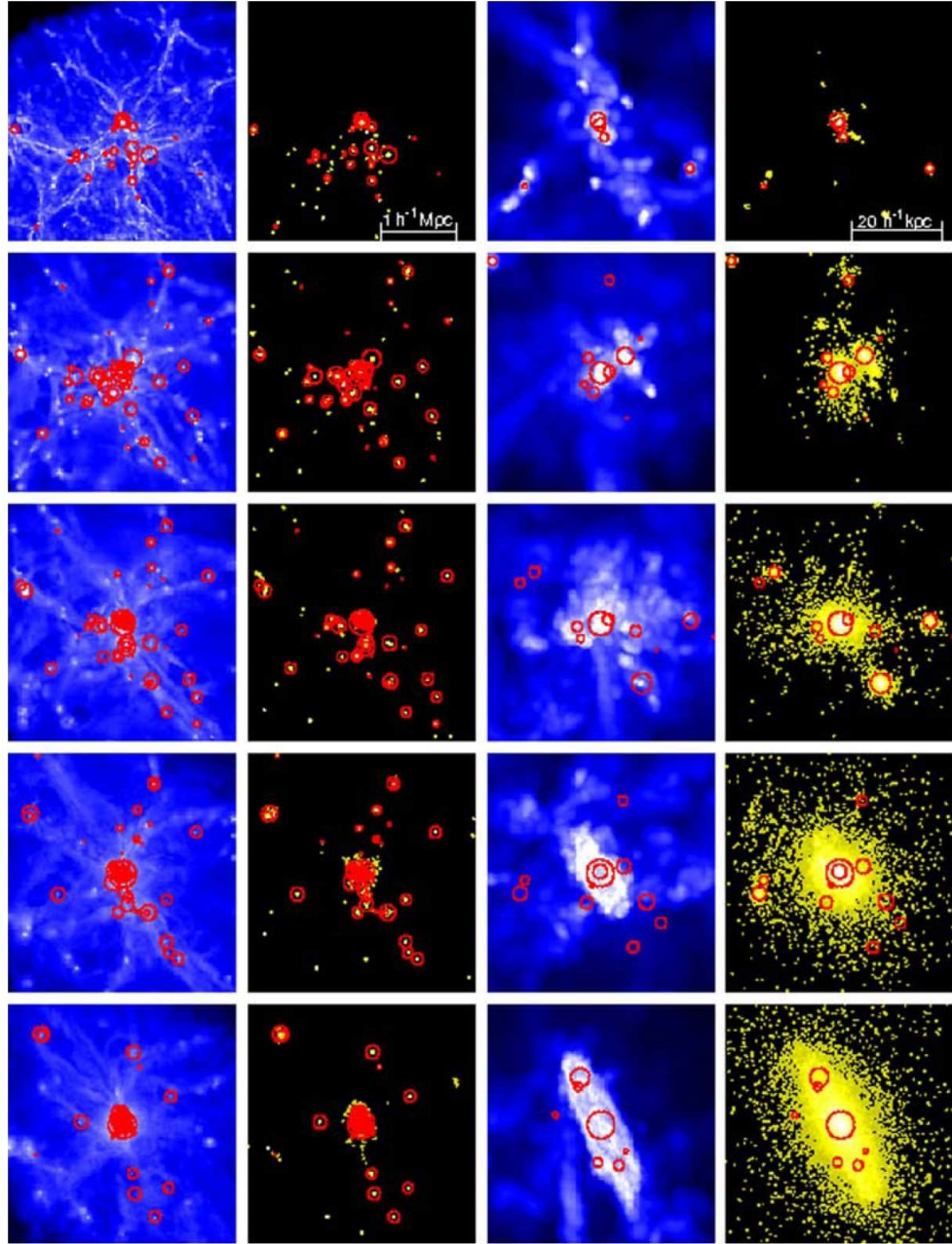


Figura 4.1: *Snapshots* da simulação de referência, que inclui o efeito do *feedback* dos buracos negros. As linhas de figuras correspondem a $z = 6, 3, 2, 1$, e 0 começando a partir do topo. A primeira e segunda colunas mostram as distribuições de gás e estrelas, respectivamente, num cubo comóvel de $3 h^{-1} \text{ Mpc}$ centrado no progenitor principal da galáxia, onde o brilho representa a densidade projetada. A terceira e a quarta colunas mostram as distribuições de gás e estrelas num cubo físico de $50 h^{-1} \text{ kpc}$. Os círculos em cada painel indicam as posições das partículas que representam os buracos negros, e os seus raios são proporcionais ao logaritmo das massas dos buracos negros.

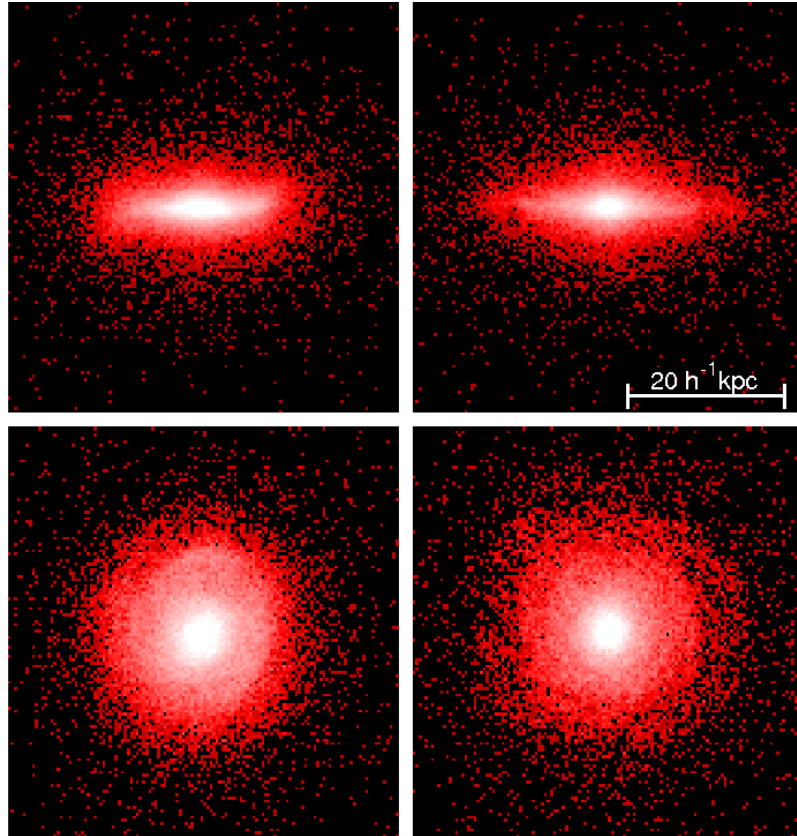


Figura 4.2: Projeção das distribuições de estrelas dentro de um cubo de $50 h^{-1}$ kpc centrado nas galáxias em $z = 0$. Os painéis esquerdo e direito mostram as simulações sem e com *feedback* dos buracos negros, respectivamente. Os ângulos de visada são *edge-on* nos painéis superiores e *face-on* nos painéis inferiores. O brilho indica a densidade de massa estelar projetada.

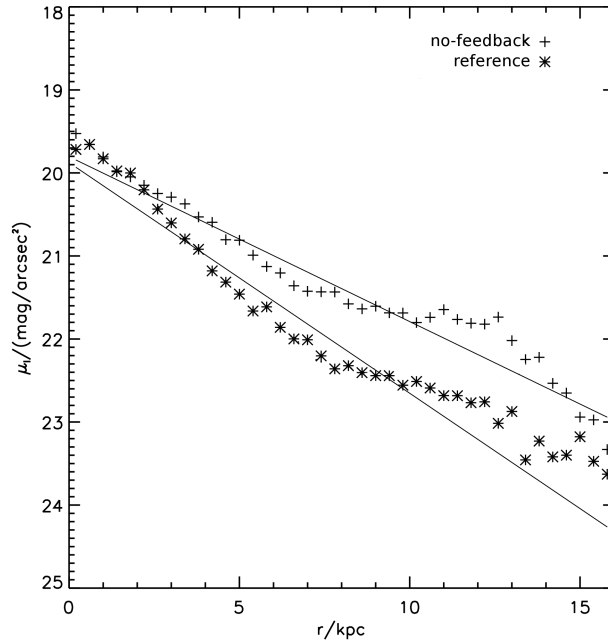


Figura 4.3: Perfil de brilho superficial na banda I para as galáxias com (*) e sem (+) AGN *feedback*. As linhas correspondem a perfis exponenciais para $r < 15$ kpc com escalas de tamanho de 5.4 kpc (sem AGN) e 4 kpc (com AGN).

Depois do *starburst*, a galáxia com AGN *feedback* tem sua taxa de formação de estrelas reduzida em comparação com a galáxia sem atividade nuclear. Portanto o AGN *feedback* torna-se importante para esta galáxia apenas para baixos redshifts ($z < 1$). A menor taxa de formação estelar na galáxia com atividade nuclear explica o seu disco menos extenso na figura 4.3, já que é a formação estelar após $z \sim 1$ que “constrói” o disco estelar (ver fig. 4.1). É importante notar que o nosso mecanismo de AGN *feedback* não termina completamente a formação estelar e portanto não inibe a formação do disco.

A figura 4.5 mostra a evolução da massa do buraco negro central no progenitor principal e taxa de acreção de massa em unidades da taxa de Eddington. Convém notar que \dot{M} é diferente da taxa de crescimento da massa do buraco negro \dot{M}_{BH} , pois esta inclui também os acréscimos de massa causados por *mergers* entre buracos negros. A massa do buraco negro central aumenta rapidamente até $t \sim 5.5$ Ganos, quando o *starburst* cessa. Os “saltos” observados na variação da massa devem-se aos *mergers* de buracos negros. A massa final do buraco negro é $M_{\text{BH}} \approx 10^7 M_{\odot}$. Tal massa, dentro de um esferóide de $M_{\text{sp}} \approx 10^{10} M_{\odot}$, obedece à correlação observada entre a massa dos buracos negros e massa dos esferóides na qual $M_{\text{BH}}/M_{\text{sp}} \sim 0.001$ (e.g., Marconi & Hunt 2003). Depois de $z = 1$, tanto a massa do buraco negro quanto a da componente esferoidal dificilmente variam.

O consumo do gás disponível pela formação estelar explica a diminuição da taxa de acreção. Em $t \sim 5.5$ Ganos, \dot{m} atinge o valor crítico \dot{m}_{crit} , abaixo do qual o disco de

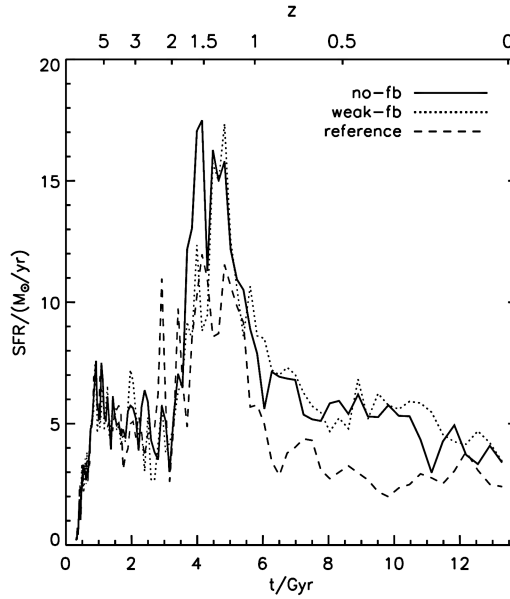


Figura 4.4: História de formação das estrelas (taxa de formação de estrelas como função do tempo) situadas dentro de $25h^{-1}$ kpc do centro galáctico em $z = 0$. As linhas tracejada (*reference*) e contínua (*no-fb*) correspondem a galáxias simuladas com e sem *feedback* dos buracos negros, respectivamente. A linha pontilhada mostra o resultado de uma simulação na qual o AGN *feedback* é menos efetivo ($\epsilon_{\text{jet}} = 0.01$, *weak-fb*).

acrecção se torna um ADAF. Nosso modelo produz o *feedback* máximo quando $\dot{m} = \dot{m}_{\text{crit}}$. Tal época é indicada pelo cruzamento da linha preenchida com a linha horizontal tracejada no painel inferior da fig. 4.5. Uma vez que o escoamento se torna um ADAF para $z < 1$, a taxa de acreção cai a zero rapidamente e praticamente não há mais acreção de massa, exceto devido a alguns eventos de acreção episódicos. Isto implica que praticamente não há atividade de formação estelar no centro do progenitor principal para $z < 1$. Na galáxia sem AGN *feedback* ainda ocorre um episódio contínuo de acreção de massa ao buraco negro no intervalo de tempo $\sim 6 - 8$ Ganos, porque a formação estelar não é suprimida pelo efeito do AGN e é maior em comparação com a galáxia com *feedback*. Assim, a massa do buraco negro resultante na galáxia sem atividade nuclear é ligeiramente maior que na galáxia com AGN, $M_{\text{BH}} \approx 2 \times 10^7 M_{\odot}$.

No modelo de referência, o AGN *feedback* não suprime diretamente a formação estelar pois a energia é injetada no gás quente difuso do halo ($\rho < 0.1\rho_{\text{th}}$) e não no gás frio e denso que forma estrelas. Assim, é a supressão do esfriamento do gás no halo ao redor do centro da galáxia que é responsável pela diminuição da formação estelar. O caráter impulsivo observado na série temporal de \dot{m} implica a existência de um ciclo auto-regulado que opera entre o esfriamento do gás, a formação estelar e a produção de jatos pelo ADAF.

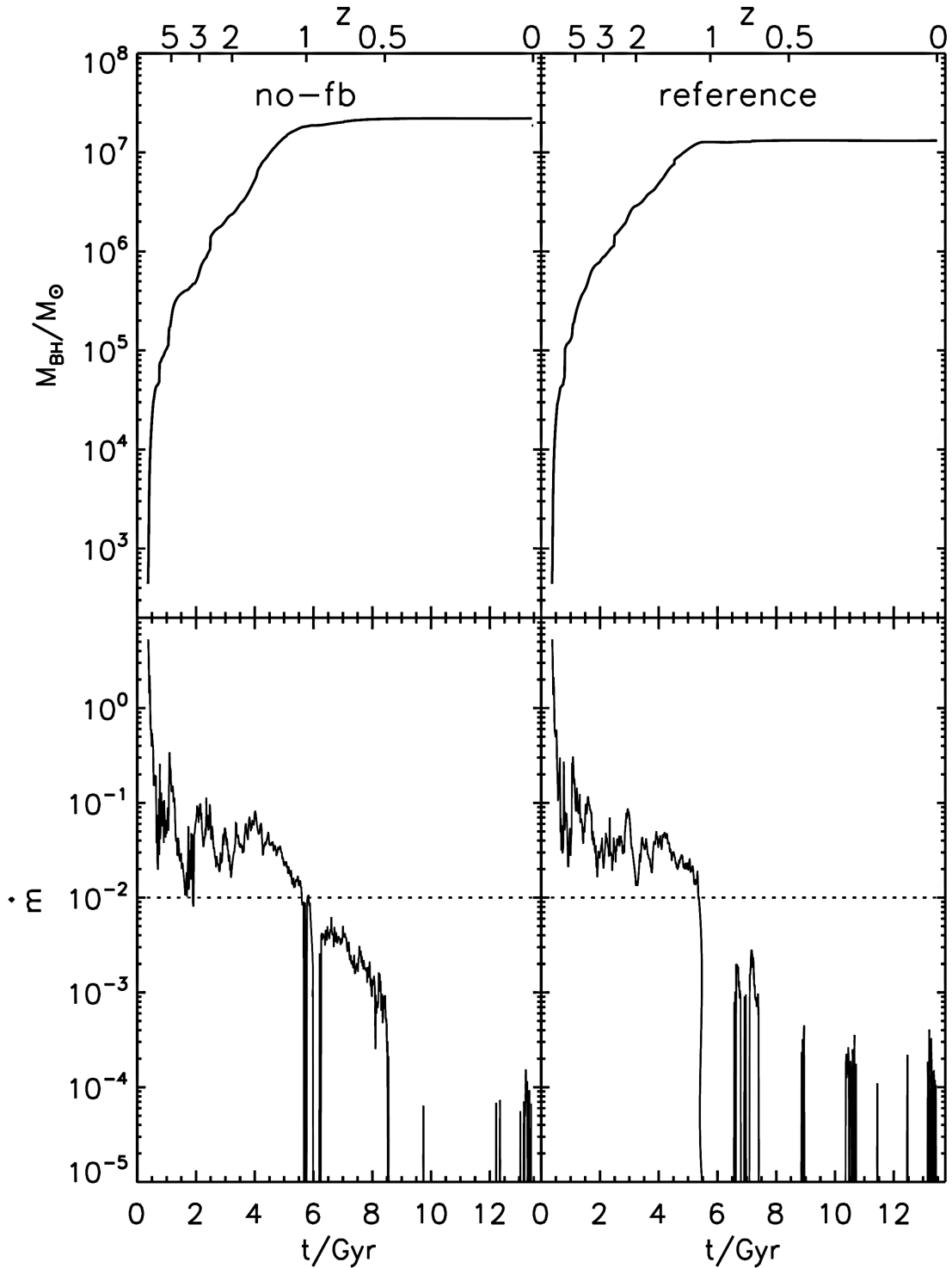


Figura 4.5: **Painel superior:** evolução da massa do buraco negro central. **Painel inferior:** taxa de acreção de massa no buraco negro central em termos da taxa de Eddington ($\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$). A linha horizontal tracejada indica a taxa de acreção crítica \dot{m}_{crit} abaixo da qual o escoamento acretivo torna-se um ADAF. O lado esquerdo da figura mostra os resultados do modelo sem *feedback* dos buracos negros (*no-fb*), enquanto o lado direito ilustra a simulação que inclui este *feedback* (*reference*).

4.5.2 Importância relativa do AGN

Para ilustrar a importância relativa do AGN na formação da galáxia, mostramos a luminosidade bolométrica irradiada pelas estrelas e pelo AGN no painel superior da fig. 4.6. Para estimar a luminosidade do AGN, assumimos que a eficiência de conversão da energia da massa de repouso do escoamento acretivo em radiação ($L_{\text{AGN}}/(\dot{M}c^2)$) é 10% para um disco fino padrão e para o ADAF nós usamos a equação

$$\eta_{\text{ADAF}} = 0.1 \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{crit}}} + \delta + 10^{-3} \right) \quad (4.12)$$

onde δ representa a fração da energia gerada por turbulência MHD que aquece diretamente os elétrons (Quataert, 2001). Adotando $\delta = 0.1$, que é um valor comumente usado em modelos espectrais dos ADAFs (e.g., Nemmen et al. 2006, Narayan & McClintock 2008), então tipicamente $\eta_{\text{ADAF}} \sim 0.01$. A eficiência radiativa de um disco fino pode ser maior que 10% no caso de um buraco negro de Kerr, e pode atingir eficiências tão altas quanto 42% para um buraco negro com rotação extrema (Novikov & Thorne, 1973).

Obtemos que a galáxia é sempre mais brilhante que o AGN, o que é esperado para galáxias espirais. Para $z > 1$ a acreção de gás ao buraco negro ocorre através de um disco fino, e o AGN é relativamente luminoso em comparação com o progenitor principal. Uma vez que o AGN torna-se um ADAF, as baixas taxas de acreção – causadas pela supressão da formação estelar no centro devido ao AGN *feedback* – fazem com que o AGN torne-se praticamente “invisível” em relação à galáxia. Este resultado sugere que a galáxia hospedeira torna-se similar a uma galáxia espiral que hospeda um LLAGN (e.g., um LINER)! O LLAGN resultante passa por ciclos de atividade, onde há períodos em que não há atividade nuclear ($L_{\text{AGN}} \approx 0$, $\dot{m} \approx 0$) e a galáxia não apresenta atividade nuclear, ou seja, é inativa.

No painel inferior da fig. 4.6 nós mostramos as potências de *feedback* geradas pelas supernovas e pelos jatos do AGN. Até o final do *starburst*, a energia do *feedback* é dominada pela energia produzida pelas supernovas; quando o disco de acreção torna-se um ADAF, o aquecimento impulsivo dos jatos do AGN subitamente excede a potência das supernovas. Esta é uma importante característica do nosso mecanismo de AGN *feedback*. Estudos independentes (Heinz et al., 2007, Körtling et al., 2008) indicam que a potência cinética dos LLAGNs de fato pode exceder a potência liberada pelas supernovas. Os eventos impulsivos na fig. 4.6 representam épocas nas quais o AGN seria visto como *radio-loud*, e constituem o “modo radio-loud” de operação do AGN. É interessante notar que o AGN passa a maior parte do tempo no “modo radio-quiet” e apenas uma fração de $\approx 9\%$ do tempo no modo radio-loud (na galáxia sem *feedback* do AGN esta fração de tempo é $\approx 25\%$). Apesar de a energia gerada pelo AGN *feedback* ser transferida em eventos episódicos para o gás do halo ao redor do centro galáctico, ela aquece o gás significativamente e, como resultado, o gás do halo no centro não é capaz de sofrer resfriamento por um longo período. Assim, o

aquecimento intermitente devido aos jatos produzidos pelo ADAF efetivamente suprime a formação estelar no centro do progenitor principal.

4.6 Discussão

Gostaríamos de mencionar que Sijacki et al. (2007) propuseram independentemente um mecanismo de *feedback* do AGN que é semelhante ao mecanismo que nós propusemos, e empregaram tal metodologia em simulações hidrodinâmicas cosmológicas da formação de galáxias massivas e aglomerados de galáxias. Sijacki et al. (2007) chama o regime de acreção de disco fino de “regime quasar” e o regime ADAF de “*bubble feedback*”. A diferença essencial no mecanismo de *feedback* proposto por Sijacki et al. é que no regime ADAF a energia produzida pelos jatos é introduzida na forma de bolhas esféricas injetadas no gás, ao invés de acoplarem a potência do jato diretamente com a energia térmica do gás ao redor do AGN. Além disso, Sijacki et al. (2007) não modelaram a física em si da acreção e a relação do regime de acreção com o *feedback*. Em vez disso, eles adotaram um modelo fenomenológico para o *feedback* dos buracos negros, onde os diferentes modos de acreção correspondem a diferentes eficiências de *feedback* do AGN, atribuídas de forma *ad hoc*.

Uma discussão detalhada dos resultados da implementação do nosso mecanismo proposto de *feedback* dos jatos do AGN na simulação numérica da formação de uma galáxia disco, bem como a comparação dos resultados teóricos com a atividade nuclear observada em galáxias disco, podem ser encontrados no artigo Okamoto et al. (2008), que consta anexado no apêndice C.

