

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Escoamento acretivo como origem da emissão nuclear na galáxia NGC 1097*

Rodrigo S. Nemmen

Dissertação 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 Mestre em Física.

Porto Alegre

Janeiro, 2005

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

Para Luciana.

Agradecimentos

Às vezes, para levar a cabo nossas aspirações temos de abdicar de muitas coisas: a companhia das pessoas queridas, “aquela” praia, sem falar nas madrugadas de sono perdido. Agradeço aos meus pais e à minha namorada pela compreensão nas muitas vezes em que tive que me “isolar” pra tocar o trabalho adiante e não pude ficar na companhia deles.

Agradeço aos meus pais, que sempre me deram força e estímulo, e que me aguentaram nos dias de finalização da dissertação. Mãe, valeu pela ajuda no apê durante os dias finais! Agradeço à mana Dani pelo apoio.

À minha namorada, que com seu amor forte e a sua companhia têm enchido de alegria os meus dias. Admiro muito a força e coragem dessa guria ao enfrentar de frente as barras pesadas que a vida volta e meia traz.

À minha nova família, Emma, Dario e Aline, pelo apoio e carinho constantes.

No âmbito acadêmico, agradeço à Thaisa pelo grande entusiasmo pela ciência que ela transmite e pelo constante estímulo. Aos colegas da astrofísica, pela sua amizade e ajuda em inúmeros aspectos, especialmente: Fausto, Henrique, Ângelo, Leandro, Irapa, Jules, Márcio e Nóbrega.

Aos amigos “cogumelistas”, com os quais passei muitas noites em claro em prol da física: Pedro, Rafael e Emmanuel.

Rodrigo S. Nemmen

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Janeiro 2005

Resumo

NGC 1097 é uma galáxia espiral a uma distância de 14.5 Mpc, com um núcleo LINER (do inglês *Low-Ionization Nuclear Emission Region*) de baixa luminosidade, a partir do qual foi descoberta em 1991 emissão larga de duplo pico nas linhas de Balmer do hidrogênio. O perfil destas linhas mostrou-se, em trabalho anterior, ser bem reproduzido por um modelo de disco de gás em rotação (disco de acreção), com velocidades de até 10000 km s^{-1} .

Neste trabalho modelamos de forma autoconsistente o espectro contínuo de energia do núcleo LINER obtido a partir de observações recentes com o Telescópio de Raios X Chandra e com o Telescópio Espacial Hubble, bem como dados de arquivo na região dos comprimentos de onda de rádio e infravermelho. Além disso, utilizamos modelos de fotoionização para modelar o fluxo das linhas de emissão largas com duplo pico.

O contínuo é modelado como tendo origem num escoamento acretivo de plasma ao redor do buraco negro central. A parte interna do escoamento mais próxima do buraco negro ($R < 225 R_S$, onde R_S é o raio de Schwarzschild) é opticamente fina, dominada por advecção (chamada ADAF) e a parte externa ($R > 225 R_S$) consiste num disco de acreção geometricamente fino, opticamente espesso. A parte interna do escoamento (ADAF) é responsável por emissão que se estende da região espectral de rádio até raios X do contínuo observado, enquanto a parte externa (disco fino) é responsável por uma fraca emissão contínua no óptico - ultravioleta.

Modelamos as intensidades das linhas de baixa ionização largas com duplo pico observadas com o telescópio Hubble como emissão da atmosfera do disco fino fotoionizada pelo contínuo ionizante emitido do ADAF, usando o programa *Cloudy*. Levando em conta que usamos uma prescrição simples da iluminação do disco, obtivemos uma boa concordância entre os resultados da simulação e as observações das linhas.

É a primeira vez que é realizada uma modelagem autoconsistente como esta, no sentido de que os parâmetros utilizados na modelagem do contínuo e do fluxo das linhas de emissão são os mesmos derivados da modelagem dos perfis das linhas de emissão com duplo pico em trabalhos anteriores.

Com a modelagem detalhada do contínuo de NGC 1097 apresentada neste trabalho somada à modelagem da variabilidade temporal do perfil da linha $H\alpha$ realizada em trabalhos anteriores, fortalecemos o cenário ADAF + disco fino para o escoamento acretivo como origem das propriedades características dos AGNs emissores de linhas largas com duplo pico. Além disso, este trabalho reforça a hipótese de que as baixas luminosidades dos LLAGNs (*Low-Luminosity Active Galactic Nuclei*) são uma consequência da existência de escoamentos de baixa eficiência radiativa nos seus núcleos.

Abstract

NGC 1097 is a spiral galaxy at a distance of 14.5 Mpc which harbors a low-luminosity LINER (Low-Ionization Nuclear Emission Region) nucleus. In 1991 this galaxy displayed the abrupt appearance of broad double-peaked Balmer lines, and in subsequent work the double-peaked $H\alpha$ line profile was modelled as emission from a disk of rotating gas (accretion disk), with velocities up to 10000 km s^{-1} .

In this work we model in a self-consistent way the continuum energy spectrum of the LINER nucleus of NGC 1097, obtained through recent observations with the X-ray telescope Chandra and the Hubble Space Telescope, as well as data in the wavelength region of radio. Furthermore, we used a photoionization code to model the flux of the broad double-peaked emission lines.

The continuum is modelled as being originated in an accretion flow of plasma around the central black hole. The inner part of the flow closer to the black hole ($R < 225 R_S$, where R_S is the Schwarzschild radius) is optically thin, geometrically thick, advection-dominated (named ADAF) and the outer portion consists of a geometrically thick, optically thin accretion disk. The ADAF is responsible for continuum emission that extends from radio to X-rays, while the thin disk is responsible for a weak continuum emission in the optical to ultraviolet.

Using the code Cloudy, we modelled the intensities of the broad, double-peaked, low-ionization emission lines observed with the Hubble telescope, as emission from the atmosphere of the thin disk photoionized by the ionizing continuum emitted by the ADAF. Considering that we adopted a simplified prescription for the illumination of the accretion disk, we obtained a good agreement between the results of the simulation and the observations of the lines.

It is the first time that such self-consistent modelling is done, in the sense that the parameters used in the modelling of the continuum and the flux of the double-peaked emission lines are the same as those derived in the modelling of double-peaked emission-line profiles in previous works.

With the detailed continuum modelling of NGC 1097 presented in this work added to the modelling of the temporal variability of the $H\alpha$ emission-line profile accomplished in previous works, we strengthen the scenario in which an ADAF + thin disk is responsible for the characteristic properties of active galactic nuclei (AGN) emitting “disklike” lines. Furthermore, this work furthers the hypothesis that the low luminosities of low-luminosity AGN are a consequence of the presence of radiatively inefficient accretion flows in their nuclei.

Sumário

Agradecimentos	ii
Sumário	v
Lista de Tabelas	vii
Lista de Figuras	viii
1 Introdução	1
2 Dados	7
2.1 Observações com o Telescópio Chandra	7
2.1.1 Núcleo	9
2.1.2 Região de formação estelar	9
2.1.3 Fonte compacta ultraluminosa em raios X	11
2.1.4 Comparações com observações realizadas com o satélite ASCA	12
2.2 Observações com o Telescópio Hubble	12
2.2.1 Extinção causada por poeira interestelar	13
2.3 Observações no infravermelho e no rádio	18
2.4 A Distribuição Espectral de Energia	19
2.4.1 Propriedades da distribuição espectral de energia	22
2.4.2 Comparação com outros AGNs	23
3 Modelagem do contínuo	25
3.1 Hipóteses e equações básicas do modelo	30
3.1.1 Disco fino	30
3.1.2 ADAF	33
3.2 Modelagem simplificada	37
3.3 Modelagem detalhada	40
3.4 Deficiências da modelagem	44

4	Modelagem das linhas de emissão	47
4.1	Discos de acreção como origem das linhas largas com duplo pico	47
4.2	Mecanismos físicos responsáveis pela emissão de linhas	49
4.3	Modelos de fotoionização	50
4.4	Metodologia da modelagem	52
4.5	Resultados	56
4.5.1	Modelo (a): $\gamma = 0^\circ$	56
4.5.2	Modelo (b): $\gamma = 82^\circ$	59
4.5.3	Comparação com resultados do modelo de Dumont & Collin	61
4.6	Perspectivas de refinamento da modelagem	61
5	Conclusão	63
5.1	Sumário	63
5.2	Relevância do trabalho	64
5.3	Perspectivas futuras	64
	Apêndice A Métodos computacionais	66
	Apêndice B Geometria da iluminação	68
	Apêndice C The Ionizing Source of the Nucleus of NGC 1097	71
	Referências	72

Lista de Tabelas

2.1	Log de observações do Chandra.	8
2.2	Log das observações do núcleo com o STIS do HST	13
2.3	Linhas de emissão largas com duplo pico observadas com o HST	14
2.4	Observações no rádio e no infravermelho do núcleo	19
2.5	Interpolações da distribuição espectral de energia	21
3.1	Comparação dos valores de \dot{m} e r_{tr} entre diferentes LLAGNs modelados com um ADAF + disco fino	43
4.1	Comparação entre as linhas de emissão observadas e modeladas para $\gamma = 0^\circ$	57
4.2	Comparação entre as linhas de emissão observadas e modeladas para $\gamma = 82^\circ$	60
4.3	Comparação com modelos de Rokaki et al. (1992)	62

Lista de Figuras

1.1	Transformações da energia gravitacional em um disco de acreção	4
2.1	Imagem do núcleo observada com o Telescópio Chandra na banda 0.3 – 8 keV	8
2.2	Espectro em raios X do núcleo observado com o Telescópio Chandra	10
2.3	Espectro em raios X da região de formação estelar próxima ao núcleo, observado com o Telescópio Chandra	11
2.4	Espectro da fonte compacta ultraluminosa em raio X observada com o Telescópio Chandra	12
2.5	Espectro do núcleo observado com o Telescópio Hubble	14
2.6	Perfis observados das linhas largas com duplo pico	15
2.7	Sequência de espectros do núcleo observados com o telescópio Hubble, corrigidos por extinção interestelar	17
2.8	Distribuição espectral de energia do núcleo	20
2.9	Interpolações da SED.	21
2.10	Comparação do contínuo nuclear com os contínuos de outros AGNs	24
3.1	Escoamento acretivo nos AGNs que apresentam linhas de emissão largas	29
3.2	Espectro esquemático de um disco fino ao redor de um buraco negro	32
3.3	Espectro esquemático de um ADAF ao redor de um buraco negro	36
3.4	Emissão do disco fino iluminado pelo ADAF (modelo simplificado)	39
3.5	Emissão do ADAF (modelo simplificado)	39
3.6	Emissão total do ADAF e do disco fino (modelo simplificado)	40
3.7	Emissão total do ADAF e do disco fino (modelo detalhado)	42
3.8	Emissão de um disco fino padrão comparada com a SED observada	45
3.9	Emissão total do ADAF e do disco fino: modelos simples e detalhado	46
4.1	Estrutura da atmosfera do disco de acreção	52
4.2	Geometria da casca esférica que representa o disco no <i>Cloudy</i>	55
4.3	Fração de ionização de H I e H II	58
4.4	Variação vertical da temperatura	59

4.5	Varição vertical das emissividades das linhas $H\beta$, $H\alpha$ e $L\alpha$	60
B.1	Geometria simples da iluminação do disco	69

Capítulo 1

Introdução

Os núcleos ativos de galáxias (AGNs, de *Active Galactic Nuclei*) estão entre os objetos astronômicos mais espetaculares que podemos observar. As luminosidades típicas emitidas por esses objetos situam-se entre $\sim 10^{42}$ e $\sim 10^{48}$ erg s⁻¹, o que 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, pode facilmente superar 10^4 km s⁻¹. Estes aspectos por si só oferecem um grande desafio à compreensão da natureza física desses astros, requerendo uma interdisciplinaridade entre várias áreas de fronteira da física contemporânea.

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. 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 QSRS (*Quasi-Stellar Radio Source*), que era a classificação dada a esses objetos nos anos que seguiram a sua descoberta. Passou-se uma década até que a comunidade astronômica aceitasse a idéia de que os quasares e Seyferts são escalas diferentes do mesmo fenômeno astrofísico, formando uma sequência contínua de

luminosidades: os quasares representam o extremo superior de altas luminosidades nucleares e as Seyferts representam o extremo inferior.

Blandford (2001) traçou uma analogia bastante interessante entre a compreensão da estrutura dos átomos e das galáxias ativas. Em 1909, Geiger & Marsden descobriram sob a orientação de Rutherford que os átomos possuem núcleos carregados positivamente que ocupam $\sim 10^{-15}$ do volume atômico. Em menos de duas décadas os físicos descobriram um conjunto elegante e preciso de leis físicas que descrevem a estrutura dos átomos, que evoluíram desde a teoria de Bohr até a eletrodinâmica quântica. Um ano antes da descoberta de Geiger & Marsden, Fath obteve as primeiras evidências da existência de núcleos compactos nas galáxias, que hoje sabemos ocupam $\sim 10^{-30}$ do volume galáctico. Contrariamente ao desenrolar relativamente rápido da mecânica quântica, os astrônomos demoraram mais de cinquenta anos desde a descoberta de Fath até elucidarem a natureza física desses núcleos compactos e associarem-nos com buracos negros e discos de acreção, e posteriormente outros trinta anos até reunirem evidências convincentes de que os buracos negros estão presentes nos núcleos da maior parte das galáxias.

Os primeiros passos no caminho que leva à explicação da natureza física dos AGNs foram dados em 1964 pelos astrofísicos Yakov Zeldovich e Edwin Salpeter (Salpeter, 1964), que independentemente sugeriram que o acréscimo de gás a buracos negros supermassivos poderia ser a principal fonte de energia dos então recém-descobertos quasares. Nos anos que seguiram a proposta de Zeldovich e Salpeter, intenso trabalho teórico foi feito na tentativa de formular um modelo físico detalhado de como ocorreria a acreção de gás a objetos massivos, culminando no trabalho clássico de Shakura & Sunyaev (1973), no qual esses astrofísicos russos 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, intenso trabalho teórico tem sido feito para elucidar a natureza física do escoamento acretivo a buracos negros, sendo que novas e intrigantes prescrições para o escoamento foram descobertas e estudadas, tais como os escoamentos dominados por advecção ou convecção. Atualmente, diversas questões fundamentais da teoria dos escoamentos acretivos permanecem sem resposta (ver por exemplo Frank et al., 2002, Abramowicz et al., 1999).

Diversos estudos têm demonstrado que a formação dos discos de acreção é uma consequência natural da interação de astros massivos e compactos com o ambiente da galáxia hospedeira. O gás que compõe o disco pode ter sua origem tanto em material proveniente de regiões distantes do núcleo ativo, que perde momentum angular devido a diferentes mecanismos até ser acretado ao objeto massivo, quanto em estrelas que se aproximam do buraco negro a distâncias menores que o limite de Roche, sofrendo rompimento pelas intensas forças de maré, sendo que os “escombros” da estrela rompida são capturados pela

gravitação do buraco negro. Ao leitor interessado numa discussão básica sobre a origem do “combustível” dos discos de acreção, recomendamos a seção 7.6 de Frank et al. (2002) e a seção 3.2 de Peterson (1997).

Para compreendermos como os escoamentos acretivos a buracos negros são capazes de explicar as gigantescas emissões de energia dos AGNs que se originam de regiões extremamente compactas, é ilustrativo fazermos uma estimativa simples da eficiência radiativa da acreção de gás comparada com a correspondente eficiência da fusão nuclear do hidrogênio.

Na fusão nuclear do hidrogênio, que é a fonte de energia primordial das estrelas na sequência principal, basicamente ocorre a transformação de átomos de hidrogênio em átomos de hélio, mediante a conversão de uma pequena fração da massa em energia, que é emitida sob a forma de radiação γ , de acordo com a reação nuclear $4\text{H} \rightarrow \text{He}^4 + e^+ + \nu_e + \gamma$, onde a eficiência de conversão da matéria em radiação dessa reação é $\eta_{\text{nuc}} \approx 0.007$. Considerando a luminosidade típica emitida por uma estrela como sendo $L_{\odot} = 3.8 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, para reproduzir a luminosidade típica de um AGN de $\sim 10^{46} \text{ erg}^{-1}$ seriam necessárias 10^{12} estrelas concentradas dentro de um raio menor que 1 pc, como indicado pelas observações, o que é uma hipótese improvável. Comparativamente, se a explicação da emissão intensa dos AGNs fossem supernovas, cuja fonte de energia é a fusão nuclear explosiva do carbono, gerando uma luminosidade típica de $10^{10} L_{\odot}$ por evento, seria necessária a ocorrência contínua por longos períodos de tempo de cerca de 100 explosões de supernova nos AGNs. Na acreção de gás a objetos massivos, um aspecto crucial do escoamento é a rotação diferencial do fluido ao redor do objeto central, ou seja, $d\Omega/dr \neq 0$, onde Ω é a velocidade angular. Podemos entender a rotação diferencial no caso de um disco como o movimento relativo entre anéis adjacentes. Devido à viscosidade do gás surgem forças de cisalhamento viscosas entre anéis adjacentes que causam a conversão da energia potencial gravitacional do gás em energia térmica (que em última instância é irradiada pelo disco) e energia cinética, processo chamado de dissipação viscosa, e também fazem o gás perder gradativamente momentum angular e deslocar-se como um todo para órbitas cada vez mais internas. Assim, podemos entender os discos de acreção como mecanismos que “mergulham” a matéria cada vez mais profundamente no potencial gravitacional do objeto central e extraem a energia gravitacional disponível como radiação, sendo que a eficiência dessa conversão é proporcional à razão entre a massa e o raio do objeto central, sendo apreciável para buracos negros supermassivos. Podemos obter uma estimativa simples da eficiência radiativa desses objetos, considerando que a luminosidade emitida origina-se da energia potencial gravitacional U do gás acretado:

$$L_{\text{acr}} \sim \frac{dU}{dt} = \frac{GM\dot{M}}{R},$$

onde M é a massa do objeto central, \dot{M} é a taxa de acreção de gás e R é o raio no qual a maior parte da radiação é emitida, que corresponde ao raio mais interno do disco de

acrecção; quando o objeto central é um buraco negro não-rotante, tal raio corresponde à órbita estável mais interna de uma partícula, que situa-se a uma distância de $3R_S$, onde R_S é o raio de Schwarzschild, definido como $R_S = 2GM/c^2$ (e.g., Frank et al., 2002, seção 7.7). Se expressarmos o raio em termos de r tal que $r \equiv R/R_S$, então L torna-se

$$L_{\text{acr}} \sim \frac{\dot{M}c^2}{2r} = \eta_{\text{acr}}\dot{M}c^2,$$

onde $\eta_{\text{acr}} = 1/2r$. Dessa forma podemos interpretar que o processo de acreção converte massa em radiação com uma eficiência η_{acr} . Fazendo $r = 3$, obtemos que $\eta_{\text{acr}} \approx 0.1$, duas ordens de magnitude maior que a eficiência da fusão nuclear do hidrogênio ($\eta_{\text{nuc}} \approx 0.007$). Assim, para um buraco negro que acreta gás originar a luminosidade típica de um AGN de $\sim 10^{46}$ erg s $^{-1}$, a taxa de acreção necessária é de apenas $\dot{M} \approx 2 M_{\odot}$ ano $^{-1}$. É importante salientar que embora o valor de η_{acr} deduzido acima seja uma estimativa cuja ordem de magnitude é adequada para a eficiência de discos finos, o seu valor é bastante sensível aos detalhes do escoamento, podendo ser bem menor para diferentes prescrições do escoamento, como as que serão abordadas no capítulo 3. A figura 1.1 mostra de maneira esquemática as transformações que a energia gravitacional disponível no disco de acreção sofre até ser convertida em radiação.

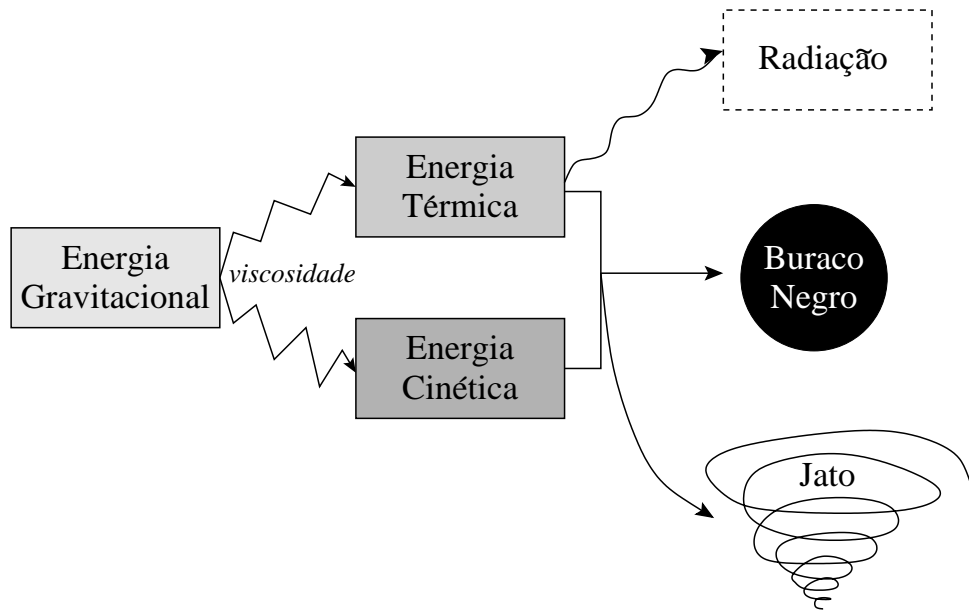


Figura 1.1: Diagrama que esquematiza as transformações sofridas pela energia gravitacional de um disco de acreção. Dependendo do tipo de escoamento acretivo, grande parte da energia gravitacional é irradiada.

A relevância de NGC 1097 neste contexto consiste no fato que ela foi o primeiro AGN do tipo espectroscópico LINER (*Low-Ionization Nuclear Emission-Line Region*; Heckman, 1980) que apresentou evidências cinemáticas da existência do disco de acreção, na forma de linhas largas de emissão $H\alpha$ e $H\beta$ dotadas de duplo pico, com uma largura a meia altura $\text{FWHM} \approx 7500 \text{ km s}^{-1}$, onde FWHM é uma abreviação para *Full Width at Half Maximum*. Tal descoberta foi feita por Storchi-Bergmann et al. (1993). O alargamento e a presença do duplo pico nas linhas de emissão é predito como tendo origem em discos Keplerianos com velocidades relativísticas; o alargamento da linha é causado pelo efeito Döppler da luz devido ao movimento do gás no disco, enquanto a forma do perfil de emissão depende dos detalhes da geometria do disco (Chen et al., 1989, Chen & Halpern, 1989). Observações de NGC 1097 realizadas anteriormente a 1991 revelaram que o perfil com duplo pico não estava presente em tais espectros, de forma que a origem da emissão alargada nas linhas de Balmer está associada a algum fenômeno transiente que ocorreu no núcleo. Provavelmente tal evento transiente foi o rompimento de uma estrela pelas forças de maré causadas pelo buraco negro supermassivo que existe no centro desse AGN. Linhas largas de Balmer com duplo pico foram observadas subsequentemente em outros AGNs de baixa luminosidade (LLAGN, de low luminosity AGN) do tipo LINER, tais como NGC 4203 (Shields et al., 2000), NGC 4450 (Ho et al., 2000), NGC 4579 (Barth et al., 2001), NGC 3065 (Eracleous & Halpern, 2001) e M81 (Bower et al., 1996), das quais nas três últimas a ocorrência de linhas com duplo pico são eventos transientes, analogamente a NGC 1097. Estima-se que a taxa de rompimentos de estrelas por forças de maré em galáxias normais seja $\sim 10^{-4} \text{ ano}^{-1}$ (Magorrian & Tremaine, 1999), que é um resultado possivelmente válido também para os LINERs, que representam o extremo inferior de luminosidades dos AGNs e são o possível elo de ligação com as galáxias inativas. Assim, é provável que estejamos presenciando no universo local a assinatura dos processos de formação dos discos de acreção em AGNs de baixa luminosidade.

Através do monitoramento da variabilidade da linha $H\alpha$ durante um período de cerca de 10 anos, entre 1991 e 2002, acumulamos uma quantidade apreciável de dados que permitiu a aplicação de diferentes modelos fenomenológicos de disco relativístico fino para explicar o perfil da linha $H\alpha$. Pudemos compreender este conjunto de dados no contexto de um modelo no qual o disco possui braços espirais que precessionam ao redor do buraco negro, que reproduziu satisfatoriamente a variabilidade do perfil de emissão; o disco está inclinado de 34° em relação à linha de visada, e a maior parte da emissão de linhas do disco origina-se numa região circular situada entre 225 e $800R_S$ (Storchi-Bergmann et al., 1995, 1997, 2003). A massa inferida para o buraco negro central situa-se no intervalo $(2 - 9) \times 10^7 M_\odot$ (Storchi-Bergmann et al., 2003). Tal modelagem detalhada da variabilidade das linhas Balmer durante um intervalo de tempo tão longo foi inédita na literatura.

Neste trabalho buscamos compreender a natureza do escoamento acretivo que origina o contínuo nuclear e as linhas de emissão largas com duplo pico na galáxia NGC 1097. Modelamos o escoamento nas regiões mais distantes do buraco negro ($R \gtrsim 225R_S$), responsáveis pela emissão das linhas largas, como um disco fino que é iluminado pelo contínuo ionizante ($h\nu > 13.6$ eV) proveniente do plasma localizado mais próximo ao buraco negro, modelado como um escoamento acretivo dominado por advecção (ADAF, de *Advection-Dominated Accretion Flow*). Modelamos de forma autoconsistente as condições de fotoionização do gás que compõem o disco fino usando o programa *Cloudy* e dessa forma reproduzimos teoricamente as luminosidades das linhas de emissão com duplo pico observadas.

No capítulo 2, descrevemos o conjunto de dados provenientes de observações astronômicas que utilizamos, e calculamos diversas quantidades de interesse físico que podem ser extraídas do contínuo observado. No capítulo 3, descrevemos o modelo teórico adotado para o escoamento acretivo que origina o contínuo observado e justificamos o porquê da sua escolha. Fazemos comparações entre o contínuo predito teoricamente e as observações, obtendo os valores dos parâmetros físicos que caracterizam o modelo adotado. No capítulo 4, expomos a modelagem da fotoionização da atmosfera do disco de acreção pela radiação ionizante proveniente do ADAF, realizada com o programa *Cloudy*, e comparamos as previsões teóricas das intensidades das linhas largas com as intensidades observadas. No capítulo 5, fazemos um sumário dos principais resultados obtidos neste trabalho e citamos as perspectivas futuras. No apêndice A descrevemos os vários programas criados ao longo deste trabalho.

Capítulo 2

Dados

A galáxia NGC 1097 caracteriza-se como uma galáxia espiral do tipo morfológico de Hubble SBb (de Vaucouleurs et al., 1991, 3 v) e seu AGN classifica-se como LINER do tipo 2 (Phillips et al., 1984). Adotamos uma distância de 14.5 Mpc (Storchi-Bergmann et al., 1993). A magnitude absoluta total da galáxia na banda B corresponde a $M_{B_T^0} = -20.9$ mag, enquanto a magnitude absoluta do núcleo é $M_B^{\text{nuc}} = -12.6$ mag (as magnitudes aparentes foram extraídas de de Vaucouleurs et al. 1991, 3 v).

Para compormos a distribuição espectral de energia (SED, abreviação para *spectral energy distribution*) que forma o contínuo emitido pelo núcleo, dispomos de observações realizadas por colaboradores no óptico e ultravioleta (UV) próximo com o Telescópio Espacial Hubble (HST, de *Hubble Space Telescope*) e em raios X com o Telescópio Espacial Chandra. Os colaboradores responsáveis pelas observações são: Michael Eracleous (HST), Yuichi Terashima (Chandra) e Andrew Wilson (Chandra). Essas observações foram publicadas preliminarmente em anais de conferência (Nemmen et al., 2004). Também coletamos dados já existentes da literatura em outras regiões do espectro, tais como rádio e infravermelho. A seção 2.1 descreve as observações realizadas com o Telescópio Chandra. A seção 2.2 descreve as observações realizadas com o HST (contínuo e linhas de emissão largas com duplo pico) e a correção por extinção interestelar aplicada aos dados. A seção 2.3 descreve os dados coletados na literatura no infravermelho e no rádio. A seção 2.4 mostra a SED completa que resulta da compilação dos dados, bem como derivações de várias quantidades que caracterizam a SED, tais como a luminosidade bolométrica e os índices espectrais. Na mesma seção apresentamos também uma comparação desta SED com os contínuos de objetos semelhantes, já estudados na literatura.

2.1 Observações com o Telescópio Chandra

NGC 1097 foi observada com CCD ACIS-S3 em 28 de junho de 2001. A tabela 2.1 mostra o log das observações. A figura 2.1 mostra uma imagem da região central da

galáxia no intervalo 0.3 – 8 keV, revelando a morfologia da emissão estendida. Podemos ver claramente na imagem o núcleo (mancha negra no centro) e a o anel de formação estelar localizado a $9''$ do núcleo (região acinzentada ao redor do núcleo). Uma fonte compacta ultraluminosa de raios X (ULX, de *ultraluminous compact X-ray source*) é observada a $27.6''$ NNE do núcleo.

