



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA E EXPERIMENTAL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

MODELOS AUTO-SIMILARES PARA RÁDIO FONTES EXTRAGALÁCTICAS

Fábio Cesar de Araújo

Orientador: Dr. Joel Câmara de Carvalho Filho

Dissertação submetida como requisito parcial para
obtenção do título de Mestre em Física

Abril 2005

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

RESUMO

Este trabalho se constitui num estudo detalhado dos modelos auto-similares para a expansão de rádio fontes extragalácticas. É feita uma revisão das definições dos NAGs, discute-se o modelo unificado e examina-se as principais características das radio fontes duplas. Apresenta-se os três esquemas de classificação para as mesmas e estuda-se em detalhe os modelos auto-similares existentes na literatura. É proposto um modelo auto-similar que representa uma generalização dos modelos existentes. Neste modelo, a área da cabeça do jato varia com o tamanho do jato de acordo com uma lei de potência determinada pelo parâmetro γ . A atmosfera pode ter uma densidade variável que pode ser ou não esfericamente simétrica e leva-se em conta a variação temporal da luminosidade cinemática do jato seguindo uma lei de potência determinada pelo parâmetro h . É possível mostrar que os modelos Tipo I, II e III são casos particulares do modelo geral e discute-se a evolução da luminosidade rádio das fontes. Compara-se as curvas evolutivas do modelo geral com os casos particulares e também com os dados observacionais num diagrama P-D. Os resultados mostram que o modelo permite um melhor ajuste com as observações dependendo da escolha apropriada dos parâmetros do mesmo.

ABSTRACT

This work is a detailed study of self-similar models for the expansion of extragalactic radio sources. A review is made of the definitions of AGN, the unified model is discussed and the main characteristics of double radio sources are examined. Three classification schemes are outlined and the self-similar models found in the literature are studied in detail. A self-similar model is proposed that represents a generalization of the models found in the literature. In this model, the area of the head of the jet varies with the size of the jet with a power law with an exponent γ . The atmosphere has a variable density that may or may not be spherically symmetric and it is taken into account the time variation of the cinematic luminosity of the jet according to a power law with an exponent h . It is possible to show that models Type I, II and III are particular cases of the general model and one also discusses the evolution of the sources radio luminosity. One compares the evolutionary curves of the general model with the particular cases and with the observational data in a P-D diagram. The results show that the model allows a better agreement with the observations depending on the appropriate choice of the model parameters.

AGRADECIMENTOS

- À Deus que me deu forças para continuar na batalha.
- À minha esposa Patrícia e ao meus pais Chagas e Sofia pela compreensão e paciência.
- Às minhas irmãs Cida e Zélia, à meu cunhado Ademário (*in memoriam*), D. Déa, Silvino e Alonso, à meu sobrinho Dinho e todos os meus familiares que acreditaram em mim.
- Ao meu orientador, Prof. Dr. Joel Câmara de Carvalho Filho por ter me concebido a honra de me orientar neste trabalho.
- Ao DFTE e ao Programa de Pós-Graduação em Física da UFRN, pelo apoio importante para a realização desse trabalho.
- Aos professores do DFTE: Francisco Alexandre, José Renan de Medeiros e Fernando Nobre, pela grande contribuição dada a minha formação.
- Aos colegas do grupo de Astrofísica: Bráulio, Ronaldo, Jailson, Calistrato e Ricardo que tanto me ajudaram.
- Aos amigos do Recife, Adenaule Geber, Alexandre Medeiros, Antonio Cândido, Luís Augusto, Antonio Carlos Miranda, Marcílio Reis,

Rogério Porto, Emília Alves, Assis Clemente, Antonio Carlos Pavão, Paulo Faltay, Adahir Gonzaga, Altair Porto (*in memoriam*), Otávio Junior, Francisco Luiz e Carlos Batista.

- Aos colegas de sala que tanto ajudaram na realização deste trabalho, em especial à Marcílio Nunes e José Carlos Ponciano.
- À CAPES pelo apoio financeiro.