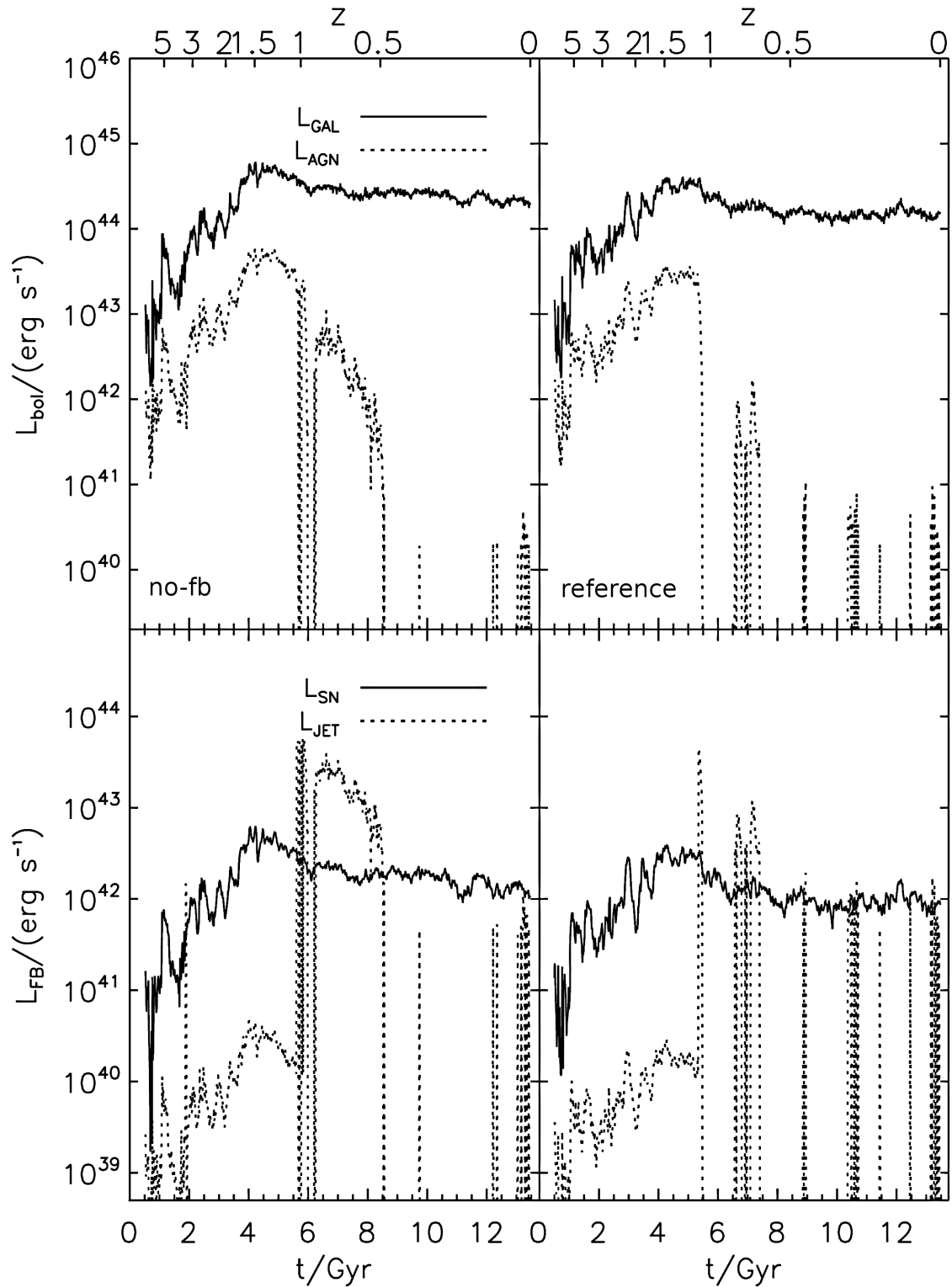


Figura 4.6: **Painel superior:** luminosidade bolométrica irradiada pelas estrelas (linha contínua) e pelo AGN (linha pontilhada). Uma eficiência radiativa de 10% é assumida para os discos finos padrões e para os ADAFs a eficiência típica é 1% (eq. 4.12). **Painel inferior:** potência de *feedback* liberada pelas supernovas (linha contínua) e pelos jatos do AGN (linha pontilhada). O lado esquerdo da figura mostra os resultados do modelo sem *feedback* dos buracos negros (*no-fb*), enquanto o lado direito ilustra a simulação que inclui este *feedback* (*reference*).

Capítulo 5

Conclusões

For the truth of the conclusions of physical science, observation is the supreme Court of Appeal.

Arthur Stanley Eddington, in “The Philosophy of Physical Science” (1938)

Neste trabalho, estudamos diferentes aspectos da astrofísica dos buracos negros supermassivos que acretam gás a baixas taxas de acreção, que habitam o centro da maior parte das galáxias na época presente. Tais buracos negros dão origem à população dominante de AGNs nas galáxias próximas, os AGNs de baixa luminosidade (LLAGNs), que são o foco do nosso estudo. Apresentamos o modelo físico que é favorecido pelas observações para explicar a acreção de gás a estes buracos negros “subalimentados”, o ADAF (ver capítulo 1). Nos capítulos 2 e 3 calculamos diferentes consequências observacionais implicadas pela ocorrência deste modo de acreção no núcleo das galáxias próximas. No capítulo 4 inferimos as possíveis maneiras como este regime de acreção pode afetar a formação de uma galáxia espiral típica através da produção dos jatos.

No **capítulo 2** inferimos que teoricamente espera-se que o modo ADAF esteja naturalmente associado com a produção de jatos relativísticos intensos. Estudamos dois modelos físicos para a geração da energia transportada pelos jatos produzidos por um ADAF ao redor de um buraco negro de Kerr: o modelo de Blandford-Znajek (BZ) e o modelo híbrido proposto por Meier (2001). Incorporamos efeitos de relatividade geral que não foram plenamente apreciados em trabalhos anteriores. Obtemos que a potência do jato P_{jet} em ambos modelos varia linearmente com a taxa de acreção de gás no buraco negro \dot{M} , e que P_{jet} apresenta uma forte dependência com o spin do buraco negro, semelhante à dependência calculada em complexas simulações numéricas da formação de jatos (McKinney, 2005, Hawley & Krolik, 2006). A nossa análise indica que a eficiência de produção dos jatos $\eta_{\text{jet}} = P_{\text{jet}}/(\dot{M}c^2)$ pode chegar a valores tão altos quanto 22% (modelo BZ) e 48% (modelo híbrido) quando o spin aproxima-se do valor máximo. As potências do jato resultante

são altas o suficiente para que os jatos depositem energia no ambiente do AGN e criem mecanismos de *feedback*, capazes de afetar a própria evolução da galáxia hospedeira.

Usamos os modelos de produção do jato para compreender a correlação empírica entre a taxa de acreção e a potência do jato em galáxias elípticas gigantes que hospedam LLAGNs, derivada originalmente por Allen et al. (2006) e posteriormente confirmada por Merloni & Heinz (2007), Balmaverde et al. (2008). Adotando valores típicos do parâmetro de viscosidade do escoamento acretivo $\alpha \sim 0.04 - 0.3$, a correlação \dot{M}_{Bondi} vs. P_{jet} implica um intervalo pequeno de spins $j \approx 0.75 - 1$ e taxas de acreção $\dot{M} \approx (0.04 - 1)\dot{M}_{\text{Bondi}}$. Na condição de que a taxa de acreção esteja sujeita à restrição $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{\text{ADAF}} \sim \alpha\dot{M}_{\text{Bondi}}$, consistente com o modelo ADAF, encontramos que a correlação observada implica $j \gtrsim 0.9$; i.e., *a correlação implica buracos negros com rotação extremamente rápida no centro das galáxias elípticas que hospedam LLAGNs*. Tal conclusão é reforçada se o escoamento acretivo sofrer perda de massa, energia e momentum angular via ventos/*outflows*, e concorda com estimativas teóricas e observacionais dos spins de buracos negros massivos nos centros das galáxias no universo local (e.g., Volonteri et al. 2005, 2007, Wang et al. 2006, Lagos et al. 2009, porém ver King et al. 2008, Merloni & Heinz 2008).

No **capítulo 3**, obtivemos que a presença de buracos negros supermassivos “sub-nutridos” nos LLAGNs acretando no modo ADAF – e os jatos relativísticos associados – é marcada pela emissão contínua característica destes sistemas. Com o objetivo de *construir um cenário unificado para a natureza física da distribuição espectral de energia (SED) dos LLAGNs*, nós modelamos as SEDs de um conjunto de 17 LINERs selecionadas da amostra de Eracleous et al. (2009). Os LINERs representam a classe de AGNs de menor luminosidade e grau de atividade nuclear, e são o elo de ligação entre as galáxias ativas e as normais (Ho, 2008). *Concluimos que a natureza das fontes centrais dos LINERs estudados pode ser interpretada com sucesso no contexto do modelo ADAF, com a contribuição da emissão de um jato relativístico*.

Dadas as massas dos buracos negros da amostra de LINERs $M \sim 10^7 - 10^9 M_{\odot}$ e luminosidades bolométricas $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}} \sim 10^{-8} - 10^{-4}$, derivamos a partir da nossa modelagem o intervalo de taxas de acreção $\dot{M} \sim 10^{-4} - 10^{-2}\dot{M}_{\text{Edd}}$, que são consistentes com as estimativas da taxa de acreção de Bondi quando disponíveis. Calculamos valores do raio de transição entre o ADAF interno e o disco fino externo no intervalo $R_{\text{tr}} \sim 50 - 10^4 R_S$. As taxas de ejeção de matéria no jato derivadas situam-se no intervalo $\dot{M}_{\text{jet}} \sim 10^{-8} - 10^{-4}\dot{M}_{\text{Edd}}$, que implicam os valores da potência cinética do jato no intervalo $P_{\text{jet}} \sim 10^{40} - 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ dependendo do modelo adotado, tipicamente superando a luminosidade bolométrica por um fator de cinco (figura 3.24). Nossos resultados sugerem que em média uma fração de $\sim 10^{-3}$ da matéria que adentra o ADAF é transferida no jato relativístico e que $\sim 1\%$ da energia de repouso associada a esta massa é transformada em energia cinética dos jatos, embora haja uma apreciável incerteza na determinação dos parâmetros do jato a partir

dos ajustes espectrais. Por outro lado, a eficiência radiativa do ADAF é $\lesssim 10^{-3}$. Estes resultados indicam que os LLAGNs apesar de suas baixas luminosidades comparadas com AGNs mais luminosos, produzem jatos intensos nos quais a potência cinética é consideravelmente maior que a energia irradiada no escoamento, em acordo com os resultados de estudos independentes (e.g., Heinz et al. 2007, Merloni & Heinz 2007, Körding et al. 2008, Shankar et al. 2008, Merloni & Heinz 2008). Não encontramos uma correlação clara entre a taxa de acreção e a taxa de ejeção a partir dos parâmetros inferidos da nossa modelagem, e apontamos as possíveis explicações para este resultado na seção 3.3.5.

Constatamos que os LINERs da nossa amostra seguem bastante bem o “plano fundamental dos buracos negros” derivado por Merloni et al. (2003), Falcke et al. (2004), que relaciona a massa do buraco negro e as luminosidades em rádio e raios X, o que indica que estes objetos são representativos da população geral de LLAGNs no que diz respeito à sua emissão compacta. A partir da nossa modelagem das SEDs, concluímos que cada região do espectro é dominada por um determinado processo radiativo que ocorre em uma parte distinta do escoamento. A emissão rádio ($\lambda > 1$ mm) origina-se principalmente do efeito síncrotron do jato. A emissão no intervalo 1 mm – 100 μ m (rádio – infravermelho) é dominada pela radiação síncrotron do ADAF. A emissão no intervalo 10 μ m – 1 μ m (IR – óptico) provém quase que inteiramente da emissão térmica do disco fino truncado, quando o raio de transição entre o ADAF e o disco fino é suficientemente pequeno ($R_{\text{tr}} \sim 50 - 500$). Os dados disponíveis neste intervalo espectral não descartam a possibilidade de que em todos os LINERs o raio de transição seja pequeno, embora em muitos casos seja difícil estimar com precisão a importância do disco fino devido à qualidade dos dados. No caso em que $R_{\text{tr}} \gtrsim 500$ (ou se o disco fino estiver ausente), a radiação do disco fino não é importante e a emissão no IR é dominada pela radiação síncrotron do jato.

Nós exploramos uma região plausível do espaço de parâmetros que caracteriza a dinâmica e microfísica do escoamento, e dada a incerteza nos valores destes parâmetros, constatamos que diferentes cenários físicos envolvendo o ADAF e o jato são possíveis para explicar a emissão para $\lambda < 1\mu\text{m}$, particularmente em raios X. No primeiro cenário possível, o espalhamento Compton inverso dos fótons no ADAF domina completamente a emissão em raios X (e $\lambda < 1\mu\text{m}$), cenário que denominamos de ADX (ADAF domina raios X). No segundo cenário, a emissão síncrotron opticamente fina na base do jato domina completamente o espectro em raios X, cenário a que chamamos de JDX (jato domina raios X). Por construção, também é possível um modelo no qual o jato e o ADAF contribuem com intensidades equivalentes em raios X, e de fato constatamos que este é tipicamente o caso quando fixamos os parâmetros do ADAF $\delta \approx s = 0.3$ seguindo a modelagem da SED de Sgr A* com o modelo ADAF por Yuan et al. (2003b, 2006) (onde δ regula o aquecimento dos elétrons no plasma e s controla a intensidade do vento proveniente do ADAF); chamamos este cenário de MW (de *Milky Way*). Em suma, usando somente o espectro contínuo em

raios X e dada a incerteza atual no conhecimento sobre a física dos plasmas no ADAF e jato, é difícil distinguir qual o cenário físico que melhor explica a origem da emissão raios X em LLAGNs: o ADAF, o jato ou possivelmente uma combinação de ambos. Discutimos possíveis abordagens no futuro que permitam lançar luz sobre a questão da origem dos raios X nos LLAGNs na seção 3.4.

No **capítulo 4**, estudamos o impacto que os jatos produzidos pelos LLAGNs pode acarretar na formação das galáxias. Introduzimos uma nova metodologia para o mecanismo de acreção ao buraco negro e o *feedback* devido ao AGN, passível de implementação em simulações cosmológicas da formação de galáxias pré-existentes. Distinguimos entre dois modos de acreção no buraco negro: disco fino padrão (para $\dot{M} > \dot{M}_{\text{crit}}$) e ADAF ($\dot{M} < \dot{M}_{\text{crit}}$, onde \dot{M}_{crit} é a taxa de acreção crítica que separa os dois modos de acreção). Neste modelo, seguindo as considerações físicas dos capítulos 2 e 3, a produção de jatos intensos e o consequente efeito de *feedback* associado ocorre apenas no modo ADAF a baixas taxas de acreção. A nossa metodologia para o *feedback* dos buracos negros foi implementada para estudar a co-evolução entre o buraco negro central e a sua galáxia disco hospedeira através de uma simulação cosmológica. Esta simulação inclui também uma metodologia desenvolvida previamente (Okamoto et al., 2005) para modelar a formação estelar, *feedback* devido a supernovas, e a alimentação do buraco negro central. O modelo para estimar a taxa de acreção no buraco negro é baseado no efeito de Poynting-Robertson (ou *radiation drag*; Umemura 2001, Kawakatu & Umemura 2002) causado pela radiação das estrelas do bojo, que conecta a atividade de formação estelar no centro galáctico em escalas de kpc com a taxa de acreção no buraco negro.

Os resultados da simulação demonstram que se 10% da potência cinética do jato for transferida para o gás ambiente difuso ao redor do centro galáctico, aquecendo-o, ou 100% da potência for transferida para o meio interestelar denso, então o impacto energético dos jatos passa a ser importante. Neste caso, depois que a maior parte da formação estelar cessa devido ao consumo do gás pelo *starburst* no centro da galáxia, a taxa de acreção cai abaixo do valor crítico e o disco de acreção se torna um ADAF. Neste momento, o crescimento do buraco negro central é praticamente interrompido, e o AGN *feedback* torna-se importante à medida que os jatos do AGN aquecem o gás do halo e suprimem o seu resfriamento, particularmente no centro galáctico. Consequentemente, a taxa de formação de estrelas no centro é reduzida a praticamente zero.

Para $z > 1$ o AGN é relativamente brilhante (buraco negro acretando no modo disco fino) em relação a galáxia hospedeira e emite jatos fracos (*radio-quiet AGN*). Após o *starburst* ($z < 1$), a falta de gás para alimentar o buraco negro central faz com que o AGN torne-se praticamente “invisível” (acreção no modo ADAF) e a *galáxia hospedeira* passe a se assemelhar a uma galáxia disco que hospeda um LLAGN (*i.e.*, núcleo semelhante a um LINER). Neste estágio, mesmo uma pequena atividade de formação estelar ao redor

do buraco negro causa a produção de jatos (estado *radio-loud* do AGN) que regulam o esfriamento do gás no centro, ocasionando um padrão intermitente estocástico de acreção de massa no buraco negro e ciclos de atividade do AGN, onde há períodos em que não há atividade nuclear e a galáxia é inativa como a Via Láctea. *As propriedades do galáxia disco simulada e da sua atividade nuclear estão em amplo acordo com as propriedades inferidas das observações da atividade nuclear em galáxias disco*, no que concerne a duração da atividade nuclear ($10^8 - 10^9$ anos), os valores típicos da luminosidade bolométrica do AGN ($L_{\text{bol}} \sim 10^{41} - 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$) e potências do jato ($P_{\text{jet}} \sim 10^{42} - 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$).

Apêndice A

Modelagem do espectro do escoamento acretivo e jato

Neste apêndice descrevemos as hipóteses e equações básicas para o cálculo do espectro do escoamento acretivo e do jato, usado na modelagem das SEDs da amostra de LINERs do capítulo 3. Tal modelo foi descrito em linhas gerais na seção 3.2: a parte interna do escoamento acretivo é composta por um ADAF, que a partir do raio de transição R_{tr} torna-se um disco de acreção fino. Na proximidade do buraco negro, parte do plasma que compõe o ADAF é ejetado na direção perpendicular ao plano do disco em um jato relativístico colimado. A estrutura do escoamento é ilustrada na figura 1.6. Nosso objetivo não é descrever em detalhes a teoria envolvida na modelagem dos processos radiativos que ocorrem nas diferentes componentes do escoamento dada a sua considerável complexidade, porém pretendemos dar uma visão geral dos mesmos.

Os códigos que calculam o espectro contínuo do escoamento que utilizamos foram gentilmente cedidos por Feng Yuan. O conjunto de rotinas foi escrito e aperfeiçoado por Feng Yuan, Ramesh Narayan e colaboradores ao longo dos últimos 15 anos na linguagem *Fortran 77*. O cálculo do espectro do disco fino e do jato não são custosos numericamente, porém a obtenção do espectro do ADAF é computacionalmente trabalhosa. Além de adaptarmos os códigos-fontes originais de Yuan et al. para atender às nossas necessidades, desenvolvemos um conjunto de rotinas na linguagem *Perl* que facilitam o cálculo do espectro para um dado conjunto de parâmetros de entrada, o que é particularmente notável no caso do cálculo da SED do ADAF. A nossa contribuição neste sentido é descrita na seção A.2. Escrevemos diversas rotinas na linguagem *IDL* para analisar e graficar as SEDs.

Na exposição que segue adotamos um sistema de coordenadas cilíndricas (R, ϕ, z) , supomos que o escoamento possui simetria em torno do eixo de rotação z ($\partial/\partial\phi = 0$) e é estacionário ($\partial/\partial t = 0$).

A.1 Disco fino “truncado”

A estrutura do disco fino é descrita em detalhes em Frank et al. (2002). Supomos que $H \ll R$ onde H é a escala de altura do disco definida por $H \equiv c_s/\Omega_K$, Ω_K é a velocidade angular Kepleriana e $c_s \equiv (p/\rho)^{1/2}$ é a velocidade do som. Escrevemos a equação de Navier-Stokes

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f}, \quad (\text{A.1})$$

onde $\boldsymbol{\sigma}$ é o tensor de tensões (*stress tensor*) e \mathbf{f} representa as forças externas por unidade de volume que atuam em cada elemento de fluido. A componente radial desta equação pode ser escrita como

$$v_R \frac{\partial v_R}{\partial R} - \frac{v_\phi^2}{R} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} + \frac{GM}{R^2} = 0 \quad (\text{A.2})$$

levando em conta o potencial gravitacional do astro central $\Phi = -GM/r$ na aproximação Newtoniana, onde M é a massa do astro central e r é o raio esférico. O primeiro e o terceiro termo da equação (A.2) são desprezíveis comparados com os demais termos devido à hipótese de disco fino, de forma que a velocidade circular v_ϕ é Kepleriana,

$$v_\phi = v_K = \left(\frac{GM}{R} \right)^{1/2}. \quad (\text{A.3})$$

Pode-se demonstrar que a velocidade radial v_R é pequena comparada com v_ϕ ($v_R \ll v_\phi$) e a velocidade circular é supersônica ($v_\phi \gg c_s$).

A viscosidade do disco é parametrizada através da prescrição α (Shakura & Sunyaev, 1973),

$$\nu = \alpha c_s H, \quad (\text{A.4})$$

onde ν é a viscosidade cinemática (não confundir com a frequência) e α é um parâmetro fenomenológico que quantifica a ignorância a respeito do mecanismo físico responsável pela viscosidade no gás, sendo que geralmente $\alpha < 1$. O cisalhamento viscoso (*shear viscosity*) além de dissipar energia também remove momentum angular do disco, transportando-o para fora. Uma discussão geral sobre cisalhamento viscoso e a prescrição α pode ser encontrada nas seções 4.6 – 4.8 de Frank et al. (2002). O mecanismo responsável pela origem da viscosidade nos escoamentos acretivos, que explica a magnitude e a dependência radial de ν , é a turbulência MHD na forma da instabilidade magnetorrotacional, redescoberta no contexto dos discos de acreção por Balbus & Hawley (1991). Para uma revisão sobre este mecanismo recomendamos ao leitor os artigos de revisão Balbus & Hawley (1998) e Balbus (2003).

O disco é assumido opticamente espesso na direção vertical ($\tau \gg 1$, onde τ é a profundidade óptica). O transporte radiativo na direção vertical é tratado analogamente ao

transporte radiativo radial nas estrelas, sendo que a dissipação viscosa ocorre no interior do disco; a geometria é plano-paralela e a opacidade é descrita pela opacidade de Rosseland, aproximada pela lei de Kramers. Assim, cada anel infinitesimal que compõe o disco emite localmente como um corpo negro caracterizado por uma certa temperatura efetiva $T(R)$, definida por

$$\sigma T^4(R) = D(R) \Rightarrow T(R) = \left\{ \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3\sigma} \left[1 - \left(\frac{R_{\text{in}}}{R} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/4}, \quad (\text{A.5})$$

onde R é a posição do anel, $D(R)$ é a taxa de dissipação viscosa por unidade de área do disco, σ é a constante de Stefan-Boltzmann e $R_{\text{in}} = 3R_{\text{S}}$ é o raio interno do disco, assumindo um buraco negro sem rotação (Schwarzschild).