ID da Observação	Exposição (s)	Modo do CCD	Contagens ^a do Núcleo	Contagens por Segundo
1611	5343	Full array	755	0.14
2339	5442	1/8 sub-array	1690	0.31

^a Contagens obtidas na região nuclear ($r = 2.6$ arcsec). O número de contagens na primeira observação é pequeno devido à ocorrência de um significativo *pile up*.

Tabela 2.1: Log de observações do Chandra.

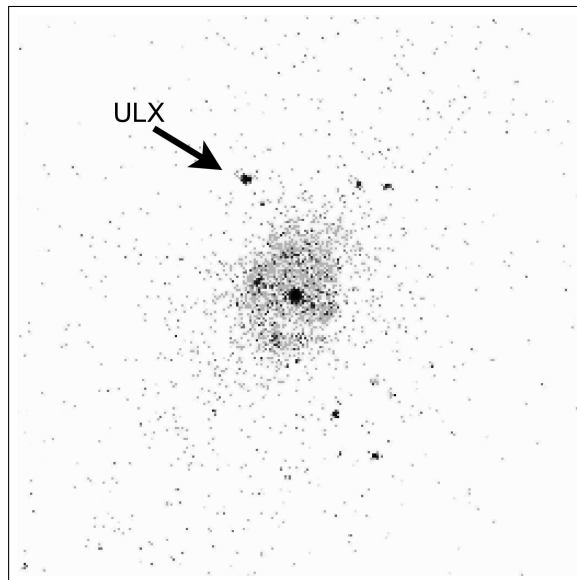


Figura 2.1: Imagem do núcleo de NGC 1097 observada com o Telescópio Chandra na banda 0.3 – 8 keV. O tamanho angular da região mostrada corresponde a $126'' \times 126''$ (256 pixels \times 256 pixels). A fonte localizada a $27.6''$ NNE do núcleo é uma ULX.

Nas quatro seções que seguem descrevemos separadamente o espectro em raios X obtido de cada parte da região observada (núcleo, região de formação estelar e ULX) e comparamos a observação do núcleo com outras previamente realizadas com o satélite ASCA (*Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*).

2.1.1 Núcleo

O espectro em raios X do núcleo foi extraído de uma região circular com raio de $2.6''$. Os efeitos de *pile up* são muito grandes na primeira observação para permitirem uma medida confiável da forma espectral e do fluxo. A segunda observação também é afetada por *pile up*, porém o efeito é relativamente pequeno. Este efeito foi corrigido através da aplicação de um modelo *pile up* implementado no pacote XSPEC*. O efeito *pile up* num CCD (*Charge-Coupled Device*) é o fenômeno associado às resoluções temporal e espacial finitas do CCD, definido como a coincidência de dois ou mais fótons por elemento de resolução temporal do CCD dentro de uma célula detectora. O detector não consegue resolver temporalmente dois ou mais fótons que interagem numa célula detectora se eles ocorrem durante um período de integração. Na presença de *pile up* a taxa de detecção de eventos é mais baixa e o espectro observado é deslocado para energias mais altas (Davis, 2001).

Ajustes ao espectro em raios X foram obtidos usando uma lei de potência modificada por absorção fotoelétrica ao longo da linha de visada na forma $F_E \propto E^{-\Gamma}$, onde F_E é o fluxo específico e Γ é o índice de fótons. A figura 2.2 mostra o espectro do núcleo e o melhor ajuste obtido. A forma convexa do espectro reflete a eficiência do detector e área efetiva do espelho do telescópio. Os parâmetros correspondentes à fonte nuclear são $\Gamma = 1.644_{-0.067}^{+0.125}$ com a normalização[†] de $3.8796_{-0.0962}^{+0.3857} \times 10^{-4}$ fotons $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ em 1 keV (já corrigida por absorção de fótons pelo hidrogênio presente na linha de visada), e a densidade de coluna de hidrogênio inferida é $N_{\text{H}} = 2.3_{-1.7}^{+2.8} \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ ($\Delta\chi^2 = 2.7$, onde χ é a função mérito, ver Press et al. 1992). O valor do índice de fótons é consistente com os valores típicos observados em LLAGN ($\Gamma = 1.6 - 2.0$; ver, e.g., Terashima et al., 2002, Terashima & Wilson, 2003). O fluxo observado na banda 2 – 10 keV é $1.72 \times 10^{-12} \text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$, enquanto o fluxo corrigido por absorção é só ligeiramente maior, $1.73 \times 10^{-12} \text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. A luminosidade correspondente é $4.4 \times 10^{40} \text{erg s}^{-1}$.

As observações em raios X podem ser representadas através de uma lei de potência na forma $F_\nu \propto \nu^{-\alpha_x}$, onde α_x é o índice espectral, que pode ser obtido do índice de fótons Γ através da relação $\alpha_x = \Gamma - 1$, donde obtemos o valor $\alpha_x = 0.644$ para o índice espectral que descreve as observações do núcleo. Em comparação, o valor típico de α_x para LLAGNs situa-se no intervalo 0.6 – 1 (e.g., Ho, 1999, Terashima & Wilson, 2003).

2.1.2 Região de formação estelar

A figura 2.3 mostra o espectro da região de formação estelar ao redor do núcleo. Como a emissão é difusa, os efeitos de *pile up* são desprezíveis para ambas as observações. Foram realizados ajustes espectrais ao espectro combinado das duas observações. Aplicou-se

*XSPEC é um pacote de programas para o ajuste espectral de observações feitas no raio X. Para maiores informações, ver página <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/>

[†]A normalização representa o valor de F_E/E para $E = 1 \text{keV}$.

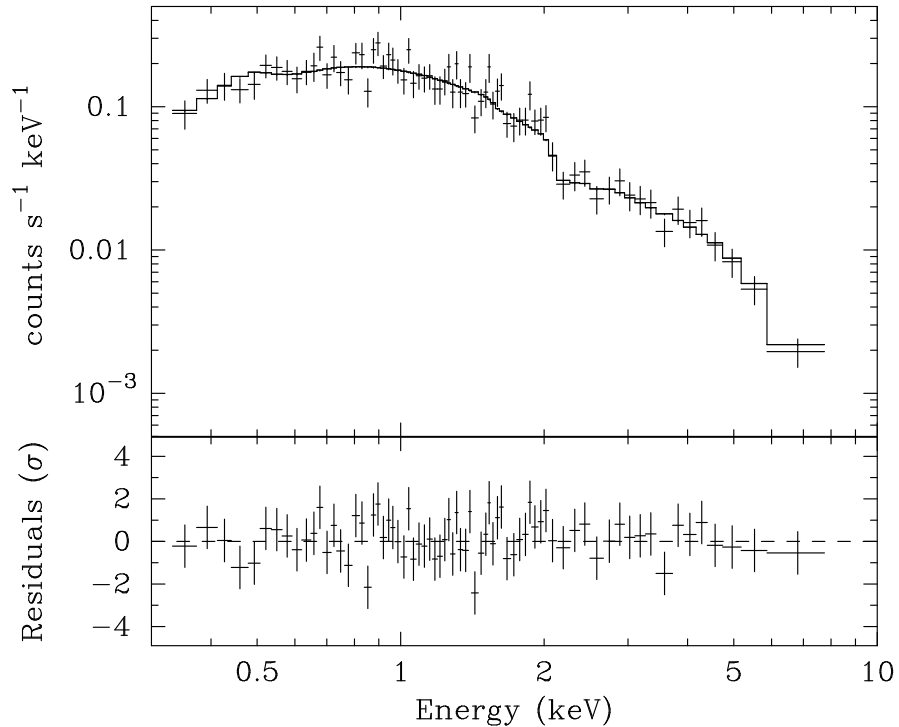


Figura 2.2: Espectro em raios X do núcleo de NGC 1097 observado com o Telescópio Chandra. O painel superior contém os dados e o modelo que melhor os ajustou, o painel inferior mostra os resíduos do ajuste.

o modelo de plasma MEKAL (Terashima et al., 2002) ao espectro, mas o ajuste resultante não foi aceitável, com diferenças residuais significativas para $E > 2$ keV. Para este ajuste, obtivemos $N_{\text{H}} = 1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, $kT = 0.63$ keV e uma abundância correspondente a 0.099 da abundância solar, com $\Delta\chi^2 = 114.0$, 62 dof[‡].

Após o primeiro ajuste ter sido realizado sem sucesso, adicionou-se uma componente dura ao modelo de plasma MEKAL, representada por uma componente Bremsstrahlung térmica com $kT = 7$ keV. Este modelo tem sido aplicado com sucesso para explicar a emissão proveniente de binárias em raios X com baixa massa (Makishima et al., 1989) e resulta num melhor ajuste ao espectro, como é ilustrado na figura 2.3. Os parâmetros resultantes são $N_{\text{H}} = 7.7^{+3.1}_{-3.0} \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, $kT = 0.61^{+0.03}_{-0.04}$ keV, uma abundância de $0.18^{+0.08}_{-0.05}$ da abundância solar, com $\Delta\chi^2 = 63.4$, 61 dof. A componente MEKAL contribui com um fluxo observado na banda 0.5 – 4 keV de $3.8 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, enquanto o fluxo corrigido

[‡]dof são os graus de liberdade do ajuste (*degrees of freedom*), Press et al. (1992).

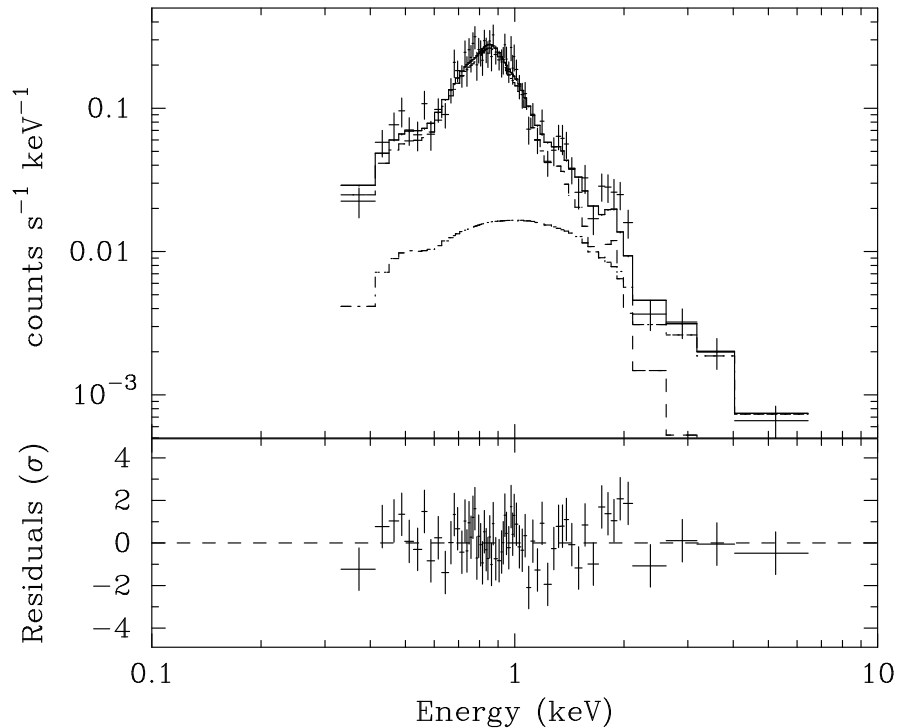


Figura 2.3: Espectro em raios X da região de formação estelar próxima ao núcleo de NGC 1097, observado com o Telescópio Chandra. A curva pontilhada-tracejada inferior representa a componente Bremsstrahlung térmica, a curva tracejada superior representa a componente plasma MEKAL e a linha contínua é a soma das duas componentes. O painel inferior mostra os resíduos do ajuste do modelo composto.

por absorção é $5.04 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. A luminosidade correspondente ao fluxo corrigido é $1.27 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. A componente Bremsstrahlung contribui com um fluxo observado na banda 2 – 10 keV de $1.5 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, enquanto o fluxo corrigido por absorção é $1.51 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. A luminosidade correspondente é $3.81 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$.

2.1.3 Fonte compacta ultraluminosa em raios X

A figura 2.4 mostra o espectro da ULX. Os ajustes espectrais foram realizados ao espectro combinado das duas observações da ULX usando os mesmos métodos utilizados nos ajustes do núcleo e da região de formação estelar. Um modelo de lei de potência resulta num melhor ajuste que um modelo de corpo negro multicolor (MCD, de *Multicolor Blackbody Disk*). Os parâmetros resultantes para a lei de potência são $N_{\text{H}} = (0 - 8.5) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ e $\Gamma = 1.6_{-0.25}^{+0.37}$, com uma estatística C de 29.1 dof. O fluxo observado na banda 2 – 10 keV é $1.25 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ e a luminosidade correspondente é $3.15 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$.

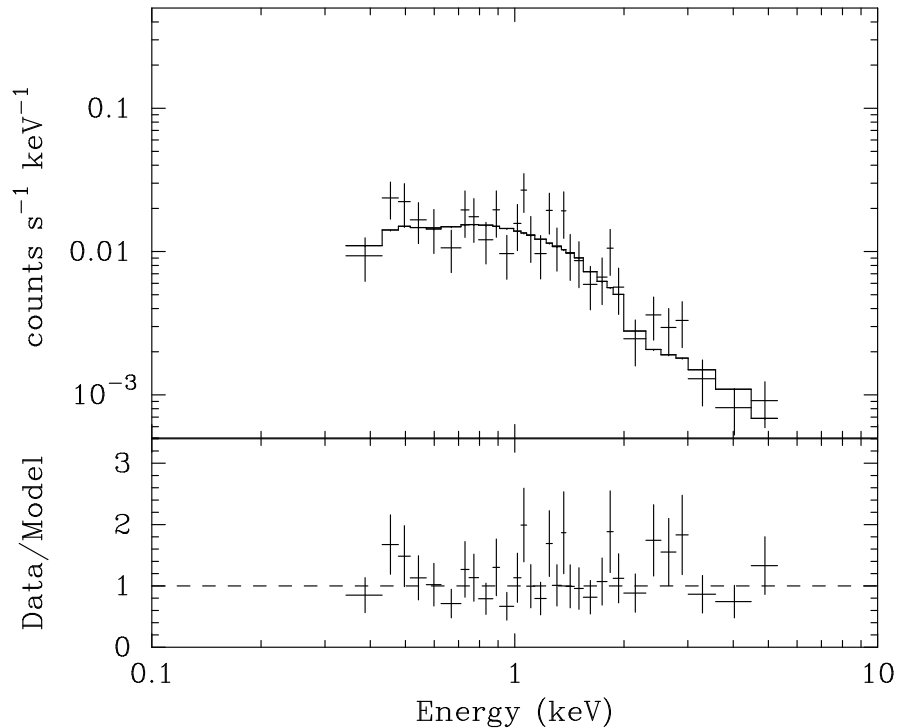


Figura 2.4: Espectro da fonte compacta ultraluminosa em raio X de NGC 1097 observada com o Telescópio Chandra. A linha sólida representa a lei de potência ajustada aos dados.

2.1.4 Comparações com observações realizadas com o satélite ASCA

Observações do núcleo da NGC 1097 foram realizadas anteriormente com o satélite ASCA (Iyomoto et al., 1996, Terashima et al., 2002), de forma que é importante comparar os resultados anteriores com as novas observações realizadas com o telescópio Chandra. A componente dura detectada na observação do ASCA é dominada pelo núcleo, da mesma forma que a imagem na banda 2 – 8 keV feita pelo telescópio Chandra. O número de fótons duros na imagem do Chandra provenientes de fontes extranucleares e da região de formação estelar corresponde a cerca de 10% da emissão do núcleo.

O fluxo na banda dura obtido com ASCA corrigido por absorção corresponde a $2.07 \times 10^{-12} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ no intervalo 2 – 10 keV ou $1.71 \times 10^{-12} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ no intervalo 2 – 8 keV; ambos valores do fluxo são consistentes com o fluxo observado com o Chandra, dada a incerteza de 10% da calibração do ASCA e a pequena contribuição da emissão dura das fontes extranucleares.

2.2 Observações com o Telescópio Hubble

O núcleo da NGC 1097 foi observado com o Espectrógrafo de Imageamento do Telescópio Espacial STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph*) em fevereiro de 2001, no

intervalo de comprimentos de onda $1000 \text{ \AA} - 1 \mu\text{m}$, usando uma fenda longa de dimensões $0.2'' \times 52''$. A escala angular do chip é $0''.05 \text{ pixel}^{-1}$. O log das observações é apresentado na tabela 2.2.

Data	Rede	Tempo de exposição (s)
Feb. 7 2001	G140L	8302
	G230L	8302
Feb. 11 2001	G430L	1008
	G750L	936

Tabela 2.2: Log das observações do núcleo com o STIS do HST

O espectro nuclear foi extraído usando uma janela de $0.2'' \times 0.6''$ do STIS, correspondente a 12 pixels. A redução dos dados incluiu os procedimentos padrões: subtração da corrente escura, *flat-fielding*, remoção dos pixels “quentes” e raios cósmicos, correção para distorção geométrica e calibração em fluxo e em comprimento de onda.

A figura 2.5 mostra o espectro resultante, onde podemos notar as linhas de emissão largas com duplo pico $\text{H}\alpha$ $\lambda 6563 \text{ \AA}$, $\text{H}\beta$ $\lambda 4861 \text{ \AA}$, $\text{Mg II } \lambda 2800 \text{ \AA}$ e $\text{Na I } \lambda 5892 \text{ \AA}$. Pode ser observada uma contribuição apreciável do contínuo na porção azul e UV do espectro, que não foi detectada em observações anteriores com telescópios terrestres (e.g., Storchi-Bergmann et al., 2003). A figura 2.6 mostra os perfis observados das linhas largas com duplo pico sobrepostos ao perfil teórico que melhor ajusta as linhas de Balmer, gerado com um modelo de disco de acreção (Storchi-Bergmann et al., 2003). $\text{C IV } \lambda 1550 \text{ \AA}$ possui largura semelhante à largura das linhas de Balmer, porém a razão sinal-ruído não permite verificar se possui duplo pico. $\text{L}\alpha$ $\lambda 1216 \text{ \AA}$ também é larga, porém a largura dessa linha é menor que a largura das linhas de Balmer e aparentemente $\text{L}\alpha$ não possui duplo pico, o que foi igualmente constatado nas observações do caso prototípico de AGN emissor de linhas com duplo pico Arp 102B (Halpern et al., 1996).

A tabela 2.3 mostra as medidas dos fluxos e luminosidades integrados das linhas de emissão com duplo pico, bem como a razão desses valores em relação aos da linha $\text{H}\beta$. Todos valores foram corrigidos por extinção conforme descrição na seção 2.2.1.

2.2.1 Extinção causada por poeira interestelar

No espaço interestelar, além de gás existem também grãos de poeira, cujo efeito sobre a radiação não pode ser desprezado. A poeira produz extinção e avermelhamento da radiação, devido ao espalhamento e absorção da luz pelos grãos de poeira. Na prática, a extinção causada por poeira presente entre o astro e o observador atenua a radiação de acordo com a equação

$$I_\lambda = I_{\lambda 0} e^{-\tau_\lambda},$$

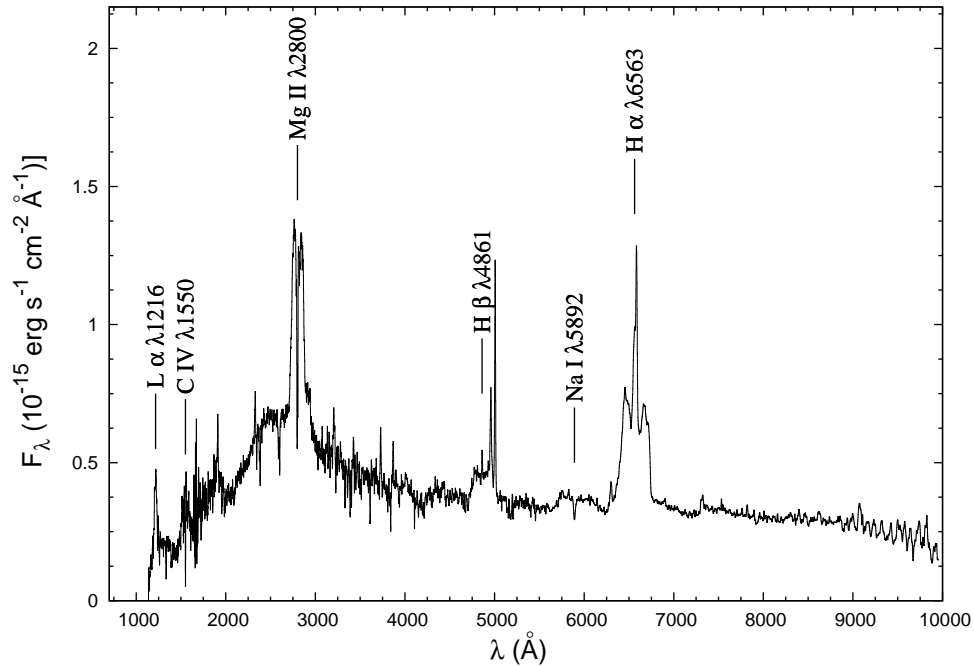


Figura 2.5: Espectro do núcleo de NGC 1097 observado com o Telescópio Hubble, onde as linhas de emissão com duplo pico estão identificadas.

Linha	Fluxo	Luminosidade	Razão
	Integrado ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Integrada (erg s^{-1})	
H β λ 4861	2.95×10^{-14}	1.14×10^{39}	1
H α λ 6563	1.19×10^{-13}	4.60×10^{39}	4.05
L α λ 1216	4.61×10^{-15}	1.16×10^{38}	0.16
C IV λ 1550	1.78×10^{-14}	4.47×10^{38}	0.6
Mg II λ 2800	8.14×10^{-14}	2.04×10^{39}	2.76
Na I λ 5892	1.57×10^{-14}	3.98×10^{38}	0.53

Tabela 2.3: Linhas de emissão largas com duplo pico observadas com o HST. A quarta coluna lista os valores das razões dos fluxos em relação ao fluxo da linha H β .

onde I_{λ_0} é a intensidade que seria observada na ausência de extinção interestelar ao longo da linha de visada, I_{λ} é a intensidade efetivamente observada e τ_{λ} é a profundidade óptica no comprimento de onda λ observado devido à poeira. Os efeitos da extinção interestelar são mais proeminentes na região do espectro desde o óptico até o ultravioleta (OUV), pois os comprimentos de onda típicos neste intervalo são da mesma ordem de grandeza dos tamanhos típicos dos grãos de poeira. Assim, para obter o contínuo nuclear intrínseco na região do OUV do espectro, devemos corrigir a emissão pelos efeitos de extinção causada pela poeira interestelar que existe na nossa galáxia e na galáxia hospedeira do AGN.

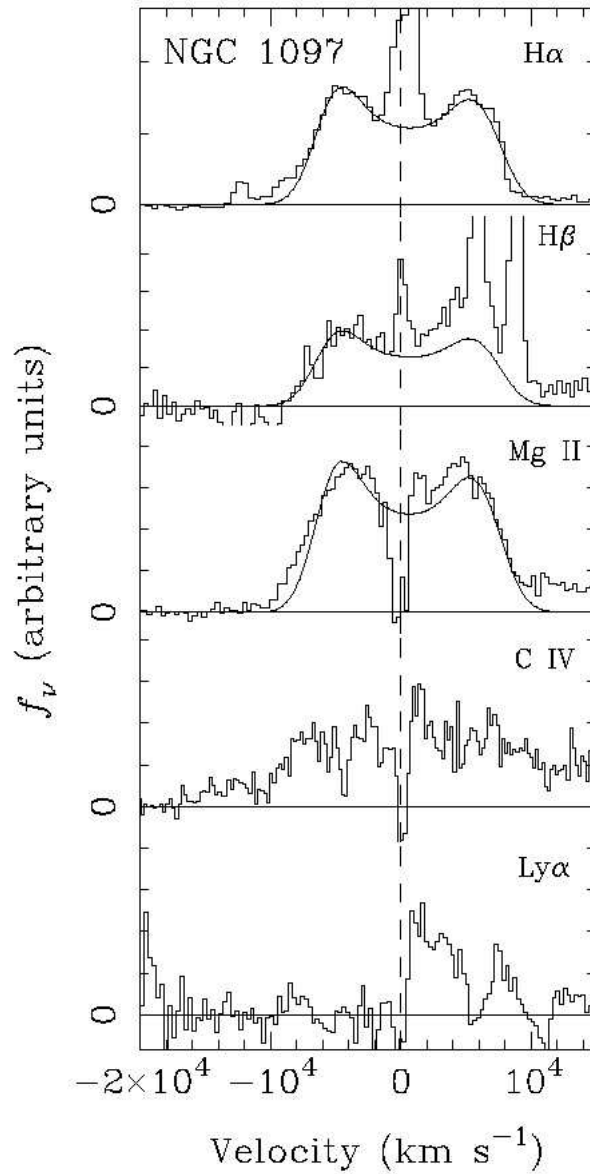


Figura 2.6: Perfis observados das linhas largas com duplo pico, sobrepostos ao perfil teórico que melhor ajusta as linhas de Balmer gerado com um modelo de disco de disco de acreção. Figura obtida de Eracleous et al. (2004).

A forma da função $\tau_\lambda = \tau(\lambda)$ depende da composição química detalhada da poeira, sendo que existem diferentes leis ou curvas de extinção na literatura que podem ser usadas para efetuar a correção por extinção. Dentre essas leis, podemos citar a lei Galáctica (Seaton, 1979, Cardelli et al., 1989), inferida a partir de observações de estrelas da Via-Láctea; as leis da Pequena (Bouchet et al., 1985) e da Grande (Koornneef & Code, 1981) Nuvem de Magalhães (respectivamente SMC e LMC, de *Small Magellanic Cloud* e *Large*

Magellanic Cloud) e a lei para galáxias starburst (Calzetti et al., 1994). Mais recentemente derivou-se ainda outra lei, que descreve o comportamento da poeira nas galáxias hospedeiras de AGNs *radio-loud* e *radio-quiet* (Gaskell et al., 2004).

A extinção devido à Via-Láctea que afeta o espectro observado pelo HST foi medida por Schlegel et al. (1998) como sendo $E(B - V) = 0.027$ mag. Por outro lado, podemos utilizar a relação

$$E(B - V) = \frac{N_{\text{H}}}{5.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}} \text{ mag}$$

para deduzir o valor de $E(B - V)$ a partir do valor da coluna de hidrogênio neutro (Bohlin et al., 1978), assumindo que a razão gás-poeira e as propriedades dos grãos no AGN são as mesmas que na nossa Galáxia. Usando o valor $N_{\text{H}} = 2.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, medido a partir dos ajustes espectrais às observações do Telescópio Chandra (seção 2.1.1), obtemos $E(B - V) = 0.04$ mag, que é um valor bastante similar ao valor Galáctico, implicando uma baixa extinção intrínseca causada pela galáxia hospedeira. Este valor de $E(B - V)$ implica $A_V = 0.124$ se assumirmos o valor Galáctico $R_V = 3.1$ e usarmos a relação $R_V = A_V/E(B - V)$. Adotando $A_V = 0.124$ e usando tanto a lei Galáctica, como a lei da SMC na parametrização de Pei (1992) ou a lei de extinção para galáxias starburst na parametrização dada por Calzetti (1997), obtemos correções ínfimas ao espectro. Adotamos para correção do contínuo no OUV a lei Galáctica e o valor $A_V = 0.124$. O contínuo corrigido desta forma é mostrado como a curva inferior da figura 2.7.

Na tabela 2.3 vemos que a razão $H\alpha/H\beta$ é 4.05. Osterbrock (1989) mostra que esta razão deve ser ≈ 3.1 para nuvens de gás fotoionizado por um núcleo ativo com baixas densidades. Assumindo que esta razão valha também para a região emissora dos perfis de duplo pico, estudamos a hipótese de que o valor mais alto observado de 4.05 seja devido a avermelhamento. Adotando a lei de extinção Galáctica e o valor intrínseco $H\alpha/H\beta = 3.1$, obtemos para a extinção interna $E(B - V) = 0.237$ mag e $A_V = 0.735$, assumindo $R_V = 3.1$. Este valor de A_V é significativamente maior que o inferido a partir da coluna de absorção em raios X, e quando corrigimos o espectro por extinção com este valor a forma do contínuo é modificada apreciavelmente. A figura 2.7 ilustra este efeito para as diferentes curvas de extinção mencionadas acima. Percebemos que a lei Galáctica resulta na correção mais aguda ao espectro no OUV. Para remover o ruído do contínuo e permitir uma melhor distinção dos diferentes espectros corrigidos por avermelhamento, aplicamos um filtro “suavizante” usando transformada rápida de Fourier (FFT, de *Fast Fourier Transform*), com uma janela de amostragem que se estende 130 pontos para cada lado, num total de 261 pontos (e.g., capítulo 13 de Press et al., 1992). A partir deste ponto, quando graficarmos a distribuição espectral de energia usaremos os dados no OUV filtrados.