Sumário

AGRADECIMENTOS	iii
SUMÁRIO	v
LISTA DE FIGURAS	ix
LISTA DE TABELAS	x
1 Introdução	1
1.1 Galáxias Ativas	1
1.1.1 Quasares	2
1.1.2 Galáxias Seyfert	3
1.1.3 Objetos BL Lac	4
1.1.4 Rádio Galáxias	5
1.2 O Modelo Unificado	6
2 Rádio Fontes Duplas	9
2.1 O que é uma Rádio Fonte Dupla	9
2.2 Os Jatos	11

2.2.1	Introdução Histórica	11
2.2.2	Formação dos Jatos	12
2.2.3	Jatos Fortes e Fracos	13
2.3	Hot spots	14
2.4	Lóbulos	15
2.5	Pontes	16
2.6	Plumas e caudas	16
3	Classificação das Rádio Fontes Duplas	18
3.1	Classificação Fanaroff e Riley	18
3.2	Classificação Baseada nas Dimensões	20
3.2.1	Objetos Simétricos Compactos	20
3.2.2	Objetos Simétricos Médios	21
3.2.3	Objetos Simétricos Extensos	21
3.3	Classificação Baseada no Espectro	21
3.3.1	Fontes com Espectro Inclinado	22
3.3.2	Fontes com Espectro Plano	23
3.3.3	Fontes com Espectro Convexo	24
3.3.4	Fontes com Espectro Complexo	25
4	Modelos Auto-Similares	27
4.1	Introdução	28
4.1.1	Modelo Tipo I	29
4.1.2	Modelo Tipo II	31

4.1.3	Modelo Tipo III	33
5	Um Modelo Geral	35
5.1	Introdução	35
5.2	O Avanço da Cabeça do Jato	37
5.2.1	Cálculo da pressão ram	38
5.2.2	Pressão na Cabeça do Jato	39
5.2.3	Densidade do Gás no Meio Ambiente	40
5.2.4	Área da Cabeça do Jato	40
5.2.5	Velocidade de Avanço do Jato	41
5.3	Expansão Lateral do Casulo e a Equação da Energia Interna	44
5.4	Solução do modelo	46
5.4.1	Caracterização das variáveis do modelo	46
5.4.2	Solução Auto-similar	46
6	Discussão e Conclusões	51
6.1	Casos Particulares do Modelo	51
6.2	Evolução da Luminosidade Rádio	53
6.3	Conclusões	59
	BIBLIOGRAFIA	61

Lista de Figuras

1.1	Modelo Unificado	7
2.1	Rádio galáxia Cygnus A.	10
3.1	Rádio Galáxia 3C 296 do tipo FR I.	19
3.2	Rádio galáxia 3C 223 do tipo FR II.	20
3.3	Rádio espectro de uma fonte com alto índice espectral tipo SSS.	22
3.4	Rádio espectro de uma fonte com espectro plano de baixo índice espectral.	23
3.5	Rádio espectro de uma fonte com espectro tipo convexo GPS.	25
3.6	Rádio espectro de uma fonte com espectro complexo possuindo múltiplas componentes.	26
5.1	Modelo Geral.	37
6.1	Diagrama P-D: evolução da potência rádio em função do tamanho da fonte. A linha pontilhada corresponde ao modelo Tipo I, a linha cheia, fina ao modelo Tipo III e as linhas grossas ao modelo geral.	56

6.2	Como na figura 6.1, mas supondo que a luminosidade do jato começa a decrescer quando o mesmo atinge 100 kpc ($h = -1/2$). A linha pontilhada corresponde ao modelo Tipo I, a linha cheia, fina ao modelo Tipo III e as linhas grossas ao modelo geral.	57
6.3	Comparação entre o modelo geral e os dados oservacionais. As linhas correspondem ao modelo geral da Figura 6.2. Os círculos abertos representam fontes compactas do tipo GPS e CSS e os círculos cheios representam fontes extensas. . .	58

Lista de Tabelas

4.1	Tipos de Modelos Auto-similares	34
6.1	Expoentes do Modelo Geral	52
6.2	Parâmetros do Modelo Geral para os Tipos I, II e III . . .	53
6.3	Outros Tipos de Modelos Auto-similares	54

Capítulo 1

Introdução

1.1 Galáxias Ativas

A primeira alusão sobre a existência de galáxias conhecidas hoje como ativas, foi feita por Edward Fath em 1908 que observou fortes linhas de emissão no espectro da galáxia NGC 1068. Um espectro de melhor qualidade foi obtido em 1917 por Slipher, que sugeriu que as linhas de emissão eram largas devido a um aumento da pressão em direção ao centro da galáxia.