A emissão do disco é obtida integrando a contribuição de todos os anéis, de forma que

$$L_{\nu} = \frac{16\pi^2 h \cos i \nu^3}{c^2} \int_{R_{\text{tr}}}^{R_{\text{out}}} \frac{R dR}{e^{h\nu/kT(R)} - 1}, \quad (\text{A.6})$$

onde i é o ângulo da linha de visada do observador com a normal do disco, R_{tr} é o raio interno onde o disco é “truncado”, R_{out} é o raio externo onde ele termina, e ν a partir deste ponto passa a ser definida como a frequência da radiação emitida. Percebemos o resultado notável de que o espectro emitido por um disco fino opticamente espesso independe da prescrição da viscosidade. A forma de L_{ν} corresponde à superposição da emissão de uma série de corpos negros com temperaturas variáveis. A figura A.1 mostra o espectro esquemático de um disco fino.

Levamos em conta a iluminação do disco fino pela radiação do ADAF, que absorve e reprocessa uma parte dessa radiação, e o restante é refletido. A emissão do disco fino iluminado pelo ADAF é feita usando o modelo proposto por Chiang (2002), Chiang & Blaes (2003). Convém notar que para os parâmetros típicos que adotamos, o espectro do disco fino iluminado é praticamente idêntico ao espectro de um disco que não sofre iluminação.

Assim, os parâmetros que descrevem o espectro emitido por um disco fino ao redor de um buraco negro são M , \dot{M} , i , R_{tr} e R_{out} . Como mencionamos na seção 3.2.2, fixamos $R_{\text{out}} = 10^5 R_{\text{S}}$ na nossa modelagem. Para $R < R_{\text{tr}}$, o disco fino transforma-se num ADAF através de mecanismos que não são bem compreendidos (Meyer & Meyer-Hofmeister, 1994, Narayan et al., 1998, Narayan & McClintock, 2008), de forma que o raio externo do ADAF é igualado ao raio interno do disco.

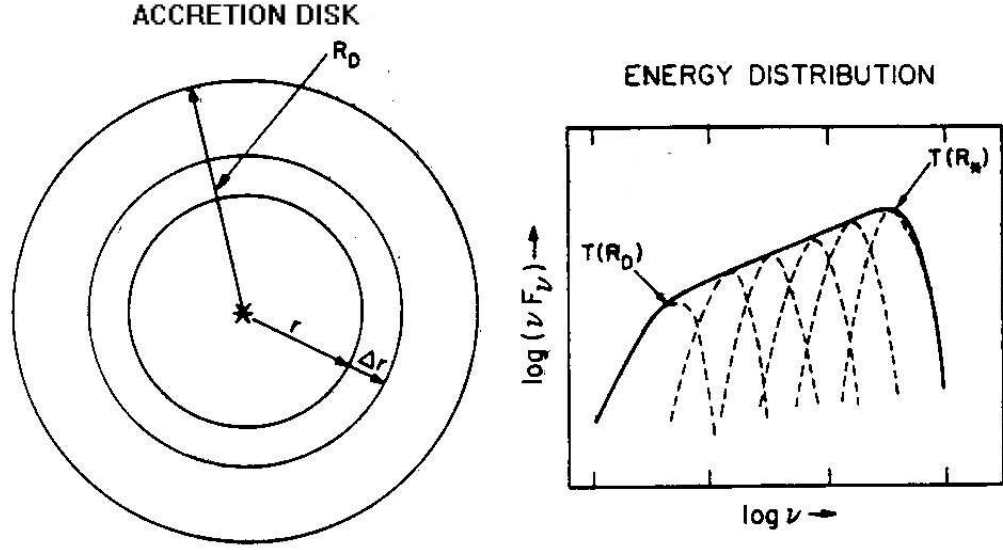


Figura A.1: Espectro esquemático de um disco fino ao redor de um buraco negro. Na notação da figura, $R_{\text{tr}} = R_*$. Figura obtida de Lada (2002).

A.2 ADAF

Revisões abrangentes sobre a física do ADAF podem ser encontrados em Narayan et al. (1998), Kato et al. (2008), Narayan & McClintock (2008). Nesta seção faremos um breve resumo da estrutura do escoamento e processos radiativos envolvidos.

A.2.1 Equações básicas

Assume-se que existe no ADAF um campo magnético orientado aleatoriamente (*tangled*) que está em equipartição com o gás, tal que esse campo exerce uma pressão magnética p_m sobre o plasma que é uma fração $1 - \beta$ da pressão total p :

$$p = p_g + p_m = \rho c_s^2, \quad (\text{A.7})$$

$$p_g = \beta p, \quad (\text{A.8})$$

$$p_m = (1 - \beta)p = \frac{B^2}{8\pi}, \quad (\text{A.9})$$

onde p_g é a pressão do gás e β relaciona-se com o parâmetro de plasma usual β_{plasma} através da relação $\beta_{\text{plasma}} = \beta/(1 - \beta)$. A pressão de radiação não é considerada, já que ela é desprezível (Narayan & Yi, 1995b).

Assume-se que as duas espécies que compõem o plasma totalmente ionizado, íons e elétrons, estão termalizadas em duas temperaturas distintas T_i e T_e , tais que $T_i \gg T_e$. As

duas espécies interagem entre si apenas através de forças de Coulomb e são continuamente aquecidas pela dissipação viscosa. Uma fração significativa da energia térmica dissipada por viscosidade é armazenada nos íons e somente uma fração δ da dissipação é transferida para os elétrons. Como estes esfriam mais eficientemente que os íons, os elétrons acabam termalizando a uma temperatura mais baixa, dentro de uma escala de tempo menor que o tempo necessário para que as duas espécies atinjam a mesma temperatura (que por sua vez é maior que a escala de tempo de acreção, t_{acc}). Esta hipótese de dupla temperatura remete aos trabalhos pioneiros de Shapiro et al. (1976), Ichimaru (1977) e Rees et al. (1982) (ver Narayan et al. 1998, Narayan & McClintock 2008). O valor de δ pode ser tão pequeno quanto 10^{-3} – como nos modelos antigos para o ADAF (Narayan & Yi, 1995b, Narayan et al., 1998) – e tão grande quanto 0.5, conforme estudos recentes têm explorado (Quataert & Narayan, 1999, Yuan et al., 2003b, Sharma et al., 2007, Narayan & McClintock, 2008)

As equações básicas necessárias para descrever a dinâmica e a energética do ADAF são as equações de Navier-Stokes, da continuidade e da conservação da energia. A dedução da forma das equações mostradas abaixo pode ser encontrada em Frank et al. (2002), Thompson (1972), Manmoto et al. (1997). As componentes radial e azimutal da equação de Navier-Stokes (A.1) estacionária ($\partial/\partial t = 0$) podem ser escritas respectivamente como

$$\frac{\partial}{\partial R} (R\rho v_R^2) + R\frac{\partial}{\partial z} (\rho v_R v_z) = -\rho \left(R\frac{\partial \Phi}{\partial R} - v_\phi^2 \right) - R\frac{\partial p}{\partial R}, \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \rho v_R v_\phi) + R\frac{\partial}{\partial z} (R\rho v_\phi v_z) = \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \sigma_{R\phi}), \quad (\text{A.11})$$

levando em conta a contribuição da pressão magnética (A.9) criada pela força de Lorentz, onde $\sigma_{R\phi}$ é a componente $R\phi$ do *stress tensor*, que de acordo com a prescrição α pode ser escrita como $\sigma_{R\phi} = \alpha p$ e Φ é o potencial gravitacional adotado. Como o ADAF localiza-se próximo ao buraco negro, a rigor teríamos que modificar as equações relevantes de acordo com a relatividade geral, adotando uma métrica conveniente (Kerr ou Schwarzschild), porém Paczynsky & Wiita (1980) demonstrou que podemos usar as equações Newtonianas para descrever satisfatoriamente os efeitos da relatividade geral na dinâmica dos discos de acreção nas proximidades de um buraco negro de Schwarzschild ($r > 2R_S$), desde que modifiquemos o potencial gravitacional de $\Phi = -GM/r$ (potencial Kepleriano) para $\Phi = -GM/(r - R_S)$ (potencial pseudo-Newtoniano), onde r é o raio esférico. As únicas desvantagens de tal aproximação é que ela não leva em conta os efeitos de *frame dragging* causados pela métrica de Kerr (Misner et al., 1973).

A equação da continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{A.12})$$

pode ser escrita como

$$\frac{\partial}{\partial R}(R\rho v_R) + R\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0, \quad (\text{A.13})$$

que integrada na direção vertical implica

$$\dot{M} = -2\pi R v_R \Sigma = \text{constante} \quad (\text{A.14})$$

no caso em que não há perda de massa no ADAF, como no modelo clássico (Narayan & Yi, 1995b, Narayan et al., 1998) (onde $\Sigma = 2H\rho$ é a densidade de coluna vertical de massa). Por outro lado, avanços teóricos e computacionais demonstraram que somente uma parte do gás suprido na parte externa do ADAF acaba atingindo o horizonte de eventos do buraco negro, devido à perda de massa na forma de ventos/*outflows* ejetados da superfície do ADAF, ou ainda devido à presença de convecção no escoamento que interromperia parte da acreção. Estes resultados foram obtidos inicialmente através de trabalho analítico (Narayan & Yi, 1994, Blandford & Begelman, 1999, Narayan et al., 2000, Quataert & Gruzinov, 2000) e depois confirmados por simulações numéricas hidrodinâmicas e magnetohidrodinâmicas (Stone et al., 1999, Hawley et al., 2001, Igumenshchev et al., 2003, De Villiers et al., 2003, McKinney & Gammie, 2004, McKinney & Narayan, 2007). Blandford & Begelman (1999) modelaram a “perda de massa” dos ADAFs introduzindo o parâmetro s de forma que a taxa de acreção passa a variar com o raio com a dependência

$$\dot{M} = \dot{M}_{\text{out}} \left(\frac{R}{R_{\text{out}}} \right)^s, \quad (\text{A.15})$$

ao contrário da equação A.14, onde \dot{M}_{out} é a taxa de acreção no raio externo do ADAF R_{out} . Esta parametrização da taxa de acreção foi confirmada por simulações (Stone et al., 1999, Igumenshchev et al., 2003) e é adotada na nossa modelagem. Seguindo os resultados dessas simulações da dinâmica dos ADAFs, na nossa modelagem permitimos que o valor de s possa variar no intervalo $0 < s < 1$, levando em conta a incerteza na determinação da quantidade de gás cuja acreção é interrompida pelos ventos e/ou convecção.

Para determinarmos T_i e T_e necessitamos de uma equação de estado para o gás e da equação de energia para cada espécie. A equação de estado para o gás pode ser escrita como

$$p_g = p_i + p_e = \frac{\rho k}{\mu_i m_H} T_i + \frac{\rho k}{\mu_e m_H} T_e, \quad (\text{A.16})$$

onde p_i e p_e são as pressões do gás devido a íons e elétrons, $\mu_i = 1.23$ e $\mu_e = 1.14$ são os pesos moleculares médios das duas espécies correspondentes a abundâncias cósmicas, e m_H é a massa do átomo de hidrogênio. As relações termodinâmicas são

$$\rho T_j ds_j = \frac{1}{\gamma - 1} \left(dp_j - \gamma \frac{p_j}{\rho} d\rho \right), \quad (\text{A.17})$$

onde j é o índice que indica íons ou elétrons, s_j é a entropia específica de cada espécie e $\gamma = (8 - 3\beta)/(6 - 3\beta)$ é o índice adiabático (Esin, 1997). As equações de energia para cada espécie podem ser escritas como

$$q_i^{\text{adv}} = \rho T_i \left(v_R \frac{\partial s_i}{\partial R} + v_z \frac{\partial s_i}{\partial z} \right) = (1 - \delta)q^+ - q^{ie}, \quad (\text{A.18})$$

$$q_e^{\text{adv}} = \rho T_e \left(v_R \frac{\partial s_e}{\partial R} + v_z \frac{\partial s_e}{\partial z} \right) = \delta q^+ + q^{ie} - q_{\text{rad}}^-, \quad (\text{A.19})$$

onde $q_j^{\text{adv}} = f_j q_j^+$ representa a advecção de energia térmica por cada uma das espécies (energia volume⁻¹ tempo⁻¹), $q^+ = \sigma_{R\phi} R \partial \Omega / \partial R$ representa o aquecimento do plasma por dissipação viscosa (Ω é a velocidade angular), q_j^+ é a energia que cada espécie recebe separadamente, f_j representada a fração de energia advectada por cada espécie, q^{ie} são as trocas energéticas entre as duas espécies por colisões Coulombianas, δ é a fração da energia térmica depositada nos elétrons e q_{rad}^- representa o esfriamento do plasma mediante irradiação dos elétrons.

A.2.2 Condições de contorno

Antes de calcular os processos radiativos e o espectro do escoamento, é necessário resolver numericamente a estrutura global e a dinâmica do ADAF, que consiste em integrar as equações A.10, A.11 e A.15 com condições de contorno apropriadas. Isto consiste de um problema de valor de contorno de dois pontos, que é resolvido através do *shooting method* variando o autovalor j (momentum angular por unidade de massa do escoamento no horizonte de eventos) até que a velocidade radial se torne supersônica no raio sônico R_{sonic} (“condição sônica”, que também é usada para obter a solução do escoamento de Bondi, Frank et al. 2002). O código de Yuan não contém implementado o *shooting method* para resolução das equações, ou seja, o usuário deve basicamente obter por tentativa e erro o valor j para o qual a condição sônica é obedecida. Da mesma forma que a solução de Bondi (ver §2.5 de Frank et al. 2002, particularmente a figura 2.1), nas proximidades de R_{sonic} a solução ADAF é instável, o que torna consideravelmente difícil o processo de obter o valor de j apropriado. Para contornar este problema de instabilidade numérica, escrevemos um conjunto de rotinas na linguagem Perl que implementam o *shooting method* para obter a solução ADAF, calculando automaticamente o autovalor que obedece a condição sônica.

Além da condição sônica, há três condições de contorno que devem ser obedecidas, especificadas em termos das três variáveis do problema: T_i , T_e e a velocidade radial $v = v_R$ (ou equivalentemente a velocidade angular Ω) (Yuan et al., 2000). Seguindo Yuan et al. (2008), quando o raio externo do ADAF é $R_{\text{out}}^{\text{adaf}} \sim 10^4 R_S$ nós adotamos as condições de contorno $T_{\text{out},i} = 0.2T_{\text{vir}}$, $T_{\text{out},e} = 0.19T_{\text{vir}}$ e $\lambda_{\text{out}} = 0.2$, onde a temperatura de virial é dada por $T_{\text{vir}} = 3.6 \times 10^{12} (R_S/R)$ K, $\lambda \equiv v/c_s$ é o número de Mach e c_s é a velocidade

do som adiabática. Quando $R_{\text{out}}^{\text{adaf}} \sim 10^2 R_S$ nós adotamos as condições $T_{\text{out},i} = 0.6T_{\text{vir}}$, $T_{\text{out},e} = 0.08T_{\text{vir}}$ e $\lambda_{\text{out}} = 0.5$. Nós verificamos que se estas condições de contorno são modificadas ligeiramente, o espectro resultante não varia significativamente.

A.2.3 Cálculo do espectro

Depois que a solução global para a estrutura do ADAF é calculada como descrito acima, resta calcular o espectro do escoamento, que depende dos perfis de densidade e temperatura dos elétrons (solução das equações A.16, A.18 e A.19). A etapa crucial na determinação do espectro emitido pelo ADAF consiste em calcular q_{rad}^- , que depende dos processos radiativos levados em conta na modelagem. Neste caso, os processos radiativos relevantes são emissão de radiação síncrotron, bremsstrahlung e espalhamento Compton inverso (Rybicki & Lightman, 1979, Shu, 1991) dos fótons provenientes do próprio ADAF, de forma que podemos escrever a relação

$$q_{\text{rad}}^- = q_{\text{synch}}^- + q_{\text{brems}}^- + q_{\text{Compton}}^- \quad (\text{A.20})$$

O cálculo da luminosidade é feito integrando a emissividade ϵ_ν do plasma sobre o volume para cada frequência, sendo que ϵ_ν depende dos processos radiativos considerados. O modelo numérico implementado por F. Yuan para o cálculo do espectro é baseado principalmente na abordagem de Manmoto et al. (1997) (ver também Narayan et al. 1997, Esin 1997, Yuan et al. 2003b, 2005).

Para fins numéricos, o ADAF é representado por várias cascas concêntricas igualmente espaçadas em $\log(r)$. Os valores das variáveis dinâmicas relevantes do ADAF são obtidos numericamente para cada casca. Os perfis de temperatura dos elétrons e íons e o valor de f são determinados iterativamente até que os seus valores satisfaçam as equações (A.16), (A.18) e (A.19) para cada casca.

Dada a natureza não-local das interações radiativas, onde a radiação proveniente de qualquer ponto do escoamento pode sofrer espalhamento Compton em qualquer ponto do ADAF, o transporte radiativo deve ser tratado de forma especial a fim de se calcular corretamente os efeitos do espalhamento na radiação. Isto é feito usando o método iterativo de espalhamento (*iterative scattering method*, Narayan et al., 1997, Manmoto et al., 1997), válido para meios opticamente finos. Este método fornece a taxa de resfriamento dos elétrons em cada parte do escoamento, bem como o espectro visto por um observador no infinito. Neste método, um grande número de raios é gerado a partir de cada parte do escoamento em todas as direções, e a trajetória desses raios é seguida, calculando-se o espalhamento que esses raios sofrem pelas demais cascas. Dessa forma são calculadas iterativamente as matrizes de probabilidade P_{jk} , cujos elementos dão a probabilidade de que fótons emitidos pela casca j do ADAF sejam espalhados pela casca k . Em síntese, o

método iterativo garante que sejam computados adequadamente os efeitos do espalhamento Compton da emissão síncrotron no ADAF.

A figura A.2 mostra um espectro esquemático de um ADAF ao redor de um buraco negro. Os parâmetros que descrevem o espectro emitido por um ADAF ao redor de um buraco negro são M , \dot{M} , α , β , δ , s , γ e R_{ADAF} , onde $R_{\text{ADAF}} = R_{\text{tr}}$ é o raio externo até onde o ADAF se prolonga, que coincide com o raio de transição entre o ADAF e o disco fino, β é o parâmetro de plasma e γ é o índice adiabático. O raio interno do ADAF é dado pelo raio da órbita estável mais próxima de um buraco negro de Schwarzschild, que corresponde a $3R_S$. Conforme mencionamos na seção 3.2.4, nós adotamos $\alpha = 0.3$, $\beta = 0.9$ e $\gamma = 1.5$ seguindo outros autores (Yuan et al., 2003b, Nemmen et al., 2006, Wu et al., 2007, Yuan et al., 2009).

A.3 Jato

O modelo para o espectro do jato relativístico que adotamos é baseado no modelo dos choques internos (e.g., Piran 1999), que foi inicialmente utilizado para interpretar os *gamma-ray bursts afterglows* (van Paradijs et al., 2000, Mészáros, 2002) e que também é utilizado na modelagem da emissão dos jatos relativísticos em AGNs (e.g., Spada et al. 2001, Nemmen et al. 2006, Wu et al. 2007, Yuan et al. 2009) e binárias em raios X (Yuan et al., 2005).

A metodologia de cálculo do espectro é descrita em linhas gerais abaixo (para mais informações, ver Spada et al. 2001, Yuan et al. 2005). Parte do gás no ADAF é transferido na direção do jato, formando uma onda de choque estacionária na região do jato mais próxima do buraco negro. Uma fração \dot{M}_{jet} do material é transferida para o jato, no qual as partículas atingem velocidades relativísticas. O jato é modelado como tendo uma geometria cônica (Blandford & Konigl, 1979) com um semi-ângulo de abertura ϕ e um fator de Lorentz global Γ_j (*bulk Lorentz factor*), que são constantes ao longo do jato. O ângulo de inclinação do jato com relação à linha de visada é obviamente o mesmo ângulo i do disco de acreção fino. A taxa de ejeção relaciona-se com a densidade através da equação

$$\dot{M}_{\text{jet}} = \pi z^2 \phi^2 \rho(z) v_j, \quad (\text{A.21})$$

onde $\rho(z)$ é a densidade de plasma no jato a uma distância z do buraco negro, medida num referencial comóvel com o plasma, e $\Gamma_j \equiv [1 - (v_j/c)^2]^{-1/2}$. A geometria do jato é ilustrada na figura A.3.

A principal hipótese do cenário dos choques internos é que a “fonte central” injeta matéria-energia nos jatos de uma forma intermitente; desta forma, camadas do plasma com velocidades maiores acabam se colidindo com camadas mais lentas, dando origem à formação de choques internos no jato (daí o nome do modelo, ver figura A.3). A distância mínima percorrida pelas camadas antes de uma colisão é $z_0 \sim \Gamma_j^2 R_S$ (Piran, 1999, Spada et al.,

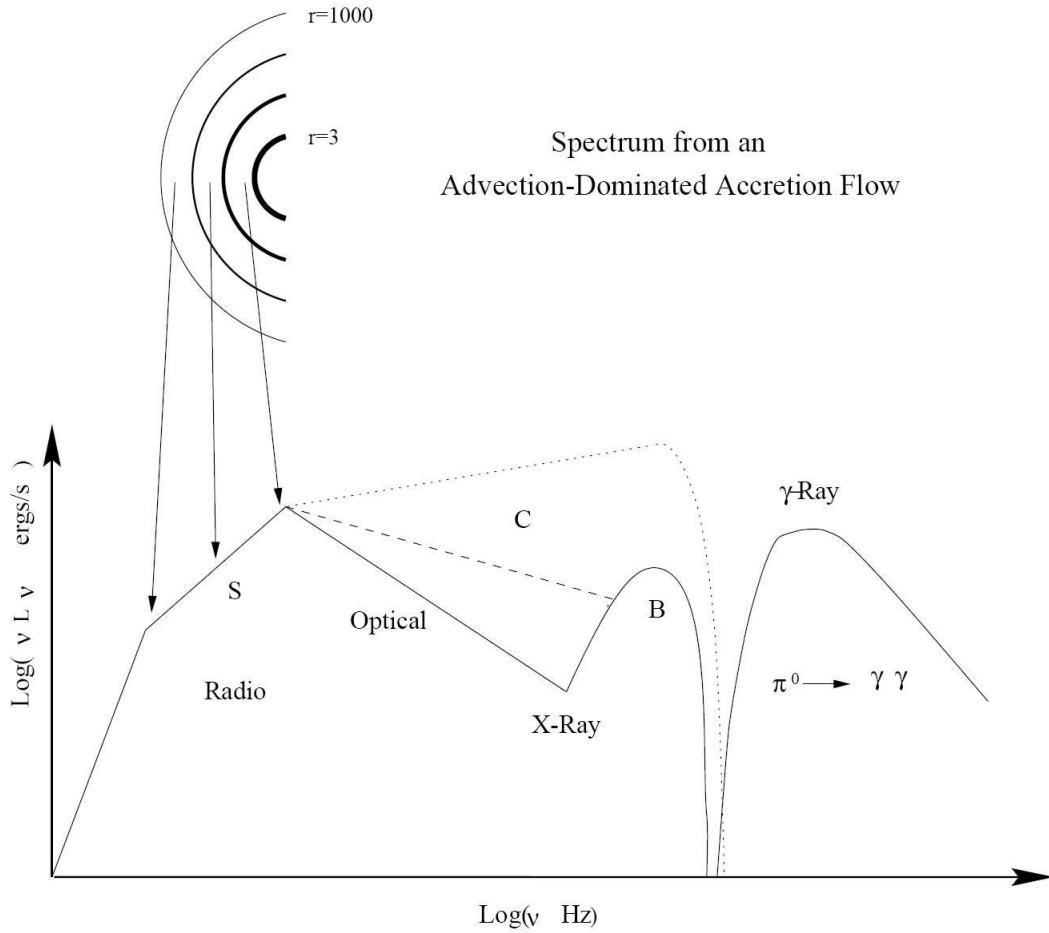


Figura A.2: Espectro esquemático de um ADAF ao redor de um buraco negro. S, B e C denotam emissão pelos elétrons de radiação síncrotron, bremsstrahlung e espalhamento Compton inverso. A linha sólida corresponde a valores baixos de \dot{m} , enquanto a linha pontilhada corresponde a $\dot{m} \sim \dot{m}_{\text{crit}}$, onde \dot{m}_{crit} é a taxa de acreção na qual a solução ADAF deixa de ser válida. A porção superior da figura mostra as regiões correspondentes do escoamento de onde se origina a radiação, onde $r = R/R_S$. Figura obtida de Narayan et al. (1998).