Uma maneira de quantificarmos o efeito sobre o espectro dos diferentes valores calculados para A_V e das diferentes curvas de extinção é ajustando leis de potência ao espectro no OUV e deduzindo os correspondentes valores do índice espectral α_{ou} , que são bastante

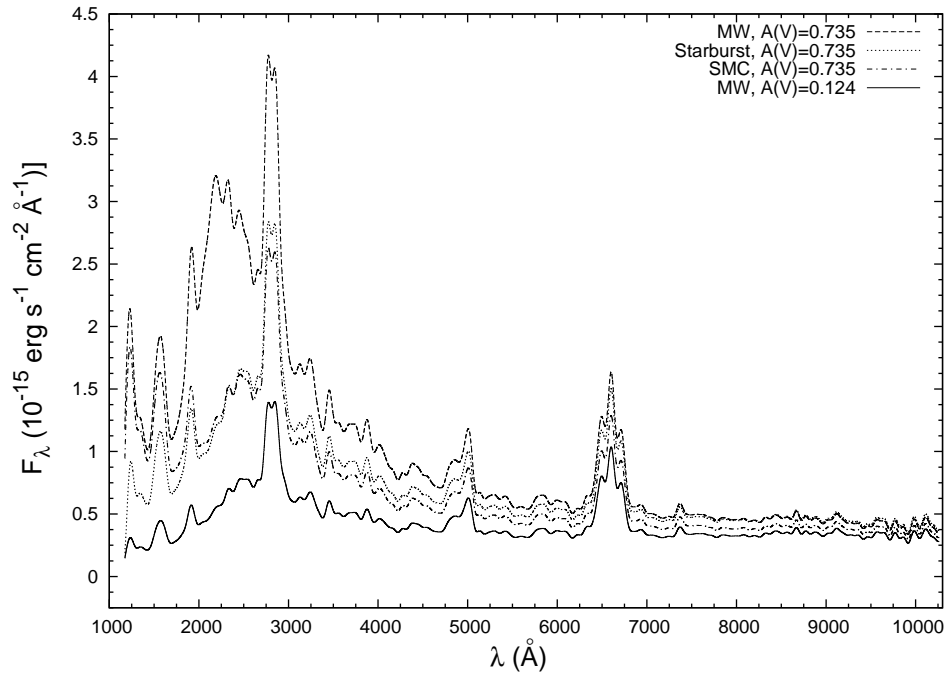


Figura 2.7: Sequência de espectros do núcleo de NGC 1097 observados com o telescópio Hubble, corrigidos por extinção interestelar e filtrados. Começando da porção inferior do gráfico: espectro corrigido usando $A_V = 0.124$ mag com a lei Galáctica (Cardelli et al., 1989), espectro corrigido usando $A_V = 0.735$ com a leis SMC (Pei, 1992), starburst (Calzetti, 1997) e Galáctica respectivamente.

sensíveis às correções por extinção adotadas, onde $F_\nu \propto \nu^{-\alpha_{\text{ou}}}$. Quanto maior o valor de α_{ou} , menos intensa é a SED no OUV. Obtemos o valor de α_{ou} usando o algoritmo de ajuste de mínimos quadráticos não-linear de Marquardt-Levenberg aplicado aos dados no OUV. Usando $A_V = 0.124$ e quaisquer das curvas de extinção mencionadas anteriormente, obtemos $\alpha_{\text{ou}} = 1.868$; usando $A_V = 0.735$ e as leis Galáctica, da SMC e starburst obtemos para α_{ou} respectivamente os valores 1.034, 1.197 e 1.421. Percebemos que o efeito das curvas de extinção é diminuir progressivamente o valor de α_{ou} , aumentando a contribuição do contínuo no UV, como é de se esperar.

Sabemos que as SEDs dos LLAGNs são caracterizadas pelos valores típicos $\alpha_{\text{ou}} \approx 1.5 - 2.0$ (Ho, 1999), e portanto o valor deduzido para NGC 1097 usando o limite inferior de $A_V = 0.124$ está contido neste intervalo. Quando corrigimos a SED usando o limite superior $A_V = 0.735$ inferido a partir do decremento Balmer, α_{ou} tende a adquirir os valores típicos das SEDs de AGNs luminosos, caracterizadas por $\alpha_{\text{ou}} \approx 0.5 - 1.0$ (Elvis et al., 1994). A questão que surge é: será que a baixa luminosidade na banda UV dos LLAGNs é intrínseca a esses objetos, ou é uma consequência observacional causada por efeitos de extinção pronunciada? Se a resposta à segunda questão fosse afirmativa, a consequência lógica é que a natureza da fonte nuclear que gera o contínuo nuclear no OUV dos AGNs nas duas classes de

luminosidade é a mesma; o que os tornaria *observacionalmente* diferentes seria a ocorrência sistemática de maiores níveis de extinção nos LLAGNs ou a existência de curvas de extinção diferentes nestes quando comparadas com as curvas dos AGNs de alta luminosidade. Como demonstrado por Ho (1999), os dados observacionais não apóiam as explicações acima: quando se usa o decremento Balmer para medir a extinção interna de LLAGNs, os valores que são obtidos não são sistematicamente maiores que os valores medidos para quasares mais luminosos; a segunda explicação, que hipotetiza a existência de alguma lei de extinção desconhecida com um efeito no UV mais intenso que as leis atualmente conhecidas também não é viável, já que além de ser difícil de ser testada experimentalmente, trabalhos recentes mostram que as curvas de extinção dos AGNs são semelhantes às já conhecidas (Gaskell et al., 2004, Hopkins et al., 2004). Além disso, temos evidências bastante convincentes de que a estrutura dos discos de acreção nos LLAGNs e nos quasares de maior luminosidade é intrinsecamente diferente. Na literatura existem modelos teóricos diferentes para as duas classes de luminosidade, capazes de reproduzir satisfatoriamente as distribuições espectrais de energia. Nos quasares o escoamento acretivo que origina o contínuo nuclear ocorreria mediante um disco fino com grande eficiência radiativa que se estende até as últimas órbitas estáveis ao redor do buraco negro, enquanto que nos LLAGNs o escoamento possuiria baixa eficiência radiativa e próximo ao buraco negro o fluido deixaria de ser geometricamente fino. Esses modelos teóricos serão discutidos com mais detalhes nos capítulos 3 e 4.

Assim, dadas as incertezas presentes na extinção interna que afeta os AGNs, optamos pelo limite inferior para o avermelhamento interno inferido a partir da coluna de absorção de hidrogênio ($A_V = 0.124$, seção 2.1.1), já que este implica uma alteração mínima no contínuo observado. Nas seções e capítulos que seguem, adotaremos como espectro no OUV os dados corrigidos usando este valor de A_V e a lei Galáctica.

2.3 Observações no infravermelho e no rádio

Os dados no infravermelho (IR) e no rádio foram coletados da literatura fazendo extenso uso do banco de dados NED[§] (*NASA Extragalactic Database*) e estão listados na tabela 2.4. NGC 1097 tem a $\approx 9''$ de distância do núcleo um anel de formação estelar luminoso (ver seção 2.1.2 e também Storchi-Bergmann et al., 1996). A maior parte dos dados disponíveis na literatura foram obtidos com aberturas que incluem este anel ao redor do núcleo, de forma que estes devem ser considerados apenas como limites superiores à emissão nuclear.

Não incluímos na SED as observações feitas com o satélite IRAS dadas as grandes dimensões da sua abertura ($\gtrsim 1'$), que incluem uma contribuição apreciável da galáxia hospedeira, embora tenhamos incluído os dados correspondentes a título de ilustração na

[§]<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

tabela 2.4. Decidimos incluir na SED apenas as observações feitas com aberturas menores que $10''$.

ν (Hz)	S_ν (Jy)	Incerteza (Jy)	νL_ν (erg s $^{-1}$)	Abertura ($''$)	Referência
4.08×10^8	0.86	0.04	1.67×10^{37}	3'	1
8.43×10^8	0.3115	0.0096	1.25×10^{37}	45 × 45	2
8.4×10^9	0.0031	4.51×10^{-4}	1.24×10^{36}	0.25	3
2.5×10^{13}	1.985	0.0794	2.36×10^{42}	2'	4
1.5×10^{13}	0.240	0.073	8.89×10^{41}	5	5
2.94×10^{13}	0.065	0.009	4.67×10^{41}	5	5
8.7×10^{13}	0.0397	–	8.89×10^{41}	6	6
1.36×10^{14}	0.203	0.0136	6.94×10^{42}	15	7
1.37×10^{14}	0.0679	–	1.32×10^{42}	6	6
1.82×10^{14}	0.254	3.53×10^{-3}	1.15×10^{43}	14	8
1.84×10^{14}	0.0877	–	4.01×10^{42}	6	6
1.9×10^{14}	0.265	0.0176	2.40×10^{42}	15	7
2.4×10^{14}	0.195	2.71×10^{-3}	1.15×10^{43}	14	8
2.46×10^{14}	0.0629	–	3.83×10^{42}	6	6
2.5×10^{14}	0.200	0.0133	2.39×10^{42}	15	7

Referências: (1) Large et al. 1981 (2) Mauch et al. 2003 (3) Thean et al. 2000 (4) IRAS 1990 (5) Telesco & Gatley 1981 (6) Glass & Moorwood 1985 (7) Spinoglio et al. 1995 (8) 2MASS 2003

Tabela 2.4: Observações no rádio e no infravermelho do núcleo de NGC 1097.

2.4 A Distribuição Espectral de Energia

Mostramos na figura 2.8 a distribuição espectral de energia completa reunindo as observações com os telescópios Chandra e HST, bem como os dados coletados no rádio e no IR observados com aberturas menores que $10''$. Os pontos abertos com flechas correspondem a observações no rádio e no infravermelho que incluem contaminação apreciável da galáxia hospedeira devido às grandes aberturas dos instrumentos utilizados nestas observações, e são considerados como limites superiores à emissão do núcleo. Em particular, como as observações no IR são limites superiores, constatamos que ocorre uma descontinuidade entre as observações no IR e no óptico, sendo que os dados no óptico possuem melhor qualidade. O ponto preenchido corresponde à observação em rádio feita com uma abertura pequena ($0.25''$).

A “gravata” na porção direita da figura 2.8 corresponde às observações em raios X. As três retas que compõe a “gravata” são as leis de potência na forma $F_\nu \propto \nu^{-\alpha_x}$ descritas na seção 2.1.1, onde $\alpha_x = 0.644_{-0.067}^{+0.125}$. A reta intermediária é a lei de potência melhor ajustada aos dados em raios X, com $\alpha_x = 0.644$.

Para estimarmos as várias quantidades que caracterizam a SED, devemos levar em conta regiões do espectro para as quais não há dados disponíveis. Superamos este obstáculo usando uma forma interpolada do contínuo, com 5 leis de potência na forma $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, uma para cada intervalo de frequência importante. Os intervalos de frequência nos quais dividimos a interpolação são descritos a seguir: rádio – infravermelho (1 GHz – 10260 Å); o intervalo óptico – ultravioleta coberto pelas observações do HST é descrito por duas leis de potência, uma cobrindo o intervalo óptico – ultravioleta próximo (10260 – 2383 Å) e a outra cobrindo o intervalo no UV mais distante (2383 – 1120 Å); a “brecha” entre as observações do HST e as do telescópio Chandra no intervalo ultravioleta distante – raios X moles (1120 Å– 0.5 keV); o intervalo entre as observações do Chandra e 100 keV (0.5 keV – 100 keV). Após 100 keV a SED é descrita por uma função de corte exponencial na forma $F_\nu \propto e^{-\nu/\nu_c}$, onde $\nu_c = 100$ keV corresponde à frequência de corte. Mostramos na tabela 2.5 os parâmetros que definem as leis de potência na forma $\log(\nu L_\nu) = a \log(\nu) + b$, donde podemos obter o valor de α através da relação $\alpha = 1 - a$.

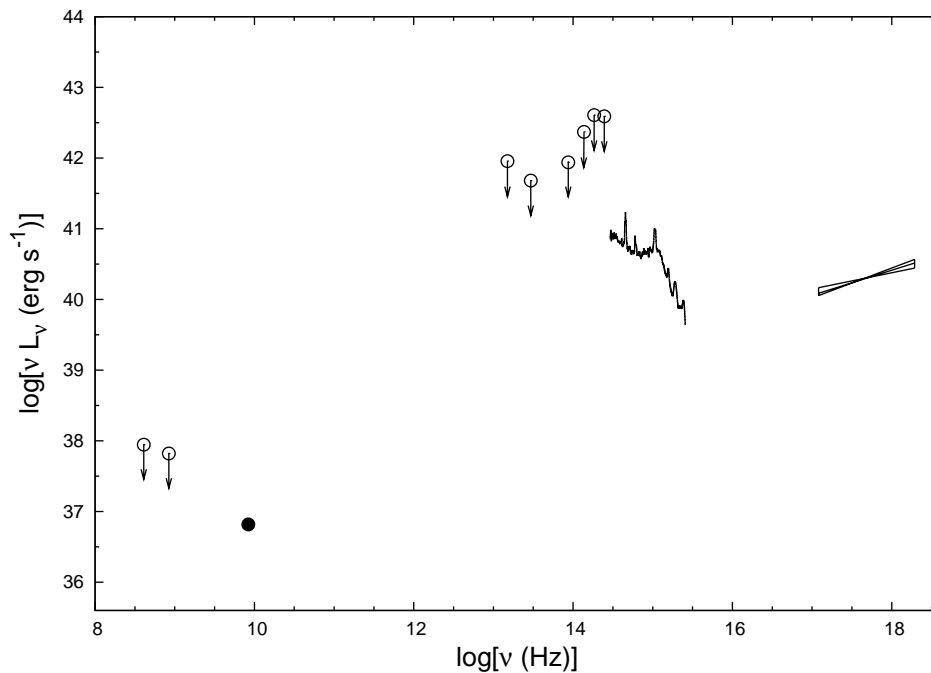


Figura 2.8: Distribuição espectral de energia do núcleo da NGC 1097. O único ponto na região rádio – IR observado com uma abertura com tamanho comparável ao das observações no óptico e raios X é o círculo preenchido, dominado pelo contínuo nuclear. Os círculos abertos correspondem a luminosidades no IR e rádio observadas com aberturas maiores, incluindo contaminação significativa da galáxia hospedeira. Mostramos no OUV o espectro do HST corrigido por extinção.

A lei de potência no intervalo rádio – infravermelho foi obtida conectando o ponto rádio observado em 8.4 GHz e o valor da luminosidade no óptico observada em $\approx 1\mu\text{m}$.

Intervalo espectral	a	b	α
1 GHz – 10260 Å	0.901	27.89	0.099
10260 – 2383 Å	0.0881	39.694	0.912
2383 – 1120 Å	-2.286	75.71	3.286
1120 Å – 0.5 keV	-0.233	44.05	1.233
0.5 keV – 100 keV	0.356	34.006	0.644

Tabela 2.5: Interpolações da SED na forma $\log(\nu L_\nu) = a \log(\nu) + b$, onde $\alpha = 1 - a$ (ν em Hz e L_ν em erg s^{-1}).

Decidimos desprezar as observações que correspondem aos limites superiores indicados na figura 2.8. Os parâmetros que descrevem a lei de potência dupla no OUV foram obtidos mediante o uso do algoritmo de ajuste de mínimos quadráticos não-linear de Marquardt-Levenberg, aplicado às observações do HST corrigidas por extinção conforme descrição na seção 2.2.1. O valor de α_x foi deduzido na seção 2.1.1. A figura 2.9 mostra o contínuo interpolado, sobreposto ao contínuo observado.

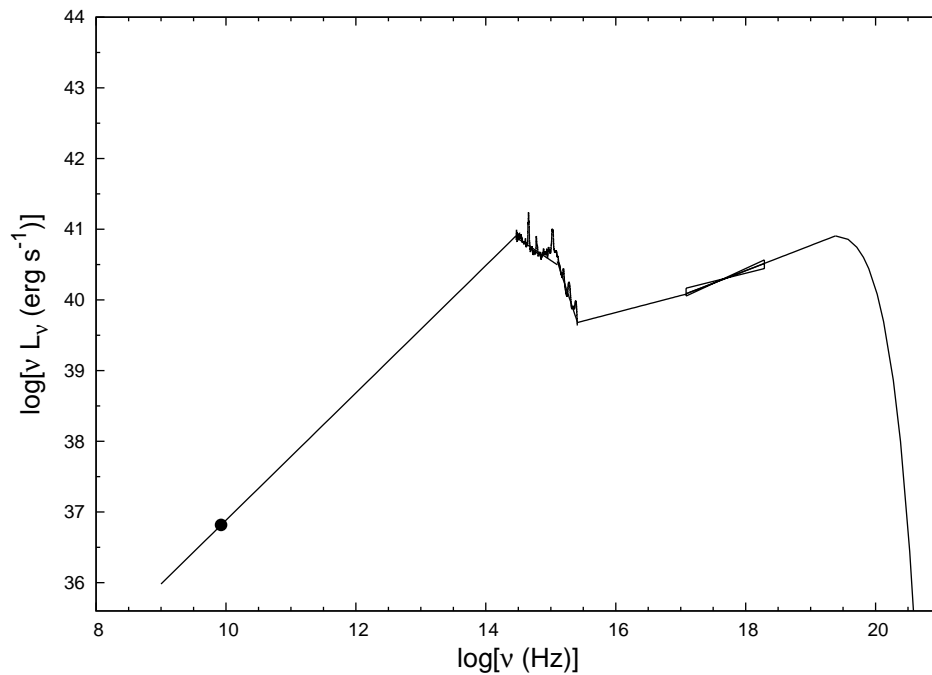


Figura 2.9: Interpolações da SED.

2.4.1 Propriedades da distribuição espectral de energia

Usamos as leis de potência interpoladas obtidas anteriormente para calcular diversas propriedades da SED: a intensidade relativa da emissão rádio (*radio loudness*), a luminosidade bolométrica e a luminosidade em raios X. Reunimos os valores calculados nas seções anteriores dos índices espectrais α_{ox} , α_{x} e α_{ou} .

Intensidade relativa da emissão em rádio - A importância da emissão no rádio pode ser quantificada usando dois critérios diferentes. Um deles consiste em medir a intensidade da emissão no rádio em relação ao óptico através do parâmetro $R_o \equiv L_\nu(6 \text{ cm})/L_\nu(\text{B})$, definido por Kellermann et al. (1989). O outro critério consiste em quantificar a importância da emissão no rádio em relação à emissão em raios X, calculando o parâmetro $R_x \equiv \nu L_\nu(6 \text{ cm})/L_x$ definido por Terashima & Wilson (2003), onde L_x é a luminosidade no intervalo 2 – 10 keV. Objetos que possuem os valores desses parâmetros menores que os valores limites $R_o = 10$ e $R_x = 3.162 \times 10^{-5}$ são classificados como *radio-quiet*, enquanto que objetos cujos valores superam tais limites são classificados como *radio-loud*. Usando os dois critérios mencionados, NGC 1097 classifica-se como *radio-loud* ($R_o = 13.2$, $R_x = 9.4 \times 10^{-5}$), da mesma forma que outros LLAGNs estudados anteriormente (Ho, 1999, Ho & Peng, 2001, Ho, 2002). Ho et al. (2000) obteve para NGC 1097 $R_o = 19$, valor um pouco maior do que obtivemos, porém Ho et al. (2000) não reportou quais dados foram utilizados para a obtenção de tal resultado.

Luminosidade bolométrica - A luminosidade bolométrica obtida a partir da SED da figura 2.9 é $L_{\text{Bol}} = 4.8 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. Este valor está contido no intervalo de luminosidades observado para outros LLAGNs, $2.1 \times 10^{41} - 8.0 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, de acordo com a compilação de Ho (1999). Para calcularmos a luminosidade de Eddington L_{Edd} utilizamos a estimativa da massa do buraco negro central de Storchi-Bergmann et al. (2003) de $(2 - 9) \times 10^7 M_\odot$. Usando a definição $L_{\text{Edd}} = 1.25 \times 10^{38} m$, onde m é a massa do buraco negro expressa em massas solares, obtemos $L_{\text{Edd}} = 2.5 \times 10^{45} - 1.1 \times 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$. Expressamos L_{Bol} em termos de L_{Edd} , obtendo $L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}} = 4.2 \times 10^{-5} - 1.9 \times 10^{-4}$, enquanto Ho (1999) notou que o valor desta razão para LLAGNs típicos situa-se no intervalo $\sim 10^{-6} - 10^{-3}$. L_{Bol} é cerca de uma ordem de magnitude menor que o valor estimado por Ho et al. (2000), embora o valor de $L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}}$ de Ho et al. (2000) seja similar ao limite superior que obtivemos para esta razão.

Luminosidade em raios X - A luminosidade total em raios X ($\nu > 0.5 \text{ keV}$) é $L_x = 2.7 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. A luminosidade em raios X na banda 2 – 10 keV é $L_x = 4.351 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, valor que está dentro do intervalo de luminosidades em raios X dos

LLAGNs estudados por Terashima & Wilson (2003), $5 \times 10^{38} - 8 \times 10^{41}$ erg s⁻¹. A razão entre L_x e a luminosidade integrada da componente estreita da linha H α é 298, onde o valor da luminosidade dessa linha é 1.46×10^{38} erg s⁻¹, medido do espectro observado com o HST. Esta razão é maior que o limite superior do intervalo de valores obtido por Terashima & Wilson (2003) para LLAGNs, 0.27 – 104. A razão entre a luminosidade em raios X na banda 0.5 – 10 keV e L_{Bol} é 0.14, valor que também está contido no intervalo destas razões obtido por Ho (1999) para LLAGNs, 0.06 – 0.33.

Índices espectrais - Medimos o valor de α_{ou} na seção 2.2.1 como sendo $\alpha_{\text{ou}} = 1.868$. Medimos o valor de α_x na seção 2.1.1 como sendo $\alpha_{\text{ou}} = 0.644$. α_{ox} corresponde ao índice espectral da lei de potência que ajusta o contínuo no intervalo 2500 Å– 2 keV, definido como (e.g., página 50 de Peterson, 1997)

$$\alpha_{\text{ox}} = -0.384 \log \left[\frac{F_\nu(2 \text{ keV})}{F_\nu(2500 \text{ \AA})} \right].$$

Usando esta definição, obtemos para NGC 1097 o valor $\alpha_{\text{ox}} = 1.08$, que é similar ao valor médio obtido por Ho (1999) para LLAGNs, $\langle \alpha_{\text{ox}} \rangle \approx 0.9$.

2.4.2 Comparação com outros AGNs

É interessante compararmos a forma do contínuo da NGC 1097 com a forma dos de outros LLAGNs semelhantes. Na figura 2.10, a linha sólida espessa representa o contínuo interpolado da NGC 1097, enquanto a linha pontilhada representa a média das SEDs dos LLAGNs estudados por Ho (1999) (figura 2 de Ho 2004). Percebemos que de forma geral a forma da SED da NGC 1097 é bastante similar às dos demais LLAGNs, o que pode ser percebido de forma quantitativa pela similaridade dos valores dos índices espectrais α_{ox} , α_x e α_{ou} do conjunto de LLAGNs e da NGC 1097, comparados anteriormente.

Na figura 2.10 também comparamos a SED estudada com os contínuos típicos de quasares estudados por Elvis et al. (1994). As linhas pontilhadas representam as medianas dos contínuos de quasares *radio-loud* e *radio-quiet*. Uma das principais características dos contínuos de quasares é a presença de uma proeminência ou *bump* no UV no intervalo $\log \nu \approx 15 - 16$, comumente referido na literatura como *big blue bump*. Tal *bump* é interpretado como a emissão de discos de acreção finos que se estendem até as órbitas mais internas permissíveis ao redor dos buracos negros supermassivos (Frank et al., 2002). Percebemos que este *bump* no UV não está presente na SED da NGC 1097, pelo menos no intervalo de frequências típico no qual este costuma ocorrer nos quasares, algo que foi notado por Ho et al. (2000). Ho (1999) também chegou a uma conclusão semelhante analisando as SEDs de vários LLAGNs. Fisicamente, isto nos indica que se a NGC 1097 possui um disco de acreção fino, então a temperatura típica deste seria consideravelmente menor que as temperaturas

típicas dos discos presentes em quasares, de forma que o disco estaria confinado a distâncias maiores do buraco negro central e sua emissão estaria localizada em frequências menores. Como mostraremos no próximo capítulo, esta interpretação é perfeitamente plausível.

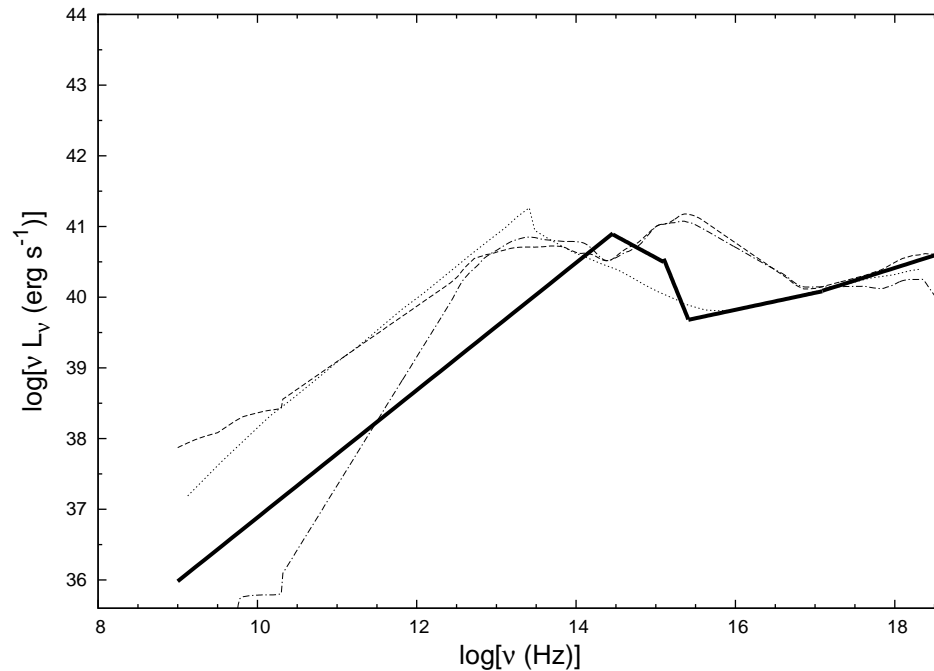


Figura 2.10: Comparação do contínuo nuclear da NGC 1097 com os contínuos de outros AGNs. A figura mostra a interpolação do contínuo da NGC 1097 (linha sólida espessa), a média dos contínuos de LLAGNs (linha pontilhada, Ho, 1999, 2004), os contínuos de quasares radio-loud (linha tracejada) e radio-quiet (linha pontilhada-tracejada, Elvis et al., 1994). Os espectros estão normalizados na luminosidade nuclear da NGC 1097 em 1 keV.

Capítulo 3

Modelagem do contínuo

Nas três últimas décadas diversos modelos teóricos foram concebidos para descrever o comportamento dos escoamentos acretivos viscosos em rotação ao redor de astros massivos, dada a extrema importância desses fenômenos na astrofísica. O papel da viscosidade é particularmente crucial, já que ela é o mecanismo responsável pela remoção de momentum angular do plasma e pela origem das grandes quantidades de calor geradas no escoamento, que são irradiadas (ver figura 1.1).

Dadas as equações hidrodinâmicas que descrevem escoamentos acretivos viscosos dotados de rotação diferencial, quatro tipos de soluções autoconsistentes são conhecidas. Para classificarmos e compreendermos melhor as diferenças entre essas soluções, convém fazermos uma digressão sobre a maneira como a energia interna do plasma pode ser transportada (e.g., capítulo 11 de Frank et al. 2002, Narayan et al. 1998b).

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 ($\partial/\partial t = 0$). Escrevemos a equação que expressa a conservação de energia do gás numa forma simplificada, onde para fins de exposição tratamos o plasma como um fluido simples,

$$q^{\text{adv}} = q^+ - q^-, \quad (3.1)$$

onde q^{adv} representa a advecção de energia, q^+ e q^- são as taxas de aquecimento e resfriamento por unidade de volume. Advecção neste contexto corresponde ao transporte radial de energia interna devido ao escoamento do gás na direção do objeto central. q^{adv} pode ser escrito como

$$q^{\text{adv}} = \rho v_R T \frac{ds}{dR}, \quad (3.2)$$

onde ρ é a densidade, v_R é velocidade radial, T é a temperatura e s é a entropia específica. 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 são levados em conta. Dessa forma, q^{adv} representa a energia térmica que permanece no gás e em última instância é depositada no buraco negro. Podemos fazer uma classificação simples das diferentes soluções para escoamentos acretivos levando em conta a importância relativa dos termos da equação 3.1:

- $q^+ \approx q^- \gg q^{\text{adv}}$: escoamento dominado por resfriamento, no qual praticamente toda a energia gerada por dissipação viscosa é irradiada localmente e a advecção de energia é desprezível. Exemplos: disco fino “canônico” (chamada solução 1 abaixo), solução SLE (solução 2, definida logo a seguir).
- $q^{\text{adv}} \approx q^+ \gg q^-$: a energia térmica gerada por dissipação viscosa é armazenada no gás e posteriormente depositada no buraco negro. As perdas por resfriamento são desprezíveis. Tal tipo de escoamento é denominado escoamento acretivo dominado por advecção (ADAF, de *advection-dominated accretion flow*), sendo que existem ADAFs opticamente finos (solução 3) e opticamente espessos (solução 4).