As Galáxias Ativas são galáxias que têm uma emissão rádio muito intensa, em torno de 10^{33} a 10^{38} W. Quando observadas no óptico, geralmente têm a aparência de uma galáxia elíptica gigante, mas observadas em rádio, apresentam na maioria das vezes uma estrutura de lóbulos emissores em rádio, muitas vezes localizados simetricamente em relação à galáxia elíptica e a distâncias que chegam a 6 Mpc de seu centro. Neste caso são denominadas genericamente de rádio fontes. Outra característica das rádio fontes

é a presença de jatos de matéria saindo da fonte central, localizada no núcleo da galáxia. A explicação mais plausível para a fonte de energia das rádio fontes é a existência de um buraco negro em seu núcleo. Partículas carregadas se movem em um campo magnético, numa trajetória helicoidal e neste movimento acelerado, elas irradiam energia em frequências de rádio. Esta radiação não-térmica é chamada radiação sincrotrônica.

Estes objetos são também chamados de NAG, do inglês "Active Galactic Nuclei". O termo núcleo ativo galáctico, deve-se ao fato de que grande quantidade de energia é gerada no núcleo da galáxia. Na maioria dos casos este processo é acompanhado pela ejeção de matéria. A energia gerada no núcleo tem como característica principal o fato de ser não-térmica, dominando o espectro contínuo desde raio X até ondas de rádio.

1.1.1 Quasares

Os quasares, cujo nome vem do inglês "Quasi Stellar Object"(QSO), foram identificados em 1961, como fortes fontes de rádio com aparência óptica aproximadamente estelar e azuladas. Mais provavelmente são galáxias com buracos negros fortemente ativos no centro, sendo objetos extremamente compactos e luminosos, emitindo mais do que centenas de galáxias juntas, isto é, até um trilhão de vezes mais que o Sol. São fontes de rádio variáveis, e seus espectros apresentam linhas alargadas e deslocadas em suas frequências por efeito Doppler, indicando que eles estão se afastando com velocidades muito altas, de até décimos da velocidade da luz.

O primeiro a ter o seu espectro identificado foi 3C48 por Allan Sandage e 3C 273 por Maarten Schmidt.

O modelo mais aceito, para explicar a origem da energia dos quasares, é que o buraco negro central acreta gás e estrelas da vizinhança, emitindo radiação enquanto a matéria é acelerada, espiralando em um disco de acreção sendo que parte da matéria é ejetada para conservar o momento angular. Hoje o modelo mais aceito é que os quasares são buracos negros com massas de um milhão a um bilhão de vezes a massa solar, localizados no núcleo de galáxias ativas.

Alguns quasares apresentam a mesma morfologia das radiofontes duplas: uma fonte central e lóbulos de emissão extensos. A ejeção de jatos de material é um fenômeno relacionado a atividade de um número importante de núcleos ativos. Estes jatos são observados em todas as escalas, desde de alguns até centenas de milhões de anos luz. A grande maioria emite em frequência rádio, sendo alguns, contudo, também observados opticamente como é o caso de M87.

1.1.2 Galáxias Seyfert

As galáxias hoje conhecidas como Seyfert, foram descobertas por Seyfert (1943). São galáxias espirais com núcleos pontuais muito luminosos, em torno de 10^{36} a 10^{38} W, contribuindo com aproximadamente metade da luminosidade total da galáxia no óptico. O espectro nuclear apresenta linhas de emissão alargadas, de elementos pesados altamente ionizados e

um contínuo não térmico muito intenso no ultravioleta, cuja estrutura é explicada como devida a movimentos internos muito rápidos no núcleo. Geralmente, a emissão dessas galáxias sofre variabilidade em períodos relativamente curtos, o que leva a concluir que a fonte emissora deve ser compacta como um buraco negro. Estima-se que aproximadamente 1% de todas as galáxias espirais são Seyfert.