2001). Os choques convertem a energia cinética do jato em energia interna das partículas, aquecendo o plasma no jato, amplificando o campo magnético e acelerando uma pequena fração dos elétrons ξ_e a velocidades relativísticas, que passam a seguir uma distribuição de energias que é uma lei de potência de índice p . Dada a incerteza na física dos choques, introduzimos dois parâmetros adimensionais que caracterizam a densidade de energia dos elétrons acelerados e do campo magnético amplificado, ϵ_e e ϵ_B ; tais parâmetros quantificam a fração da densidade de energia nos choques armazenada nos elétrons e no campo magnético, respectivamente (ver Yuan et al. 2005 para mais detalhes).

A densidade de energia no choque gerado pelas colisões internas no plasma, medida no referencial comóvel com o jato, é dada por (Spada et al., 2001)

$$e_2 = \gamma_2 n_2 m_p c^2, \quad (\text{A.22})$$

onde $\gamma_2 = \left[(\Gamma_j^2 + 1)/2 \right]^{-1/2}$ é o fator de Lorentz do choque interno, $n_2 = (4\gamma_2 + 3)n_1$ é a densidade de partículas após o choque e n_1 é a densidade antes do choque calculada através da equação A.21. Após passarem pelo choque interno, os elétrons passam a seguir uma distribuição de lei de potência de densidades, dada por*

$$n_{\text{pl}}(\gamma_e) d\gamma_e = N_{\text{pl}}(p-1) \gamma_c \gamma_e^{-(p+1)} d\gamma_e, \quad (\text{A.23})$$

para $\gamma_e > \gamma_c$ (que é tipicamente a situação física no caso dos LLAGNs, Yuan et al. 2009), onde

$$N_{\text{pl}} = \xi_e n_2 \gamma_{\text{min}}^{p-1} \quad (\text{A.24})$$

(Bednarz & Ostrowski, 1998, Kirk et al., 2000). γ_c é o fator de Lorentz de resfriamento dos elétrons, obtido a partir da relação $t_{\text{rad}} = t_{\text{dyn}}$ na qual

$$t_{\text{rad}} = \frac{3}{4} \frac{8\pi m_e c}{\sigma_T \gamma_c \beta_e^2 B^2} \quad (\text{A.25})$$

é a escala de tempo de resfriamento dos elétrons e $t_{\text{dyn}} = z/c$ é a escala de tempo dinâmico do jato (Yuan et al., 2005). Logo, a condição $\gamma_e > \gamma_c$ corresponde à situação na qual $t_{\text{rad}} < t_{\text{dyn}}$. γ_{min} está associado à energia interna dos elétrons logo após serem acelerados no choque interno, e pode ser calculado usando as condições de Hankine-Hugoniot (Frank et al., 2002) que resultam na equação (Yuan et al., 2002b, 2005)

$$N_{\text{pl}} m_e c^2 \frac{p-1}{p-2} \gamma_{\text{min}}^{2-p} = \epsilon_e U_{\text{sh}}, \quad (\text{A.26})$$

onde $U_{\text{sh}} = (\gamma_2 - 1)n_2 m_e c^2$ é a energia interna do *choque interno*. A equação acima resulta em

$$\gamma_{\text{min}} = (\gamma_2 - 1) \frac{p-1}{p-2} \frac{m_p}{m_e} \frac{\epsilon_e}{\xi_e}. \quad (\text{A.27})$$

O campo magnético amplificado pelo choque é dado por (Yuan et al., 2002b)

$$\frac{B^2}{8\pi} = \epsilon_B U_{\text{sh}} = \epsilon_B (\gamma_2 - 1) n_2 m_p c^2. \quad (\text{A.28})$$

*Cabe aqui fazer uma distinção entre o *bulk Lorentz factor* Γ_j , medido no referencial do observador, e o fator de Lorentz “aleatório” γ_e , medido no referencial comóvel com o jato (Spada et al., 2001).

A maior parte dos elétrons no jato retém uma distribuição de velocidades Maxwelliana, cuja temperatura é calculada a partir das condições de Rankine-Hugoniot aplicadas na onda de choque estacionária formada na região de transição entre o ADAF e o jato (ver figura A.3). Como o espectro do jato não possui dependência considerável em T_e e T_i , pois a emissão é completamente dominada por elétrons não-terralizados, nós adotamos por simplicidade $T_i = 6.3 \times 10^{11}$ K and $T_e = 10^9$ K nos nossos cálculos do espectro do jato.

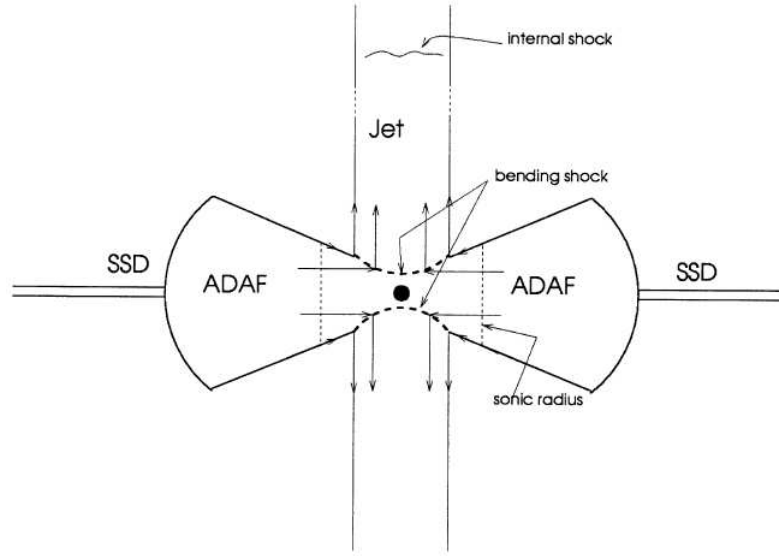


Figura A.3: Ilustração da estrutura do jato, mostrando a posição do choque interno (localizado a uma distância $z_0 \sim \Gamma_j^2 R_S$) e da onda de choque que se forma devido ao desvio da trajetória do gás do ADAF na direção do jato. Figura obtida de Yuan et al. (2003a).

Dois processos radiativos contribuem para o espectro contínuo do jato: radiação síncrotron e espalhamento Compton inverso atuando nos próprios fótons provenientes do efeito síncrotron do jato (“síncrotron auto-Compton”, do inglês *synchrotron self-Compton*). Nós consideramos apenas a emissão síncrotron no cálculo do espectro, pela seguinte razão. Wu et al. (2007) demonstrou que quando o valor de \dot{M}_{jet} é muito pequeno ($\dot{M}_{\text{jet}} \ll 0.01 \dot{M}_{\text{Edd}}$ tipicamente), como é o caso dos LLAGNs estudados neste trabalho, a razão entre a densidade de energia dos fótons e a densidade de energia do campo magnético é muito pequena. Nestas condições, a emissão síncrotron auto-Compton no jato é varias ordens de magnitude menor que a emissão síncrotron.

O espectro é obtido resolvendo a equação de transporte radiativo para cada ponto do jato, integrando a função fonte

$$S_\nu = \frac{j_{\text{th}} + j_{\text{pl}}}{\kappa_{\text{th}} + \kappa_{\text{pl}}}, \quad (\text{A.29})$$

onde j e κ neste contexto são os coeficientes de emissão e absorção dos elétrons em distribuições térmicas (sub-índice th) e não-térmicas (sub-índice pl), apropriados para a radiação síncrotron (Rybicki & Lightman, 1979, Shu, 1991, Spada et al., 2001) levando em conta efeitos relativísticos (e.g., *beaming*). A forma esquemática do espectro resultante é ilustrada na figura A.4. A parte do espectro que abrange o rádio é causada pela emissão síncrotron auto-absorvida que origina-se nas regiões do jato distantes do local onde ocorre o choque interno ($z \gg z_0$), e a forma aproximada desta porção do espectro é dada por $L_\nu \propto \nu^0$ (espectro plano). A parte da radiação que abrange altas energias (raios X) ocorre na região imediatamente após o choque interno ($z \sim z_0$), e a forma do espectro é dada por $L_\nu \propto \nu^{-p/2}$.

Os parâmetros para cálculo do espectro do jato correspondem a M , \dot{M}_{jet} , p , ϵ_e , ϵ_B , Γ_j , i e ξ_e . Como mencionamos na seção 3.2.3, para fins de cálculo do espectro nós fixamos os parâmetros $\Gamma_j = 2.3$, $i = 30^\circ$ e $\xi_e = 10\%$ seguindo outros autores (Nemmen et al., 2006, Wu et al., 2007), a não ser que para um determinado objeto existam estimativas observacionais independentes de i ou Γ_j .

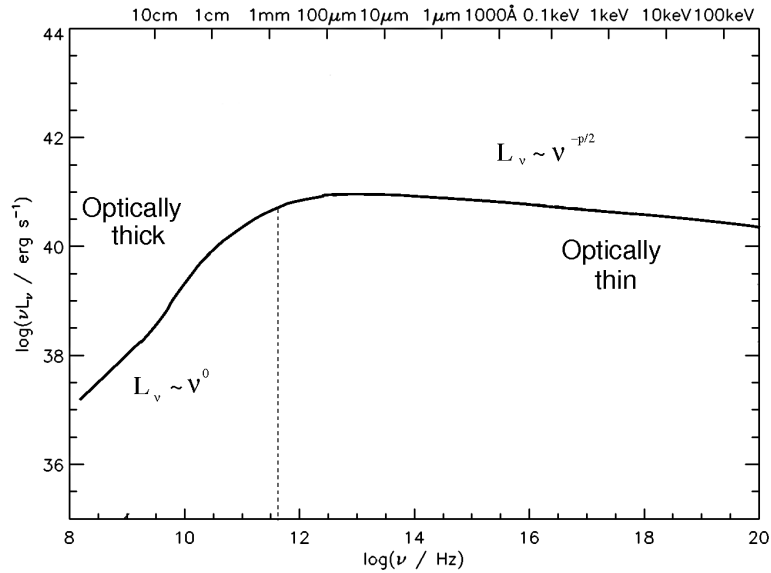


Figura A.4: Forma esquemática do espectro emitido pelo jato e as diferentes partes do espectro.

Apêndice B

Ajustes das SEDs dos LINERs

No capítulo 3 discutimos os ajustes das SEDs de 4 LINER em detalhes, que consideramos os objetos com as propriedades mais ilustrativas da nossa amostra: M81 (§3.3.1), NGC 3998 (§3.3.2), M87 (§3.3.3) e NGC 4594 (§3.3.4). Neste apêndice, apresentamos os ajustes das SEDs dos 13 LINERs que não foram discutidos naquele capítulo. As tabelas B.1 e B.2 mostra os parâmetros dos ajustes dos modelos teóricos para cada galáxia e as figuras que seguem apresentam as modelos para cada SED bem como as observações.

Para cada objeto há tipicamente três ajustes diferentes, que correspondem a três classes de modelos conforme discutimos no capítulo 3: ADX (*“ADAF-dominated in X-rays”*), no qual o ADAF domina a emissão raios X; JDX (*“jet-dominated in X-rays”*), no qual o jato domina completamente a emissão raios X; e MW (*“Milky Way”*), que corresponde ao modelo no qual fixamos os parâmetros $\delta = s = 0.3$, inferidos por Yuan et al. (2003b, 2006) a partir da sua modelagem da SED de Sgr A*, o núcleo da nossa galáxia.

Galáxia	Modelo	m	i ($^\circ$)	\dot{m}_{out}	r_{tr}	δ	s	\dot{m}_{jet}	p	ϵ_e	ϵ_B	P_{jet}
NGC 4143	JDX	2×10^8	30	2.5×10^{-3}	70	0.01	0.8	1.4×10^{-6}	1.6	0.03	0.1	1.9×10^{42}
NGC 4143	ADX	2×10^8	30	2.5×10^{-3}	70	0.1	0.76	1.2×10^{-7}	2.2	0.03	0.1	1.6×10^{41}
NGC 4143	MW	2×10^8	30	5×10^{-4}	30	0.3	0.3	8×10^{-7}	2.3	0.09	4×10^{-4}	1.1×10^{42}
NGC 4278 ^a	JDX	4×10^8	3	4×10^{-4}	30	0.3	0.7	9×10^{-6}	1.6	10^{-3}	0.9	10^{43}
NGC 4278	ADX	4×10^8	3	7×10^{-4}	40	0.01	0.18	3.5×10^{-6}	2.3	10^{-3}	0.01	4×10^{42}
NGC 4278	MW	4×10^8	3	4×10^{-4}	30	0.3	0.3	5×10^{-6}	1.7	10^{-3}	0.9	5.7×10^{42}
NGC 4374	JDX	7.9×10^8	30	1.5×10^{-4}	30	0.3	0.3	1.6×10^{-6}	2.2	9×10^{-3}	8×10^{-3}	8.4×10^{42}
NGC 4374	ADX	7.9×10^8	30	3.95×10^{-4}	150	0.01	0.1	4×10^{-7}	2.4	0.01	0.1	2.1×10^{42}
NGC 4374	MW	7.9×10^8	30	1.5×10^{-4}		0.01	0.1	3.3×10^{-6}	2.2	4×10^{-3}	8×10^{-3}	1.7×10^{43}
NGC 4579	JDX	6.3×10^7	45	0.021	150	0.01	0.6	1.3×10^{-4}	1.8	0.12	2×10^{-5}	5.5×10^{43}
NGC 4579	ADX	6.3×10^7	45	0.021	150	0.01	0.2	1.4×10^{-5}	2.2	0.0115	8×10^{-3}	6×10^{42}
NGC 4579	MW	6.3×10^7	45	2.5×10^{-3}	100	0.3	0.3	9×10^{-5}	2.1	0.35	8×10^{-5}	3.8×10^{43}
NGC 4736	JDX	1.3×10^7	30	9×10^{-3}	100	0.01	0.8	1.3×10^{-6}	1.6	0.045	0.1	1.1×10^{41}
NGC 4736	ADX	1.3×10^7	30	9×10^{-3}	100	0.01	0.56	7.5×10^{-7}	2.2	0.01	0.01	8×10^{40}
NGC 4736	MW	1.3×10^7	30	10^{-3}	30	0.1	0.5	4.6×10^{-7}	2.2	0.12	9×10^{-3}	4×10^{40}

Notas:

(a) O fator de Lorentz adotado para este objeto é $\Gamma_j = 1.5$ (Giroletti et al., 2005).

Tabela B.1: Parâmetros utilizados na modelagem das SEDs dos 5 LINERs restantes do grupo A. O significado físico destes parâmetros é descrito na seção 3.2.

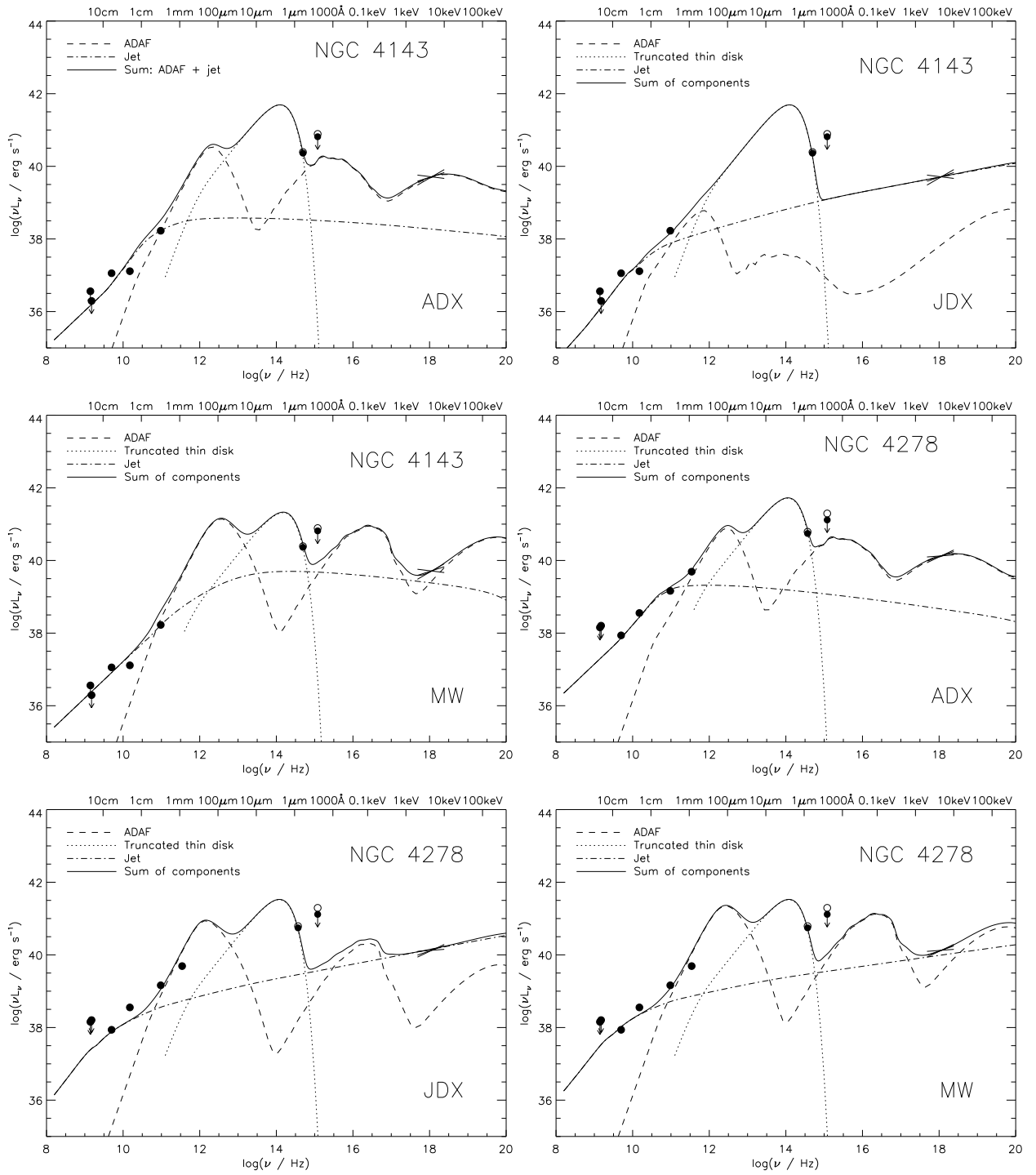
Galáxia	Modelo	m	i ($^\circ$)	\dot{m}_{out}	r_{tr}	δ	s	\dot{m}_{jet}	p	ϵ_e	ϵ_B	P_{jet}
NGC 1553 ^a	JDX ^b	7.9×10^7	30	10^{-4}	10^4	0.3	0.3	2×10^{-6}	1.9	0.1	0.1	10^{42}
NGC 1553	ADX	7.9×10^7	30	2.5×10^{-3}	10^4	0.3	0.3	7×10^{-7}	2.5	0.1	0.08	3.7×10^{41}
NGC 2681	JDX	1.3×10^7	30	Sem ADAF				5×10^{-7}	2.1	0.2	0.1	4.3×10^{40}
NGC 2681	ADX	1.3×10^7	30	7.5×10^{-3}	10^4	0.01	0.3	10^{-7}	2.5	0.1	0.1	8.7×10^{39}
NGC 2681	MW	1.3×10^7	30	1.8×10^{-3}	10^4	0.3	0.3	5×10^{-7}	2.3	0.1	0.01	4.3×10^{40}
NGC 3169	JDX	6.3×10^7	30	Sem ADAF				3×10^{-5}	2.8	0.99	1.5×10^{-7}	1.3×10^{43}
NGC 3169	ADX	6.3×10^7	30	0.015	100	0.01	0.3	2.5×10^{-6}	2.2	0.01	0.01	10^{42}
NGC 3169	MW	6.3×10^7	30	2×10^{-3}	100	0.3	0.3	1.3×10^{-5}	2.3	0.2	10^{-5}	5.5×10^{42}
NGC 3226	JDX	1.3×10^8	30	Sem ADAF				10^{-6}	2.2	0.5	2×10^{-3}	8.7×10^{41}
NGC 3226	ADX	1.3×10^8	30	5.5×10^{-3}	100	0.01	0.3	5×10^{-7}	2.3	0.1	0.01	4.3×10^{41}
NGC 3226	MW	1.3×10^8	30	10^{-3}	100	0.3	0.3	10^{-6}	2.3	0.4	10^{-3}	8.7×10^{41}
NGC 3379	JDX	1.6×10^8	30	Sem ADAF				2×10^{-9}	2.05	0.2	0.15	2.1×10^{39}
NGC 3379	ADX	1.6×10^8	30	6.5×10^{-4}	10^4	0.01	0.3	Sem jato				
NGC 3379	MW	1.6×10^8	30	3×10^{-4}	10^4	0.1	0.3	8×10^{-10}	2.2	0.2	0.15	8.6×10^{38}
NGC 4457	JDX	7.9×10^6	30	Sem ADAF				1.1×10^{-6}	2.01	0.3	0.01	5.8×10^{40}
NGC 4457	ADX	7.9×10^6	30	2.2×10^{-3}	10^4	0.1	0.3	4×10^{-7}	2.5	0.05	0.01	2.1×10^{40}
NGC 4457	MW	7.9×10^6	30	1.7×10^{-3}	10^4	0.1	0.3	2×10^{-7}	2.3	0.25	0.01	1.1×10^{40}
NGC 4494 ^a	JDX	3.4×10^7	30	Sem ADAF				10^{-6}	2.01	0.6	10^{-3}	2.3×10^{41}
NGC 4494	ADX	3.4×10^7	30	6.5×10^{-3}	10^4	0.01	0.3	10^{-7}	2.3	0.1	0.01	2.3×10^{40}
NGC 4494	MW	3.4×10^7	30	1.4×10^{-3}	10^4	0.3	0.3	2×10^{-7}	2.5	0.6	0.01	4.6×10^{40}
NGC 4548 ^a	JDX	3.4×10^7	30	Sem ADAF				1.5×10^{-6}	2.2	0.1	0.01	3.4×10^{41}
NGC 4548	ADX	3.4×10^7	30	8×10^{-3}	10^4	0.01	0.3	5×10^{-7}	2.5	0.1	0.01	1.1×10^{41}
NGC 4548	MW	3.4×10^7	30	1.5×10^{-3}	10^4	0.3	0.3	10^{-6}	2.5	0.3	10^{-3}	2.3×10^{41}