Essas quatro soluções também diferem nas simplificações feitas na equação de Navier-Stokes e na equação da continuidade (e.g., capítulo 11 de Frank et al. 2002) e são brevemente descritas a seguir.

A solução 1 é provavelmente a mais famosa e foi obtida por Shakura & Sunyaev (1973), na qual o plasma assume a forma de um disco geometricamente fino e opticamente espesso, emitindo um espectro correspondente a uma soma de corpos negros. Tal solução é denominada usualmente teoria dos discos α , teoria “canônica” ou teoria padrão dos discos de acreção. As temperaturas típicas do gás são $T \sim 10^3 - 10^5$ K. A eficiência radiativa η do escoamento é considerável ($\eta \sim 0.1$). Tal solução tem sido amplamente aplicada na modelagem de sistemas astrofísicos (ver Koratkar & Blaes, 1999, para uma revisão).

Shapiro et al. (1976) descobriram a solução 2 na qual o disco é geometricamente espesso e opticamente fino (denominada por este motivo solução SLE, iniciais dos autores desse trabalho), na qual o plasma possui duas temperaturas, de forma que $T_i \gg T_e$, onde T_i é a temperatura dos íons e T_e é a temperatura dos elétrons. Os valores típicos das temperaturas são $T_i \sim 10^{11}$ K, $T_e \sim 10^8 - 10^9$ K. Como demonstrado por Piran (1978), esta solução é termicamente instável e portanto não é considerada viável para escoamentos reais.

As soluções 3 e 4 correspondem aos dois tipos de soluções ADAFs: opticamente espessos e opticamente finos. Os ADAFs opticamente espessos (Katz, 1977, Abramowicz et al., 1988) ocorrem para taxas de acreção altas ($\dot{M} \gtrsim \dot{M}_{\text{Edd}}$, sendo \dot{M}_{Edd} a taxa de acreção de Eddington, que é a taxa necessária para gerar a luminosidade de Eddington Frank et al. 2002, Peterson 1997), onde a densidade do gás é alta ($\rho \propto \dot{M}$) e correspondentemente a profundidade óptica é grande. A radiação não consegue escapar do plasma e é advecada pelo gás na direção do buraco negro central.

Os ADAFs opticamente finos (Ichimaru, 1977, Rees et al., 1982, Narayan & Yi, 1994, 1995a,b, ver Narayan et al. 1998b para uma revisão) ocorrem para taxas de acreção baixas ($\dot{M} \ll \dot{M}_{\text{Edd}}$), onde a densidade do gás é baixa e o gás não é capaz de irradiar eficientemente. Neste caso, o plasma possui duas temperaturas, da mesma forma que na solução SLE. Assim, no regime ADAF de modo geral a eficiência radiativa é baixa ($\eta \ll 1$). Como os ADAFs opticamente finos são de particular importância neste trabalho, deste ponto em diante quando nos referirmos a ADAFs estaremos implicitamente nos referindo aos ADAFs opticamente finos.

Existem diversas evidências observacionais que levam a crer que o escoamento acretivo nos LLAGNs ocorre via ADAFs, sendo sistematicamente diferente do disco fino “canônico” (solução 1) tradicionalmente associado aos AGNs mais luminosos:

- Os ADAFs são caracterizados por baixas eficiências radiativas o que implica baixas luminosidades geradas pela acreção. Isto explica de forma natural as baixas luminosidades bolométricas observadas nos LLAGNs (seção 2.4.1).
- O regime ADAF pode existir apenas em sistemas nos quais $L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}} \lesssim 0.01 - 0.1$ (Narayan et al., 1998b), o que é uma característica geral dos LLAGNs (seção 2.4.1).
- ADAFs não emitem o *bump* intenso no UV típico dos AGNs luminosos; as SEDs dos LLAGNs também não possuem tal *bump* (seção 2.4.2).
- O número de fótons ionizantes emitidos pelos ADAFs é pequeno em comparação com os discos α , devido ao contínuo ionizante duro e não-térmico gerado pelos ADAFs, o que causa a ocorrência de valores pequenos do parâmetro de ionização do gás (equação 4.6) na região de linhas estreitas (NLR, de *narrow line region*), favorecendo a produção de linhas de emissão estreitas de baixa ionização e intensas, como é observado nas galáxias LINER (Halpern & Steiner, 1983, Ferland & Netzer, 1983).
- No caso de LLAGNs emissores de linhas Balmer largas com duplo pico (como a NGC 1097) sabemos que essas linhas provavelmente se originam de um disco fino confinado a uma distância $R \gtrsim 225R_{\text{S}}$ (Storchi-Bergmann et al., 2003). Como foi notado por diversos autores, os discos finos não são capazes de emitir um espectro de linhas de emissão se o mecanismo excitatório das linhas é puramente a dissipação viscosa do disco de acreção, pois a temperatura do disco fino é muito baixa ($T \lesssim 5000$ K; Collin-Souffrin, 1987) e a liberação de energia gravitacional local é incapaz de explicar as luminosidades das linhas (Chen et al., 1989, Eracleous & Halpern, 1994). 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 escoamento acretivo localizado internamente ao disco fino, que assumiria a forma do toro de íons estudado por

Rees et al. (1982) cuja estrutura seria melhor elucidada alguns anos mais tarde, dando origem ao modelo ADAF opticamente fino desenvolvido a partir de 1994 pelo grupo liderado por Ramesh Narayan e outros autores. Tal ADAF emitiria um contínuo ionizante que seria reprocessado pelo disco fino e convertido nas linhas de emissão largas. Assim, a presença de um ADAF nos AGNs que emitem linhas largas com duplo pico seria um requisito para a emissão de tais linhas, conclusão obtida também por Nagao et al. (2002) analisando a emissão da NLR de rádio-galáxias que apresentam linhas largas com duplo pico.

O cenário proposto para o escoamento acretivo nos LLAGNs com linhas largas de duplo pico é ilustrado na parte inferior da figura 3.1, a qual mostra a geometria da iluminação do disco fino, da região de linhas largas (BLR, de *broad line region*) e da NLR pela radiação ionizante do ADAF. A parte superior mostra o modelo canônico para os discos de acreção nos quasares.

É sabido que embora os discos geometricamente finos possam explicar o espectro dos AGNs luminosos (Koratkar & Blaes, 1999), esse modelo não é capaz de reproduzir as propriedades das distribuições espectrais de energia dos LLAGNs, em particular a ausência do *big blue bump* (ver figura 2.10). Motivado pela fraca emissão dos LLAGNs na porção OUV do espectro, Lasota et al. (1996) sugeriu que se discos finos estão presentes nos LLAGNs, então eles estão confinados às regiões mais externas do escoamento, sendo que nas regiões mais próximas do buraco negro central o escoamento seria dominado por advecção (ADAF).

Adotamos para o escoamento acretivo no núcleo de NGC 1097 o modelo composto ADAF + disco fino, no qual a parte interna do escoamento, mais próxima do buraco negro, contém um ADAF que a partir do raio de transição R_{tr} transforma-se no disco fino padrão. Dizemos que este disco fino é “truncado”, pelo fato de ele não se estender até as órbitas mais internas permissíveis ao redor do buraco negro.

Este paradigma - ADAF interno e disco fino padrão externo - tem sido amplamente utilizado para compreender a origem física das SEDs de diversos sistemas astrofísicos. Listamos abaixo uma amostra dessas aplicações encontradas na literatura para diferentes tipos de objetos.

- Binárias em raios X: Narayan et al. (1996, 1997a), Hameury et al. (1997), Esin et al. (1997), Poutanen et al. (1997), Dove et al. (1998), Yuan et al. (2005);
- Núcleos de galáxias elípticas gigantes: di Matteo & Fabian (1997), di Matteo et al. (1999), Di Matteo et al. (2000), Reynolds et al. (1996), Mahadevan (1997);
- Núcleos de galáxias Seyfert 1: Chiang (2002), Chiang & Blaes (2003);
- XBONGs (*X-ray bright optically normal galaxies*): Yuan & Narayan (2004);

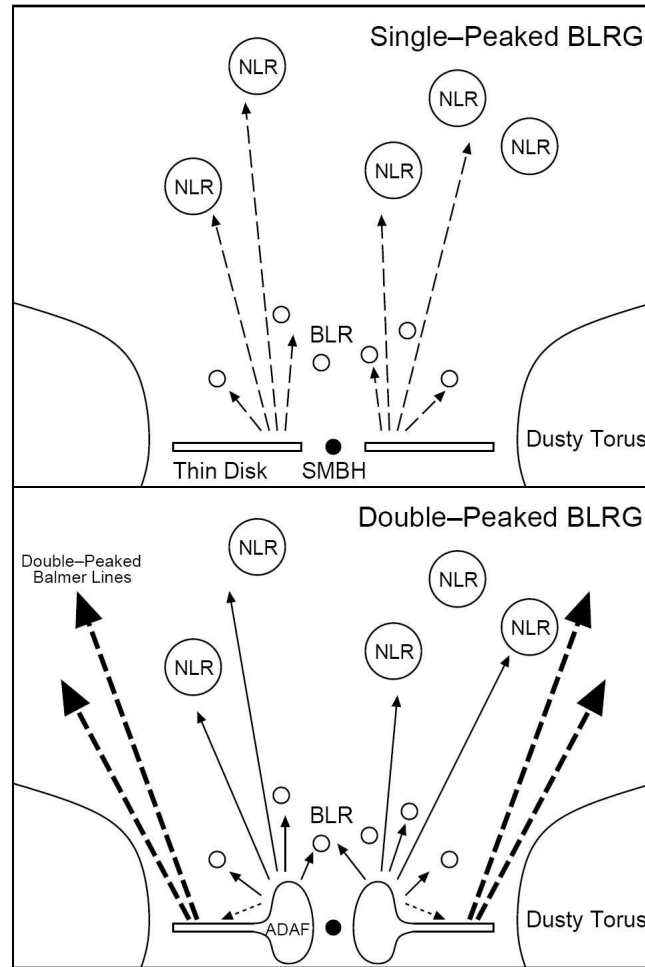


Figura 3.1: Modelos propostos para o escoamento acretivo nos AGNs. A parte superior mostra o modelo canônico para os discos de acreção nos quasares e a parte inferior mostra a geometria da iluminação do disco fino, da BLR e da NLR pela radiação ionizante do ADAF nos AGNs que apresentam linhas de emissão largas com duplo pico. O toro de poeira ilustrado corresponde ao toro obscurante postulado pelo modelo unificado dos AGNs (Peterson, 1997). Esta figura foi obtida de Nagao et al. (2002).

- LLAGNs: Sagittarius A* (Narayan et al., 1995, Manmoto et al., 1997, Narayan et al., 1998a), NGC 4258 (Lasota et al., 1996, Gammie et al., 1999), M 81 e NGC 4579 (Quataert et al., 1999).

De particular relevância para este trabalho são as aplicações realizadas até o momento do modelo citado para a classe dos LLAGNs. O primeiro LLAGN explicado em termos de um modelo puramente ADAF foi o núcleo da nossa galáxia, Sagittarius A* (Narayan et al., 1995, Manmoto et al., 1997, Narayan et al., 1998a). Em seguida, o modelo composto ADAF + disco fino foi aplicado na interpretação das SEDs dos núcleos das galáxias NGC 4258 (Lasota et al., 1996, Gammie et al., 1999), M 81 e NGC 4579 (Quataert et al., 1999).

Convém notar que uma qualidade de dados na parte OUV do espectro tal como a das observações da SED da NGC 1097 realizadas com o HST é inédita na literatura, sendo comparável somente com a qualidade das observações da binária em raios X XTE J1118+480 (Yuan et al., 2005).

Uma vez adotado o modelo composto ADAF + disco fino, como desejamos modelar a SED observada do núcleo de NGC 1097, necessitamos modelar os processos radiativos que ocorrem no escoamento acretivo a fim de comparar as previsões do modelo com as observações. As hipóteses e as equações básicas do modelo são descritas na seção 3.1. Optamos inicialmente por realizar uma modelagem simplificada dos processos radiativos do escoamento, a fim de obtermos resultados que nos permitissem inferir se a prescrição adotada para o escoamento acretivo é viável como explicação para a origem da SED da NGC 1097, sem termos de apelar para simulações mais complexas. Tal modelagem simplificada é descrita na seção 3.2. Uma simulação mais detalhada da dinâmica e dos processos radiativos desses sistemas é bastante custosa, sendo que já foram dedicados muitos trabalhos e anos de estudo a esse tema, de forma que é impraticável tentar escrever os códigos que realizam tais simulações *ab initio*. Nesse sentido, fizemos uma colaboração com o pesquisador Feng Yuan da Universidade de Purdue, especialista na modelagem da emissão dos escoamentos acretivos que possuem baixa eficiência radiativa, que nos auxiliou com uma simulação numérica detalhada da SED da NGC 1097. Os resultados dessa colaboração são descritos na seção 3.3.

3.1 Hipóteses e equações básicas do modelo

No modelo ADAF + disco fino que adotamos para o escoamento acretivo no núcleo de NGC 1097, as partes externas do escoamento assumem a forma de um disco fino padrão. A distâncias menores que o raio de transição R_{tr} o escoamento transforma-se num ADAF. O disco fino e o ADAF constituem duas componentes do escoamento que são modeladas separadamente. Descrevemos abaixo as hipóteses e equações básicas que descrevem a dinâmica e a termodinâmica do disco fino e do ADAF. Nosso objetivo não é descrever em detalhes a teoria envolvida na modelagem destas componentes, apenas dar uma visão geral sobre a estrutura física delas. 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 ($\partial/\partial t = 0$).

3.1.1 Disco fino

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

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla \cdot \sigma + \mathbf{f}, \quad (3.3)$$

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

$$v_R \frac{\partial v_R}{\partial R} - \frac{v_\phi^2}{R} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} + \frac{GM}{R^2} = 0 \quad (3.4)$$

levando em conta o potencial gravitacional do astro central $\Phi = -GM/r$, onde M é a massa do astro central e r é o raio esférico. O primeiro e o terceiro termo da equação (3.4) são desprezíveis comparados com os demais termos devido à hipótese de disco fino, de forma que a velocidade circular v_ϕ é Kepleriana,

$$v_\phi = v_K = \left(\frac{GM}{R} \right)^{1/2}. \quad (3.5)$$

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),

$$\nu = \alpha c_s H, \quad (3.6)$$

onde ν é a viscosidade cinemática 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). Um mecanismo que tem se mostrado bastante promissor no sentido de explicar a origem da viscosidade nos escoamentos acretivos, prevendo 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 a fonte de energia a dissipação viscosa 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

$$\sigma T^4(R) = D(R) \Rightarrow T(R) = \left\{ \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3 \sigma} \left[1 - \left(\frac{R_{\text{in}}}{R} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/4}, \quad (3.7)$$

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 $R_{\text{in}} = 3R_S$ 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

$$L_\nu = \frac{16\pi^2 h \cos i \nu^3}{c^2} \int_{R_{\text{tr}}}^{R_{\text{out}}} \frac{R dR}{e^{h\nu/kT(R)} - 1}, \quad (3.8)$$

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” e R_{out} é o raio externo onde ele termina. 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 3.2* mostra o espectro esquemático de um disco fino ao redor de um astro massivo.

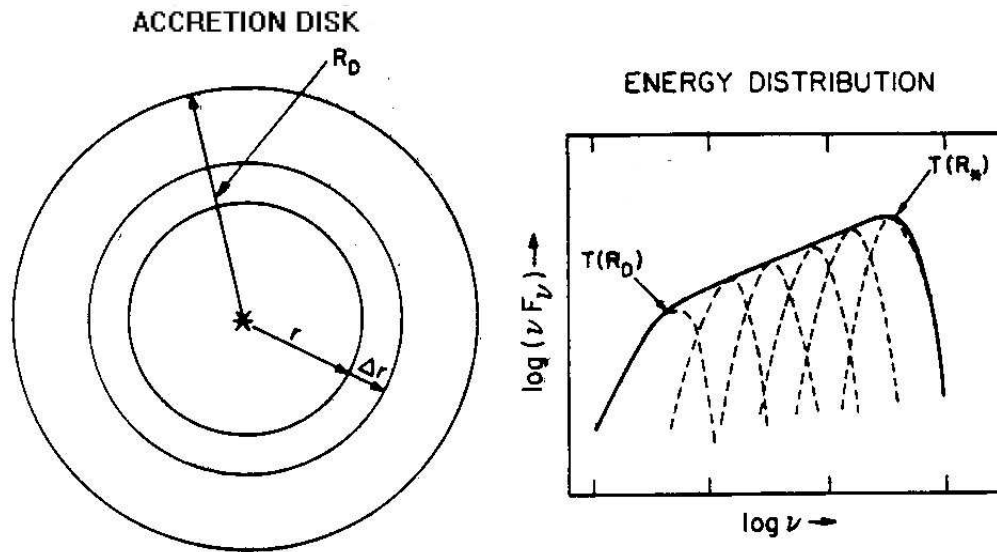


Figura 3.2: Espectro esquemático de um disco fino ao redor de um buraco negro.

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} .

*Figura obtida de LADA, C. J. Young Stellar Objects. In: Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics. Disponível em: <http://eaa.iop.org/> Acesso em: 15 dez. 2004.

No caso de um disco fino iluminado intensamente por uma fonte externa, devemos levar em conta a modificação que o espectro do disco sofre devido à iluminação. As maneiras como essa iluminação altera a emissão do disco nas duas modelagens realizadas é descrita nas seções 3.2 e 3.3.

3.1.2 ADAF

A estrutura do ADAF é descrita com mais detalhes por Narayan et al. (1998b). Os ADAFs opticamente finos se apóiam sobre três hipóteses principais, que são simplificações abrangentes da estrutura real do plasma. A validade dessas hipóteses tem sido questionada recentemente e está sob investigação.

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 :

$$p = p_g + p_m = \rho c_s^2, \quad (3.9)$$

$$p_g = \beta p, \quad (3.10)$$

$$p_m = (1 - \beta)p = \frac{B^2}{24\pi}, \quad (3.11)$$

onde p_g é a pressão do gás e β relaciona-se com o parâmetro de plasma usual β_{plasma} através da relação $\beta_{\text{plasma}} = \beta/3(1 - \beta)$. Tal campo magnético surge possivelmente devido à turbulência no escoamento. 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 $T_i \gg T_e$. Considerando que as duas espécies interagem entre si apenas através de forças de Coulomb e que são continuamente aquecidas pela dissipação viscosa, esperamos que os elétrons esfriem mais eficientemente que os íons e portanto termalizem a uma temperatura mais baixa, dentro de uma escala de tempo menor que o tempo de termalização entre as duas espécies, que é maior que a escala de tempo de acreção. Esta hipótese de dupla temperatura remete aos trabalhos pioneiros de Shapiro et al. (1976), Ichimaru (1977) e Rees et al. (1982).

Finalmente, assume-se que a maior parte da energia térmica dissipada por viscosidade é armazenada nos íons e que apenas uma pequena fração $\delta \sim m_e/m_p \sim 10^{-3}$ da dissipação afeta os elétrons. Tal hipótese tem sido questionada recentemente por Yuan et al. (2003b) e outros autores.

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). Usando a aproximação de fluido simples as componentes radial e azimutal da equação de Navier-Stokes (3.3) podem ser escritas respectivamente como

$$\frac{\partial}{\partial R} (R\rho v_R^2) + R \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_R v_z) = -\rho \left(R \frac{\partial \Phi}{\partial R} - v_\phi^2 \right) - R \frac{\partial p}{\partial R}, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \rho v_R v_\phi) + R \frac{\partial}{\partial z} (R \rho v_\phi v_z) = \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \sigma_{R\phi}), \quad (3.13)$$

levando em conta a contribuição da pressão magnética (3.11) criada pela força de Lorentz, onde $\sigma_{R\phi}$ é a componente $R\phi$ do tensor das tensões (*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 *não-rotante* ($r > 2R_S$), 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 por um possível *spin* do buraco negro (Misner et al., 1973), e também que ela não considera os efeitos relativísticos na propagação dos fótons.

A equação da continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3.14)$$

pode ser escrita como

$$\frac{\partial}{\partial R} (R\rho v_R) + R \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0, \quad (3.15)$$

que integrada na direção vertical implica

$$\dot{M} = -2\pi R v_R \Sigma = \text{constante}, \quad (3.16)$$

onde $\Sigma = 2H\rho$ é a densidade de coluna vertical de massa. Assim, a taxa de acreção é constante em todo o escoamento. (3.16) é válida também para o disco fino, de forma que a continuidade entre o disco fino e o ADAF implica $\dot{M}_{\text{ADAF}} = \dot{M}_{\text{disco fino}}$.

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

$$p_g = p_i + p_e = \frac{\rho k}{\mu_i m_H} T_i + \frac{\rho k}{\mu_e m_H} T_e, \quad (3.17)$$

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

$$\rho T_j ds_j = \frac{1}{\gamma - 1} \left(dp_j - \gamma \frac{p_j}{\rho} d\rho \right), \quad (3.18)$$

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

$$q_i^{\text{adv}} = \rho T_i \left(v_R \frac{\partial s_i}{\partial R} + v_z \frac{\partial s_i}{\partial z} \right) = (1 - \delta)q^+ - q^{ie}, \quad (3.19)$$

$$q_e^{\text{adv}} = \rho T_e \left(v_R \frac{\partial s_e}{\partial R} + v_z \frac{\partial s_e}{\partial z} \right) = \delta q^+ + q^{ie} - q_{\text{rad}}^-, \quad (3.20)$$

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 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 dos fótons provenientes tanto do ADAF quanto do disco fino externo, de forma que podemos escrever a relação

$$q_{\text{rad}}^- = q_{\text{synch}}^- + q_{\text{Brems}}^- + q_{\text{Compton}}^-. \quad (3.21)$$

Esses diferentes processos radiativos são descritos detalhadamente por exemplo em Rybicki & Lightman (1979). A determinação do espectro envolve a resolução das equações (3.17), (3.19) e (3.20) para determinação dos perfis de temperatura das espécies (conhecendo as soluções dinâmicas das demais equações citadas anteriormente), e em seguida 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. Os métodos envolvidos na obtenção do espectro não são triviais, e nas seções seguintes descrevemos brevemente os procedimentos de obtenção do espectro nas duas modelagens realizadas. A figura 3.3 mostra um espectro esquemático de um ADAF ao redor de um buraco negro.

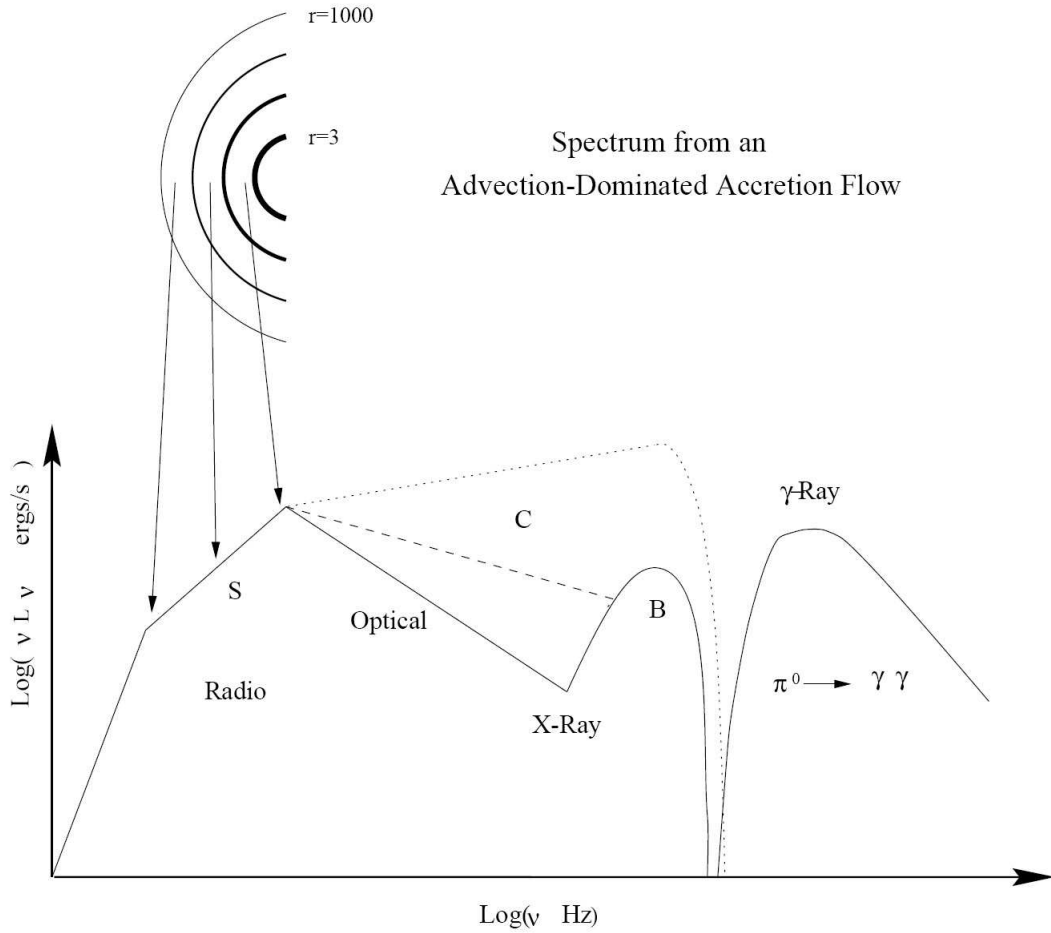


Figura 3.3: Espectro esquemático de um ADAF ao redor de um buraco negro. S, B e C denotam emissão pelos elétrons de radiação síncrotron, Bremsstrahlung e espalhamento Compton inverso. A linha sólida corresponde a valores baixos de \dot{m} , enquanto a linha pontilhada corresponde a $\dot{m} \sim \dot{m}_{\text{crit}}$, 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. (1998b).

Os parâmetros que descrevem o espectro emitido por um ADAF ao redor de um buraco negro são M , \dot{M} , α , β e R_{ADAF} , onde R_{ADAF} é o raio até onde o ADAF se prolonga, assumindo que o ADAF se estenda até as órbitas mais próximas permissíveis ao redor de um buraco negro não-rotante, situadas a $3R_S$.

3.2 Modelagem simplificada

Optamos inicialmente pela modelagem da SED da NGC 1097 usando o modelo ADAF simplificado descrito por Mahadevan (1997), que pode ser tratado como uma aproximação de primeira ordem à dinâmica e aos processos radiativos do ADAF. Descrevemos estas simplificações a seguir.

Neste modelo, o ADAF é quase-esférico e a escala de altura é igualada ao raio ($H = R$). Utiliza-se o potencial Kepleriano para descrever a gravidade ao redor do buraco negro. As equações (3.12), (3.13) e (3.15) são integradas em θ (ângulo polar esférico), de forma que as variáveis relevantes dependem apenas de R , e o escoamento é descrito pelas soluções auto-similares dessas equações para um ADAF que se estende até o infinito (Narayan & Yi, 1995b). Soluções auto-similares são soluções analíticas das equações do escoamento, que são leis de potência em R e são obtidas mediante o uso de métodos de análise dimensional (Sedov, 1959).

A advecção por elétrons é desprezada ($q_e^{\text{adv}} = 0$), de forma que apenas os íons advectam energia ($q^{\text{adv}} = q_i^{\text{adv}}$). As equações de energia (3.19) e (3.20) simplificam-se para

$$q^{\text{adv}} = f q^+ = (1 - \delta) q^+ - q^{ie}, \quad (3.22)$$

$$q^{ie} + \delta q^+ = q_{\text{rad}}^-, \quad (3.23)$$

onde a fração da energia advectada f bem como T_e são assumidas constantes no escoamento (independentes de R). T_e e f são obtidas autoconsistentemente do sistema formado pela equações (3.22) e (3.23) integradas sobre o volume do ADAF.

Várias simplificações são feitas no tratamento dos processos radiativos, de forma a tornar as expressões para q_{synch}^- , q_{Brems}^- e q_{Compton}^- (equação 3.20) analíticas, bem como as expressões para $L_{\text{synch}}(\nu)$, $L_{\text{Brems}}(\nu)$ e $L_{\text{Compton}}(\nu)$.

A partir deste ponto, por conveniência passamos a expressar massas em massas solares, raios em termos do raio de Schwarzschild e taxas de acreção em termos da taxa de acreção de Eddington, usando as novas variáveis $m = M/M_\odot$, $r = R/R_S$ e $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$, onde $\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv L_{\text{Edd}}/0.1c^2$ é a taxa de acreção de Eddington definida em termos da luminosidade de Eddington.