As galáxias Seyfert pertencem ao grupo de galáxia ativas, devido a sua luminosidade e características espectrais. São divididas em dois grupos: Seyfert I, que são as mais luminosas e com linhas espectrais mais largas e as Seyfert II que são menos luminosas e com todas as linhas espectrais relativamente estreitas. O espectro de uma galáxia Seyfert I é idêntico ao dos quasares, exceto pela luminosidade que é 100 a 1000 vezes menor que a dos quasares.

1.1.3 Objetos BL Lac

Os objetos BL Lac, também chamados blazares, constituem uma outra classe de objetos exóticos, que apresentam um núcleo muito brilhante e compacto. Têm como principais características a extraordinária variabilidade em curto períodos de tempo, luz polarizada e um espectro não-térmico sem linhas de emissão ou absorção. O primeiro objeto desse tipo, e que deu nome à classe, foi BL Lacertae observado em 1923 na constelação do Lagarto. No princípio foi confundido com uma estrela pelo fato de seu brilho poder variar muito num intervalo de poucos meses. Muitos desses objetos

são também fontes de rádio e acredita-se que eles sejam rádio galáxias, orientadas de forma que a linha de visada fica na direção do jato. Existe uma diferença notável entre os BL Lac e os QSOs: os BL Lac não possuem linhas de emissão; praticamente todo espectro consiste de um contínuo. Contudo, um estudo mais detalhado revelou linhas de absorção. Todos têm aspecto estelar, alta luminosidade, grandes desvio para o vermelho medido a partir de linhas de absorção e, em alguns casos, linhas de emissão muito fracas, alta polarização e extrema variabilidade de brilho. Nenhum está associado com lóbulos de rádio emissão e são parentes próximos dos quasares.

1.1.4 Rádio Galáxias

Acredita-se que a maioria dos núcleos ativos nas rádio fontes extragalácticas ejetem jatos em direções opostas, desde o núcleo. Estes jatos, geralmente supersônicos e relativísticos, interagem com o meio ambiente produzindo um forte choque, onde elétrons podem ser acelerados à energias muito altas.

Na presença de um campo magnético, eles emitem uma grande quantidade de radiação não -térmica em comprimentos de onda de rádio, formando dois lóbulos nas extremidades dos jatos e dispostos aproximadamente simetricamente em relação à galáxia central. Em alguns casos, pode-se observar o jato e quase sempre o núcleo ativo da galáxia. A maior parte da radiação é emitida em ondas de rádio. Um exemplo clássico de uma rádio galáxia é Cygnus A.

1.2 O Modelo Unificado

Existe hoje um consenso de que todos os objetos mencionados na seção anterior (quasares, BL Lac, Seyfert, rádio galáxias) são diferentes manifestações do mesmo processo físico. É o chamado Modelo Unificado.

Um núcleo ativo de galáxia (NAG) possui um buraco negro supermassivo em torno do qual forma-se um disco de acreção . O gás e as estrelas que orbitam próximas ao núcleo galáctico, espiralam na direção do buraco negro e alimentam de matéria este disco. As partes mais internas do disco possuem temperaturas muitíssimo elevadas capazes de emitir um espectro contínuo térmico numa larga faixa de comprimentos de onda, do raio X ao rádio. Em muito objetos, próximo ao buraco negro, um par de jatos pode ser ejetado perpendicularmente ao plano do disco.

Além disto, existe também em torno do disco, um torus de gás frio e poeira, capaz de absorver fortemente a radiação . Nesta mesma região , próximo ao buraco negro e interiormente ao torus, encontram-se nuvens muito densas movimentando-se com altas velocidades. Na região mais externas, encontramos nuvens menos densas e de baixa velocidade.