Notas:

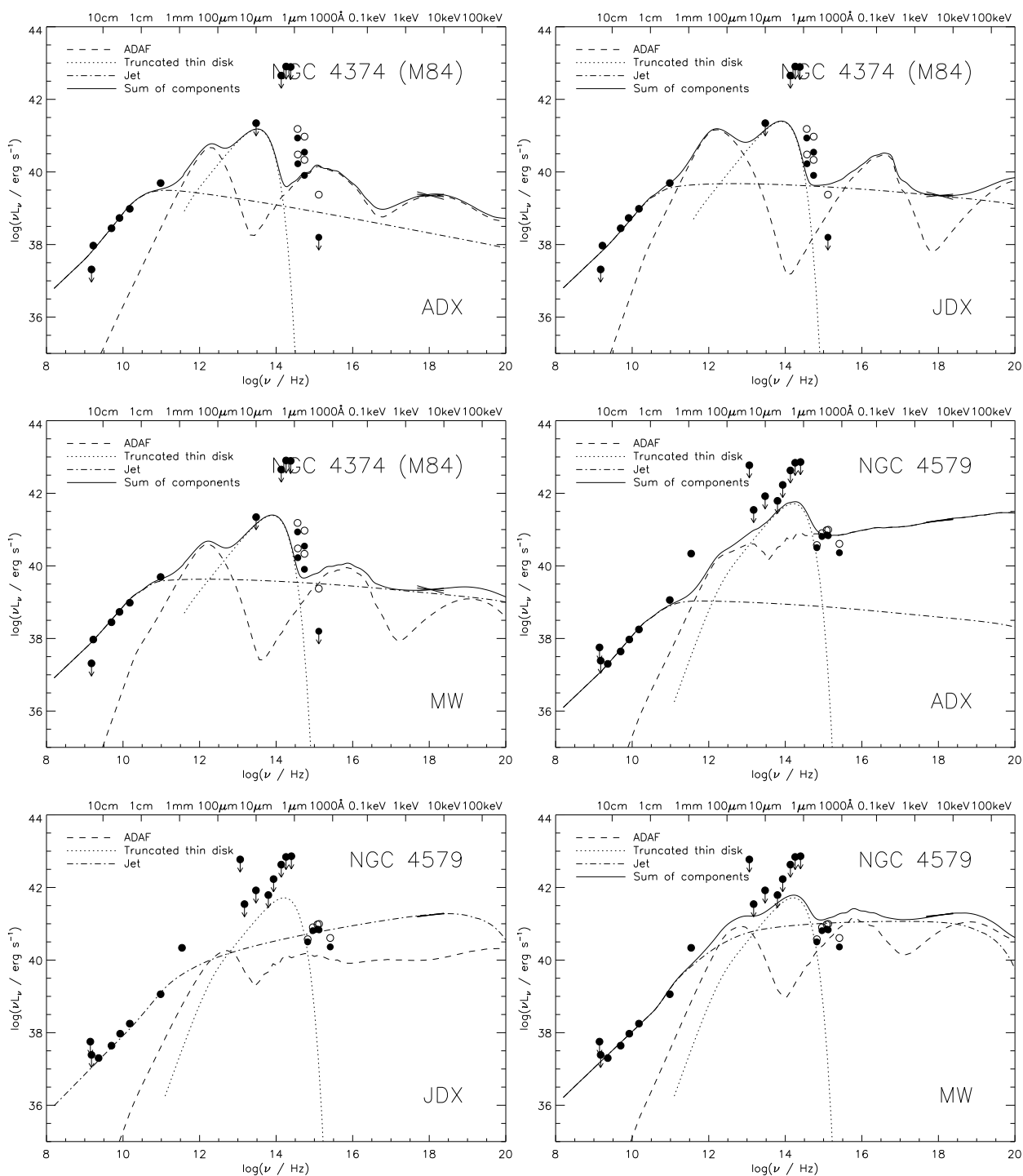
(a) Luminosidade em rádio (5 GHz) estimada usando a correlação dada pela equação 3.6 de Merloni et al. (2003).

(b) Este modelo não ajusta bem a emissão rádio.

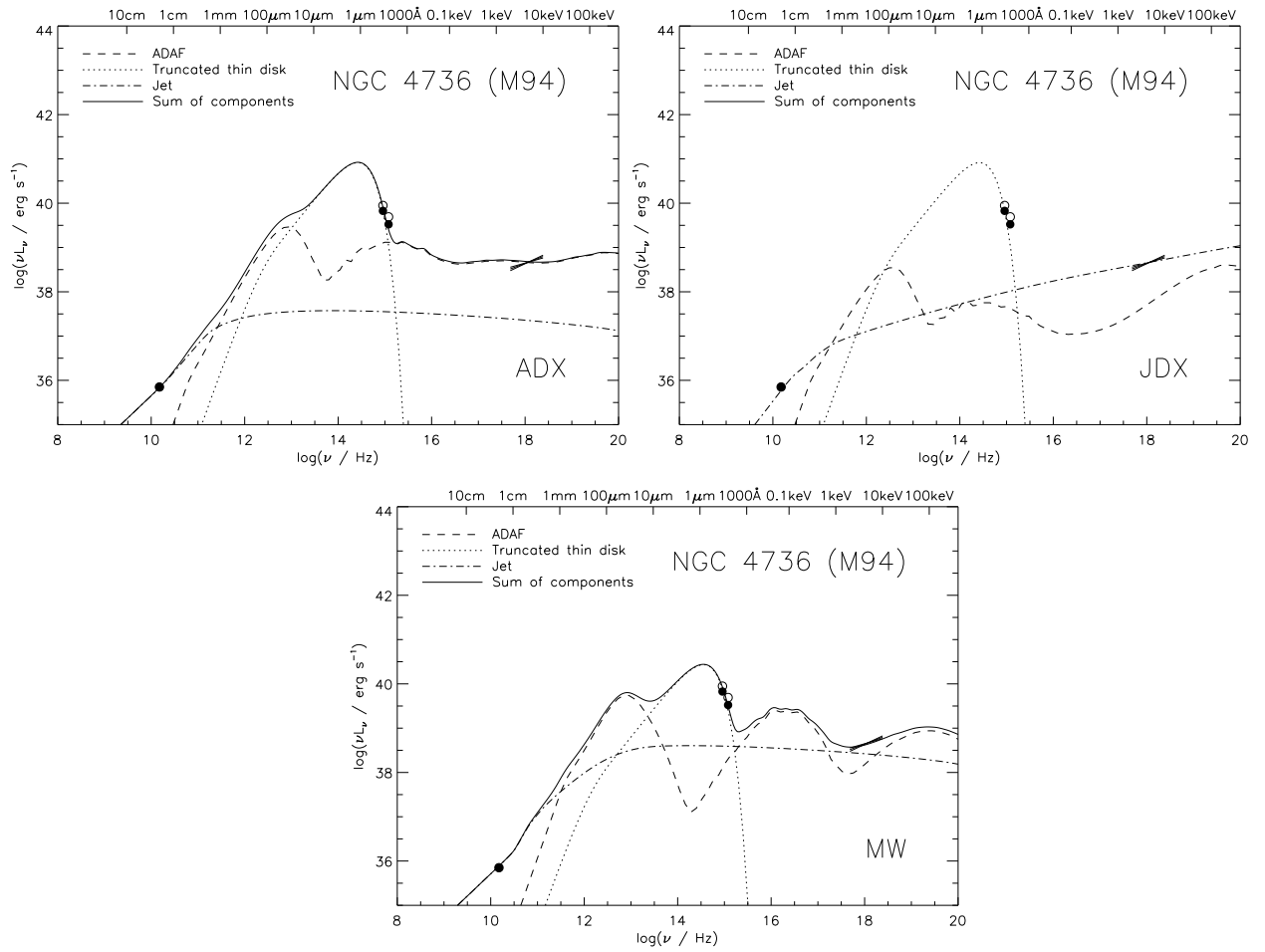
Tabela B.2: Parâmetros utilizados na modelagem das SEDs dos 8 LINERs do grupo B. O significado físico destes parâmetros é descrito na seção 3.2. Nos campos da tabela onde está escrito “sem ADAF” ou “sem jato”, não implica que o ADAF ou o jato não estejam presentes fisicamente no escoamento, apenas que sua emissão não é importante naquele particular ajuste.



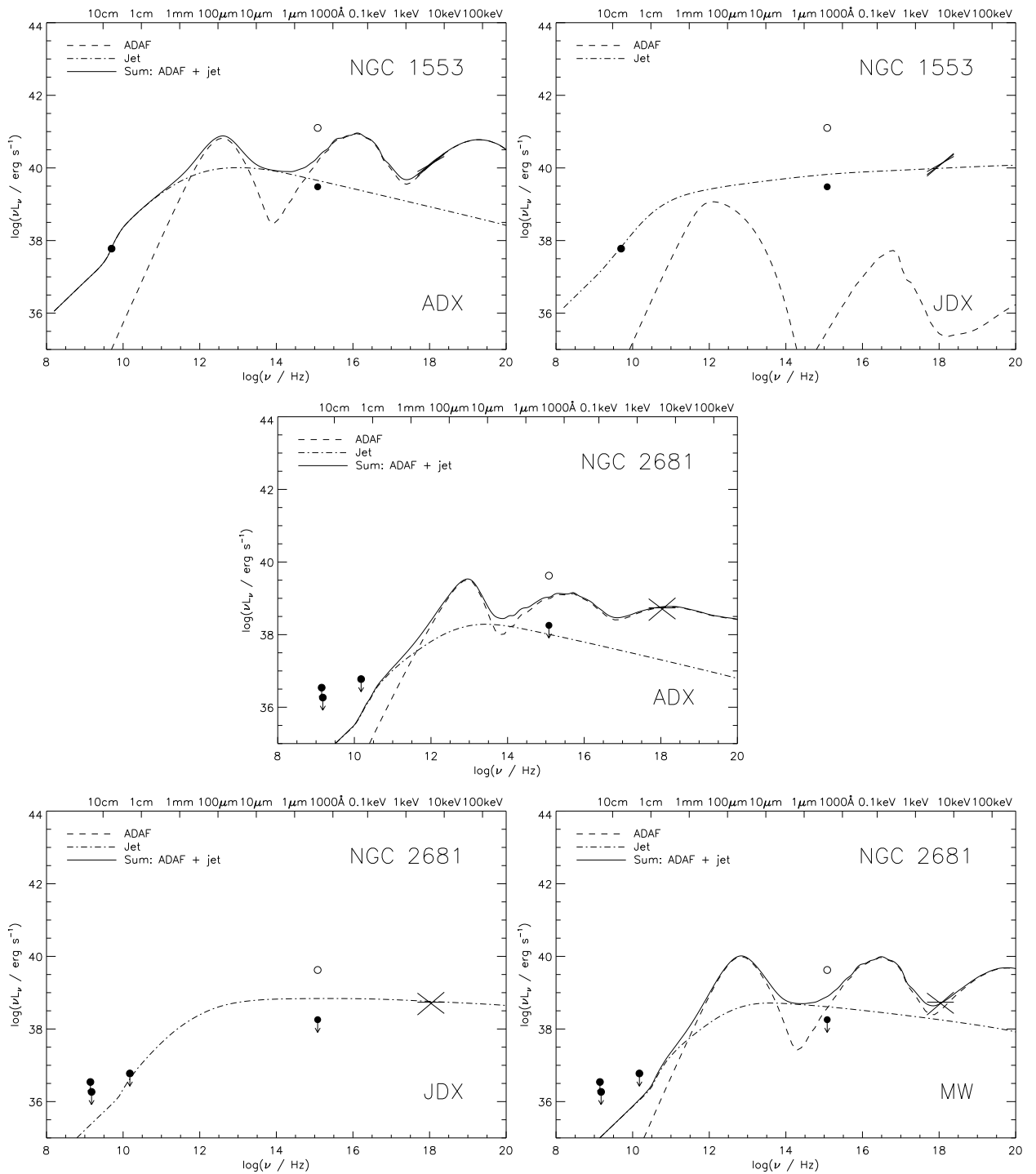
Ajustes das SEDs de NGC 4143 e NGC 4278 (grupo A).



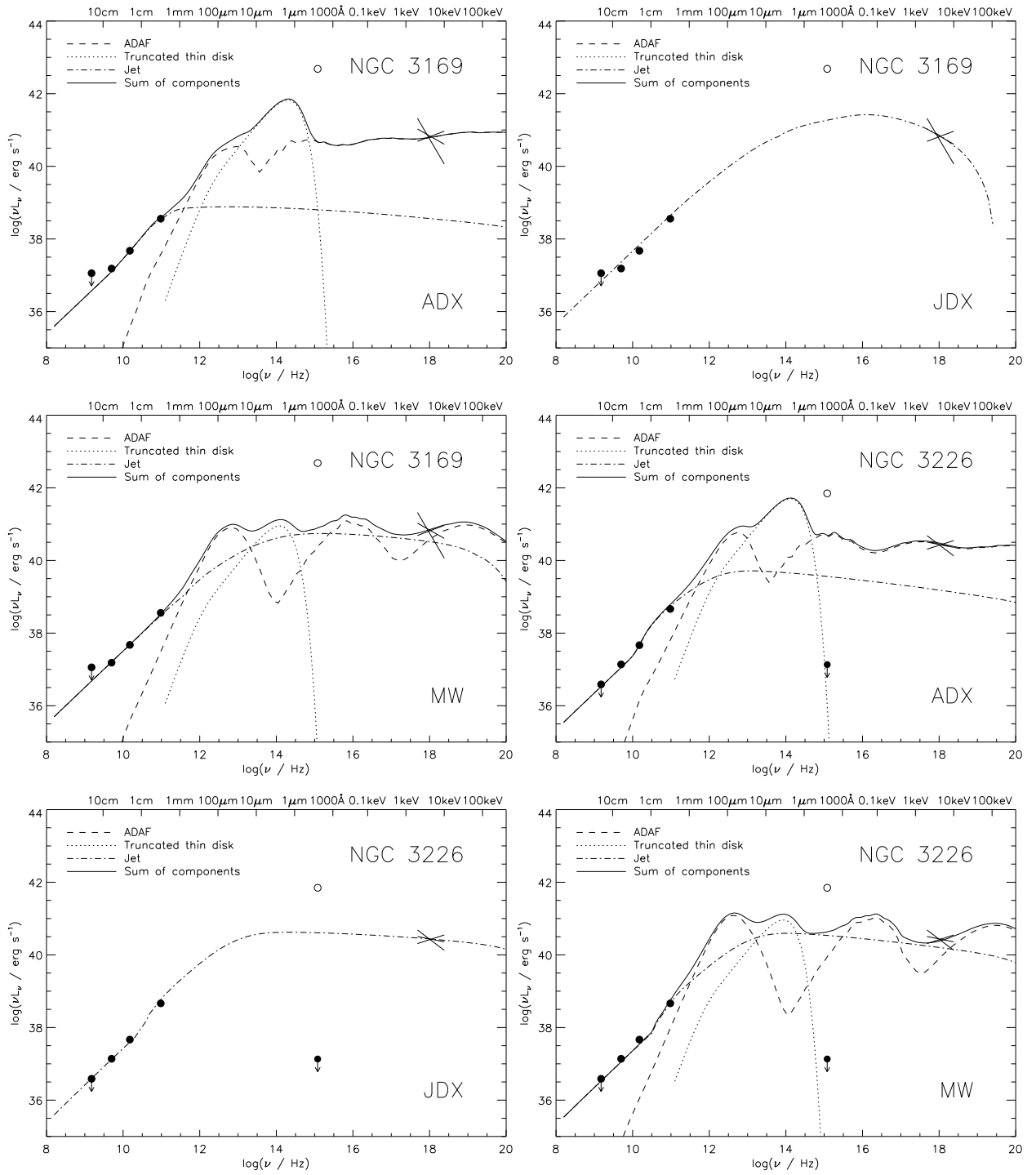
Ajustes das SEDs de NGC 4374 e NGC 4579 (grupo A).



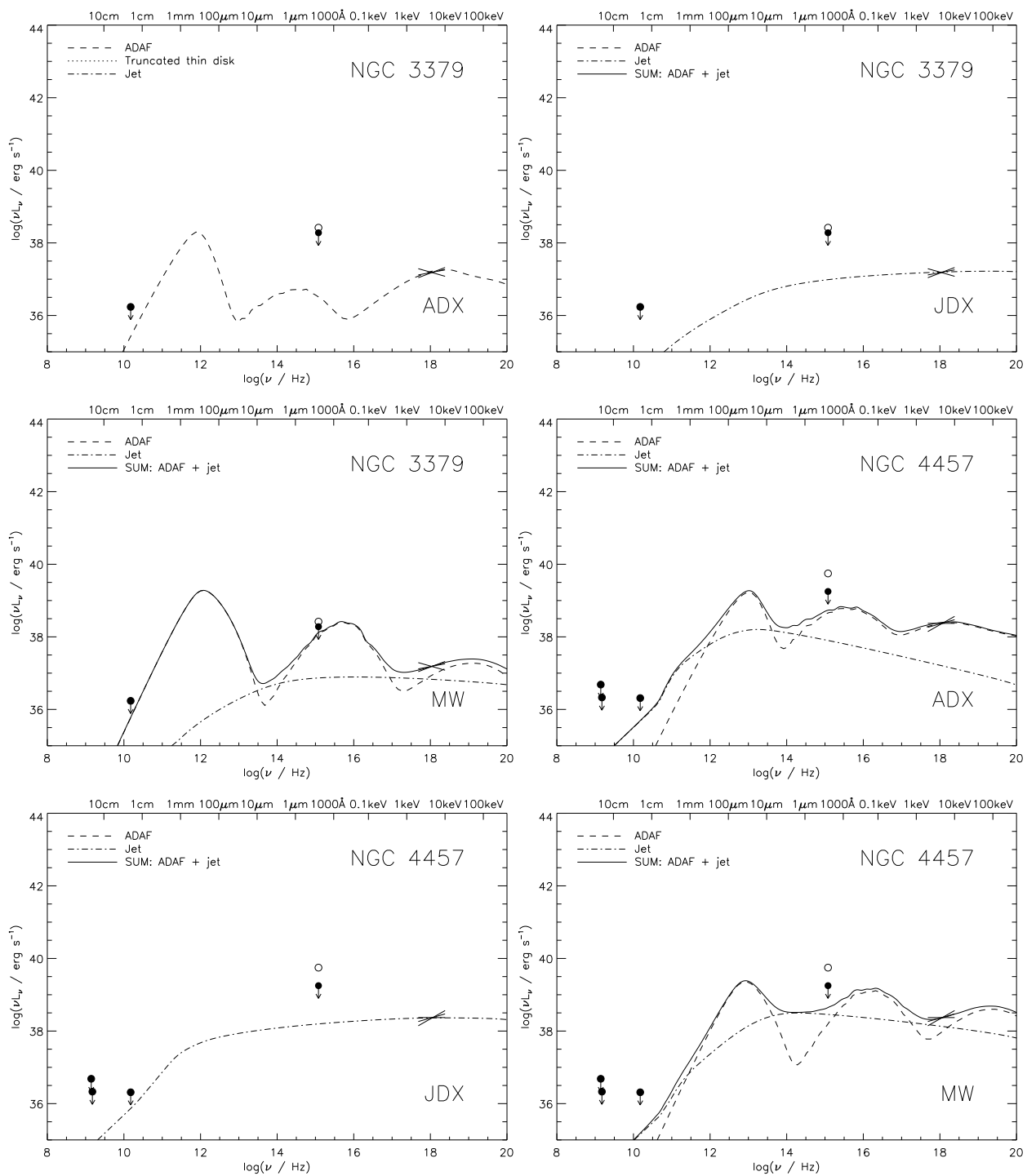
Ajustes da SED de NGC 4736 (grupo A).



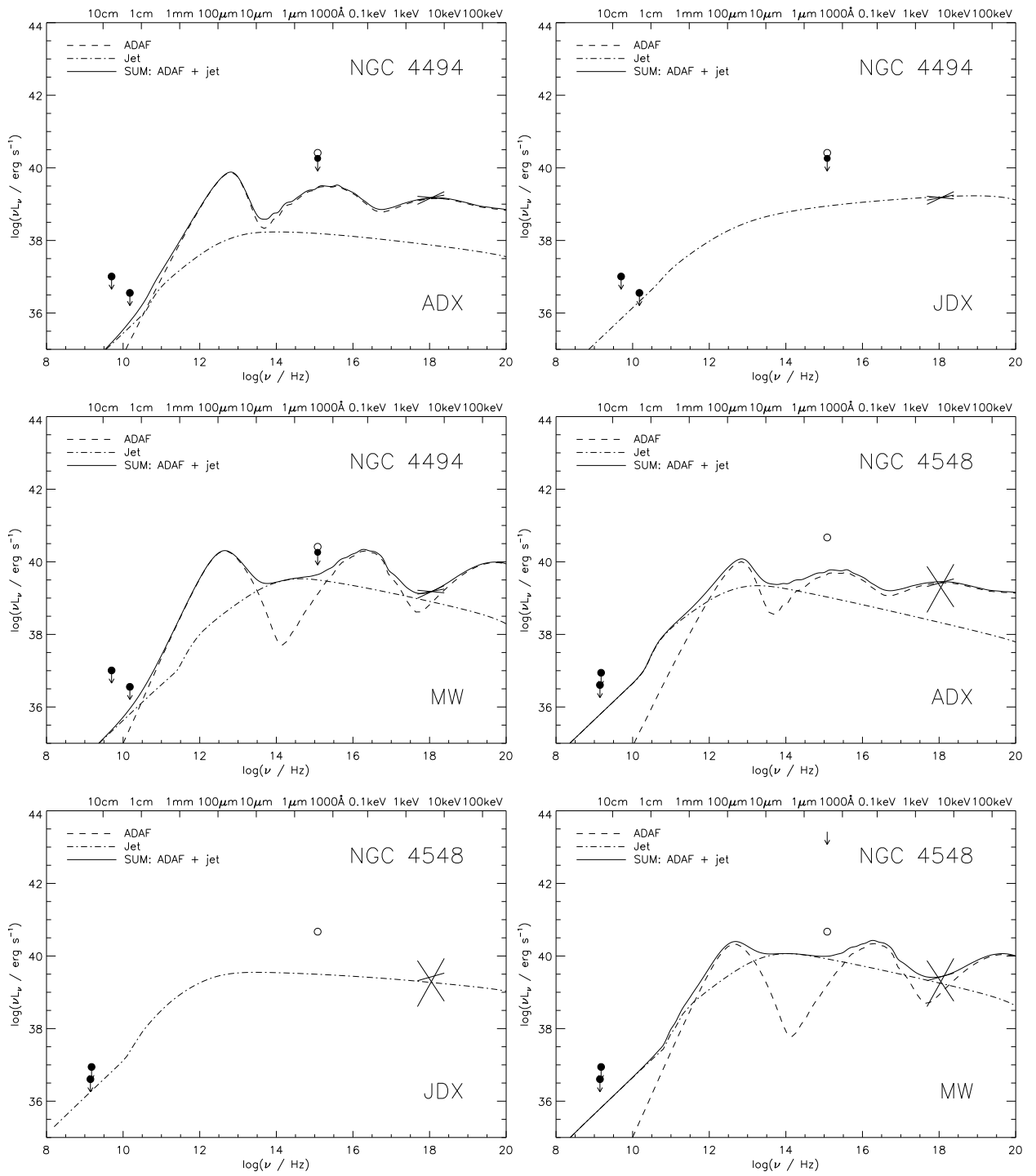
Ajustes da SED de NGC 1553 e NGC 2681 (grupo B).