A partir do raio r_{tr} o ADAF transforma-se no disco fino padrão, de forma que o raio externo do ADAF é igualado ao raio interno do disco, $r_{\text{tr}} = r_{\text{ADAF}}$. Modelamos a emissão do disco fino iluminado pelo ADAF usando o modelo de disco α irradiado por raios X proposto por Chiang (2002), Chiang & Blaes (2003), onde a emissão do disco fino passa a depender do valor de L_X , a luminosidade emitida em raios X pelo ADAF.

Assumimos os valores $m = 2 \times 10^7$, $r_{\text{tr}} = 225$, $r_{\text{out}} = 10^5$ e $i = 34^\circ$. Os valores de m , r_{tr} e i foram estimados por Storchi-Bergmann et al. (2003) através da modelagem do

disco emissor de linhas no núcleo de NGC 1097, assumindo que esse disco coincide com o disco fino que origina o contínuo. Os parâmetros que descrevem a microfísica do plasma são fixados em valores típicos na literatura, $\alpha = 0.1$, $\beta = 0.9$ e $\delta = 0.01$ (e.g., Lasota et al., 1996, Quataert et al., 1999). O único parâmetro livre restante é \dot{m} , que é ajustado de forma que o espectro teórico reproduza o fluxo em raios X observado, já que a emissão nesta região da SED é altamente dependente do valor de \dot{m} .

As figuras 3.4 – 3.6 mostram as SEDs teóricas geradas com este modelo utilizando o procedimento descrito acima para diferentes valores de \dot{m} , sobrepostas à SED observada da NGC 1097. A figura 3.4 mostra apenas a emissão do disco irradiado, a figura 3.5 mostra a contribuição isolada do ADAF e a figura 3.6 mostra emissão total do disco fino + ADAF. Verificamos que o modelo ADAF simplificado juntamente com o modelo de disco fino iluminado conseguem reproduzir razoavelmente bem a SED da NGC 1097 com uma taxa de acreção $\dot{m} = 1.6 \times 10^{-3}$, como podemos ver na figura 3.6. Este valor de \dot{m} é bastante próximo da taxa de acreção crítica \dot{m}_{crit} prevista para este modelo (Mahadevan, 1997), que corresponde a

$$\dot{m}_{\text{crit}} \approx 0.28\alpha^2 = 2.8 \times 10^{-3}. \quad (3.24)$$

\dot{m}_{crit} corresponde à taxa de acreção acima da qual a solução ADAF deixa de ser válida e o escoamento assume a forma de um disco fino padrão. À medida que o valor de \dot{m} aumenta, as colisões Coulombianas tornam-se mais eficientes na transferência de energia térmica dos íons para os elétrons, fazendo com que o valor de f diminua e conseqüentemente a eficiência radiativa do escoamento aumente.

Para o valor $\dot{m} = 1.6 \times 10^{-3}$, obtemos $T_e = 4.67 \times 10^9$ K, $f = 0.47$, $\eta_{\text{ADAF}} = 8.4 \times 10^{-3}$ ($\approx 0.8\%$) e $\eta_{\text{acr}} = 0.01$ ($\approx 1\%$), onde η_{ADAF} é a eficiência radiativa do ADAF e η_{acr} é a eficiência radiativa global do escoamento, incluindo o disco fino. Esta taxa de acreção corresponde a 4.4×10^{22} g s $^{-1}$ ou $7 \times 10^{-4} M_{\odot}$ ano $^{-1}$. A luminosidade total gerada pelo ADAF é $L_{\text{ADAF}} = 3.3 \times 10^{41}$ erg s $^{-1}$, sendo que 79% dessa luminosidade é emitida em raios X, $L_{\text{X,ADAF}} = 2.6 \times 10^{41}$ erg s $^{-1}$. $L_{\text{X,ADAF}}$ está em bom acordo com a luminosidade em raios X medida da SED observada (seção 2.4.1), $L_{\text{X}} = 2.7 \times 10^{41}$ erg s $^{-1}$. A luminosidade total do disco fino é $L_{\text{disco}} = 2 \times 10^{41}$ erg s $^{-1}$, de forma que a luminosidade total liberada na acreção de acordo com este modelo é $L_{\text{acr}} = L_{\text{disco}} + L_{\text{ADAF}} = 4.3 \times 10^{41}$ erg s $^{-1}$, que está em bom acordo com a luminosidade bolométrica estimada para a NGC 1097 (seção 2.4.1), $L_{\text{Bol}} = 4.8 \times 10^{41}$ erg s $^{-1}$. Isto demonstra a boa concordância das previsões do modelo com as observações.

Na próxima seção, utilizamos um modelo mais detalhado para o ADAF, em que os processos radiativos e a dinâmica são tratados de maneira significativamente mais detalhada.

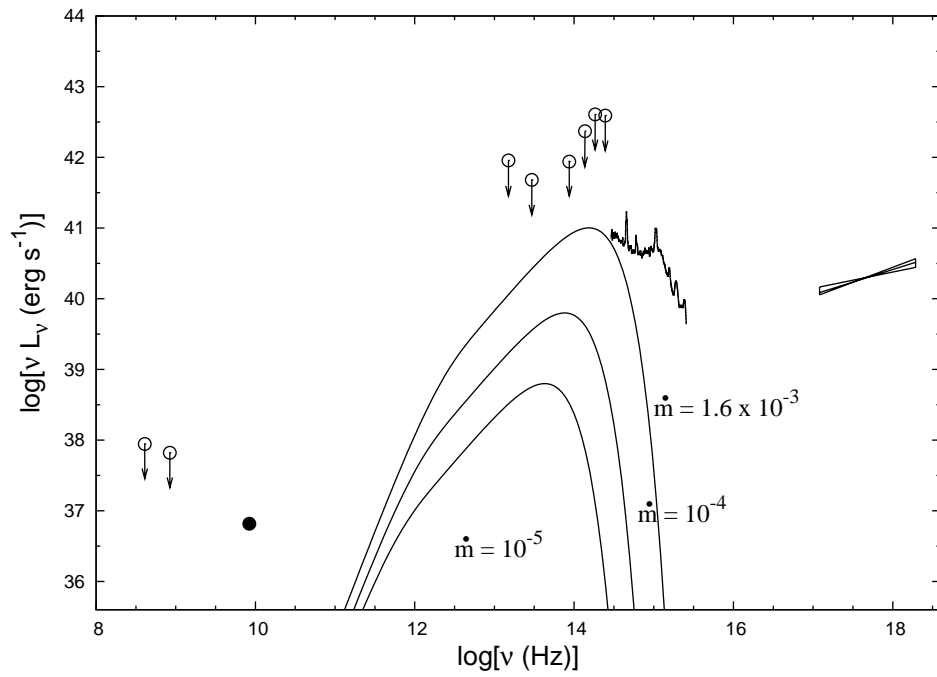


Figura 3.4: Emissão do disco fino levando em conta a iluminação deste pelo ADAF, para diferentes valores da taxa de acreção \dot{m} . A SED observada é também mostrada para comparação.

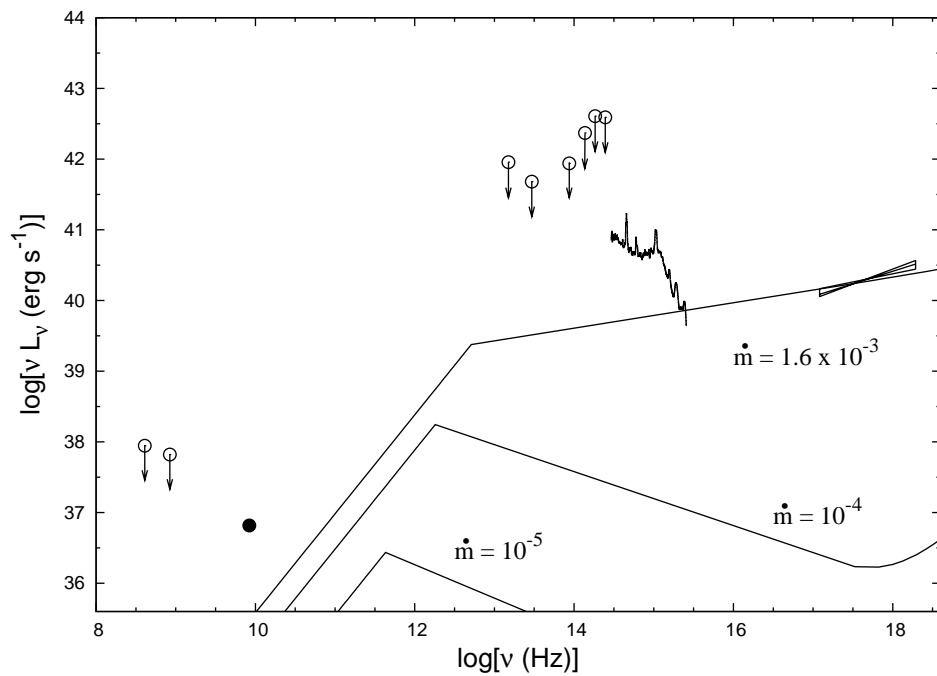


Figura 3.5: Emissão do ADAF, para diferentes valores de \dot{m} .

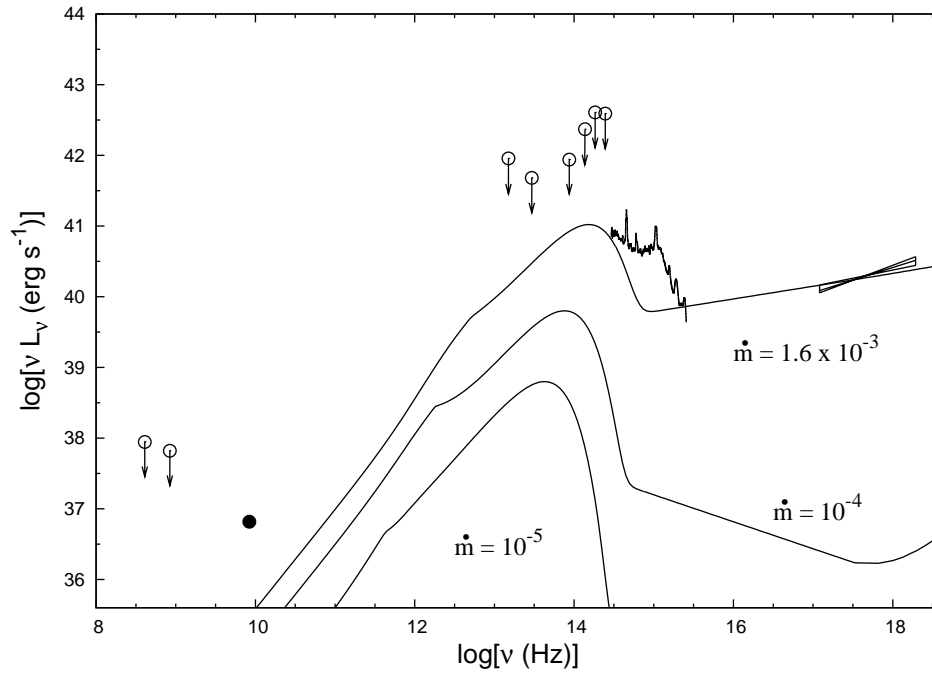


Figura 3.6: Emissão total do ADAF e do disco fino, para diferentes valores \dot{m} .

3.3 Modelagem detalhada

Motivados pelos promissores resultados descritos na seção 3.2, resolvemos prosseguir além das simplificações descritas nessa seção e simularmos mais realisticamente os processos físicos do escoamento acretivo. Para isto, contamos com a colaboração do pesquisador Feng Yuan da Universidade de Purdue, especialista em escoamentos acretivos com baixa eficiência radiativa (RIAFs, de *radiatively inefficient accretion flows*), dos quais o ADAF opticamente fino é um caso particular.

O modelo que Yuan utilizou é baseado em Narayan et al. (1997a), Esin et al. (1997), sendo descrito em detalhes por estes autores. A dinâmica do ADAF é descrita pelas soluções globais numéricas das equações (3.12), (3.13) e (3.15) integradas no ângulo polar esférico θ , de forma que as variáveis relevantes dependem apenas de R , com condições de contorno apropriadas levando em conta por exemplo a transição do ADAF para o disco fino (Narayan et al., 1997b). O ADAF é quase-esférico ($H = R$). Utiliza-se o potencial pseudo-Newtoniano $\Phi = -GM/(r - R_S)$ para descrever a gravidade ao redor do buraco negro.

Para fins numéricos, o escoamento é representado por várias “células” igualmente espaçadas em $\log(r)$, onde o ADAF é representado por cascas esféricas adjacentes e o disco fino é representado por anéis. Os valores das variáveis dinâmicas relevantes do ADAF são obtidos numericamente para cada célula.

São levadas em conta a advecção tanto por íons quanto por elétrons. Assume-se que uma fração $\delta = 0.01$ do aquecimento viscoso é depositada nos elétrons, embora os resultados obtidos sejam idênticos para qualquer valor $\delta \lesssim 0.01$. A fração de energia advectada f é assumida constante (Esin et al., 1997). Os perfis de temperatura dos elétrons e íons e o valor de f são determinados iterativamente até que os seus valores satisfaçam as equações (3.17), (3.19) e (3.20) para cada célula.

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., 1997a), válido para meios opticamente finos. Este método fornece a taxa de resfriamento dos elétrons em cada célula 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 célula em todas as direções, e a trajetória desses raios é seguida, calculando-se o espalhamento que esses raios sofrem pelas demais células. Dessa forma são calculadas iterativamente as matrizes de probabilidade P_{jk}^{aa} e P_{jk}^{da} , cujos elementos dão a probabilidade de que fótons emitidos pela célula j do ADAF (P^{aa}) ou do disco fino (P^{da}) sejam espalhados pela célula k do ADAF.

É levada em conta a iluminação mútua entre o ADAF e o disco fino externo. Ao ser iluminado pelo ADAF, o disco fino absorve e reprocessa uma parte dessa radiação, e o restante é refletido. A emissão do disco fino por sua vez é espalhada pelo ADAF, contribuindo para a emissão deste último.

Em síntese, o método iterativo garante que sejam computados adequadamente os efeitos do espalhamento na emissão síncrotron e Bremsstrahlung de cada célula do ADAF, bem como na emissão do disco fino. Convém notar que não é levado em conta o *redshift* gravitacional dos fótons.

A modelagem da SED observada é realizada da mesma maneira que na seção 3.2. Os parâmetros são mantidos nos mesmos valores obtidos na seção anterior, $m = 2 \times 10^7$, $r_{\text{tr}} = 225$, $r_{\text{out}} = 10^5$, $i = 34^\circ$, $\alpha = 0.1$, $\beta = 0.9$ e $\delta = 0.01$, com a exceção de \dot{m} , que é o único parâmetro livre do ajuste. \dot{m} é ajustado de maneira que a SED teórica reproduza a luminosidade em raios X observada.

Yuan obteve a melhor concordância entre o modelo e a SED observada com o valor $\dot{m} = 1.2 \times 10^{-2}$. A figura 3.7 mostra os contínuos teóricos sobrepostos à SED observada, onde estão indicadas separadamente a emissão do disco fino e do ADAF, bem como a emissão total do sistema. Percebemos que a concordância entre o modelo e as observações é bastante satisfatória, com algumas ressalvas. A observação no rádio em $\log(\nu) \approx 10$ não é bem reproduzida, bem como a porção UV do espectro observado com o HST, o que podemos perceber que acontece também com o modelo simplificado discutido na seção

3.2 (ver figura 3.6). Tais falhas do modelo são discutidas na seção 3.4. As observações no infravermelho incluem contaminação apreciável da galáxia hospedeira, o que podemos constatar pela descontinuidade entre as observações no óptico e no IR, e são consideradas como limites superiores à emissão do núcleo.

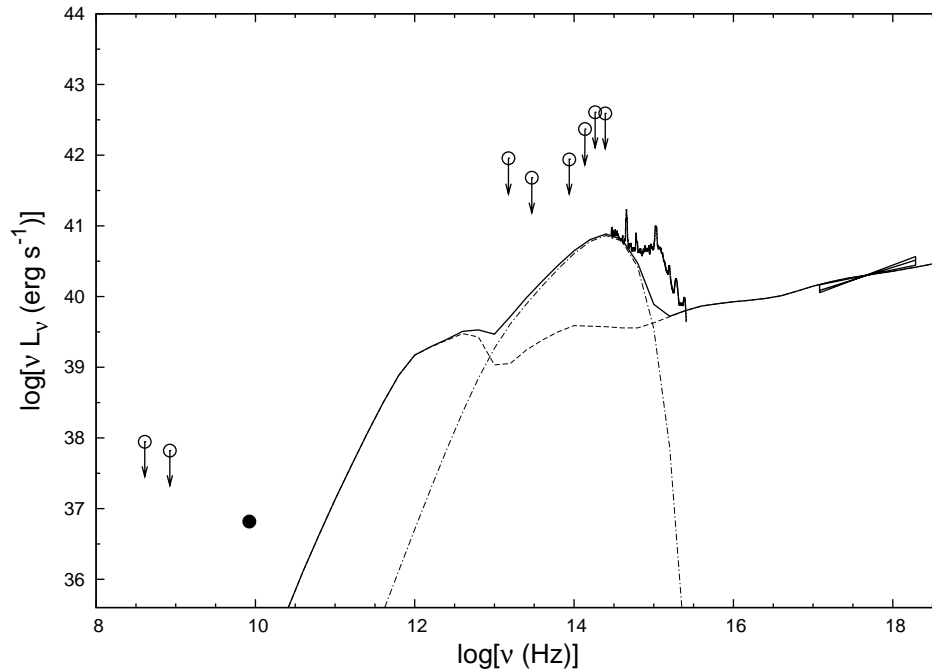


Figura 3.7: Emissão do ADAF e do disco fino de acordo com o modelo detalhado. A linha pontilhada-tracejada mostra apenas a emissão do disco fino, enquanto a linha tracejada mostra apenas a emissão do ADAF. A linha sólida é a emissão total do ADAF e do disco fino.

A eficiência radiativa do ADAF é $\eta_{\text{ADAF}} = 1 \times 10^{-3}$ ($\approx 0.1\%$) e a eficiência radiativa global do escoamento é $\eta_{\text{acr}} = 2 \times 10^{-3}$ ($\approx 0.2\%$). A taxa de acreção $\dot{m} = 1.2 \times 10^{-2}$ pode ser expressa como $3.3 \times 10^{23} \text{ g s}^{-1}$ ou $5.3 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. A luminosidade total gerada pelo ADAF é $L_{\text{ADAF}} = 3.2 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, sendo que 78% dessa luminosidade é emitida em raios X, $L_{\text{X,ADAF}} = 2.5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. $L_{\text{X,ADAF}}$ está em bom acordo com a luminosidade em raios X medida da SED observada (seção 2.4.1), $L_{\text{X}} = 2.7 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. A luminosidade total do disco fino é $L_{\text{disco}} = 1.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, de forma que a luminosidade total liberada na acreção de acordo com este modelo é $L_{\text{acr}} = L_{\text{disco}} + L_{\text{ADAF}} = 4.6 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. Este valor de L_{acr} reproduz bem a luminosidade bolométrica estimada para a NGC 1097, $L_{\text{Bol}} = 4.8 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, sendo ligeiramente maior que o valor da luminosidade fornecida pelo modelo simplificado da seção 3.2.

Notamos que o modelo detalhado necessita de um valor de \dot{m} maior que o valor obtido usando o modelo simples para reproduzir as observações. Isto acontece pois no modelo usado por Yuan é levada em conta a advecção pelos elétrons, que é outro mecanismo

de resfriamento dos elétrons além da irradiação, de forma que sobra menos energia térmica que pode ser irradiada pelos elétrons. Assim, para emitir uma determinada luminosidade o modelo usado por Yuan necessita de uma taxa de acreção mais alta (maior densidade e maior dissipação viscosa) que o modelo simplificado.

Verificamos que o valor $\dot{m} = 1.2 \times 10^{-2}$ obtido com o modelo de Yuan é bastante próximo do valor crítico da taxa de acreção previsto para este modelo (Esin et al., 1997, Narayan et al., 1998b),

$$\dot{m}_{\text{crit}} \gtrsim \alpha^2 = 0.01, \quad (3.25)$$

onde usamos o valor $\alpha = 0.1$. Este resultado foi obtido também realizando a modelagem simplificada, porém constatamos que este valor de \dot{m}_{crit} é uma ordem de grandeza maior que o valor predito na seção 3.2, $\dot{m}_{\text{crit}} \approx 2.8 \times 10^{-3}$ (equação 3.24).

É importante colocar em contexto os valores inferidos para os principais parâmetros da modelagem, $\dot{m} = 1.2 \times 10^{-2}$ e $r_{\text{tr}} = 225$, com os inferidos para outros LLAGNs. A ordem de grandeza de \dot{m} está de acordo com os valores típicos inferidos na literatura, enquanto que r_{tr} é similar aos valores típicos estimados na literatura. A tabela 3.1 lista os valores típicos encontrados na literatura desses parâmetros e as referências relevantes.

Objeto	\dot{m}	r_{tr}	m	Referência
NGC 1097	0.012	225	2×10^7	-
M81	0.01	≈ 100	4×10^6	1
NGC 4579	0.03	≈ 100	4×10^6	1
NGC 4258	≈ 0.01	$\approx 10 - 100$	4×10^7	2
NGC 4593 ^a	$\sim 0.01 - 0.1$	30	1.4×10^7	3

Referências: (1) Quataert et al. 1999 (2) Gammie et al. 1999 (3) Lu & Wang 2000

^a Os valores de \dot{m} e r_{tr} para este objeto foram estimados utilizando apenas um modelo de disco fino padrão, sem o uso do modelo ADAF.

Tabela 3.1: Comparação dos valores de \dot{m} e r_{tr} entre diferentes LLAGNs modelados com um ADAF + disco fino. Indicamos também os valores de m , a massa do buraco negro central para esses objetos. As unidades de medida dessas variáveis são descritas na seção 3.2.

Até o presente não existe uma explicação única para o mecanismo de transição do disco fino padrão para o ADAF, que ocorre no raio de transição r_{tr} (Narayan et al., 1998b). Numa teoria autoconsistente do escoamento acretivo, r_{tr} não deveria ser um parâmetro livre, mas deveria ser determinado pelas demais propriedades do escoamento. É aceito que o valor de r_{tr} é determinado pelo valor de \dot{m}_{crit} , embora a forma precisa dessa relação não seja conhecida. Sabe-se também que a solução ADAF é permissível somente para sistemas para os quais $L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}} \lesssim 0.01 - 0.1$, e espera-se que quanto menor o valor dessa razão,

maior é a extensão do ADAF no escoamento acretivo e portanto maior é o valor de r_{tr} , e vice-versa. Yuan & Narayan (2004) compilaram uma relação dos valores de $L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}}$ e os correspondentes valores de r_{tr} obtidos de todos os objetos astronômicos os quais já foram modelados usando o paradigma ADAF + disco fino (figura 3 do trabalho referido), constatando uma clara correlação entre essas duas variáveis. Verificamos que NGC 1097 obedece essa correlação, através da inserção dos valores dessas variáveis obtidas no presente trabalho na figura 3 de Yuan & Narayan (2004).

Finalizamos esta seção mostrando que a SED da NGC 1097 definitivamente não pode ser explicada como a emissão de um disco fino padrão que se estende até as órbitas mais internas permissíveis ao redor de um buraco negro, situadas em $3R_S$ (últimas órbitas circulares estáveis, ver seção 7.7 de Frank et al., 2002). A figura 3.8 mostra a emissão de um disco de acreção para diferentes valores de \dot{m} sobreposta à SED observada da NGC 1097. Como a eficiência radiativa dos discos finos é muito maior que a dos ADAFs, para um dado valor de \dot{m} a luminosidade emitida pelo disco é muito maior que a luminosidade correspondente de um ADAF com a mesma taxa de acreção. Em particular, a primeira curva superior corresponde à emissão de um disco fino acretando com $\dot{m} = 1.2 \times 10^{-2}$, o valor inferido a partir do modelo ADAF + disco fino. Embora um disco fino acretando a $\dot{m} = 3 \times 10^{-5}$ (linha pontilhada na figura 3.8) consiga reproduzir bem o espectro UV da NGC 1097, ele não consegue explicar as demais partes da SED.

3.4 Deficiências da modelagem

A figura 3.9 mostra uma comparação entre as SEDs previstas pelos modelos simples (seção 3.2) e detalhado (seção 3.3). Percebemos que as SEDs previstas por ambos modelos são bastante similares, e percebemos também que ambas possuem deficiências similares na reprodução da SED observada da NGC 1097.

Os modelos predizem uma emissão mais de uma ordem de magnitude menor que a observação no rádio em $\log(\nu) \approx 10$. Esta característica é comum nos modelos ADAF (Quataert et al., 1999, Yuan & Narayan, 2004), e a emissão no rádio é bastante intensificada caso seja incorporado à modelagem um jato de elétrons relativísticos não-termalizados, que é formado pela ejeção de uma pequena parte do escoamento nas proximidades do buraco negro em $\approx 2R_S$ (Yuan et al., 2003a, 2002a,b). Tal possibilidade será explorada num trabalho futuro (Nemmen et al. 2005, em preparação). Outra possível fenômeno que intensificaria a emissão em rádio seria a presença de elétrons não-termalizados no próprio ADAF (Mahadevan, 1999, Yuan et al., 2003b).

Percebemos que os modelos predizem uma emissão significativamente menor que a porção UV do espectro observado com o HST, o que já foi constatado na modelagem da SED dos LLAGNs M81 e NGC 4579 (Quataert et al., 1999), embora a qualidade dos dados

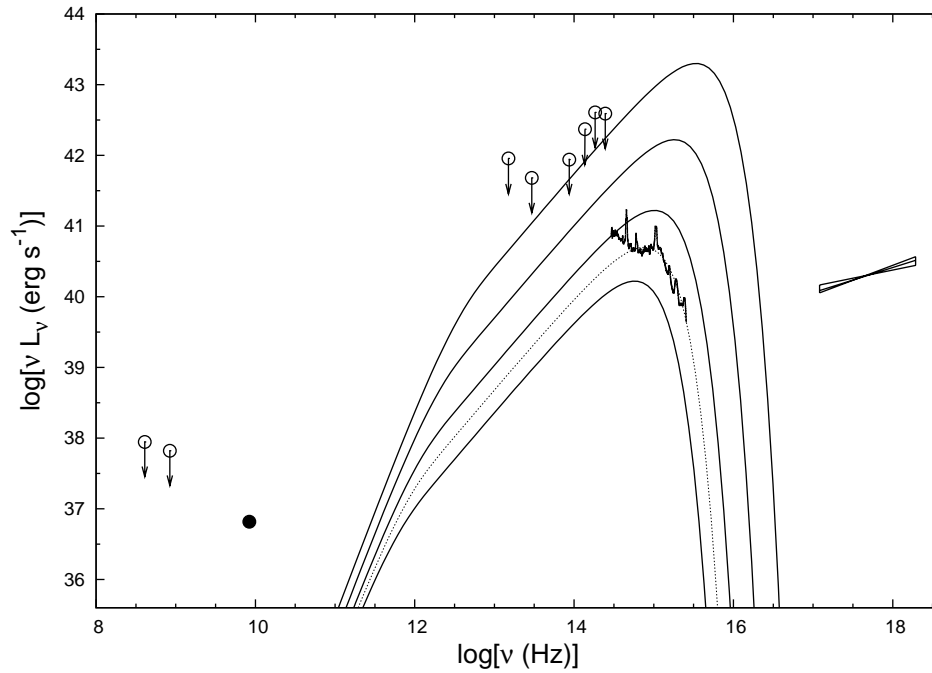


Figura 3.8: Emissão de um disco fino padrão que se estende até as últimas órbitas circulares estáveis ao redor do buraco negro central para diferentes valores de \dot{m} . A partir da parte inferior do gráfico, os valores de \dot{m} usados nos modelos são 1×10^{-5} , 3×10^{-5} (linha pontilhada), 1×10^{-4} , 1×10^{-3} e 1.2×10^{-2} , respectivamente. A SED observada também é mostrada para comparação.

no UV desses objetos seja bastante inferior à dos dados apresentados neste trabalho. Uma possibilidade intrigante que está sendo investigada é que a emissão no UV da NGC 1097 origina-se de um *starburst* que sofre intensa extinção situado a 9 pc do núcleo. Uma evidência a favor dessa explicação é a presença de linhas de absorção estelares no espectro do HST. Tal possibilidade será estudada em trabalhos futuros (Storchi-Bergmann et al., 2005).