Ajustes da SED de NGC 3169 e NGC 3226 (grupo B).



Ajustes da SED de NGC 3379 e NGC 4457 (grupo B).



Ajustes da SED de NGC 4494 e NGC 4548 (grupo B). ↓

Apêndice C

Artigos publicados

Este apêndice lista as três publicações que resultaram do trabalho descrito nos capítulos 2 e 4:

- Nemmen et al. 2007, in *The Central Engine of AGN*, ed. L. C. Ho, J. M. Wang
- Nemmen et al. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 377, 1652
- Okamoto, Nemmen & Bower. 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 385, 161

Para obter a versão eletrônica destes artigos, basta acessar por exemplo o endereço eletrônico <http://adsabs.harvard.edu/> ou <http://arxiv.org/>.

O conteúdo do capítulo 3 será incluído num artigo que encontra-se atualmente em estágio de preparação.

Referências Bibliográficas

- [1] ABRAMOWICZ, M. A. Super-eddington black hole accretion: Polish doughnuts and slim disks. In: GROWING BLACK HOLES: ACCRETION IN A COSMOLOGICAL CONTEXT, Merloni, A.; Nayakshin, S.; Sunyaev, R. A., editores, p. 257–273, 2005.
- [2] ABRAMOWICZ, M. A.; CHEN, X.; KATO, S.; LASOTA, J.-P.; REGEV, O. Thermal equilibria of accretion disks. **Astrophysical Journal Letters**, v. 438, p. L37–L39, Jan. 1995.
- [3] ABRAMOWICZ, M. A.; CZERNY, B.; LASOTA, J. P.; SZUSZKIEWICZ, E. Slim accretion disks. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 332, p. 646–658, Sep. 1988.
- [4] AKRITAS, M. G.; BERSHADY, M. A. Linear Regression for Astronomical Data with Measurement Errors and Intrinsic Scatter. **Astrophysical Journal**, v. 470, p. 706–+, Oct. 1996.
- [5] ALLEN, S. W.; DUNN, R. J. H.; FABIAN, A. C.; TAYLOR, G. B.; REYNOLDS, C. S. The relation between accretion rate and jet power in X-ray luminous elliptical galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 372, p. 21–30, Oct. 2006.
- [6] ANDERSON, J. M.; ULVESTAD, J. S.; HO, L. C. Low-Luminosity Active Galactic Nuclei at the Highest Resolution: Jets or Accretion Flows? **Astrophysical Journal**, v. 603, p. 42–50, Mar. 2004.
- [7] ANTONUCCI, R. Unified models for active galactic nuclei and quasars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 31, p. 473–521, 1993.
- [8] ARMITAGE, P. J.; NATARAJAN, P. The Blandford-Znajek Mechanism and the Emission from Isolated Accreting Black Holes. **Astrophysical Journal Letters**, v. 523, p. L7–L10, Sep. 1999.
- [9] BAGANOFF, F. K.; BAUTZ, M. W.; BRANDT, W. N.; CHARTAS, G.; FEIGELSON, E. D.; GARMIRE, G. P.; MAEDA, Y.; MORRIS, M.; RICKER, G. R.;

- TOWNSLEY, L. K.; WALTER, F. Rapid X-ray flaring from the direction of the supermassive black hole at the Galactic Centre. **Nature**, v. 413, p. 45–48, Sep. 2001.
- [10] BAGANOFF, F. K.; MAEDA, Y.; MORRIS, M.; BAUTZ, M. W.; BRANDT, W. N.; CUI, W.; DOTY, J. P.; FEIGELSON, E. D.; GARMIRE, G. P.; PRAVDO, S. H.; RICKER, G. R.; TOWNSLEY, L. K. Chandra X-Ray Spectroscopic Imaging of Sagittarius A* and the Central Parsec of the Galaxy. **Astrophysical Journal**, v. 591, p. 891–915, Jul. 2003.
- [11] BALBUS, S. A. Enhanced Angular Momentum Transport in Accretion Disks. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Palo Alto, v. 41, p. 555–597, 2003.
- [12] BALBUS, S. A.; HAWLEY, J. F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 376, p. 214–233, Jul. 1991.
- [13] BALBUS, S. A.; HAWLEY, J. F. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. **Reviews of Modern Physics**, Washington, v. 70, p. 1–53, Jan. 1998.
- [14] BALLANTYNE, D. R. The Accretion Geometry in Radio-Loud Active Galaxies. **Modern Physics Letters A**, v. 22, p. 2397–2411, 2007.
- [15] BALMAVERDE, B.; BALDI, R. D.; CAPETTI, A. The accretion mechanism in low-power radio galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, v. 486, p. 119–130, Jul. 2008.
- [16] BARDEEN, J. M.; PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A. Rotating Black Holes: Locally Nonrotating Frames, Energy Extraction, and Scalar Synchrotron Radiation. **Astrophysical Journal**, v. 178, p. 347–370, Dec. 1972.
- [17] BARTH, A. J.; HO, L. C.; FILIPPENKO, A. V.; RIX, H.; SARGENT, W. L. W. The Broad-Line and Narrow-Line Regions of the LINER NGC 4579. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 546, p. 205–209, Jan. 2001.
- [18] BAUGH, C. M. A primer on hierarchical galaxy formation: the semi-analytical approach. **Reports of Progress in Physics**, v. 69, p. 3101–3156, Dec. 2006.
- [19] BEDNARZ, J.; OSTROWSKI, M. Energy Spectra of Cosmic Rays Accelerated at Ultrarelativistic Shock Waves. **Physical Review Letters**, v. 80, p. 3911–3914, May 1998.
- [20] BEGELMAN, M. C.; BLANDFORD, R. D.; REES, M. J. Theory of extragalactic radio sources. **Reviews of Modern Physics**, v. 56, p. 255–351, Apr. 1984.

- [21] BENNETT, C. L. Cosmology from start to finish. **Nature**, v. 440, p. 1126–1131, Apr. 2006.
- [22] BERTI, E.; VOLONTERI, M. Cosmological Black Hole Spin Evolution by Mergers and Accretion. **Astrophysical Journal**, v. 684, p. 822–828, Sep. 2008.
- [23] BEVINGTON, P. R. **Data reduction and error analysis for the physical sciences**: New York, N. Y. : McGraw-Hill, 2003.
- [24] BICKNELL, G. V.; BEGELMAN, M. C. Theory of the M 87 Jet. In: THE RADIO GALAXY MESSIER 87, Röser, H.-J.; Meisenheimer, K., editores, v. 530 of **Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag**, p. 235–+, 1999.
- [25] BIETENHOLZ, M. F.; BARTEL, N.; RUPEN, M. P. A Stationary Core with a One-sided Jet in the Center of M81. **Astrophysical Journal**, v. 532, p. 895–908, Apr. 2000.
- [26] BIRETTA, J. A.; SPARKS, W. B.; MACCHETTO, F. Hubble Space Telescope Observations of Superluminal Motion in the M87 Jet. **Astrophysical Journal**, v. 520, p. 621–626, Aug. 1999.
- [27] BÎRZAN, L.; RAFFERTY, D. A.; MCNAMARA, B. R.; WISE, M. W.; NULSEN, P. E. J. A Systematic Study of Radio-induced X-Ray Cavities in Clusters, Groups, and Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 607, p. 800–809, Jun. 2004.
- [28] BLANDFORD, R. A Black Hole Manifesto. In: GROWING BLACK HOLES: ACCRETION IN A COSMOLOGICAL CONTEXT, Merloni, A.; Nayakshin, S.; Sunyaev, R. A., editores, p. 477–490, 2005.
- [29] BLANDFORD, R. D. Physical processes in active galactic nuclei. In: ACTIVE GALACTIC NUCLEI, Courvoisier, T. J.-L.; Mayor, M., editores, p. 161–275, 1990.
- [30] BLANDFORD, R. D. To the Lighthouse. In: LIGHTHOUSES OF THE UNIVERSE: THE MOST LUMINOUS CELESTIAL OBJECTS AND THEIR USE FOR COSMOLOGY, Gilfanov, M.; Sunyaev, R.; Churazov, E., editores, p. 381–+, 2002.
- [31] BLANDFORD, R. D.; BEGELMAN, M. C. On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 303, p. L1–L5, Feb. 1999.
- [32] BLANDFORD, R. D.; KONIGL, A. Relativistic jets as compact radio sources. **Astrophysical Journal**, v. 232, p. 34–48, Aug. 1979.

- [33] BLANDFORD, R. D.; PAYNE, D. G. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 199, p. 883–903, Jun. 1982.
- [34] BLANDFORD, R. D.; ZNAJEK, R. L. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 179, p. 433–456, May 1977.
- [35] BONDI, H. On spherically symmetrical accretion. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 112, p. 195–204, Oct. 1952.
- [36] BOWER, G. A.; WILSON, A. S.; HECKMAN, T. M.; RICHSTONE, D. O. Double-Peaked Broad Emission Lines in the Nucleus of M81. **Astronomical Journal**, v. 111, p. 1901–+, May 1996.
- [37] BOWER, R. G.; BENSON, A. J.; MALBON, R.; HELLY, J. C.; FRENK, C. S.; BAUGH, C. M.; COLE, S.; LACEY, C. G. Breaking the hierarchy of galaxy formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 370, p. 645–655, Aug. 2006.
- [38] BRENNEMAN, L. W.; REYNOLDS, C. S. Constraining Black Hole Spin via X-Ray Spectroscopy. **Astrophysical Journal**, v. 652, p. 1028–1043, Dec. 2006.
- [39] BRUSA, M.; COMASTRI, A.; GILLI, R.; HASINGER, G.; IWASAWA, K.; MAINERI, V.; MIGNOLI, M.; SALVATO, M.; ZAMORANI, G.; BONGIORNO, A.; CAPPELLUTI, N.; CIVANO, F.; FIORE, F.; MERLONI, A.; SILVERMAN, J.; TRUMP, J.; VIGNALI, C.; CAPAK, P.; ELVIS, M.; ILBERT, O.; IMPEY, C.; LILLY, S. High-Redshift Quasars in the COSMOS Survey: The Space Density of $z \gtrsim 3$ X-Ray Selected QSOs. **Astrophysical Journal**, v. 693, p. 8–22, Mar. 2009.
- [40] CAO, X.; RAWLINGS, S. No evidence for a different accretion mode for all 3CR FR I radio galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 349, p. 1419–1427, Apr. 2004.
- [41] CAO, X.; WANG, T.-G. A Physical Model for Active Galactic Nuclei with Double-peaked Broad Emission Lines. **Astrophysical Journal**, v. 652, p. 112–119, Nov. 2006.
- [42] CATTANEO, A.; BEST, P. N. On the jet contribution to the active galactic nuclei cosmic energy budget. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 395, p. 518–523, May 2009.

- [43] CATTANEO, A.; BLAIZOT, J.; DEVRIENDT, J.; GUIDERDONI, B. Active Galactic Nuclei In Cosmological Simulations - I. Formation of black holes and spheroids through mergers. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 364, p. 407–423, Dec. 2005.
- [44] CATTANEO, A.; BLAIZOT, J.; WEINBERG, D. H.; KEREŠ, D.; COLOMBI, S.; DAVÉ, R.; DEVRIENDT, J.; GUIDERDONI, B.; KATZ, N. Accretion, feedback and galaxy bimodality: a comparison of the GalICS semi-analytic model and cosmological SPH simulations (astro-ph/0605750). **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, 2007.
- [45] CHEN, K.; HALPERN, J. P. Structure of line-emitting accretion disks in active galactic nuclei - ARP 102B. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 344, p. 115–124, Sep. 1989.
- [46] CHEN, K.; HALPERN, J. P.; FILIPPENKO, A. V. Kinematic evidence for a relativistic Keplerian disk - ARP 102B. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 339, p. 742–751, Apr. 1989.
- [47] CHIANG, J. An X-Ray Reprocessing Model of Disk Thermal Emission in Type 1 Seyfert Galaxies. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 572, p. 79–93, Jun. 2002.
- [48] CHIANG, J.; BLAES, O. Using Multiwavelength Observations to Determine the Black Hole Mass and Accretion Rate in the Type 1 Seyfert Galaxy NGC 5548. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 586, p. 97–111, Mar. 2003.
- [49] CHURAZOV, E.; SAZONOV, S.; SUNYAEV, R.; FORMAN, W.; JONES, C.; BÖHRINGER, H. Supermassive black holes in elliptical galaxies: switching from very bright to very dim. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 363, p. L91–L95, Oct. 2005.
- [50] CHURAZOV, E.; SUNYAEV, R.; FORMAN, W.; BÖHRINGER, H. Cooling flows as a calorimeter of active galactic nucleus mechanical power. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 332, p. 729–734, May 2002.
- [51] COLLIN, S. Quasars and Galactic Nuclei, a Half-Century Agitated Story. In: ALBERT EINSTEIN CENTURY INTERNATIONAL CONFERENCE, v. 861 of **American Institute of Physics Conference Series**, p. 587–595, Nov. 2006.
- [52] COLLIN-SOUFFRIN, S. Line and continuum radiation from the outer region of accretion discs in active galactic nuclei. I - Preliminary considerations. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 179, p. 60–70, Jun. 1987.

- [53] CROTON, D. J. ET AL. The many lives of active galactic nuclei: cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 365, p. 11–28, Jan. 2006.
- [54] CUI, W.; ZHANG, S. N.; CHEN, W. Evidence for Frame Dragging around Spinning Black Holes in X-Ray Binaries. **Astrophysical Journal Letters**, v. 492, p. L53+, Jan. 1998.
- [55] DALLA VECCHIA, C.; BOWER, R. G.; THEUNS, T.; BALOGH, M. L.; MAZZOTTA, P.; FRENK, C. S. Quenching cluster cooling flows with recurrent hot plasma bubbles. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 355, p. 995–1004, Dec. 2004.
- [56] DE GOUVEIA DAL PINO, E. M.; LAZARIAN, A. Production of the large scale superluminal ejections of the microquasar GRS 1915+105 by violent magnetic reconnection. **Astronomy and Astrophysics**, v. 441, p. 845–853, Oct. 2005.
- [57] DE VILLIERS, J.-P.; HAWLEY, J. F.; KROLIK, J. H. Magnetically Driven Accretion Flows in the Kerr Metric. I. Models and Overall Structure. **Astrophysical Journal**, v. 599, p. 1238–1253, Dec. 2003.
- [58] DE VILLIERS, J.-P.; HAWLEY, J. F.; KROLIK, J. H.; HIROSE, S. Magnetically Driven Accretion in the Kerr Metric. III. Unbound Outflows. **Astrophysical Journal**, v. 620, p. 878–888, Feb. 2005.
- [59] DEVEREUX, N.; FORD, H.; TSVETANOV, Z.; JACOBY, G. STIS Spectroscopy of the Central 10 Parsecs of M81: Evidence for a Massive Black Hole. **Astronomical Journal**, v. 125, p. 1226–1235, Mar. 2003.
- [60] DEVEREUX, N.; SHEARER, A. Kinematics of the Broad-Line Region in M81. **Astrophysical Journal**, v. 671, p. 118–123, Dec. 2007.
- [61] DEWANGAN, G. C.; GRIFFITHS, R. E.; DI MATTEO, T.; SCHURCH, N. J. Iron K α Emission from the Low-Luminosity Active Galaxies M81 and NGC 4579. **Astrophysical Journal**, v. 607, p. 788–793, Jun. 2004.
- [62] DI MATTEO, T.; ALLEN, S. W.; FABIAN, A. C.; WILSON, A. S.; YOUNG, A. J. Accretion onto the Supermassive Black Hole in M87. **Astrophysical Journal**, v. 582, p. 133–140, Jan. 2003.
- [63] DI MATTEO, T.; COLBERG, J.; SPRINGEL, V.; HERNQUIST, L.; SIJACKI, D. Direct Cosmological Simulations of the Growth of Black Holes and Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 676, p. 33–53, Mar. 2008.

- [64] DI MATTEO, T.; JOHNSTONE, R. M.; ALLEN, S. W.; FABIAN, A. C. Accretion onto Nearby Supermassive Black Holes: Chandra Constraints on the Dominant Cluster Galaxy NGC 6166. **Astrophysical Journal Letters**, v. 550, p. L19–L23, Mar. 2001.
- [65] 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, Feb. 2005.
- [66] DONE, C.; GIERLIŃSKI, M.; KUBOTA, A. Modelling the behaviour of accretion flows in X-ray binaries. Everything you always wanted to know about accretion but were afraid to ask. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 15, p. 1–66, Dec. 2007.
- [67] ELITZUR, M. The toroidal obscuration of active galactic nuclei. **New Astronomy Review**, v. 52, p. 274–288, Aug. 2008.
- [68] ELVIS, M.; WILKES, B. J.; MCDOWELL, J. C.; GREEN, R. F.; BECHTOLD, J.; WILLNER, S. P.; OEY, M. S.; POLOMSKI, E.; CUTRI, R. Atlas of quasar energy distributions. **Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 95, p. 1–68, Nov. 1994.
- [69] ERACLEOUS, M.; HALPERN, J. P. Doubled-peaked emission lines in active galactic nuclei. **Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 90, p. 1–30, Jan. 1994.
- [70] ERACLEOUS, M.; HALPERN, J. P. NGC 3065: A Certified LINER with Broad, Variable Balmer Lines. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 554, p. 240–244, Jun. 2001.
- [71] ERACLEOUS, M.; HWANG, J. A.; FLOHIC, H. M. L. G. Spectral energy distributions of weak active galactic nuclei associated with low-ionization nuclear emission regions. **Astrophysical Journal**, Chicago, 2009.
- [72] ESCALA, A. On the Fueling of Massive Black Holes and the Properties of Their Host Spheroids. **Astrophysical Journal Letters**, v. 648, p. L13–L16, Sep. 2006.
- [73] ESIN, A. A. Heating and Cooling of Hot Accretion Flows by Nonlocal Radiation. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 482, p. 400–410, Jun. 1997.
- [74] ESIN, A. A.; MCCLINTOCK, J. E.; NARAYAN, R. Advection-dominated Accretion and the Spectral States of Black Hole X-Ray Binaries: Application to Nova MUSCAE 1991. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 489, p. 865–889, Nov. 1997.

- [75] FABIAN, A. C. The obscured growth of massive black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 308, p. L39–L43, Oct. 1999.
- [76] FABIAN, A. C.; CANIZARES, C. R. Do massive black holes reside in elliptical galaxies? **Nature**, v. 333, p. 829–831, Jun. 1988.
- [77] FABIAN, A. C.; SANDERS, J. S.; TAYLOR, G. B.; ALLEN, S. W.; CRAWFORD, C. S.; JOHNSTONE, R. M.; IWASAWA, K. A very deep Chandra observation of the Perseus cluster: shocks, ripples and conduction. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 366, p. 417–428, Feb. 2006.
- [78] FALCKE, H.; KÖRDING, E.; MARKOFF, S. A scheme to unify low-power accreting black holes. Jet-dominated accretion flows and the radio/X-ray correlation. **Astronomy and Astrophysics**, v. 414, p. 895–903, Feb. 2004.
- [79] FALCKE, H.; MARKOFF, S. The jet model for Sgr A*: Radio and X-ray spectrum. **Astronomy and Astrophysics**, v. 362, p. 113–118, Oct. 2000.
- [80] FAN, X. ET AL. A Survey of $z_{\text{J}}5.7$ Quasars in the Sloan Digital Sky Survey. II. Discovery of Three Additional Quasars at $z_{\text{J}}6$. **Astronomical Journal**, v. 125, p. 1649–1659, Apr. 2003.
- [81] FERLAND, G. J.; NETZER, H. Are there any shock-heated galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 264, p. 105–113, Jan. 1983.
- [82] FERRARESE, L.; FORD, H. Supermassive Black Holes in Galactic Nuclei: Past, Present and Future Research. **Space Science Reviews**, v. 116, p. 523–624, Feb. 2005.
- [83] FERRARESE, L.; MERRITT, D. A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies. **Astrophysical Journal Letters**, v. 539, p. L9–L12, Aug. 2000.
- [84] FERRARI, A. Modeling Extragalactic Jets. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 36, p. 539–598, 1998.
- [85] FIOC, M.; ROCCA-VOLMERANGE, B. PEGASE: a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts. **Astronomy and Astrophysics**, v. 326, p. 950–962, Oct. 1997.
- [86] FLOHIC, H. M. L. G.; ERACLEOUS, M.; CHARTAS, G.; SHIELDS, J. C.; MORAN, E. C. The Central Engines of 19 LINERs as Viewed by Chandra. **Astrophysical Journal**, v. 647, p. 140–160, Aug. 2006.

- [87] FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. J. **Accretion Power in Astrophysics**. 3.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
- [88] FROLOV, V. P.; NOVIKOV, I. D. **Black hole physics : basic concepts and new developments**: Dordrecht: Kluwer Academic, 1998.
- [89] GALLO, E.; FENDER, R. P.; POOLEY, G. G. A universal radio-X-ray correlation in low/hard state black hole binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 344, p. 60–72, Sep. 2003.
- [90] GALLO, E.; TREU, T.; JACOB, J.; WOO, J.-H.; MARSHALL, P. J.; ANTONUCCI, R. AMUSE-Virgo. I. Supermassive Black Holes in Low-Mass Spheroids. **Astrophysical Journal**, v. 680, p. 154–168, Jun. 2008.
- [91] GAMMIE, C. F.; SHAPIRO, S. L.; MCKINNEY, J. C. Black Hole Spin Evolution. **Astrophysical Journal**, v. 602, p. 312–319, Feb. 2004.
- [92] GARCIA, M. R.; WILLIAMS, B. F.; YUAN, F.; KONG, A. K. H.; PRIMINI, F. A.; BARMBY, P.; KAARET, P.; MURRAY, S. S. A Possible Detection of M31* with Chandra. **Astrophysical Journal**, v. 632, p. 1042–1047, Oct. 2005.
- [93] GAROFALO, D. The spin dependence of the Blandford-Znajek effect. **ArXiv e-prints**, Apr. 2009.
- [94] 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, Aug. 2000.
- [95] GHEZ, A. M.; SALIM, S.; HORNSTEIN, S. D.; TANNER, A.; LU, J. R.; MORRIS, M.; BECKLIN, E. E.; DUCHÈNE, G. Stellar Orbits around the Galactic Center Black Hole. **Astrophysical Journal**, v. 620, p. 744–757, Feb. 2005.
- [96] GHOSH, P.; ABRAMOWICZ, M. A. Electromagnetic extraction of rotational energy from disc-fed black holes - The strength of the Blandford-Znajek process. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 292, p. 887–+, Dec. 1997.
- [97] GIROLETTI, M.; TAYLOR, G. B.; GIOVANNINI, G. The Two-sided Parsec-Scale Structure of the Low-Luminosity Active Galactic Nucleus in NGC 4278. **Astrophysical Journal**, v. 622, p. 178–186, Mar. 2005.
- [98] GOLDREICH, P.; JULIAN, W. H. Pulsar Electrodynamics. **Astrophysical Journal**, v. 157, p. 869–+, Aug. 1969.

- [99] GRANATO, G. L.; DE ZOTTI, G.; SILVA, L.; BRESSAN, A.; DANESE, L. A Physical Model for the Coevolution of QSOs and Their Spheroidal Hosts. **Astrophysical Journal**, v. 600, p. 580–594, Jan. 2004.
- [100] GREENE, J. E.; HO, L. C.; ULVESTAD, J. S. The Radio Quiescence of Active Galaxies with High Accretion Rates. **Astrophysical Journal**, v. 636, p. 56–62, Jan. 2006.
- [101] HALPERN, J. P.; STEINER, J. E. Low-ionization active galactic nuclei - X-ray or shock heated? **Astrophysical Journal Letters**, Chicago, v. 269, p. L37–L41, Jun. 1983.
- [102] HÄRING, N.; RIX, H.-W. On the Black Hole Mass-Bulge Mass Relation. **Astrophysical Journal Letters**, v. 604, p. L89–L92, Apr. 2004.
- [103] HASINGER, G.; MIYAJI, T.; SCHMIDT, M. Luminosity-dependent evolution of soft X-ray selected AGN. New Chandra and XMM-Newton surveys. **Astronomy and Astrophysics**, v. 441, p. 417–434, Oct. 2005.
- [104] HAWLEY, J. F.; BALBUS, S. A.; STONE, J. M. A Magnetohydrodynamic Nonradiative Accretion Flow in Three Dimensions. **Astrophysical Journal Letters**, v. 554, p. L49–L52, Jun. 2001.
- [105] HAWLEY, J. F.; GAMMIE, C. F.; BALBUS, S. A. Local Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Accretion Disks. **Astrophysical Journal**, v. 440, p. 742–+, Feb. 1995.
- [106] HAWLEY, J. F.; KROLIK, J. H. Magnetically Driven Jets in the Kerr Metric. **Astrophysical Journal**, v. 641, p. 103–116, Apr. 2006.
- [107] HECKMAN, T. M. An optical and radio survey of the nuclei of bright galaxies - Activity in normal galactic nuclei. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 87, p. 152–164, Jul. 1980.
- [108] HEGER, A.; FRYER, C. L.; WOOSLEY, S. E.; LANGER, N.; HARTMANN, D. H. How Massive Single Stars End Their Life. **Astrophysical Journal**, v. 591, p. 288–300, Jul. 2003.
- [109] HEINZ, S.; MERLONI, A.; SCHWAB, J. The Kinetic Luminosity Function and the Jet Production Efficiency of Growing Black Holes. **Astrophysical Journal Letters**, v. 658, p. L9–L12, Mar. 2007.

- [110] HEINZ, S.; SUNYAEV, R. A. The non-linear dependence of flux on black hole mass and accretion rate in core-dominated jets. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 343, p. L59–L64, Aug. 2003.
- [111] HIROSE, S.; KROLIK, J. H.; DE VILLIERS, J.-P.; HAWLEY, J. F. Magnetically Driven Accretion Flows in the Kerr Metric. II. Structure of the Magnetic Field. **Astrophysical Journal**, v. 606, p. 1083–1097, May 2004.
- [112] HO, L. C. The Spectral Energy Distributions of Low-Luminosity Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 516, p. 672–682, May 1999.
- [113] HO, L. C. On the Relationship between Radio Emission and Black Hole Mass in Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 564, p. 120–132, Jan. 2002.
- [114] HO, L. C. “Low-State” Black Hole Accretion in Nearby Galaxies. **Astrophysics and Space Science**, v. 300, p. 219–225, Nov. 2005.
- [115] HO, L. C. Nuclear Activity in Nearby Galaxies. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 46, p. 475–539, Sep. 2008.
- [116] HO, L. C.; FILIPPENKO, A. V.; SARGENT, W. L. W. A Search for “Dwarf” Seyfert Nuclei. V. Demographics of Nuclear Activity in Nearby Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 487, p. 568–+, Oct. 1997.
- [117] HO, L. C.; RUDNICK, G.; RIX, H.; SHIELDS, J. C.; MCINTOSH, D. H.; FILIPPENKO, A. V.; SARGENT, W. L. W.; ERACLEOUS, M. Double-peaked Broad Emission Lines in NGC 4450 and Other LINERS. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 541, p. 120–125, Sep. 2000.
- [118] HO, L. C. W. Black Hole Demography from Nearby Active Galactic Nuclei. In: **COEVOLUTION OF BLACK HOLES AND GALAXIES**, Ho, L. C., editor, p. 292–+, 2004.
- [119] HOPKINS, P. F.; HERNQUIST, L.; COX, T. J.; DI MATTEO, T.; ROBERTSON, B.; SPRINGEL, V. A Unified, Merger-driven Model of the Origin of Starbursts, Quasars, the Cosmic X-Ray Background, Supermassive Black Holes, and Galaxy Spheroids. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 163, p. 1–49, Mar. 2006a.
- [120] HOPKINS, P. F.; HERNQUIST, L.; COX, T. J.; ROBERTSON, B.; KRAUSE, E. An Observed Fundamental Plane Relation for Supermassive Black Holes. **Astrophysical Journal**, v. 669, p. 67–73, Nov. 2007.

- [121] HOPKINS, P. F.; NARAYAN, R.; HERNQUIST, L. How Much Mass Do Supermassive Black Holes Eat in Their Old Age? **Astrophysical Journal**, v. 643, p. 641–651, Jun. 2006b.
- [122] ICHIMARU, S. Bimodal behavior of accretion disks - Theory and application to Cygnus X-1 transitions. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 214, p. 840–855, Jun. 1977.
- [123] IGUMENSHCHEV, I. V.; NARAYAN, R.; ABRAMOWICZ, M. A. Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Radiatively Inefficient Accretion Flows. **Astrophysical Journal**, v. 592, p. 1042–1059, Aug. 2003.
- [124] KATO, S.; FUKUE, J.; MINESHIGE, S. **Black-Hole Accretion Disks — Towards a New Paradigm**: Mar. 2008.
- [125] KATZ, J. I. X-rays from spherical accretion onto degenerate dwarfs. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 215, p. 265–275, Jul. 1977.
- [126] KAUFFMANN, G.; HAEHNELT, M. A unified model for the evolution of galaxies and quasars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 311, p. 576–588, Jan. 2000.
- [127] KAWAKATU, N.; UMEMURA, M. Radiation drag driven mass accretion in a clumpy interstellar medium: implications for the supermassive black hole-to-bulge relation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 329, p. 572–578, Jan. 2002.
- [128] KAWATA, D.; GIBSON, B. K. Self-regulated active galactic nuclei heating in elliptical galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 358, p. L16–L20, Mar. 2005.
- [129] KELLERMANN, K. I.; SRAMEK, R.; SCHMIDT, M.; SHAFFER, D. B.; GREEN, R. VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey. **Astronomical Journal**, Woodbury, v. 98, p. 1195–1207, Oct. 1989.
- [130] KING, A. The AGN-Starburst Connection, Galactic Superwinds, and M-sigma. **Astrophysical Journal Letters**, v. 635, p. L121–L123, Dec. 2005.
- [131] KING, A. R.; PRINGLE, J. E.; HOFMANN, J. A. The evolution of black hole mass and spin in active galactic nuclei. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 385, p. 1621–1627, Apr. 2008.

- [132] KIRK, J. G.; GUTHMANN, A. W.; GALLANT, Y. A.; ACHTERBERG, A. Particle Acceleration at Ultrarelativistic Shocks: An Eigenfunction Method. **Astrophysical Journal**, v. 542, p. 235–242, Oct. 2000.
- [133] KOIDE, S. Magnetic extraction of black hole rotational energy: Method and results of general relativistic magnetohydrodynamic simulations in Kerr space-time. **Physical Review D**, v. 67, n. 10, p. 104010–+, May 2003.
- [134] KOIDE, S.; MEIER, D. L.; SHIBATA, K.; KUDOH, T. General Relativistic Simulations of Early Jet Formation in a Rapidly Rotating Black Hole Magnetosphere. **Astrophysical Journal**, v. 536, p. 668–674, Jun. 2000.
- [135] KOLLMEIER, J. A.; ONKEN, C. A.; KOCHANNEK, C. S.; GOULD, A.; WEINBERG, D. H.; DIETRICH, M.; COOL, R.; DEY, A.; EISENSTEIN, D. J.; JANNUZI, B. T.; LE FLOC'H, E.; STERN, D. Black Hole Masses and Eddington Ratios at $0.3 < z < 4$. **Astrophysical Journal**, v. 648, p. 128–139, Sep. 2006.
- [136] KOMISSAROV, S. S. Observations of the Blandford-Znajek process and the magnetohydrodynamic Penrose process in computer simulations of black hole magnetospheres. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 359, p. 801–808, May 2005.
- [137] KORATKAR, A.; BLAES, O. The Ultraviolet and Optical Continuum Emission in Active Galactic Nuclei: The Status of Accretion Disks. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, San Francisco, v. 111, p. 1–30, Jan. 1999.
- [138] KÖRDING, E. G.; JESTER, S.; FENDER, R. Accretion states and radio loudness in active galactic nuclei: analogies with X-ray binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 372, p. 1366–1378, Nov. 2006.
- [139] KÖRDING, E. G.; JESTER, S.; FENDER, R. Measuring the accretion rate and kinetic luminosity functions of supermassive black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 383, p. 277–288, Jan. 2008.
- [140] KROLIK, J. H. **Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment**: Princeton, N. J. : Princeton University Press, 1999.
- [141] LADA, C. J. Young Stellar Objects. In: **ENCYCLOPEDIA OF ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS**, London, Taylor & Francis, p. 5272–5279, 2002.
- [142] LAGOS, C. D. P.; PADILLA, N. D.; CORA, S. A. Black hole spin and radio loudness in a Lambda cold dark matter universe. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 395, p. 625–636, May 2009.

- [143] LAOR, A. Massive Thin Accretion Discs - Part Three - Comparison with the Observations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 246, p. 369–+, Oct. 1990.
- [144] LASOTA, J.-P.; ABRAMOWICZ, M. A.; CHEN, X.; KROLIK, J.; NARAYAN, R.; YI, I. Is the Accretion Flow in NGC 4258 Advection Dominated? **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 462, p. 142–146, May 1996.
- [145] LIVIO, M.; OGILVIE, G. I.; PRINGLE, J. E. Extracting Energy from Black Holes: The Relative Importance of the Blandford-Znajek Mechanism. **Astrophysical Journal**, v. 512, p. 100–104, Feb. 1999.
- [146] LOEWENSTEIN, M.; MUSHOTZKY, R. F.; ANGELINI, L.; ARNAUD, K. A.; QUATAERT, E. Chandra Limits on X-Ray Emission Associated with the Supermassive Black Holes in Three Giant Elliptical Galaxies. **Astrophysical Journal Letters**, v. 555, p. L21–L24, Jul. 2001.
- [147] LONGAIR, M. S. Evidence on the Evolutionary Character of the Universe derived from Recent Red-shift Measurements. **Nature**, v. 211, p. 949–950, Aug. 1966.
- [148] LYNDEN-BELL, D. Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. **Nature**, v. 223, p. 690–694, Aug. 1969.
- [149] MACCARONE, T. J.; GALLO, E.; FENDER, R. The connection between radio-quiet active galactic nuclei and the high/soft state of X-ray binaries. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 345, p. L19–L24, Oct. 2003.
- [150] MACDONALD, D.; THORNE, K. S. Black-hole electrodynamics - an absolute-space/universal-time formulation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 198, p. 345–382, Jan. 1982.
- [151] MAGORRIAN, J. ET AL. The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers. **Astronomical Journal**, v. 115, p. 2285–2305, Jun. 1998.
- [152] MAHADEVAN, R. Scaling Laws for Advection-dominated Flows: Applications to Low-Luminosity Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 477, p. 585–601, Mar. 1997.
- [153] MALKAN, M. A. The ultraviolet excess of luminous quasars. II - Evidence for massive accretion disks. **Astrophysical Journal**, v. 268, p. 582–590, May 1983.
- [154] MANMOTO, T.; MINESHIGE, S.; KUSUNOSE, M. Spectrum of Optically Thin Advection-dominated Accretion Flow around a Black Hole: Application to Sagittarius A *. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 489, p. 791–803, Nov. 1997.

- [155] 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.
- [156] MARCONI, A.; RISALITI, G.; GILLI, R.; HUNT, L. K.; MAIOLINO, R.; SALVATI, M. Local supermassive black holes, relics of active galactic nuclei and the X-ray background. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 351, p. 169–185, Jun. 2004.
- [157] MARKOFF, S.; NOWAK, M.; YOUNG, A.; MARSHALL, H. L.; CANIZARES, C. R.; PECK, A.; KRIPS, M.; PETITPAS, G.; SCHÖDEL, R.; BOWER, G. C.; CHANDRA, P.; RAY, A.; MUNO, M.; GALLAGHER, S.; HORNSTEIN, S.; CHEUNG, C. C. Results from an Extensive Simultaneous Broadband Campaign on the Underluminous Active Nucleus M81*: Further Evidence for Mass-scaling Accretion in Black Holes. **Astrophysical Journal**, v. 681, p. 905–924, Jul. 2008.
- [158] MARKOFF, S.; NOWAK, M. A.; WILMS, J. Going with the Flow: Can the Base of Jets Subsume the Role of Compact Accretion Disk Coronae? **Astrophysical Journal**, v. 635, p. 1203–1216, Dec. 2005.
- [159] MARSHALL, H. L.; MILLER, B. P.; DAVIS, D. S.; PERLMAN, E. S.; WISE, M.; CANIZARES, C. R.; HARRIS, D. E. A High-Resolution X-Ray Image of the Jet in M87. **Astrophysical Journal**, v. 564, p. 683–687, Jan. 2002.
- [160] MCCARTHY, I. G.; BALOGH, M. L.; BABUL, A.; POOLE, G. B.; HORNER, D. J. Models of the Intracluster Medium with Heating and Cooling: Explaining the Global and Structural X-Ray Properties of Clusters. **Astrophysical Journal**, v. 613, p. 811–830, Oct. 2004.
- [161] MCKINNEY, J. C. Total and Jet Blandford-Znajek Power in the Presence of an Accretion Disk. **Astrophysical Journal Letters**, v. 630, p. L5–L8, Sep. 2005.
- [162] MCKINNEY, J. C. General relativistic magnetohydrodynamic simulations of the jet formation and large-scale propagation from black hole accretion systems. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 368, p. 1561–1582, Jun. 2006.
- [163] MCKINNEY, J. C.; GAMMIE, C. F. A Measurement of the Electromagnetic Luminosity of a Kerr Black Hole. **Astrophysical Journal**, v. 611, p. 977–995, Aug. 2004.
- [164] MCKINNEY, J. C.; NARAYAN, R. Disc-jet coupling in black hole accretion systems - I. General relativistic magnetohydrodynamical models. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 375, p. 513–530, 2007.

- [165] MCLURE, R. J.; DUNLOP, J. S. The cosmological evolution of quasar black hole masses. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 352, p. 1390–1404, Aug. 2004.
- [166] MCNAMARA, B. R.; WISE, M.; NULSEN, P. E. J.; DAVID, L. P.; SARAZIN, C. L.; BAUTZ, M.; MARKEVITCH, M.; VIKHLININ, A.; FORMAN, W. R.; JONES, C.; HARRIS, D. E. Chandra X-Ray Observations of the Hydra A Cluster: An Interaction between the Radio Source and the X-Ray-emitting Gas. **Astrophysical Journal Letters**, v. 534, p. L135–L138, May 2000.
- [167] MEDVEDEV, M. V. Electron Acceleration in Relativistic Gamma-Ray Burst Shocks. **Astrophysical Journal Letters**, v. 651, p. L9–L11, Nov. 2006.
- [168] MEIER, D. L. A Magnetically Switched, Rotating Black Hole Model for the Production of Extragalactic Radio Jets and the Fanaroff and Riley Class Division. **Astrophysical Journal**, v. 522, p. 753–766, Sep. 1999.
- [169] MEIER, D. L. The Association of Jet Production with Geometrically Thick Accretion Flows and Black Hole Rotation. **Astrophysical Journal Letters**, v. 548, p. L9–L12, Feb. 2001.
- [170] MEIER, D. L.; KOIDE, S.; UCHIDA, Y. Magnetohydrodynamic Production of Relativistic Jets. **Science**, v. 291, p. 84–92, Jan. 2001.
- [171] MERLONI, A. The anti-hierarchical growth of supermassive black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 353, p. 1035–1047, Oct. 2004.
- [172] MERLONI, A.; HEINZ, S. Measuring the kinetic power of active galactic nuclei in the radio mode. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 381, p. 589–601, Oct. 2007.
- [173] MERLONI, A.; HEINZ, S. A synthesis model for AGN evolution: supermassive black holes growth and feedback modes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 388, p. 1011–1030, Aug. 2008.
- [174] MERLONI, A.; HEINZ, S.; DI MATTEO, T. A Fundamental Plane of black hole activity. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 345, p. 1057–1076, Nov. 2003.
- [175] MÉSZÁROS, P. Theories of Gamma-Ray Bursts. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 40, p. 137–169, 2002.
- [176] MEYER, F.; MEYER-HOFMEISTER, E. Accretion disk evaporation by a coronal siphon flow. **Astronomy and Astrophysics**, v. 288, p. 175–182, Aug. 1994.

- [177] MILLER, J. M. Relativistic X-Ray Lines from the Inner Accretion Disks Around Black Holes. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 45, p. 441–479, Sep. 2007.
- [178] MILLER, L.; TURNER, T. J.; REEVES, J. N. An absorption origin for the X-ray spectral variability of MCG-6-30-15. **Astronomy and Astrophysics**, v. 483, p. 437–452, May 2008.
- [179] MIRABEL, I. F.; DHAWAN, V.; CHATY, S.; RODRIGUEZ, L. F.; MARTI, J.; ROBINSON, C. R.; SWANK, J.; GEBALLE, T. Accretion instabilities and jet formation in GRS 1915+105. **Astronomy and Astrophysics**, v. 330, p. L9–L12, Feb. 1998.
- [180] MISNER, C. W.; THORNE, K. S.; WHEELER, J. A. **Gravitation**. 1.ed. San Francisco: W.H. Freeman and Co., 1973.
- [181] MONACO, P.; FONTANOT, F. Feedback from quasars in star-forming galaxies and the triggering of massive galactic winds. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 359, p. 283–294, May 2005.
- [182] MONACO, P.; FONTANOT, F.; TAFFONI, G. The MORGANA model for the rise of galaxies and active nuclei. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 375, p. 1189–1219, Mar. 2007.
- [183] NAGAO, T.; MURAYAMA, T.; SHIOYA, Y.; TANIGUCHI, Y. Is There an Advection-dominated Accretion Flow in Radio Galaxies with Double-peaked Balmer Lines? **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 567, p. 73–84, Mar. 2002.
- [184] NAGAR, N. M.; FALCKE, H.; WILSON, A. S. Radio sources in low-luminosity active galactic nuclei. IV. Radio luminosity function, importance of jet power, and radio properties of the complete Palomar sample. **Astronomy and Astrophysics**, v. 435, p. 521–543, May 2005.
- [185] NARAYAN, R. Why Do AGN Lighthouses Switch Off? In: **LIGHTHOUSES OF THE UNIVERSE: THE MOST LUMINOUS CELESTIAL OBJECTS AND THEIR USE FOR COSMOLOGY**, Gilfanov, M.; Sunyeav, R.; Churazov, E., editores, p. 405–+, 2002.
- [186] NARAYAN, R.; BARRET, D.; MCCLINTOCK, J. E. Advection-dominated Accretion Model of the Black Hole V404 Cygni in Quiescence. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 482, p. 448–464, Jun. 1997.
- [187] NARAYAN, R.; IGUMENSHCHEV, I. V.; ABRAMOWICZ, M. A. Self-similar Accretion Flows with Convection. **Astrophysical Journal**, v. 539, p. 798–808, Aug. 2000.