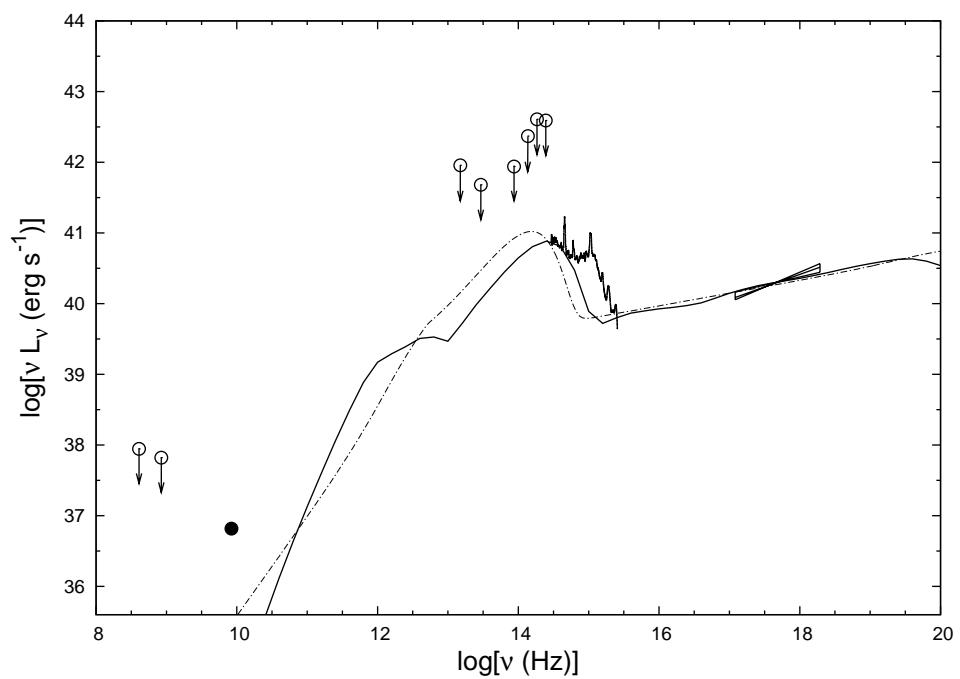


Figura 3.9: Comparação entre a emissão prevista pelos modelos simples ($\dot{m} = 1.6 \times 10^{-3}$, linha pontilhada-tracejada, seção 3.2) e detalhado ($\dot{m} = 1.2 \times 10^{-2}$, linha sólida, seção 3.3) para o sistema ADAF + disco fino.

Capítulo 4

Modelagem das linhas de emissão

4.1 Discos de acreção como origem das linhas largas com duplo pico

O que nos leva a crer que as linhas de emissão largas com duplo pico observadas nos AGNs são originadas na superfície dos discos de acreção é precisamente a presença de duplos picos, que são a assinatura cinemática da emissão de gás em rotação (Eracleous, 1998, Chen et al., 1989), e a largura acentuada dessas linhas que implicam grandes velocidades do material emissor. Outros argumentos a favor do cenário dos discos de acreção como um tipo de BLR são apresentados por Collin-Souffrin (1987). Para ilustrarmos a plausibilidade desse cenário, podemos estimar a distância do gás emissor de linhas ao buraco negro central, assumindo rotação Kepleriana do gás ($v = \sqrt{GM/R}$) e usando a largura da linha $H\alpha$ observada na NGC 1097 (FWHM $\approx 7500 \text{ km s}^{-1}$). Adotando a massa do buraco negro de $2 \times 10^7 M_{\odot}$ (Storchi-Bergmann et al., 2003) obtemos que a distância típica do material emissor das linhas largas até o buraco negro central é $GM/v_{\text{FWHM}}^2 \approx 800 R_{\text{S}}$, que é um valor típico para discos de acreção.

O primeiro modelo detalhado que teve sucesso em explicar o perfil de linhas de emissão largas com duplo pico como tendo origem num disco de acreção Kepleriano surgiu no fim da década de 80, proposto por Chen et al. (1989). Tal modelo assume um disco uniforme com simetria axial e inclui correções relativísticas, prevendo a ocorrência característica dos duplos picos. Através da comparação dos perfis de linhas teóricos com as observações da linha $H\alpha$ do AGN Arp 102B, Chen et al. obtiveram a evidência cinemática direta mais convincente da presença de discos de acreção em AGNs. Atualmente Arp 102B é considerado o exemplo prototípico (Halpern et al., 1996) de AGN emissor de linhas largas com duplo pico (a partir deste ponto chamamos de *disklike* os objetos emissores de linhas largas com duplo pico, cujos perfis dessas linhas podem ser reproduzidos por modelos de disco de acreção). Posteriormente o modelo foi desenvolvido com mais detalhes, com a

incorporação de efeitos de assimetria, tais como excentricidade do disco (Eracleous et al., 1995), inhomogeneidades (Zheng et al., 1991) e braços espirais (Chakrabarti & Wiita, 1993). A possível existência de tais assimetrias nos discos fazem com que os perfis de linhas variem com o tempo; por exemplo, no caso de um disco que possui um braço espiral, espera-se que tal braço precesione ao redor do objeto central, correspondendo a uma variação temporal do perfil das linhas emitidas. Tal variabilidade temporal permite que os fenômenos dinâmicos dos discos sejam estudados e modelos para os perfis de emissão sejam testados em detalhes.

Os modelos de discos Keplerianos relativísticos têm sido aplicados com sucesso para explicar os perfis das linhas de emissão largas Balmer com duplo pico de AGNs luminosos tais como galáxias Seyfert (Rokaki et al., 1992), rádio-galáxias e quasares *radio-loud* (Eracleous & Halpern, 1994, 2003, Strateva et al., 2003). Estes três últimos trabalhos consistem de buscas sistemáticas por AGNs cujas linhas possuem duplo pico e estimam que tais linhas estão presentes em $\approx 10 - 20\%$ das rádio-galáxias com linhas largas e em $\approx 3\%$ de todas galáxias ativas. A NGC 1097 foi o primeiro LLAGN a apresentar linhas largas com duplo pico (Storchi-Bergmann et al., 1993), que caracterizaram-se como um fenômeno transiente, já que as linhas de Balmer não apresentavam duplo pico em observações anteriores. Posteriormente foram observadas linhas largas com duplo pico em diversos LINERs semelhantes à NGC 1097: NGC 4203 (Shields et al., 2000), NGC 4450 (Ho et al., 2000), NGC 4579 (Barth et al., 2001), NGC 3065 (Eracleous & Halpern, 2001) e M81 (Bower et al., 1996). Existem outros modelos cinemáticos possíveis capazes de reproduzir algumas características das linhas largas com duplo pico tais como buracos negros binários ou jatos, porém tais modelos são desfavorecidos em relação aos modelos de disco de acreção e muitas vezes as previsões teóricas desses modelos alternativos não concordam com as observações dos perfis das linhas. As deficiências desses modelos são discutidas por exemplo em Eracleous & Halpern (1994), Eracleous (1998).

No contexto dos AGNs emissores de linhas largas com duplo pico, a NGC 1097 é um caso singular. Dada a sua baixa luminosidade, a baixa massa do objeto central e o fato da emissão de linhas largas ser um fenômeno transiente indicam que podemos esperar que a escala de tempo das variações temporais nas linhas de emissão sejam da ordem de meses a alguns anos. Podemos constatar isto calculando o tempo dinâmico t_{din} do disco (fórmula 5.69 de Frank et al., 2002) que caracteriza a escala de tempo que as assimetrias na superfície do disco demoram para se propagar, cujo valor é

$$t_{\text{din}} = 5.7 M_6 r_3^{3/2} \sim 1 \text{ mes}, \quad (4.1)$$

onde M_6 é massa do buraco negro em unidades de 10^6 massas solares e $r_3 = r/10^3$, onde r é o raio no disco em unidades de R_g . Através do monitoramento da linha $H\alpha$ desse objeto num período de cerca de 10 anos (1991-2002) Storchi-Bergmann et al. (2003) aplicaram modelos cinemáticos de disco de acreção, concluindo que a evolução dinâmica do perfil da linha

$H\alpha$ é bem modelada pela precessão de um braço espiral presente em um disco de acreção circular, cuja região emissora de linhas é limitada pelos raios interno $r_1 = 225$ e externo $r_2 = 800$, sendo que o período de precessão do braço espiral é de 5.5 anos. Este valor de r_1 corresponde ao raio de transição do disco fino ao ADAF, conforme discussão no capítulo 3. Podemos associar o raio externo r_2 ao raio no qual a auto-gravidade vertical do disco excede a componente vertical da força gravitacional do buraco negro, o que possivelmente causa a fragmentação do disco em nuvens separadas devido à perturbação do equilíbrio hidrostático vertical.

4.2 Mecanismos físicos responsáveis pela emissão de linhas

Cabe perguntar se um disco de acreção possui condições físicas favoráveis à produção de linhas de emissão. Seguindo Chen et al. (1989) e Eracleous & Halpern (1994) estudamos o balanço energético do disco de acreção, investigando se a taxa de geração de energia localmente por dissipação viscosa no disco é suficiente para explicar a luminosidade da linha $H\alpha$. A taxa de dissipação é obtida integrando a expressão do fluxo total de energia gravitacional irradiado pelas duas faces do disco sobre a área da região emissora de linhas, donde obtemos que taxa de dissipação local (equação 5.21 de Frank et al., 2002) é dada por

$$W_{\text{disco}} = \frac{3}{2} GM\dot{M} \left[\frac{1}{r_1} \left(1 - \sqrt{\frac{3}{r_1}} \right) - \frac{1}{r_2} \left(1 - \sqrt{\frac{3}{r_2}} \right) \right] \approx 6.5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}, \quad (4.2)$$

usando os valores de \dot{M} e M deduzidos na seção 3.3. Percebemos que $L_{H\alpha}/W_{\text{disco}} = 0.007$, contrariamente às estimativas de Eracleous & Halpern (1994) para *disklike* AGNs luminosos ($L_{H\alpha}/W_{\text{disco}} = 0.2 - 3$), o que indicaria que o disco libera localmente uma quantidade de energia capaz de explicar as luminosidades das linhas de emissão. Tal análise no entanto não considera que se a única fonte de energia do disco for dissipação viscosa então a temperatura efetiva do gás é muito baixa (2000 - 3000 K, e.g., Collin-Souffrin, 1987) para permitir a emissão de linhas de recombinação, que requerem um plasma com temperaturas maiores que 5000 K (Osterbrock, 1989). No caso de NGC 1097 o valor médio da temperatura efetiva $T(r)$ (equação 3.7) desde $r_1 = 225$ até 500 R_S é

$$\langle T \rangle = \frac{1}{\Delta r} \int_{225}^{500} T(r) dr = 2170 \text{ K}. \quad (4.3)$$

Além disso, como consequência da baixa temperatura efetiva do gás, a energia gravitacional W_{disco} é irradiada pela fotosfera como emissão contínua no óptico e UV próximo, contribuindo fracamente para a ionização do plasma.

Assim, as baixas temperaturas atingidas mediante dissipação viscosa local e o fraco contínuo gerado pelo disco demonstram a necessidade de uma fonte radiativa externa capaz

de iluminar a atmosfera do disco, criando condições propícias para a fotoionização do gás e consequente emissão de linhas.

Levando em conta a discussão realizada no capítulo 3 bem como os resultados promissores obtidos modelando o contínuo nuclear de NGC 1097 com um modelo ADAF + disco fino, uma hipótese bastante plausível é associar a fonte de iluminação do disco de acreção ao ADAF que ocorre na parte interna do escoamento para a qual $r < r_1$, conforme ilustração na figura 4.2. Chen & Halpern (1989) propuseram um modelo bastante semelhante ao ADAF para a fonte iluminante do disco de acreção da núcleo de Arp 102B, embora na época em que tal trabalho foi realizado os ADAFs ainda não haviam sido estudados em detalhe e o modelo que mais se assemelhava a ADAFs era o toro de íons quentes proposto por Rees et al. (1982), que pode ser considerado um dos passos iniciais no desenvolvimento da teoria ADAF.

Neste capítulo verificamos se o modelo adotado para o escoamento acretivo do núcleo da NGC 1097 produz um contínuo ionizante capaz de reproduzir as linhas de emissão largas com duplo pico presentes no espectro observado com o HST, que supostamente originam-se no disco de acreção que rodeia o ADAF. Para isto simulamos as condições de fotoionização do plasma que compõe o disco de acreção pelo contínuo do ADAF, levando em conta a geometria de iluminação e demais propriedades do disco tais como a densidade. Cabe notar que nosso objetivo não é prever o perfil detalhado das linhas de emissão mas somente as suas intensidades, pois a modelagem do perfil das linhas já foi realizada por Storchi-Bergmann et al. (2003).

4.3 Modelos de fotoionização

Modelos de fotoionização de discos de acreção iluminados foram desenvolvidos numa série de artigos no início da década de 90 por Suzy Collin-Souffrin e Anne Marie Dumont (Collin-Souffrin & Dumont, 1989, 1990, Dumont & Collin-Souffrin, 1990b,a,c) e aplicados na simulação do espectro de linhas de emissão de um conjunto de galáxias Seyferts por Rokaki et al. (1992). Tais modelos fornecem um tratamento simplificado das condições físicas de plasmas fracamente fotoionizados com altas densidades, cujas densidades chegam a $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ e as densidades de coluna verticais excedem 10^{25} cm^{-2} , fornecendo as intensidades das linhas de baixa e alta ionização.

Atualmente, existem diversos códigos em grande escala disponíveis publicamente que simulam a fotoionização de plasmas, tais como *Cloudy*^{*}, *XSTAR*[†] e *MAPPINGS*[‡]. Tais códigos incluem um tratamento com diferentes níveis de complexidade dos processos

^{*}<http://www.nublado.org>

[†]<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/xstar/xstar.html>

[‡]<http://cfa-www.harvard.edu/lkewley/Mappings/>

microfísicos que afetam o plasma e causam a emissão de radiação. Uma revisão sobre resultados de simulações de nuvens fotoionizadas consta em Ferland (2003); comparações entre os resultados dos diferentes códigos disponíveis podem ser encontradas em Ferland & Savin (2001). Dentre esses códigos, escolhemos utilizar o *Cloudy* por diversos motivos: ele possui ampla documentação de referência (Ferland, 2002), seu código é continuamente atualizado, o banco de dados atômicos (seções de choque etc) bem como a prescrição dos processos físicos são bastante extensos e detalhados, e por último este código é extensivamente utilizado na literatura.

Discutimos agora as alterações causadas na atmosfera dos discos de acreção pela iluminação por um contínuo ionizante que se estende até raios X duros. Seguindo Collin-Souffrin & Dumont (1990), Dumont & Collin-Souffrin (1990b), na região emissora de linhas a densidade de coluna vertical N é tal que $N > 2 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ de forma que a espessura geométrica do disco é maior que o comprimento de penetração dos fótons em raios X. O contínuo ionizante é totalmente absorvido por uma camada abaixo da superfície do disco e induz modificações apreciáveis nessa camada em relação à estrutura predita pela teoria padrão dos discos finos. A espessura dessa região é aproximadamente o comprimento de penetração dos raios X duros, sua temperatura está no intervalo $\sim 4000 - 10^4 \text{ K}$, sua densidade é consideravelmente menor que a densidade predita para a região central do disco e ela é opticamente fina, sendo denominada cromosfera. As linhas de emissão originam-se nesta região, que é aquecida radiativamente. Tal região não está em equilíbrio termodinâmico local. Abaixo da cromosfera fica uma região mais fria ($T \sim 3000 \text{ K}$) e opticamente espessa aquecida pela dissipação local de energia gravitacional, descrita pela teoria padrão dos discos finos. Denominamos tal região fotosfera, sendo que o contínuo do disco origina-se dessa região. As condições de equilíbrio termodinâmico local são satisfeitas nesta região. Assim, a atmosfera do disco é análoga à atmosfera de uma estrela fria, de forma que podemos basicamente dividir verticalmente o disco em duas camadas: a fotosfera e a cromosfera. Esta estratificação vertical do disco é ilustrada na figura 4.1. Nosso objetivo é modelar as propriedades da cromosfera, já que é nesta região que as linhas de emissão largas são criadas.

Na seção 4.4 descrevemos a metodologia da modelagem da fotoionização da atmosfera do disco de acreção iluminado pelo ADAF: a implementação da geometria do disco, densidade, especificação do contínuo iluminante etc. Na seção 4.5 descrevemos os resultados desta modelagem: luminosidades integradas das linhas de emissão produzidas no disco de acreção, o estado do plasma emissor etc. Finalizamos o capítulo com as perspectivas de refinamento da simulação na seção 4.6.

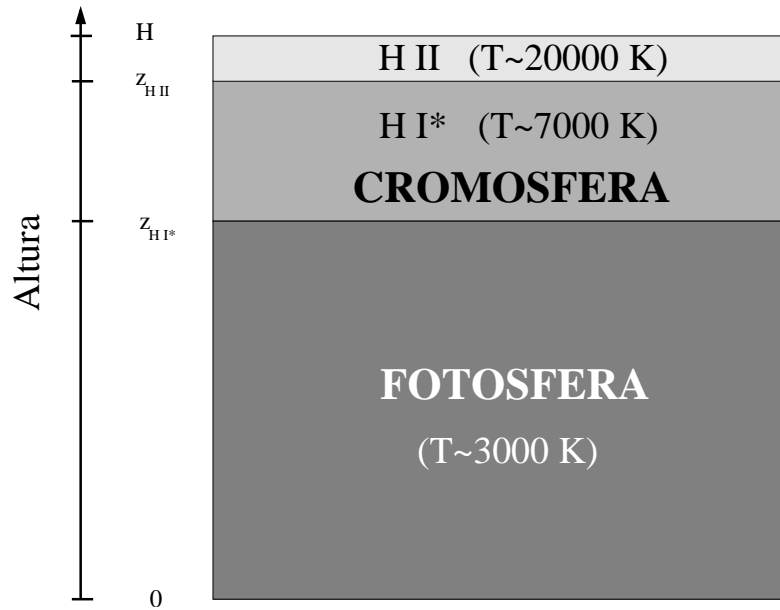


Figura 4.1: Estrutura vertical da atmosfera do disco de acreção, onde estão indicadas as temperaturas típicas de cada camada.

4.4 Metodologia da modelagem

Utilizamos a versão 96 do programa *Cloudy* (Ferland, 2002). Para simular a fotoionização do plasma do disco de acreção devemos especificar o contínuo incidente e as propriedades da atmosfera do disco, tais como a composição química, a geometria e a densidade. Modificamos um script escrito por Aaron Barth que fornece os dados de entrada necessários para o *Cloudy* funcionar e escrevemos um programa em *Maple* que calcula os valores desses dados de entrada (ver apêndice A).

Adotamos como contínuo incidente na atmosfera do disco fino o contínuo produzido no ADAF + disco fino modelado na seção 3.3 (ver figura 3.7). A contribuição da emissão do disco fino à fotoionização da cromosfera é pequena, já que o *bump* do disco contribui principalmente no óptico e no UV próximo. A luminosidade ionizante emitida pelo ADAF é $L_{\text{ion}} = 2.82 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$.

Adotamos que a composição química do disco é solar, o que é razoável já que o gás que compõe o escoamento acretivo provavelmente se originou do rompimento de uma estrela pelas forças de maré (e.g., Storchi-Bergmann et al., 2003).

A especificação correta da densidade do gás constitui um ponto essencial na modelagem. Usando a teoria padrão dos discos finos, a densidade total de hidrogênio (incluindo hidrogênio ionizado e neutro) no centro do disco pode ser expressa como

$$n_c = 9.3 \times 10^{18} \alpha^{-7/10} \dot{M}_{26}^{11/20} M_8^{5/8} R_{14}^{-15/8} f^{11/5} \text{ cm}^{-3}, \quad (4.4)$$

onde α é o parâmetro de viscosidade, \dot{M}_{26} é a taxa de acreção em unidades de 10^{26} g s^{-1} , M_8 é a massa do buraco negro em unidades de 10^8 massas solares, R_{14} é o raio em unidades de 10^{14} cm e $f = 1 - \sqrt{3/r}$ (ver equação 5.49 de Frank et al. 2002 ou equação 2.19 de Shakura & Sunyaev 1973). No caso da NGC 1097 o valor típico de n_c é $n_c \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. A presença de um contínuo externo iluminante que se estende até raios X duros modifica a estrutura vertical e radial do disco apreciavelmente em relação à estrutura predita pela teoria padrão, criando uma cromosfera aquecida radiativamente pelo contínuo iluminante. Esta cromosfera é responsável pelas emissões de linhas e pode ser dividida verticalmente em duas camadas que denominamos zonas H II e H I* (Dumont & Collin-Souffrin, 1990b, Collin-Souffrin & Dumont, 1989), conforme a figura 4.1. A zona H II é a região mais externa da cromosfera, é bastante ionizada e fina, absorve a maior parte dos fótons no UV e em raios X moles, possui temperaturas $\sim 2 \times 10^4 \text{ K}$ e é responsável pela geração da maior parte das linhas de alta ionização e uma pequena fração das linhas de baixa ionização. A zona H I* localiza-se abaixo da zona H II, é mais espessa e fria que esta e fracamente ionizada, absorve a maior parte dos fótons em raios X duros, sendo responsável pela geração da maior parte das linhas de baixa ionização e uma fração muito pequena das linhas de alta ionização.

Assumimos que a cromosfera do disco é descrita por um valor uniforme “efetivo” de densidade n_{cro} que é um parâmetro livre na nossa modelagem. Deduzimos o valor de n_{cro} mais próximo do valor real realizando as simulações para diferentes valores de n_{cro} , no intervalo $10^{12} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, e verificando qual valor de n_{cro} melhor reproduz as intensidades observadas das linhas.

Os códigos de fotoionização citados anteriormente possuem limitações comuns no que concerne a geometria do gás iluminado: a geometria é sempre esférica; as simulações são unidimensionais, ou seja, simulam a propagação dos raios apenas na direção radial; a fonte de contínuo ionizante é pontual e localizada no centro da esfera. Esta última hipótese é válida quando é simulada a fotoionização da NLR e da BLR, porém no presente caso o tamanho da fonte ionizante é comparável ao tamanho da região ocupada pelo gás ionizado. Dada a geometria de iluminação do disco de acreção, rigorosamente necessitaríamos de uma simulação 2D, porém no momento não existem códigos 2D ou 3D que incorporem um nível de tratamento das condições físicas do gás e da radiação comparáveis aos códigos 1D citados anteriormente. O único código de fotoionização 3D que o presente autor conhece chama-se *Mocassin*[§] e está em estágio primário de desenvolvimento. Ao adotarmos utilizar um código 1D que padece das limitações acima, um desafio que encontramos é como especificar adequadamente a geometria do disco de acreção e da fonte iluminante. A abordagem que adotamos para fins de simulação é mapear a geometria cilíndrica do disco na geometria de

[§]ERCOLANO, B., BARLOW, M. J., STOREY, P. J. & LIU, X. W. MOCASSIN: a fully three-dimensional Monte Carlo photoionization code, MNRAS, Oxford, v. 340, p. 1136-1152, Apr. 2003.

uma casca esférica cuja espessura é muito menor que o seu raio, de forma que a geometria da casca é efetivamente plano-paralela, conforme ilustrado na figura 4.2. Adotamos a representação mais realística da geometria do ADAF levando em conta as limitações da simulação, e chamamos a atenção para o resultado obtido por Dumont & Collin-Souffrin (1990a) de que na presença de um contínuo ionizante duro e não-térmico as razões das linhas de emissão do disco dependem fracamente da geometria de iluminação, de forma que se substituirmos o ADAF por uma geometria de iluminação mais simples essas razões variam pouco.

Tratamos apenas uma das duas faces iluminadas do disco, a que está na direção da nossa linha de visada, já que como a fotosfera é opticamente espessa, a radiação emergente da face oposta na direção do observador é reabsorvida pelo gás. Adotamos que o disco é caracterizado por um valor uniforme da escala de altura $H = H(r_m) = 3.2 \times 10^{12}$ cm = $0.54 R_S$, medida num raio típico do disco situado a meia distância $r_m \equiv r_1 + \Delta r/2 = 512.5$ entre o raio interno ($r_1 = 225$) e o raio externo ($r_2 = 800$) da região emissora de linhas; ou seja, o disco é plano. A espessura da casca esférica é igual à escala de altura do disco, porém o raio interno da casca esférica $r_{in,c}$ não é igual ao raio interno do disco r_1 . Inicialmente adotamos $r_{in,c}$ como a distância média percorrida pelo fótons provenientes do ADAF até o disco fino, considerando o ADAF como uma esfera de raio $r_0 = 200$ e emissividade uniforme e o disco como um plano. Constatamos que isto corresponde em ótima aproximação a substituir a fonte esférica por duas fontes pontuais simétricas, cada uma localizada no centróide geométrico de uma semi-esfera de raio r_0 , conforme geometria proposta por Dumont & Collin-Souffrin (1990b). Adotando esta geometria o valor de $r_{in,c}$ é dado pela distância que os fótons emitidos pela fonte pontual percorrem até atingirem o anel localizado no raio r_m do disco, de forma que $r_{in,c} = 518$. O apêndice B discute com mais detalhes a geometria de iluminação do disco de acreção adotada na simulação, mostrando a obtenção do valor de $r_{in,c}$.

Como a incidência dos raios provenientes do ADAF no disco não é normal ao plano do disco (ver figura 4.2), devemos estimar o ângulo de incidência γ desses raios, medido em relação à normal do disco ($\gamma = 0$ corresponde à incidência normal). Adotamos γ como o valor médio dos ângulos de incidência dos raios originados do ADAF e calculamos seu valor como $\gamma \approx 82^\circ$, onde usamos a geometria da fonte iluminante pontual descrita no parágrafo anterior. O apêndice B mostra a dedução da expressão que determina o valor de γ . O único efeito nas simulações do *Cloudy* de incluir um ângulo de incidência é a atenuação da radiação incidente no gás de $\tau_\nu(z)/\cos\gamma$, onde $\tau_\nu(z)$ é a profundidade óptica na altura z do disco.

O fator de cobertura (*covering factor*) de uma certa quantidade de gás por uma fonte iluminante corresponde à fração da energia emitida pela fonte que é interceptada pelo gás. O fator de cobertura de um disco de acreção por uma fonte iluminante esférica opticamente fina

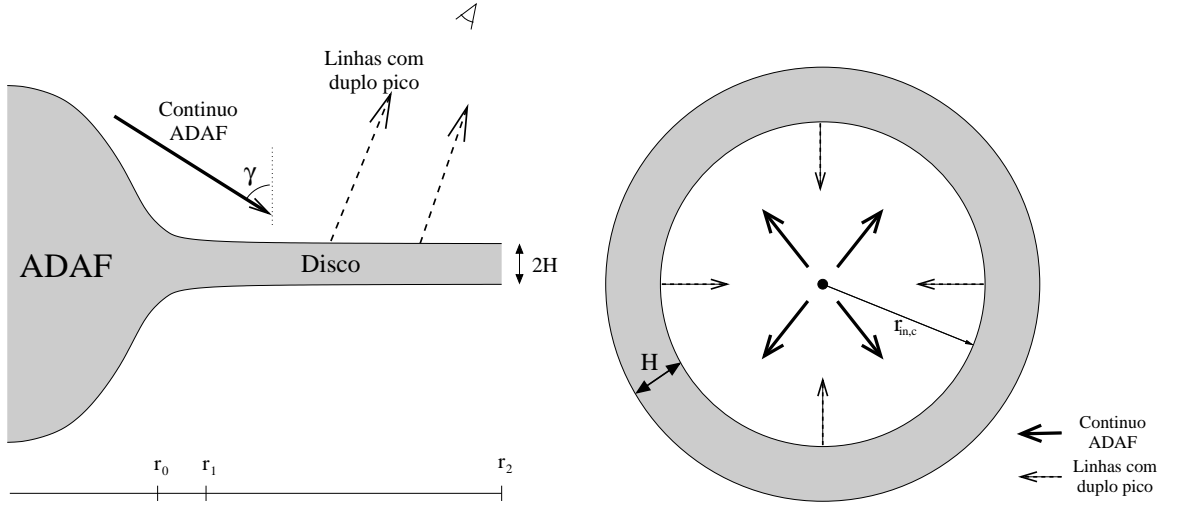


Figura 4.2: **Esquerda:** Geometria da iluminação do disco de acreção pelo ADAF. A figura não está em escala **Direita:** Geometria da casca esférica que representa o disco de acreção na simulação com o *Cloudy*.

foi calculado por Chen & Halpern (1989), de forma que usamos este resultado para calcular o fator de cobertura f_c do disco pelo ADAF. Como Chen & Halpern (1989) forneceram o resultado para f_c através de um gráfico (figura 5a do artigo citado), extraímos os pontos desse gráfico e interpolamos uma lei de potência aos pontos, deduzindo que a expressão para o fator de cobertura é

$$f_c \left(\frac{r_1}{r_0} \right) = 0.21 \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{-1.07}, \quad (4.5)$$

onde $r_0 = 200$ é o raio adotado do ADAF e $r_1 = 225$ é raio interno do disco fino. $f_c(r_1/r_0)$ é o fator de cobertura de um disco que se estende desde r_1 até o infinito; o fator de cobertura para um disco de extensão finita com raio externo r_2 é dado por $f_c(r_1) - f_c(r_2)$, donde obtemos que o fator de cobertura do disco da NGC 1097 com $r_2 = 800$ é $f_c = 0.14$. Notemos que o valor máximo de f_c para um disco de extensão infinita é 0.21, obtido quando $r_1 = r_0$.