- [188] NARAYAN, R.; MAHADEVAN, R.; QUATAERT, E. Advection-dominated accretion around black holes. In: *THEORY OF BLACK HOLE ACCRETION DISKS*, Cambridge, Cambridge University Press, p. 148–182, 1998.
- [189] NARAYAN, R.; MCCLINTOCK, J. E. Advection-dominated accretion and the black hole event horizon. *New Astronomy Review*, v. 51, p. 733–751, May 2008.
- [190] NARAYAN, R.; QUATAERT, E. Black Hole Accretion. *Science*, v. 307, p. 77–80, Jan. 2005.
- [191] NARAYAN, R.; YI, I. Advection-dominated accretion: A self-similar solution. *Astrophysical Journal Letters*, Chicago, v. 428, p. L13–L16, Jun. 1994.
- [192] NARAYAN, R.; YI, I. Advection-dominated accretion: Self-similarity and bipolar outflows. *Astrophysical Journal*, Chicago, v. 444, p. 231–243, May 1995a.
- [193] NARAYAN, R.; YI, I. Advection-dominated Accretion: Underfed Black Holes and Neutron Stars. *Astrophysical Journal*, Chicago, v. 452, p. 710–740, Oct. 1995b.
- [194] NARAYAN, R.; YI, I.; MAHADEVAN, R. Explaining the Spectrum of SAGITTARIUS-A* with a Model of an Accreting Black-Hole. *Nature*, London, v. 374, p. 623–627, Apr. 1995.
- [195] NEMMEN, R. S.; BOWER, R. G.; BABUL, A.; STORCHI-BERGMANN, T. Modelling the jet power in elliptical galaxies: support for rapidly spinning black holes (astro-ph/0612392). In: *THE CENTRAL ENGINE OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI*, Ho, L. C.; Wang, J. M., editores. Astronomical Society of the Pacific: San Francisco, 2007a.
- [196] NEMMEN, R. S.; BOWER, R. G.; BABUL, A.; STORCHI-BERGMANN, T. Models for jet power in elliptical galaxies: a case for rapidly spinning black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 377, p. 1652–1662, Jun. 2007b.
- [197] NEMMEN, R. S.; STORCHI-BERGMANN, T.; YUAN, F.; ERACLEOUS, M.; TERASHIMA, Y.; WILSON, A. S. Radiatively Inefficient Accretion Flow in the Nucleus of NGC 1097. *Astrophysical Journal*, v. 643, p. 652–659, Jun. 2006.
- [198] NOVIKOV, I. D.; THORNE, K. S. Astrophysics of black holes. In: *BLACK HOLES.*, DeWitt, C.; DeWitt, B. S., editores. New York: Gordon & Breach, p. 344, 1973.
- [199] NUSSER, A.; SILK, J.; BABUL, A. Suppressing cluster cooling flows by self-regulated heating from a spatially distributed population of active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 373, p. 739–746, Dec. 2006.

- [200] OHSUGA, K. Feedback from supercritical disk accretion flows; Two-dimensional radiation-hydrodynamic simulations of stable and unstable disks with radiatively driven outflows (astro-ph/0703103). **Astrophysical Journal**, 2007.
- [201] OHSUGA, K.; MORI, M.; NAKAMOTO, T.; MINESHIGE, S. Supercritical Accretion Flows around Black Holes: Two-dimensional, Radiation Pressure-dominated Disks with Photon Trapping. **Astrophysical Journal**, v. 628, p. 368–381, Jul. 2005.
- [202] OKAMOTO, T.; EKE, V. R.; FRENK, C. S.; JENKINS, A. Effects of feedback on the morphology of galaxy discs. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 363, p. 1299–1314, Nov. 2005.
- [203] OKAMOTO, T.; JENKINS, A.; EKE, V. R.; QUILIS, V.; FRENK, C. S. Momentum transfer across shear flows in smoothed particle hydrodynamic simulations of galaxy formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 345, p. 429–446, Oct. 2003.
- [204] OKAMOTO, T.; NEMMEN, R. S.; BOWER, R. G. The impact of radio feedback from active galactic nuclei in cosmological simulations: formation of disc galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 385, p. 161–180, Mar. 2008.
- [205] OMMA, H.; BINNEY, J.; BRYAN, G.; SLYZ, A. Heating cooling flows with jets. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 348, p. 1105–1119, Mar. 2004.
- [206] OSMER, P. S. The Evolution of Quasars. In: COEVOLUTION OF BLACK HOLES AND GALAXIES, Ho, L. C., editor, p. 324–+, 2004.
- [207] OWEN, F. N.; EILEK, J. A.; KASSIM, N. E. M87 at 90 Centimeters: A Different Picture. **Astrophysical Journal**, v. 543, p. 611–619, Nov. 2000.
- [208] PACZYNSKY, B.; WIITA, P. J. Thick accretion disks and supercritical luminosities. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 88, p. 23–31, Aug. 1980.
- [209] PADOVANI, P.; MATTEUCCI, F. Stellar Mass Loss in Elliptical Galaxies and the Fueling of Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, v. 416, p. 26–+, Oct. 1993.
- [210] PELLEGRINI, S. Nuclear Accretion in Galaxies of the Local Universe: Clues from Chandra Observations. **Astrophysical Journal**, v. 624, p. 155–161, May 2005.

- [211] PELLEGRINI, S.; BALDI, A.; FABBIANO, G.; KIM, D.-W. An XMM-Newton and Chandra Investigation of the Nuclear Accretion in the Sombrero Galaxy (NGC 4594). **Astrophysical Journal**, v. 597, p. 175–185, Nov. 2003.
- [212] PENROSE, R. Gravitational Collapse: The Role of General Relativity. **Riv. Nuovo Cim.**, v. 1, p. 252, 1969.
- [213] PETERSON, B. M. **An Introduction to Active Galactic Nuclei**. 1.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [214] PIRAN, T. Gamma-ray bursts and the fireball model. **Physics Reports**, v. 314, p. 575–667, Jun. 1999.
- [215] POYNTING, J. H. Radiation in the solar system : its effect on temperature and its pressure on small bodies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 64, p. A1+, Nov. 1903.
- [216] PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. **Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing**. 2.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
- [217] PRINGLE, J. E.; REES, M. J. Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources. **Astronomy and Astrophysics**, v. 21, p. 1–+, Oct. 1972.
- [218] PROGA, D. Theory of Winds in AGNs. In: THE CENTRAL ENGINE OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI, Ho, L. C.; Wang, J.-W., editores, v. 373 of **Astronomical Society of the Pacific Conference Series**, p. 267–+, Oct. 2007.
- [219] PROGA, D.; BEGELMAN, M. C. Accretion of Low Angular Momentum Material onto Black Holes: Two-dimensional Magnetohydrodynamic Case. **Astrophysical Journal**, v. 592, p. 767–781, Aug. 2003.
- [220] PTAK, A.; TERASHIMA, Y.; HO, L. C.; QUATAERT, E. Testing Radiatively Inefficient Accretion Flow Theory: An XMM-Newton Observation of NGC 3998. **Astrophysical Journal**, v. 606, p. 173–184, May 2004.
- [221] PTAK, A.; YAQOUB, T.; MUSHOTZKY, R.; SERLEMITSOS, P.; GRIFFITHS, R. X-Ray Variability as a Probe of Advection-dominated Accretion in Low-Luminosity Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal Letters**, v. 501, p. L37+, Jul. 1998.
- [222] PUNSLY, B. 3-D Simulations of Ergospheric Disk Driven Poynting Jets (arXiv:0704.0816). **Astrophysical Journal Letters**, 2007.
- [223] PUNSLY, B.; CORONITI, F. V. Ergosphere-driven winds. **Astrophysical Journal**, v. 354, p. 583–615, May 1990.

- [224] QUATAERT, E. Low radiative efficiency accretion flows. In: PROBING THE PHYSICS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI, Peterson, B. M.; Pogge, R. W.; Polidan, R. S., editores, p. 71, 2001.
- [225] QUATAERT, E. Radiatively Inefficient Accretion Flow Models of Sgr A*. **Astronomische Nachrichten Supplement**, v. 324, p. 435–443, Sep. 2003.
- [226] QUATAERT, E.; DI MATTEO, T.; NARAYAN, R.; HO, L. C. Possible Evidence for Truncated Thin Disks in the Low-Luminosity Active Galactic Nuclei M81 and NGC 4579. **Astrophysical Journal Letters**, Chicago, v. 525, p. L89–L92, Nov. 1999.
- [227] QUATAERT, E.; GRUZINOV, A. Turbulence and Particle Heating in Advection-dominated Accretion Flows. **Astrophysical Journal**, v. 520, p. 248–255, Jul. 1999.
- [228] QUATAERT, E.; GRUZINOV, A. Convection-dominated Accretion Flows. **Astrophysical Journal**, v. 539, p. 809–814, Aug. 2000.
- [229] QUATAERT, E.; NARAYAN, R. Spectral Models of Advection-dominated Accretion Flows with Winds. **Astrophysical Journal**, v. 520, p. 298–315, Jul. 1999.
- [230] QUILIS, V.; BOWER, R. G.; BALOGH, M. L. Bubbles, feedback and the intracluster medium: three-dimensional hydrodynamic simulations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 328, p. 1091–1097, Dec. 2001.
- [231] RAFFERTY, D. A.; MCNAMARA, B. R.; NULSEN, P. E. J.; WISE, M. W. The Feedback-regulated Growth of Black Holes and Bulges through Gas Accretion and Starbursts in Cluster Central Dominant Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 652, p. 216–231, Nov. 2006.
- [232] REES, M. J. Black Hole Models for Active Galactic Nuclei. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 22, p. 471–506, 1984.
- [233] REES, M. J.; PHINNEY, E. S.; BEGELMAN, M. C.; BLANDFORD, R. D. Ion-supported tori and the origin of radio jets. **Nature**, London, v. 295, p. 17–21, Jan. 1982.
- [234] REMILLARD, R. A.; MCCLINTOCK, J. E. X-Ray Properties of Black-Hole Binaries. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 44, p. 49–92, Sep. 2006.
- [235] REYNOLDS, C. S.; GAROFALO, D.; BEGELMAN, M. C. Trapping of Magnetic Flux by the Plunge Region of a Black Hole Accretion Disk. **Astrophysical Journal**, v. 651, p. 1023–1030, Nov. 2006.

- [236] RICHSTONE, D.; AJHAR, E. A.; BENDER, R.; BOWER, G.; DRESSLER, A.; FABER, S. M.; FILIPPENKO, A. V.; GEBHARDT, K.; GREEN, R.; HO, L. C.; KORMENDY, J.; LAUER, T. R.; MAGORRIAN, J.; TREMAINE, S. Supermassive black holes and the evolution of galaxies. **Nature**, v. 395, p. A14+, Oct. 1998.
- [237] ROBERTSON, H. P. Dynamical effects of radiation in the solar system. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 97, p. 423–+, Apr. 1937.
- [238] RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. New York: Wiley-Interscience, 1979.
- [239] SALPETER, E. E. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 140, p. 796–800, Aug. 1964.
- [240] SANDERS, J. S.; FABIAN, A. C.; TAYLOR, G. B. Giant cavities, cooling and metallicity substructure in Abell 2204. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 393, p. 71–82, Feb. 2009.
- [241] SAZONOV, S. Y.; OSTRIKER, J. P.; CIOTTI, L.; SUNYAEV, R. A. Radiative feedback from quasars and the growth of massive black holes in stellar spheroids. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 358, p. 168–180, Mar. 2005.
- [242] SCHMITT, H. R.; KINNEY, A. L.; CALZETTI, D.; STORCHI BERGMANN, T. The Spectral Energy Distribution of Normal, Starburst, and Active Galaxies. **Astronomical Journal**, v. 114, p. 592–612, Aug. 1997.
- [243] SEATON, M. J. Interstellar extinction in the UV. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 187, p. 73–76, Jun. 1979.
- [244] SEMENOV, V.; DYADECHKIN, S.; PUNSLY, B. Simulations of Jets Driven by Black Hole Rotation. **Science**, v. 305, p. 978–980, Aug. 2004.
- [245] SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 24, p. 337–355, 1973.
- [246] SHANKAR, F.; CAVALIERE, A.; CIRASUOLO, M.; MARASCHI, L. Optical-Radio Mapping: the Kinetic Efficiency of Radio-Loud AGNs. **Astrophysical Journal**, v. 676, p. 131–136, Mar. 2008.
- [247] SHAPIRO, S. L.; LIGHTMAN, A. P.; EARDLEY, D. M. A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 - Structure and spectrum. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 204, p. 187–199, Feb. 1976.

- [248] SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects**: Wiley-Interscience, Jun. 1986.
- [249] SHARMA, P.; QUATAERT, E.; HAMMETT, G. W.; STONE, J. M. Electron Heating in Hot Accretion Flows. **Astrophysical Journal**, v. 667, p. 714–723, Oct. 2007.
- [250] SHIELDS, G. A. Thermal continuum from accretion disks in quasars. **Nature**, v. 272, p. 706–708, Apr. 1978.
- [251] SHIELDS, J. C.; RIX, H.; MCINTOSH, D. H.; HO, L. C.; RUDNICK, G.; FILIPPENKO, A. V.; SARGENT, W. L. W.; SARZI, M. Evidence for a Black Hole and Accretion Disk in the LINER NGC 4203. **Astrophysical Journal Letters**, Chicago, v. 534, p. L27–L30, May. 2000.
- [252] SHU, F. H. **The physics of astrophysics. Volume 1: Radiation.**: 1991.
- [253] SIJACKI, D.; SPRINGEL, V. Hydrodynamical simulations of cluster formation with central AGN heating. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 366, p. 397–416, Feb. 2006.
- [254] SIJACKI, D.; SPRINGEL, V.; DI MATTEO, T.; HERNQUIST, L. A unified model for AGN feedback in cosmological simulations of structure formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 380, p. 877–900, Sep. 2007.
- [255] SIKORA, M.; STAWARZ, L.; LASOTA, J.-P. Radio Loudness of Active Galactic Nuclei: Observational Facts and Theoretical Implications. **Astrophysical Journal**, v. 658, p. 815–828, Apr. 2007.
- [256] SILK, J.; REES, M. J. Quasars and galaxy formation. **Astronomy and Astrophysics**, v. 331, p. L1–L4, Mar. 1998.
- [257] SILVERMAN, J. D.; GREEN, P. J.; BARKHOUSE, W. A.; CAMERON, R. A.; FOLTZ, C.; JANNUZI, B. T.; KIM, D.-W.; KIM, M.; MOSSMAN, A.; TANANBAUM, H.; WILKES, B. J.; SMITH, M. G.; SMITH, R. C.; SMITH, P. S. Comoving Space Density of X-Ray-selected Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, v. 624, p. 630–637, May 2005.
- [258] SOLTAN, A. Masses of quasars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 200, p. 115–122, Jul. 1982.
- [259] SPADA, M.; GHISELLINI, G.; LAZZATI, D.; CELOTTI, A. Internal shocks in the jets of radio-loud quasars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 325, p. 1559–1570, Aug. 2001.

- [260] SPRINGEL, V. The cosmological simulation code GADGET-2. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 364, p. 1105–1134, Dec. 2005.
- [261] 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, Feb. 2005a.
- [262] SPRINGEL, V.; DI MATTEO, T.; HERNQUIST, L. Modelling feedback from stars and black holes in galaxy mergers. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 361, p. 776–794, Aug. 2005b.
- [263] SPRINGEL, V.; FRENK, C. S.; WHITE, S. D. M. The large-scale structure of the Universe. **Nature**, v. 440, p. 1137–1144, Apr. 2006.
- [264] SPRINGEL, V.; HERNQUIST, L. Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 339, p. 289–311, Feb. 2003.
- [265] STONE, J. M.; PRINGLE, J. E.; BEGELMAN, M. C. Hydrodynamical non-radiative accretion flows in two dimensions. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 310, p. 1002–1016, Dec. 1999.
- [266] STORCHI-BERGMANN, T.; NEMMEN, R. S.; ERACLEOUS, M.; HALPERN, J. P.; WILSON, A. S.; FILIPPENKO, A. V.; RUIZ, M. T.; SMITH, R. C.; NAGAR, N. M. Evolution of the Nuclear Accretion Disk Emission in NGC 1097: Getting Closer to the Black Hole. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 598, p. 956–968, Dec. 2003.
- [267] STORCHI-BERGMANN, T.; NEMMEN, R. S.; SPINELLI, P. F.; ERACLEOUS, M.; WILSON, A. S.; FILIPPENKO, A. V.; LIVIO, M. Evidence of a Starburst within 9 Parsecs of the Active Nucleus of NGC 1097. **Astrophysical Journal Letters**, v. 624, p. L13–L16, May 2005.
- [268] STRATEVA, I. V.; BRANDT, W. N.; ERACLEOUS, M.; SCHNEIDER, D. P.; CHARTAS, G. The X-Ray Properties of Active Galactic Nuclei with Double-peaked Balmer Lines. **Astrophysical Journal**, v. 651, p. 749–766, Nov. 2006.
- [269] SWARTZ, D. A.; GHOSH, K. K.; SULEIMANOV, V.; TENNANT, A. F.; WU, K. Chandra Discovery of Luminous Supersoft X-Ray Sources in M81. **Astrophysical Journal**, v. 574, p. 382–397, Jul. 2002.
- [270] TAYLOR, G. B.; SANDERS, J. S.; FABIAN, A. C.; ALLEN, S. W. The low-power nucleus of PKS 1246-410 in the Centaurus cluster. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 365, p. 705–711, Jan. 2006.

- [271] TCHEKHOVSKOY, A.; MCKINNEY, J. C.; NARAYAN, R. Simulations of ultrarelativistic magnetodynamic jets from gamma-ray burst engines. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 388, p. 551–572, Aug. 2008.
- [272] TERASHIMA, Y.; IYOMOTO, N.; HO, L. C.; PTAK, A. F. X-Ray Properties of LINERs and Low-Luminosity Seyfert Galaxies Observed with ASCA. I. Observations and Results. **Astrophysical Journal Supplement Series**, Chicago, v. 139, p. 1–36, Mar. 2002.
- [273] TERASHIMA, Y.; WILSON, A. S. Chandra Snapshot Observations of Low-Luminosity Active Galactic Nuclei with a Compact Radio Source. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 583, p. 145–158, Jan. 2003.
- [274] THOMPSON, P. A. **Compressible Fluid Dynamics**. 1.ed. Cambridge: McGraw-Hill Book Co., 1972.
- [275] THORNE, K. S. Disk-Accretion onto a Black Hole. II. Evolution of the Hole. **Astrophysical Journal**, v. 191, p. 507–520, Jul. 1974.
- [276] THORNE, K. S.; PRICE, R. H.; MACDONALD, D. A. **Black holes: The membrane paradigm**: Yale University Press, 1986.
- [277] TREMAINE, S. ET AL. The Slope of the Black Hole Mass versus Velocity Dispersion Correlation. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 574, p. 740–753, Aug. 2002.
- [278] ULVESTAD, J. S.; HO, L. C. The Origin of Radio Emission in Low-Luminosity Active Galactic Nuclei: Jets, Accretion Flows, or Both? **Astrophysical Journal Letters**, v. 562, p. L133–L136, Dec. 2001.
- [279] UMEMURA, M. A Radiation-Hydrodynamical Model for Supermassive Black Hole-to-Bulge Mass Relation and Quasar Formation. **Astrophysical Journal Letters**, v. 560, p. L29–L32, Oct. 2001.
- [280] VAN PARADIJS, J.; KOUVELIOTOU, C.; WIJERS, R. A. M. J. Gamma-Ray Burst Afterglows. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 38, p. 379–425, 2000.
- [281] VOLONTERI, M.; MADAU, P.; QUATAERT, E.; REES, M. J. The Distribution and Cosmic Evolution of Massive Black Hole Spins. **Astrophysical Journal**, v. 620, p. 69–77, Feb. 2005.
- [282] VOLONTERI, M.; SIKORA, M.; LASOTA, J.-P. Black Hole Spin and Galactic Morphology. **Astrophysical Journal**, v. 667, p. 704–713, Oct. 2007.

- [283] WANG, J.-M.; CHEN, Y.-M.; HO, L. C.; MCLURE, R. J. Evidence for Rapidly Spinning Black Holes in Quasars. **Astrophysical Journal Letters**, v. 642, p. L111–L114, May 2006.
- [284] WU, Q.; CAO, X. Origin of Radio Emission from Nearby Low-Luminosity Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, v. 621, p. 130–138, Mar. 2005.
- [285] WU, Q.; CAO, X. Jet Power Extracted from ADAF and the Applications to X-Ray Binaries and the Radio Galaxy FR Dichotomy. **Astrophysical Journal**, v. 687, p. 156–161, Nov. 2008.
- [286] WU, Q.; YUAN, F.; CAO, X. On the Origin of X-Ray Emission in Some FR I Galaxies: ADAF or Jet? **Astrophysical Journal**, v. 669, p. 96–105, Nov. 2007.
- [287] WYITHE, J. S. B.; LOEB, A. Self-regulated Growth of Supermassive Black Holes in Galaxies as the Origin of the Optical and X-Ray Luminosity Functions of Quasars. **Astrophysical Journal**, v. 595, p. 614–623, Oct. 2003.
- [288] YU, Q.; TREMAINE, S. Observational constraints on growth of massive black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 335, p. 965–976, Oct. 2002.
- [289] YUAN, F. Accretion models of Sgr A*. **Journal of Physics Conference Series**, v. 54, p. 427–435, Dec. 2006.
- [290] YUAN, F. Advection-dominated Accretion: From Sgr A* to other Low-luminosity AGNs (astro-ph/0701638). In: **THE CENTRAL ENGINE OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI**, Ho, L. C.; Wang, J. M., editores. Astronomical Society of the Pacific: San Francisco, 2007.
- [291] YUAN, F.; CUI, W. Radio-X-Ray Correlation and the “Quiescent State” of Black Hole Sources. **Astrophysical Journal**, v. 629, p. 408–413, Aug. 2005.
- [292] YUAN, F.; CUI, W.; NARAYAN, R. An Accretion-Jet Model for Black Hole Binaries: Interpreting the Spectral and Timing Features of XTE J1118+480. **Astrophysical Journal**, v. 620, p. 905–914, Feb. 2005.
- [293] YUAN, F.; MA, R.; NARAYAN, R. A Simplified Global Solution for an Advection-dominated Accretion Flow. **Astrophysical Journal**, v. 679, p. 984–989, Jun. 2008.
- [294] YUAN, F.; MARKOFF, S.; FALCKE, H. A Jet-ADAF model for Sgr A*. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 383, p. 854–863, Mar. 2002a.

- [295] YUAN, F.; MARKOFF, S.; FALCKE, H.; BIERMANN, P. L. NGC 4258: A jet-dominated low-luminosity AGN? **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 391, p. 139–148, Aug. 2002b.
- [296] YUAN, F.; MARKOFF, S.; FALCKE, H.; BIERMANN, P. L. Jet-disk coupling model for low luminosity AGNs. **New Astronomy Review**, Amsterdam, v. 47, p. 705–707, Oct. 2003a.
- [297] YUAN, F.; NARAYAN, R. On the Nature of X-Ray-Bright, Optically Normal Galaxies. **Astrophysical Journal**, v. 612, p. 724–728, Sep. 2004.
- [298] YUAN, F.; PENG, Q.; LU, J.-F.; WANG, J. The Role of the Outer Boundary Condition in Accretion Disk Models: Theory and Application. **Astrophysical Journal**, v. 537, p. 236–244, Jul. 2000.
- [299] YUAN, F.; QUATAERT, E.; NARAYAN, R. Nonthermal Electrons in Radiatively Inefficient Accretion Flow Models of Sagittarius A*. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 598, p. 301–312, Nov. 2003b.
- [300] YUAN, F.; SHEN, Z.-Q.; HUANG, L. Testing the Radiatively Inefficient Accretion Flow Model for Sagittarius A* Using the Size Measurements. **Astrophysical Journal Letters**, v. 642, p. L45–L48, May 2006.
- [301] YUAN, F.; YU, Z.; HO, L. C. Revisiting the "Fundamental Plane" of Black Hole Activity at Extremely Low Luminosities (arXiv:0902.3704). **ArXiv e-prints**, Feb. 2009.