O volume da casca esférica que representa o disco de acreção na simulação geralmente é maior que o volume do disco, e como consequência da igualdade das densidades de ambas estruturas a massa total da casca esférica é geralmente maior que a massa total do disco. Para obtermos consistência na simulação devemos tornar a massa total da casca esférica igual à massa total do disco, introduzindo o fator de preenchimento (*filling factor*, Osterbrock, 1989) f tal que $f = V_{\text{disco}}/V_{\text{casca}} \leq 1$. Se a massa total do disco é $m_{\text{disco}} = \rho V_{\text{disco}}$, a massa total da casca passa a ser $m_{\text{casca}} = f \rho V_{\text{casca}} = m_{\text{disco}}$. Calculamos que neste caso $f = 0.62$.

Um parâmetro introduzido por Chen & Halpern (1989) utilizado na modelagem do perfil da linha $H\alpha$ é o alargamento local das linhas de emissão σ_{es} , causado pelo espalhamento da radiação pelos elétrons na atmosfera do disco. Através da modelagem da variabilidade da linha $H\alpha$ em NGC 1097, Storchi-Bergmann et al. (2003) obteve que o valor típico desse parâmetro é $\sigma_{es} = 1200 \text{ km s}^{-1}$. Incorporamos essa dispersão local de velocidades das linhas na nossa simulação.

Quantidades tais como a escala de altura H e a densidade n_{cro} variam radialmente no disco de acreção, de forma que rigorosamente teríamos que levar em conta essa variação radial na simulação da fotoionização da atmosfera do disco. Consideraremos tais efeitos num trabalho futuro (Nemmen et al., em preparação).

4.5 Resultados

Os observáveis de interesse na modelagem das linhas de emissão são as luminosidades integradas das linhas bem como as razões dessas luminosidades em relação à luminosidade da linha de referência $H\beta$. Estes observáveis estão listados na tabela 4.1.

Consideramos dois casos de iluminação, correspondendo a diferentes valores do ângulo dos raios do ADAF em relação à normal do disco: (a) $\gamma = 0$ e (b) $\gamma = 82^\circ$. A seção 4.5.1 descreve os resultados da modelagem para o caso (a) de iluminação e a seção 4.5.2 descreve os resultados para o caso (b).

4.5.1 Modelo (a): $\gamma = 0^\circ$

Obtivemos uma concordância satisfatória entre os resultados da modelagem e as observações com $n_{cro} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Um parâmetro comumente utilizado nos estudos de fotoionização de plasmas astrofísicos é o parâmetro de ionização U (Peterson, 1997), definido como a razão entre a densidade de fótons ionizantes emitidos pela fonte central e a densidade total de hidrogênio na face iluminada do plasma tal que

$$U = \frac{Q(H)}{4\pi r_{in,c}^2 n_{cro}}, \quad (4.6)$$

onde

$$Q(H) = \int_{13.6 \text{ eV}}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \quad (4.7)$$

é a taxa de fótons ionizantes emitidos pela fonte central e c é a velocidade da luz. O valor de U resultante é $U = 10^{-4.96}$.

A tabela 4.1 mostra os valores observados e teóricos das luminosidades integradas das linhas de emissão largas. Vemos que a concordância entre as previsões do modelo e as observações é satisfatória para a maior parte das linhas, exceto para $L\alpha$ cuja razão $L\alpha/H\beta$

predita pelo modelo é consideravelmente maior que a razão observada. Isto é uma característica dos códigos de fotoionização atuais, que mesmo com densidades maiores que 10^{13} cm^{-3} e densidades de coluna verticais maiores que 10^{23} cm^{-2} não produzem razões $L\alpha/H\beta$ menores que 3. Os modelos de discos fotoionizados desenvolvidos por Dumont & Collin-Souffrin predizem razões $L\alpha/H\beta < 1$ e atribuem essa pequena razão a uma combinação de um conjunto de efeitos em meios com altas densidades que destroem os fótons da linha $L\alpha$ (ver também, e.g., Eracleous 1998, Halpern et al. 1996):

- A profundidade óptica na linha $L\alpha$ ($\tau_{L\alpha}$) é acentuada, o que causa o “aprisionamento” dos fótons dessa linha pelo plasma.
- Os átomos de H no nível $n = 2$ sofrem desexcitação colisional, que é um efeito importante para $L\alpha$ quando $n > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (Collin-Souffrin & Dumont, 1989);
- Um efeito possivelmente importante é uma profundidade óptica moderada no contínuo de Balmer ($\tau_{B\alpha}$), indicando que a fotoionização do nível $n = 2$ é importante (Halpern et al., 1996). Nossa simulação em particular prediz $\tau_{B\alpha} = 3.5$.

Estes efeitos explicam também a ausência de duplo pico no perfil da linha $L\alpha$ (figura 2.6). Podemos concluir que tais efeitos provavelmente não são tratados de maneira correta na presente versão do *Cloudy*.

Linha	Luminosidade					
	Integrada (erg s ⁻¹)			Razão ($L_{\text{linha}}/L_{H\beta}$)		
	Obs.	Modelo (a)	q_{adic}^+	Obs.	Modelo (a)	q_{adic}^+
H β $\lambda 4861$	39.056	38.564	38.767	1	1	1
H α $\lambda 6563$	39.663	39.287	39.370	4.05	5.28	4.01
L α $\lambda 1216$	38.065	39.188	39.184	0.16	4.21	2.61
Mg II $\lambda 2800$	39.31	39.092	39.230	2.76	3.37	2.9
Na I $\lambda 5892$	38.6	38.447	38.797	0.53	0.76	1.07

Tabela 4.1: Comparação entre as luminosidades das linhas de emissão observadas e modeladas para $\gamma = 0^\circ$. A coluna Modelo (a) contém os resultados da simulação com $\gamma = 0^\circ$ e $n_{\text{cro}} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; a coluna q_{adic}^+ contém os resultados da simulação com os mesmos parâmetros do modelo (a) porém introduzindo *ad hoc* uma taxa de aquecimento $q_{\text{adic}}^+ = 1.6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (final desta seção). As luminosidades estão em escala logarítmica.

A densidade de coluna vertical de hidrogênio na cromosfera é $N_{\text{H}} = 1.3 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2}$. Corroborando a nossa hipótese de que enxergamos apenas a face do disco na nossa direção, a profundidade óptica na linha H α da metade do disco é $\tau_{H\alpha} \approx 10^3$.

O valor médio sobre z da fração de átomos neutros de H na cromosfera é $\langle n_{\text{HI}}/n_{\text{H}} \rangle \approx 1$, ou seja, o disco é praticamente neutro. O valor médio sobre z da fração de ionização

de H é $\langle n_{\text{HII}}/n_{\text{H}} \rangle \approx 10^{-3}$. Podemos estimar a extensão das zonas H II e H I* a partir da variação de $n_{\text{HII}}/n_{\text{H}}$ com z mostrada na figura 4.3. Assumindo que a zona H II termine na altura em que a fração de hidrogênio ionizado torna-se menor que a fração de hidrogênio neutro ($n_{\text{HII}} = n_{\text{H}}$), obtemos um limite superior para a espessura da zona H II de $\Delta z_{\text{HII}} \approx 1.2 \times 10^5 \text{ cm} = 3.8 \times 10^{-8} H$. O fim da zona H I* coincide com o fim da cromosfera, onde a emissão de linhas no óptico é insignificante. Na altura limite z_{HI^*} desta zona T torna-se inferior a 4000 K e a simulação do *Cloudy* pára. Obtemos que a espessura da zona H I* é $\Delta z_{\text{HI}^*} \approx 2 \times 10^{12} \text{ cm} = 0.63 H$.

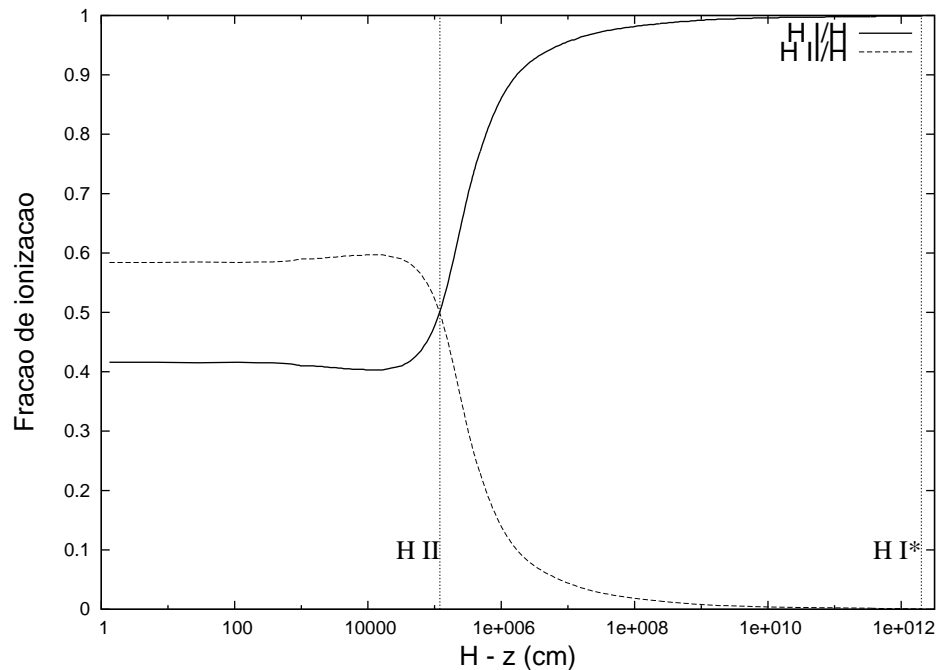


Figura 4.3: Fração de ionização de H I e H II. O eixo horizontal indica a profundidade no disco a partir do face iluminada em escala logarítmica. Os limites das zonas H II e H I* estão indicados.

O valor médio sobre z da temperatura é $\langle T \rangle = 4490 \text{ K}$, sendo que o valor máximo 10200 K é atingido na superfície do disco e o valor mínimo de 4000 K é atingido em $z = z_{\text{HI}^*} = 2 \times 10^{12} \text{ cm} = 0.63 H$ (a simulação pára quando T atinge um valor inferior a 4000 K). A figura 4.4 mostra a variação da temperatura do disco com a altura, onde estão indicados os limites das zonas H II e H I*. A figura 4.5 mostra a variação da emissividade das linhas com a altura.

Mencionamos o efeito que a presença de fontes de aquecimento adicionais no plasma da cromosfera exerce sobre o espectro de linhas resultante. Verificamos que a concordância entre os resultados da simulação com o *Cloudy* e as observações das linhas $\text{H}\alpha$ e Mg II é significativamente melhorada ao introduzimos uma taxa de aquecimento uniforme na

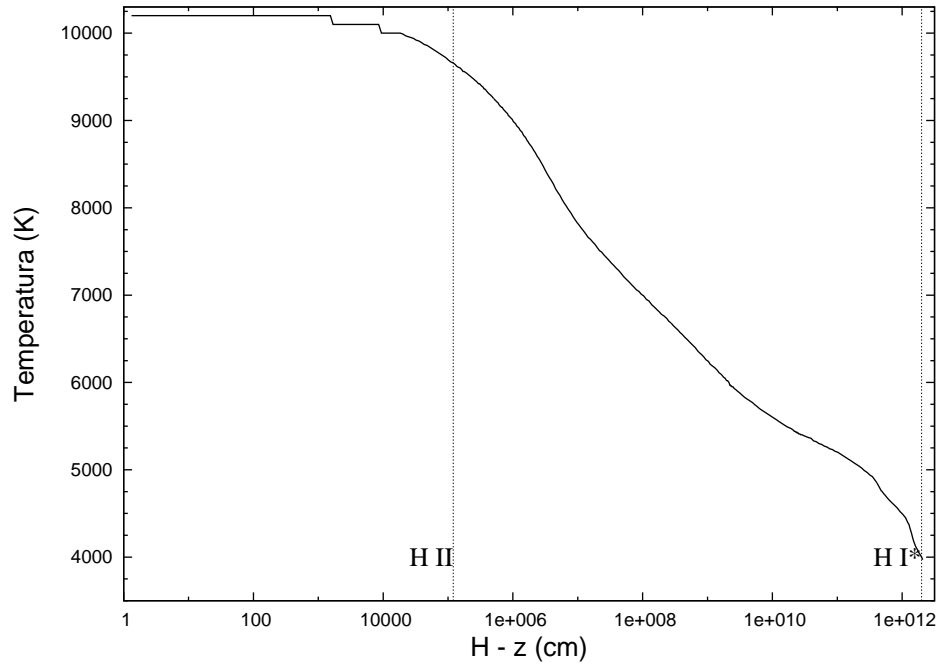


Figura 4.4: Variação vertical da temperatura no disco. O eixo horizontal indica a profundidade no disco a partir do face iluminada em escala logarítmica. Os limites das zonas H II e H I* estão indicados.

cromosfera dada por $q_{\text{adic}}^+ = 18.6 q^+ = 1.6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, onde

$$\begin{aligned} q^+ &= 9 \times 10^4 \alpha^{1/10} \dot{M}_{26}^{7/10} M_8^{11/8} R_{14}^{-33/8} f^{17/5} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \\ &= 8.5 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.8)$$

é a taxa de geração de energia por dissipação viscosa em $z = 0$ calculada no raio r_m (Frank et al., 2002). As tabela 4.1 mostra os resultados da simulação levando em conta q_{adic}^+ nas colunas apropriadas. A introdução de q_{adic}^+ é totalmente *ad hoc* e a princípio não pode ter origem na energia gravitacional, pois a energia térmica gerada por dissipação viscosa no disco fino é totalmente irradiada localmente e tem uma fraca influência no equilíbrio de ionização da cromosfera, pois é fracamente absorvida por esta como mencionado na discussão que segue a equação (4.2).

4.5.2 Modelo (b): $\gamma = 82^\circ$

Não obtivemos uma concordância satisfatória entre as luminosidades observadas das linhas largas e os resultados da modelagem com o valor $\gamma = 82^\circ$ estimado na seção 4.4, embora nossas estimativas mostrem que a incidência inclinada dos raios seja uma descrição mais realística da iluminação do disco fino. Dentre os valores da densidade efetiva n_{cro} no

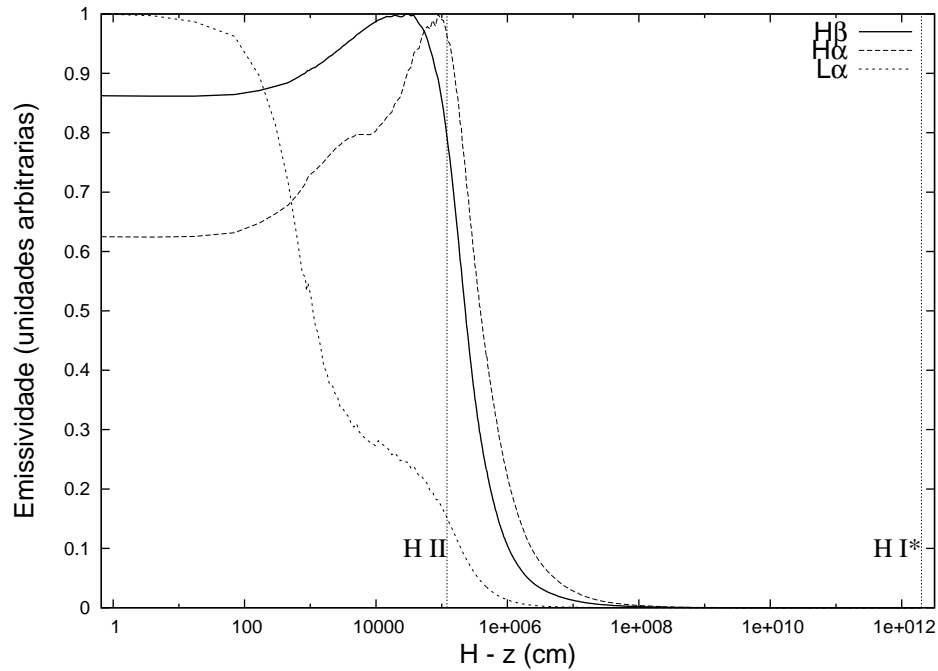


Figura 4.5: Emissividades das linhas $H\beta$, $H\alpha$ e $L\alpha$ normalizadas em relação aos seus valores máximos. O eixo horizontal indica a profundidade no disco a partir do face iluminada em escala logarítmica. Os limites das zonas H II e H I* estão indicados.

intervalo $10^{12} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ que testamos, o valor que produziu os resultados mais parecidos com as luminosidades observadas foi $10^{12.5} \text{ cm}^{-3}$. A tabela 4.2 compara os valores observados das luminosidades integradas das linhas largas com os valores teóricos para $\gamma = 82^\circ$, $n_{\text{cro}} = 10^{12.5} \text{ cm}^{-3}$ e $U = 10^{-4.46}$. Acreditamos que uma simulação mais detalhada da fotoionização do disco levando em conta a variação radial das propriedades da atmosfera resulte numa melhor concordância entre os resultados da simulação e as observações (seção 4.6).

Linha	Luminosidade			
	Integrada (erg s^{-1})		Razão ($L_{\text{linha}}/L_{H\beta}$)	
	Obs.	Modelo (b)	Obs.	Modelo (b)
$H\beta \lambda 4861$	39.056	37.866	1	1
$H\alpha \lambda 6563$	39.663	38.745	4.05	7.56
$L\alpha \lambda 1216$	38.065	38.770	0.16	8
$\text{Mg II } \lambda 2800$	39.31	38.541	2.76	4.73
$\text{Na I } \lambda 5892$	38.6	37.961	0.53	1.24

Tabela 4.2: Comparação entre as luminosidades das linhas de emissão observadas e modeladas para $\gamma = 81^\circ$ e $n_{\text{cro}} = 10^{12.5} \text{ cm}^{-3}$. As luminosidades estão em escala logarítmica.

4.5.3 Comparação com resultados do modelo de Dumont & Collin

Comparamos os resultados obtidos na seção 4.5.1 (modelo (a)) com os resultados do modelo de fotoionização de discos de acreção desenvolvido por Collin-Souffrin & Dumont (1990), Dumont & Collin-Souffrin (1990b,a).

Usando o modelo de Dumont & Collin-Souffrin que leva em conta a variação vertical da densidade nas zonas H II e H I* (Collin-Souffrin & Dumont, 1990, Dumont & Collin-Souffrin, 1990b), obtemos que as médias verticais da densidade nas zonas H II e H I* calculadas no raio $r_m = 512.5$ são $\langle n \rangle_{\text{HII}} = 1.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $\langle n \rangle_{\text{HI}^*} = 5.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; a média vertical da densidade em toda a cromosfera é $\langle n \rangle_{\text{crom.}} = 4.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Vemos que estes valores são bastante semelhantes ao valor “efetivo” da densidade da cromosfera deduzido neste trabalho, $n_{\text{cro}} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Comparamos as razões das linhas medidas em NGC 1097 com as previstas por Rokaki et al. (1992) ao aplicar o modelo de Dumont & Collin-Souffrin na modelagem das linhas de emissão de diversas galáxias Seyfert. O modelo usado por Rokaki et al. adota uma geometria para a fonte iluminante do disco de acreção na qual o disco é iluminado indiretamente pela radiação de uma fonte central que é espalhada de volta ao disco por um meio difusivo quente (Dumont & Collin-Souffrin, 1990b). A tabela 4.3 mostra uma comparação entre alguns resultados amostrativos da modelagem feita por Rokaki et al. e alguns resultados teóricos e observacionais obtidos para NGC 1097. Notemos a similaridade entre os valores das razões das linhas medidas em NGC 1097 e as razões obtidas teoricamente por Rokaki et al., apesar das diferenças de valores de \dot{m} , m e $L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}}$ entre esses objetos. A semelhança entre os valores de i provavelmente é uma consequência de efeitos de seleção (Eracleous & Halpern, 1994): discos vistos com $i \approx 0$ não apresentam linhas com duplo pico, e discos vistos com valores grandes de i sofrem um possível obscurecimento pelo toro de poeira postulado no modelo unificado. Convém notar que quando o contínuo iluminante é não-térmico e duro as razões das linhas de emissão dependem fracamente da luminosidade ionizante e da geometria de iluminação (Dumont & Collin-Souffrin, 1990a).

4.6 Perspectivas de refinamento da modelagem

Neste trabalho desprezamos a variação radial e vertical das quantidades $n_{\text{H}}(r, z)$ e $H(r)$ características do disco, adotando que o disco é uniformemente descrito pelos valores dessas quantias tomadas no raio médio $r_m = 512.5$. Usamos a teoria padrão de discos finos não-iluminados para estimar H e caracterizamos a cromosfera do disco através de um valor uniforme “efetivo” da densidade n_{cro} . Entretanto, a iluminação da atmosfera do disco por raios X causa modificações consideráveis na estrutura da atmosfera em relação à estrutura prevista pela teoria padrão, principalmente na cromosfera. O principal efeito

Objeto	\dot{m}	$L_{\text{Bol}}/L_{\text{Edd}}$	r_{fonte}^a	m	H α /H β	L α /H β	i ($^\circ$) ^b
NGC 1097	0.012	1.9×10^{-4}	≈ 225	2×10^7	4.05 ^c 5.28 ^d	0.16 ^c 4.21 ^d	34
Arp 102B	1.6×10^{-4} ou 2.6×10^{-3}	2.6×10^{-3}	150	3×10^8	4.07	0.15	33
NGC 3227	7.9×10^{-3}	9.7×10^{-3}	60	8.1×10^7	4.53	0.86	40
NGC 5548	0.011	0.04	250	7.6×10^7	4.64	0.17	50

^a Raio da fonte central de radiação ionizante em unidades de R_S .

^b Ângulo de inclinação do disco em relação à linha de visada.

^c Razão observada.

^d Razão que resulta do modelo (a) (seção 4.5.1).

Tabela 4.3: Comparação entre os parâmetros que caracterizam os discos de acreção emissores de linhas de algumas galáxias Seyfert estudadas por Rokaki et al. (1992) e o disco de NGC 1097.

da iluminação é criar uma estratificação vertical da densidade nas zonas H II e H I* da cromosfera (Collin-Souffrin & Dumont, 1990, Dumont & Collin-Souffrin, 1990b).

Num trabalho futuro pretendemos simular a fotoionização do disco mais detalhadamente usando o *Cloudy*, dividindo o disco radialmente em vários anéis de pequena largura e calculando separadamente a estrutura de cada anel levando em conta as alterações na estrutura da atmosfera do disco causadas pela iluminação por raios X, o que provavelmente resultará numa melhor concordância entre as previsões do modelo e as observações.

Capítulo 5

Conclusão

5.1 Sumário

Neste trabalho modelamos de forma autoconsistente o espectro contínuo de energia e o fluxo das linhas de emissão largas com duplo pico observados no núcleo da galáxia NGC 1097 como tendo origem num escoamento acretivo de plasma ao redor do buraco negro central. A parte interna do escoamento mais próxima do buraco negro ($R < 225 R_S$, onde R_S é o raio de Schwarzschild) é opticamente fina, geometricamente espessa, dominada por advecção (chamada ADAF) e a parte externa ($R > 225 R_S$) consiste num disco de acreção geometricamente fino, opticamente espesso.

A distribuição espectral de energia (SED) que modelamos consiste de observações num amplo intervalo de frequências. Para construir a SED, coletamos dados de trabalhos anteriores nos intervalos espectrais rádio e infravermelho, e apresentamos novas observações no óptico, ultravioleta e raios X realizadas por colaboradores com os telescópios Hubble e Chandra. O ADAF é responsável por emissão contínua que se estende desde o rádio até raios X, enquanto o disco fino é responsável por uma fraca emissão contínua no óptico - ultravioleta. Utilizamos inicialmente uma prescrição física simplificada para o escoamento acretivo e obtivemos bons resultados na reprodução da SED observada; posteriormente refinamos a modelagem do contínuo graças à colaboração do pesquisador Feng Yuan.

Modelamos as intensidades das linhas de baixa ionização largas com duplo pico observadas com o telescópio Hubble como emissão da atmosfera do disco fino fotoionizada pelo contínuo ionizante emitido pelo ADAF, usando o programa *Cloudy*. Levando em conta que usamos uma prescrição simples da iluminação do disco, obtivemos uma boa concordância entre os resultados da simulação e as observações das linhas, exceto para a linha de alta ionização $L\alpha$. Sugerimos que a emissão da linha $L\alpha$ é suprimida por efeitos que são importantes em meios altamente densos e que não são tratados adequadamente na presente versão do *Cloudy*.

5.2 Relevância do trabalho

A relevância do nosso trabalho consiste em termos modelado pela primeira vez de forma autoconsistente o contínuo e as linhas de emissão originados num escoamento acretivo composto por um disco fino iluminado pela radiação proveniente das partes mais internas do escoamento, dominadas por advecção (ADAF). Em particular, utilizamos parâmetros geométricos do disco fino derivados a partir da modelagem do perfil das linhas de emissão com duplo pico (Storchi-Bergmann et al., 2003) e assumindo que as observações em raios X são originadas no ADAF que ilumina o disco fino, reproduzimos a emissão contínua deste disco e as luminosidades das linhas de baixa ionização, estas últimas obtidas simulando a fotoionização da atmosfera do disco pelo contínuo ionizante emitido pelo ADAF.

Trabalhos prévios disponíveis na literatura analisam somente aspectos parciais das observações deste tipo de AGN. Por exemplo, modelam somente a SED (Lasota et al., 1996, Quataert et al., 1999), ou somente os perfis das linhas de emissão largas com duplo pico (Storchi-Bergmann et al., 2003) e/ou as intensidades dessas linhas (Rokaki et al., 1992). Não existe na literatura uma modelagem autoconsistente como a que realizamos no presente trabalho.

Chamamos a atenção para o fato de que o núcleo da galáxia NGC 1097 possui as propriedades representativas dos LLAGNs e dos AGNs com emissão duplo pico tipo disco (ou *disklike*) reunidas num único objeto. Com a modelagem detalhada da SED apresentada neste trabalho somada à modelagem da variabilidade temporal do perfil da linha H α realizada em trabalhos anteriores, fortalecemos o cenário ADAF + disco fino para o escoamento acretivo como origem das propriedades características dos *disklike* AGNs. Além disso, este trabalho reforça a hipótese de que as baixas luminosidades dos LLAGNs são uma consequência da existência de escoamentos bastante semelhantes a ADAFs nos seus núcleos. Podemos afirmar que atualmente o núcleo da galáxia NGC 1097 é o exemplo melhor caracterizado de *disklike* AGN.

5.3 Perspectivas futuras

Pretendemos melhorar a modelagem da SED no rádio, incluindo a contribuição de um jato de partículas relativísticas, e no ultravioleta distante, incluindo a contribuição de um *starburst* situado a cerca de 9 pc do buraco negro central, conforme evidências na forma de linhas de absorção estelares presentes nas observações do telescópio Hubble. Pretendemos refinar a simulação da fotoionização da atmosfera do disco de acreção, incorporando uma descrição mais detalhada da geometria do disco e a variação vertical e radial da densidade na sua cromosfera.

Finalmente, pretendemos estender o mesmo tipo de análise a todos os núcleos LINER *disklike* que possuem dados na literatura em quantidade e cobertura espectral suficientes para fornecer os vínculos necessários à modelagem.

Apêndice A

Métodos computacionais

Neste apêndice listamos os vários programas que foram escritos ao longo deste trabalho, ordenados de acordo com o capítulo em que eles foram utilizados. Descrevemos o nome dos programas, seguidos da sua função e da linguagem de programação em que eles foram escritos. F90 corresponde a Fortran 90.

Os leitores interessados em obter os códigos-fontes destes programas podem contatar o autor através do endereço eletrônico **rns@if.ufrgs.br**.

- Capítulo 2

calzetti Realiza a correção por extinção usando a curva de extinção para galáxias *starburst* obtida por Calzetti et al. (1994), segundo a parametrização de Calzetti (1997) (F90, *Maple*).

pei Realiza a correção por extinção usando a curva de extinção da Pequena Nuvem de Magalhães (SMC) obtida por Pei (1992) (F90, *Maple*).

gaskell Realiza a correção por extinção usando a curva de extinção para AGNs *radio-loud* e *radio-quiet* deduzida por Gaskell et al. (2004) (F90, *Maple*).

calculosDEE.mws Calcula algumas das várias quantidades que caracterizam a SED interpolada listadas na seção 2.4.1 (*Maple*).

- Capítulo 3

disco_fino Calcula o espectro contínuo emitido por um disco fino padrão conforme Shakura & Sunyaev (1973), Frank et al. (2002) (F90, *Maple*).

espectro-disco_irradiado.mws Calcula o espectro contínuo emitido por um disco fino iluminado por raios X conforme Chiang (2002), Chiang & Blaes (2003) (*Maple*).

adafMahadevan.mws Calcula o espectro contínuo emitido por um ADAF conforme Mahadevan (1997) (*Maple*).

- Capítulo 4

temperatura.mws Calcula $\langle T \rangle$ de um disco fino padrão e de um disco fino iluminado por raios X. Ver equação (4.3) (*Maple*).

accr.in Arquivo de configuração do *Cloudy* utilizado para gerar um modelo de fotoionização do disco de acreção.

barthGrid.pl Modificação do *script* em Perl escrito originalmente por Aaron Barth*, que calcula uma grade de modelos do *Cloudy*. A modificação deste *script* torna-o capaz de calcular separadamente a fotoionização de cada anel do disco de acreção (*Perl*).

infoGrid *Scripts* que extraem informações (e.g., intensidades de um conjunto de linhas de emissão selecionadas) de uma grade de modelos geradas pelo *Cloudy* (*shell script, Awk, Perl*).

adaf-cloudy.mpl Calcula as propriedades de um anel do disco de acreção situado entre os raios r_{c1} e r_{c2} . A saída deste programa é usada como dados de entrada para as simulações do *Cloudy* (*Maple*).

structThinDisk.mws Calcula a estrutura de um disco de acreção iluminado por raios X conforme Collin-Souffrin & Dumont (1990), Dumont & Collin-Souffrin (1990b) (*Maple*).

*http://lightning.pa.uky.edu/nublado/barth_grid.htm

Apêndice B

Geometria da iluminação

Neste apêndice descrevemos as simplificações adotadas na especificação da geometria da iluminação do disco fino pelo ADAF.

Inicialmente adotamos que o raio interno da casca esférica (figura 4.2) que representa o disco de acreção na simulação é $r_{\text{in},c} = \langle s \rangle$, onde $\langle s \rangle$ é a distância média percorrida pelo fótons provenientes do ADAF até o disco fino, desprezando efeitos relativísticos na propagação dos fótons. Considerando o ADAF como uma esfera de raio r_0 e emissividade uniforme, o disco como um plano e usando coordenadas esféricas (r, ϕ, θ) obtemos

$$\langle s \rangle = \frac{3}{2\pi^2} \frac{1}{r_0^3 (r_2^2 - r_1^2)} \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{r_0} s r_E^2 \sin \theta_E r_D dr_E d\theta_E d\phi_E dr_D d\phi_D, \quad (\text{B.1})$$

onde r_1 e r_2 delimitam a região emissora de linhas do disco, o índice E denota as coordenadas dos pontos na esfera emissora, o índice D denota as coordenadas dos pontos no disco iluminado e s é a distância percorrida por um raio emitido num ponto E que incide num ponto D do disco, dada por

$$s = \sqrt{r_E^2 + r_D^2 - 2 r_E r_D \sin \theta_E \cos(\phi_D - \phi_E)}. \quad (\text{B.2})$$

A integral (B.1) representa a média de s realizada sobre o volume da esfera e sobre a área plana do disco.

Também adotamos inicialmente que o ângulo de incidência γ dos raios originados no ADAF (figura 4.2) pode ser aproximado por seu valor médio $\langle \gamma \rangle = \arccos \langle \cos \gamma \rangle$, onde calculamos $\langle \cos \gamma \rangle$ como

$$\langle \cos \gamma \rangle = \frac{3}{2\pi^2} \frac{1}{r_0^3 (r_2^2 - r_1^2)} \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{r_0} \cos \gamma r_E^2 \sin \theta_E r_D dr_E d\theta_E d\phi_E dr_D d\phi_D, \quad (\text{B.3})$$

onde

$$\cos \gamma = \frac{z_E}{s} = \frac{r_E \cos \theta_E}{\sqrt{r_E^2 + r_D^2 - 2 r_E r_D \sin \theta_E \cos(\phi_D - \phi_E)}}. \quad (\text{B.4})$$

Resolvemos as integrais (B.1) e (B.3) numericamente usando o método de Monte-Carlo com os valores $r_0 = 200$, $r_1 = 225$ e $r_2 = 800$ donde obtemos $r_{\text{in},c} = \langle s \rangle \approx 582 R_S$ e $\gamma \approx 81.7^\circ$.

Constatamos que isto corresponde em boa aproximação a substituir a esfera emissora por duas fontes pontuais simétricas, cada uma localizada no centróide geométrico $(0, 0, z_P)$ de uma semi-esfera de raio r_0 , conforme geometria proposta por Dumont & Collin-Souffrin (1990b) e ilustrada na figura B.1. Adotando esta geometria o valor de $r_{\text{in},c}$ é dado pela distância que os fótons emitidos pela fonte pontual percorrem até atingirem o anel localizado no raio $r_m = 512.5$ do disco (seção 4.4), de forma que

$$r_{\text{in},c} = s = \sqrt{z_P^2 + r_m^2} = 518, \quad (\text{B.5})$$

onde z_P é calculada como

$$z_P = \frac{1}{\frac{4}{6}\pi r_0^3} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} z r dr d\theta d\phi = \frac{3}{8} r_0 = 75 R_S. \quad (\text{B.6})$$

O ângulo de incidência dos raios é dado por

$$\gamma = \arctan\left(\frac{r_m}{z_P}\right) = 81.7^\circ. \quad (\text{B.7})$$

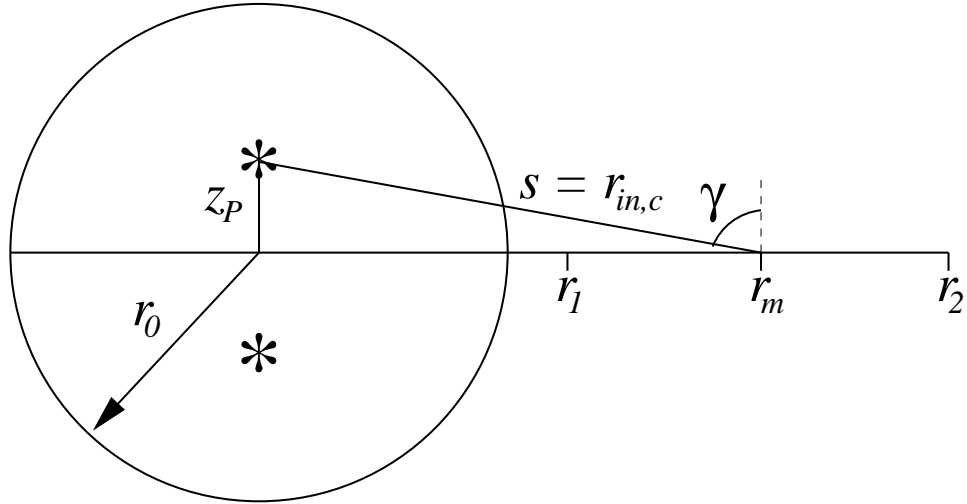


Figura B.1: Geometria simples da iluminação do disco, onde substituímos a esfera emissora por duas fontes pontuais, cada uma localizada no centróide geométrico $(0, 0, z_P)$ de uma semi-esfera de raio r_0

A semelhança entre os valores numéricos de $r_{\text{in},c}$ e γ obtidos usando as duas aproximações, fonte esférica (equações B.1 e B.3) e fontes pontuais (equações B.5 e B.7), justificam utilizar a geometria de fontes pontuais, que é mais simples e permite a fácil obtenção analítica de estimativas para $r_{\text{in},c}$ e γ que são utilizadas nas simulações com o *Cloudy* (seção 4.4).

Apêndice C

The Ionizing Source of the Nucleus of NGC 1097

R. S. Nemmen, T. Storchi-Bergmann, M. Eracleous, Y. Terashima
and A. S. Wilson

Publicado em: **Proceedings of the International Astronomical Union Symposium
and Colloquia**, v. 2004 p. 53-56 (2004)

Referências

- [1] ABRAMOWICZ, M. A.; BJÖRNSSON, G.; PRINGLE, J. E. **Theory of Black Hole Accretion Discs**. 1.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [2] ABRAMOWICZ, M. A.; CZERNY, B.; LASOTA, J. P.; SZUSZKIEWICZ, E. Slim accretion disks. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 332, p. 646–658, Sept. 1988.
- [3] BALBUS, S. A. Enhanced Angular Momentum Transport in Accretion Disks. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Palo Alto, v. 41, p. 555–597, 2003.
- [4] 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, July 1991.
- [5] BALBUS, S. A.; HAWLEY, J. F. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. **Reviews of Modern Physics**, Woodbury, v. 70, p. 1–53, Jan. 1998.
- [6] 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.
- [7] BLANDFORD, R. D. Probing the Physics of AGN: A Summary (astro-ph/0110397). In: ASTRONOMICAL SOCIETY OF THE PACIFIC CONFERENCE PROCEEDINGS: PROBING THE PHYSICS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI, v. 224, San Francisco, p. 499–514, 2001.
- [8] BOHLIN, R. C.; SAVAGE, B. D.; DRAKE, J. F. A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 224, p. 132–142, Aug. 1978.
- [9] BOUCHET, P.; LEQUEUX, J.; MAURICE, E.; PREVOT, L.; PREVOT-BURNICHON, M. L. The visible and infrared extinction law and the gas-to-dust ratio in the Small Magellanic Cloud. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 149, p. 330–336, Aug. 1985.

- [10] BOWER, G. A.; WILSON, A. S.; HECKMAN, T. M.; RICHSTONE, D. O. Double-Peaked Broad Emission Lines in the Nucleus of M81. **Astronomical Journal**, Woodbury, v. 111, p. 1901–1907, May 1996.
- [11] CALZETTI, D. UV Opacity in Nearby Galaxies and Application to Distant Galaxies (astro-ph/9706121). In: THE ULTRAVIOLET UNIVERSE AT LOW AND HIGH REDSHIFT: PROBING THE PROGRESS OF GALAXY EVOLUTION - AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS CONFERENCE PROCEEDINGS, v. 408, New York, p. 403–418, 1997.
- [12] CALZETTI, D.; KINNEY, A. L.; STORCHI-BERGMANN, T. Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: The ultraviolet and optical extinction law. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 429, p. 582–601, July 1994.
- [13] CARDELLI, J. A.; CLAYTON, G. C.; MATHIS, J. S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 345, p. 245–256, Oct. 1989.
- [14] CHAKRABARTI, S. K.; WIITA, P. J. Spiral shocks in accretion disks as a contributor to variability in active galactic nuclei. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 411, p. 602–609, July 1993.
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] CHIANG, J. An X-Ray Reprocessing Model of Disk Thermal Emission in Type 1 Seyfert Galaxies. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 572, p. 79–93, June 2002.
- [18] 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.
- [19] COLLIN-SOUFFRIN, S. Line and continuum radiation from the outer region of accretion discs in active galactic nuclei. I - Preliminary considerations. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 179, p. 60–70, June 1987.
- [20] COLLIN-SOUFFRIN, S.; DUMONT, A. M. Emission spectra of weakly photoionized media in active nuclei of galaxies. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 213, p. 29–48, Apr. 1989.

- [21] COLLIN-SOUFFRIN, S.; DUMONT, A. M. Line and continuum emission from the outer regions of accretion discs in active galactic nuclei. II - Radial structure of the disc. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 229, p. 292–328, Mar. 1990.
- [22] DAVIS, J. E. Event Pileup in Charge-coupled Devices. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 562, p. 575–582, Nov. 2001.
- [23] DE VAUCOULEURS, G.; DE VAUCOULEURS, A.; CORWIN, H. G.; BUTA, R. J.; PATUREL, G.; FOUQUE, P. **Third Reference Catalogue of Bright Galaxies**. 1.ed. New York: Springer-Verlag, 1991, 3 v.
- [24] DI MATTEO, T.; FABIAN, A. C. Advectively dominated flows in the cores of giant elliptical galaxies: application to M60 (NGC 4649). **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 286, p. L50–L54, Apr. 1997.
- [25] DI MATTEO, T.; FABIAN, A. C.; REES, M. J.; CARILLI, C. L.; IVISON, R. J. Strong observational constraints on advection-dominated accretion in the cores of elliptical galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 305, p. 492–504, May 1999.
- [26] DI MATTEO, T.; QUATAERT, E.; ALLEN, S. W.; NARAYAN, R.; FABIAN, A. C. Low-radiative-efficiency accretion in the nuclei of elliptical galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 311, p. 507–521, Jan. 2000.
- [27] DOVE, J. B.; WILMS, J.; NOWAK, M. A.; VAUGHAN, B. A.; BEGELMAN, M. C. RXTE observation of Cygnus X-1 - I. Spectral analysis. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Berlin, v. 298, p. 729–736, Aug. 1998.
- [28] DUMONT, A. M.; COLLIN-SOUFFRIN, S. Line and Continuum Emission from the Outer Regions of Accretion Discs in Active Galactic Nuclei - Part IV - Line Emission. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 229, p. 313–328, Mar. 1990a.
- [29] DUMONT, A. M.; COLLIN-SOUFFRIN, S. Line and continuum emission from the outer regions of accretion discs in active galactic nuclei. III. Influence of the illumination model. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 229, p. 302–312, Mar. 1990b.
- [30] DUMONT, A. M.; COLLIN-SOUFFRIN, S. Line and continuum emission from the outer regions of accretion discs in Active Galactic Nuclei. V - Detailed computational results. **Astronomy and Astrophysics Supplement Series**, Berlin, v. 83, p. 71–89, Apr. 1990c.

- [31] 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.
- [32] ERACLEOUS, M. The quest for the dynamical signature of accretion disks in active galactic nuclei. **Advances in Space Research**, Orlando, v. 21, p. 33–45, 1998.
- [33] 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.
- [34] ERACLEOUS, M.; HALPERN, J. P. NGC 3065: A Certified LINER with Broad, Variable Balmer Lines. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 554, p. 240–244, June 2001.
- [35] ERACLEOUS, M.; HALPERN, J. P. Completion of a Survey and Detailed Study of Double-peaked Emission Lines in Radio-loud Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 599, p. 886–908, Dec. 2003.
- [36] ERACLEOUS, M.; HALPERN, J. P.; STORCHI-BERGMANN, T.; FILIPPENKO, A. V.; WILSON, A. S.; LIVIO, M. The ultraviolet spectra of active galaxies with double-peaked emission lines. In: **THE INTERPLAY AMONG BLACK HOLES, STARS AND ISM IN GALACTIC NUCLEI**, Storchi-Bergmann, T.; Ho, L. C.; Schmitt, H. R., editores, v. 2004, Cambridge, Cambridge University Press, p. 60–64, 2004. (IAU symposium and colloquia proceedings series, 222).
- [37] ERACLEOUS, M.; LIVIO, M.; HALPERN, J. P.; STORCHI-BERGMANN, T. Elliptical accretion disks in active galactic nuclei. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 438, p. 610–622, Jan. 1995.
- [38] ESIN, A. A. Heating and Cooling of Hot Accretion Flows by Nonlocal Radiation. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 482, p. 400–410, June 1997.
- [39] 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.
- [40] FERLAND, G.; SAVIN, D. W. **Spectroscopic Challenges of Photoionized Plasmas**, **ASP Conference Series**, v. 247. 1.ed. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2001.
- [41] FERLAND, G. J. Hazy, a Brief Introduction to Cloudy. Technical report, University of Kentucky, Department of Physics and Astronomy, Kentucky, 2002.

- [42] FERLAND, G. J. Quantitative Spectroscopy of Photoionized Clouds. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Palo Alto, v. 41, p. 517–554, 2003.
- [43] FERLAND, G. J.; NETZER, H. Are there any shock-heated galaxies. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 264, p. 105–113, Jan. 1983.
- [44] FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. J. **Accretion Power in Astrophysics**. 3.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
- [45] GAMMIE, C. F.; NARAYAN, R.; BLANDFORD, R. What Is the Accretion Rate in NGC 4258? **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 516, p. 177–186, May 1999.
- [46] GASKELL, C. M.; GOOSMANN, R. W.; ANTONUCCI, R. R. J.; WHYSONG, D. H. The Nuclear Reddening Curve for Active Galactic Nuclei and the Shape of the Infrared to X-Ray Spectral Energy Distribution. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 616, p. 147–156, Nov. 2004.
- [47] GLASS, I. S.; MOORWOOD, A. F. M. JHKL properties of emission-line galaxies. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 214, p. 429–447, June 1985.
- [48] HALPERN, J. P.; ERACLEOUS, M.; FILIPPENKO, A. V.; CHEN, K. Hubble Space Telescope Ultraviolet Spectrum of ARP 102B, the Prototypical Double-peaked Emission-Line AGN. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 464, p. 704–714, June 1996.
- [49] HALPERN, J. P.; STEINER, J. E. Low-ionization active galactic nuclei - X-ray or shock heated? **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 269, p. L37–L41, June 1983.
- [50] HAMEURY, J.-M.; LASOTA, J.-P.; MCCLINTOCK, J. E.; NARAYAN, R. Advection-dominated Flows around Black Holes and the X-Ray Delay in the Outburst of GRO J1655-40. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 489, p. 234–246, Nov. 1997.
- [51] HECKMAN, T. M. An optical and radio survey of the nuclei of bright galaxies - Activity in normal galactic nuclei. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 87, p. 152–164, Jul. 1980.
- [52] HO, L. C. The Spectral Energy Distributions of Low-Luminosity Active Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 516, p. 672–682, May 1999.
- [53] 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.

- [54] HO, L. C. “**Low-state**” **black hole accretion in nearby galaxies**. July 2004, To appear in the proceedings of “From X-ray Binaries to Quasars: Black Hole Accretion on All Mass Scales”, Editors T. Maccarone, R. Fender, L. Ho.
- [55] HO, L. C.; PENG, C. Y. Nuclear Luminosities and Radio Loudness of Seyfert Nuclei. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 555, p. 650–662, July 2001.
- [56] 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.
- [57] HOPKINS, P. F.; STRAUSS, M. A.; HALL, P. B.; RICHARDS, G. T.; COOPER, A. S.; SCHNEIDER, D. P.; VANDEN BERK, D. E.; JESTER, S.; BRINKMANN, J.; SZOKOLY, G. P. Dust Reddening in Sloan Digital Sky Survey Quasars. **Astronomical Journal**, Woodbury, v. 128, p. 1112–1123, Sept. 2004.
- [58] ICHIMARU, S. Bimodal behavior of accretion disks - Theory and application to Cygnus X-1 transitions. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 214, p. 840–855, June 1977.
- [59] IYOMOTO, N.; MAKISHIMA, K.; FUKAZAWA, Y.; TASHIRO, M.; ISHISAKI, Y.; NAKAI, N.; TANIGUCHI, Y. Detection of Excess Hard X-Ray Emission from the Optical Jet Galaxy NGC 1097. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, Tokyo, v. 48, p. 231–236, Apr. 1996.
- [60] KATZ, J. I. X-rays from spherical accretion onto degenerate dwarfs. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 215, p. 265–275, July 1977.
- [61] 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.
- [62] KOORNNEEF, J.; CODE, A. D. Ultraviolet interstellar extinction in the large Magellanic Cloud using observations with the International Ultraviolet Explorer. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 247, p. 860–868, Aug. 1981.
- [63] 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.
- [64] LARGE, M. I.; MILLS, B. Y.; LITTLE, A. G.; CRAWFORD, D. F.; SUTTON, J. M. The Molonglo Reference Catalogue of Radio Sources. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 194, p. 693–710, Feb. 1981.

- [65] 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.
- [66] LU, Y.; WANG, T. Possible Evidence for a Truncated Thin Disk in Seyfert 1 Galaxy NGC 4593. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 537, p. L103–L106, July 2000.
- [67] MAGORRIAN, J.; TREMAINE, S. Rates of tidal disruption of stars by massive central black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 309, p. 447–460, Oct. 1999.
- [68] MAHADEVAN, R. Scaling Laws for Advection-dominated Flows: Applications to Low-Luminosity Galactic Nuclei. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 477, p. 585–601, Mar. 1997.
- [69] MAHADEVAN, R. Probing the two-temperature paradigm: observational tests for the basic assumptions in advection-dominated accretion flows. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 304, p. 501–511, Apr. 1999.
- [70] MAKISHIMA, K.; OHASHI, T.; HAYASHIDA, K.; INOUE, H.; KOYAMA, K.; TAKANO, S.; TANAKA, Y.; YOSHIDA, A.; TURNER, M. J. L.; THOMAS, H. D.; STEWART, G. C.; WILLIAMS, R. O.; AWAKI, H.; TAWARA, Y. X-ray spectral study of M31 with GINGA. **Publications of the Astronomical Society of Japan**, Tokyo, v. 41, p. 697–708, 1989.
- [71] 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.
- [72] MAUCH, T.; MURPHY, T.; BUTTERY, H. J.; CURRAN, J.; HUNSTEAD, R. W.; PIESTRZYNSKI, B.; ROBERTSON, J. G.; SADLER, E. M. SUMSS: a wide-field radio imaging survey of the southern sky - II. The source catalogue. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 342, p. 1117–1130, July 2003.
- [73] MISNER, C. W.; THORNE, K. S.; WHEELER, J. A. **Gravitation**. 1.ed. San Francisco: W.H. Freeman and Co., 1973.
- [74] 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.
- [75] 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, June 1997a.

- [76] NARAYAN, R.; KATO, S.; HONMA, F. Global Structure and Dynamics of Advection-dominated Accretion Flows around Black Holes. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 476, p. 49–70, Feb. 1997b.
- [77] NARAYAN, R.; MAHADEVAN, R.; GRINDLAY, J. E.; POPHAM, R. G.; GAMMIE, C. Advection-dominated accretion model of Sagittarius A*: evidence for a black hole at the Galactic center. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 492, p. 554–568, Jan. 1998a.
- [78] NARAYAN, R.; MAHADEVAN, R.; QUATAERT, E. Advection-dominated accretion around black holes (astro-ph/9803141). In: **THEORY OF BLACK HOLE ACCRETION DISKS**, Cambridge, Cambridge University Press, p. 148–182, 1998b.
- [79] NARAYAN, R.; MCCLINTOCK, J. E.; YI, I. A New Model for Black Hole Soft X-Ray Transients in Quiescence. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 457, p. 821–842, Feb. 1996.
- [80] NARAYAN, R.; YI, I. Advection-dominated accretion: A self-similar solution. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 428, p. L13–L16, June 1994.
- [81] NARAYAN, R.; YI, I. Advection-dominated accretion: Self-similarity and bipolar outflows. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 444, p. 231–243, May 1995a.
- [82] NARAYAN, R.; YI, I. Advection-dominated Accretion: Underfed Black Holes and Neutron Stars. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 452, p. 710–740, Oct. 1995b.
- [83] 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.
- [84] NEMMEN, R. S.; STORCHI-BERGMANN, T.; ERACLEOUS, M.; TERASHIMA, Y.; WILSON, A. S. The ionizing source of the nucleus of ngc 1097. In: **THE INTERPLAY AMONG BLACK HOLES, STARS AND ISM IN GALACTIC NUCLEI**, Storchi-Bergmann, T.; Ho, L. C.; Schmitt, H. R., editores, Cambridge, Cambridge University Press, p. 53–56, 2004. (IAU symposium and colloquia proceedings series, 222).
- [85] OSTERBROCK, D. E. **Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei**. 1.ed. California: University Science Books, 1989.
- [86] PACZYNSKY, B.; WIITA, P. J. Thick accretion disks and supercritical luminosities. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 88, p. 23–31, Aug. 1980.

- [87] PEI, Y. C. Interstellar dust from the Milky Way to the Magellanic Clouds. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 395, p. 130–139, Aug. 1992.
- [88] PETERSON, B. M. **An Introduction to Active Galactic Nuclei**. 1.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [89] PHILLIPS, M. M.; PAGEL, B. E. J.; EDMUNDS, M. G.; DIAZ, A. Nuclear activity in two spiral galaxies with jets: NGC 1097 and 1598. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 210, p. 701–710, Oct. 1984.
- [90] PIRAN, T. The role of viscosity and cooling mechanisms in the stability of accretion disks. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 221, p. 652–660, Apr. 1978.
- [91] POUTANEN, J.; KROLIK, J. H.; RYDE, F. The nature of spectral transitions in accreting black holes - The case of CYG X-1. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Berlin, v. 292, p. L21–L25, Nov. 1997.
- [92] 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.
- [93] 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**, Chicago, v. 525, p. L89–L92, Nov. 1999.
- [94] 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.
- [95] REYNOLDS, C. S.; DI MATTEO, T.; FABIAN, A. C.; HWANG, U.; CANIZARES, C. R. The ‘quiescent’ black hole in M87. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 283, p. L111–L116, Dec. 1996.
- [96] ROKAKI, E.; BOISSON, C.; COLLIN-SOUFFRIN, S. Fitting the broad line spectrum and UV continuum by accretion discs in active galactic nuclei. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 253, p. 57–73, Jan. 1992.
- [97] RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. New York: Wiley-Interscience, 1979.
- [98] SALPETER, E. E. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 140, p. 796–800, Aug. 1964.

- [99] SCHLEGEL, D. J.; FINKBEINER, D. P.; DAVIS, M. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 500, p. 525–550, June 1998.
- [100] SEATON, M. J. Interstellar extinction in the UV. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 187, p. 73–76, June 1979.
- [101] SEDOV, L. I. **Similarity and Dimensional Methods in Mechanics**. 1.ed. New York: Academic Press, 1959.
- [102] SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 24, p. 337–355, 1973.
- [103] 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.
- [104] 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**, Chicago, v. 534, p. L27–L30, May. 2000.
- [105] SPINOGLIO, L.; MALKAN, M. A.; RUSH, B.; CARRASCO, L.; RECILLAS-CRUZ, E. Multiwavelength Energy Distributions and Bolometric Luminosities of the 12 Micron Galaxy Sample. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 453, p. 616–640, Nov. 1995.
- [106] STORCHI-BERGMANN, T.; BALDWIN, J. A.; WILSON, A. S. Double-peaked broad line emission from the LINER nucleus of NGC 1097. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 410, p. L11–L14, Jun. 1993.
- [107] STORCHI-BERGMANN, T.; ERACLEOUS, M.; LIVIO, M.; WILSON, A. S.; FILIPPENKO, A. V.; HALPERN, J. P. The variability of the double-peaked Balmer lines in the active nucleus of NGC 1097. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 443, p. 617–624, Apr. 1995.
- [108] STORCHI-BERGMANN, T.; ERACLEOUS, M.; RUIZ, M. T.; LIVIO, M.; WILSON, A. S.; FILIPPENKO, A. V. Evidence for a Precessing Accretion Disk in the Nucleus of NGC 1097. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 489, p. 87–93, Nov. 1997.
- [109] 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.

- [110] STORCHI-BERGMANN, T.; NEMMEN, R. S.; SPINELLI, P. F. 2005, Em preparação.
- [111] STORCHI-BERGMANN, T.; WILSON, A. S.; BALDWIN, J. A. Nuclear Rings in Active Galaxies. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 460, p. 252–271, Mar. 1996.
- [112] STRATEVA, I. V.; STRAUSS, M. A.; HAO, L.; SCHLEGEL, D. J.; HALL, P. B.; GUNN, J. E.; LI, L.; IVEZIĆ, Ž.; RICHARDS, G. T.; ZAKAMSKA, N. L.; VOGES, W.; ANDERSON, S. F.; LUPTON, R. H.; SCHNEIDER, D. P.; BRINKMANN, J.; NICHOL, R. C. Double-peaked Low-Ionization Emission Lines in Active Galactic Nuclei. **Astronomical Journal**, Woodbury, v. 126, p. 1720–1749, Oct. 2003.
- [113] TELESCO, C. M.; GATLEY, I. NGC 1097 - The structure of the central 3 kiloparsecs at 10 microns. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 247, p. L11–L15, July 1981.
- [114] 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.
- [115] 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.
- [116] THEAN, A.; PEDLAR, A.; KUKULA, M. J.; BAUM, S. A.; O'DEA, C. P. High-resolution radio observations of Seyfert galaxies in the extended 12- μ m sample - I. The observations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 314, p. 573–588, May 2000.
- [117] THOMPSON, P. A. **Compressible Fluid Dynamics**. 1.ed. Cambridge: McGraw-Hill Book Co., 1972.
- [118] YUAN, F.; CUI, W.; NARAYAN, R. **An Accretion-Jet Model for Black Hole Binaries: Interpreting the Spectral and Timing Features of XTE J1118+480 (astro-ph/0407612)**. Feb. 2005, To appear in ApJ.
- [119] YUAN, F.; MARKOFF, S.; FALCKE, H. A Jet-ADAF model for Sgr A*. **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 383, p. 854–863, Mar. 2002a.
- [120] YUAN, F.; MARKOFF, S.; FALCKE, H.; BIERMANN, P. L. NGC 4258: A jet-dominated low-luminosity AGN? **Astronomy and Astrophysics**, Berlin, v. 391, p. 139–148, Aug. 2002b.

- [121] 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.
- [122] YUAN, F.; NARAYAN, R. On the Nature of X-Ray-Bright, Optically Normal Galaxies. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 612, p. 724–728, Sept. 2004.
- [123] 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.
- [124] ZHENG, W.; VEILLEUX, S.; GRANDI, S. A. 3C 390.3 - Modeling variable profile humps. **Astrophysical Journal**, Chicago, v. 381, p. 418–425, Nov. 1991.