Quando observamos o NAG sob um ângulo pequeno em relação a direção dos jatos, veremos somente o jato dirigido para nós. Isso explica as rádio fontes com jatos unilaterais. No caso extremo em que o jato é dirigido diretamente ou quase diretamente para nós, o aumento do brilho por efeito Doppler será tão grande que é quase impossível observarmos o gás ao redor da fonte central, devido ao alto contraste de luminosidade. Isto pode

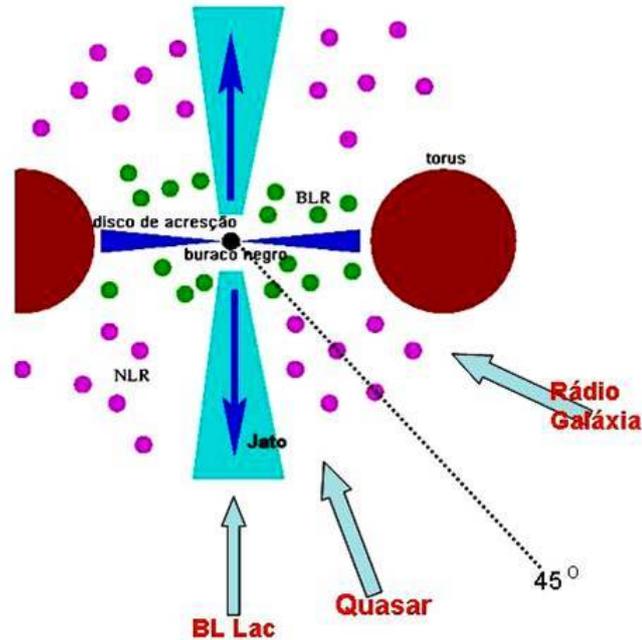


Figura 1.1: Modelo Unificado

explicar a ausência de linhas de emissão nos objetos tipo BL Lac e seu intenso brilho e variabilidade.

Os quasares seriam objetos observados de tal forma que o ângulo entre a linha de visada e o eixo do jato é menor que 45° . O jato que se aproxima do observador é bastante brilhante, parece unilateral com uma estrutura núcleo-jato e pode apresentar movimento superluminal. O jato que se afasta do observador se torna tão fraco que na maioria dos casos não é observado.

Quando o objeto é observado sob um ângulo maior que 45° entre a linha de visada e o eixo do jato, ele nos parece como uma rádio galáxia onde podemos observar o núcleo, os jatos e dois lóbulos simetricamente

dispostos.

Nos casos em que a emissão rádio do NAG é fraca ela é chamada de "radio quiet". Se a emissão rádio é intensa ela é chamada de "radio loud". Alguns quasares, rádio galáxias e todos os blazares são "radio loud" enquanto que as galáxias Seyfert são "radio quiet". No primeiro caso a galáxia hospedeira é uma elíptica gigante e no segundo ela é uma galáxia espiral. As Seyfert I possuem linhas largas pois são observadas sob ângulos pequenos em relação ao eixo do disco de acreção. Desta forma, é possível se observar as nuvens próximas ao buraco negro e que chamamos de região de linhas largas ou BLR, do inglês "Broad Line Region". As Seyfert II possuem um espectro de linhas estreitas pois, são observadas sob um ângulo tal que o torus de poeira não nos permite "ver" a região de linhas largas. O que se observa é apenas a região mais afastada do buraco negro, onde as nuvens são menos densas e de baixa velocidade. Esta é a chamada região de linhas estreitas ou NLR, do inglês "Narrow Line Region".

Capítulo 2

Rádio Fontes Duplas

2.1 O que é uma Rádio Fonte Dupla

Neste capítulo apresentaremos a descrição de uma classe de objetos que denominaremos pelo nome genérico de Rádio Fontes Duplas (RDF). Nesta categoria encontram-se principalmente as rádio galáxias e alguns quasares ("radio loud").

A estrutura das RDF pode ser analisada a partir de um pequeno número de componentes. O que caracteriza a grande maioria das RDF é o fato delas possuírem duas regiões emissoras extensas denominadas lóbulos que estão aproximadamente à mesma distância do centro do Núcleo Ativo Galáctico (NAG) e dispostas de forma quase simétrica em relação ao mesmo. Algumas dessas regiões extensas são denominadas pontes, plumas e caudas. Observa-se também regiões compactas que chamamos jatos e "hot spot" (pontos brilhantes). A rádio galáxia Cygnus A (Figura 2.1) é um exemplo típico de RDF. Ela é uma das rádio fontes mais bem estudadas (Alexander

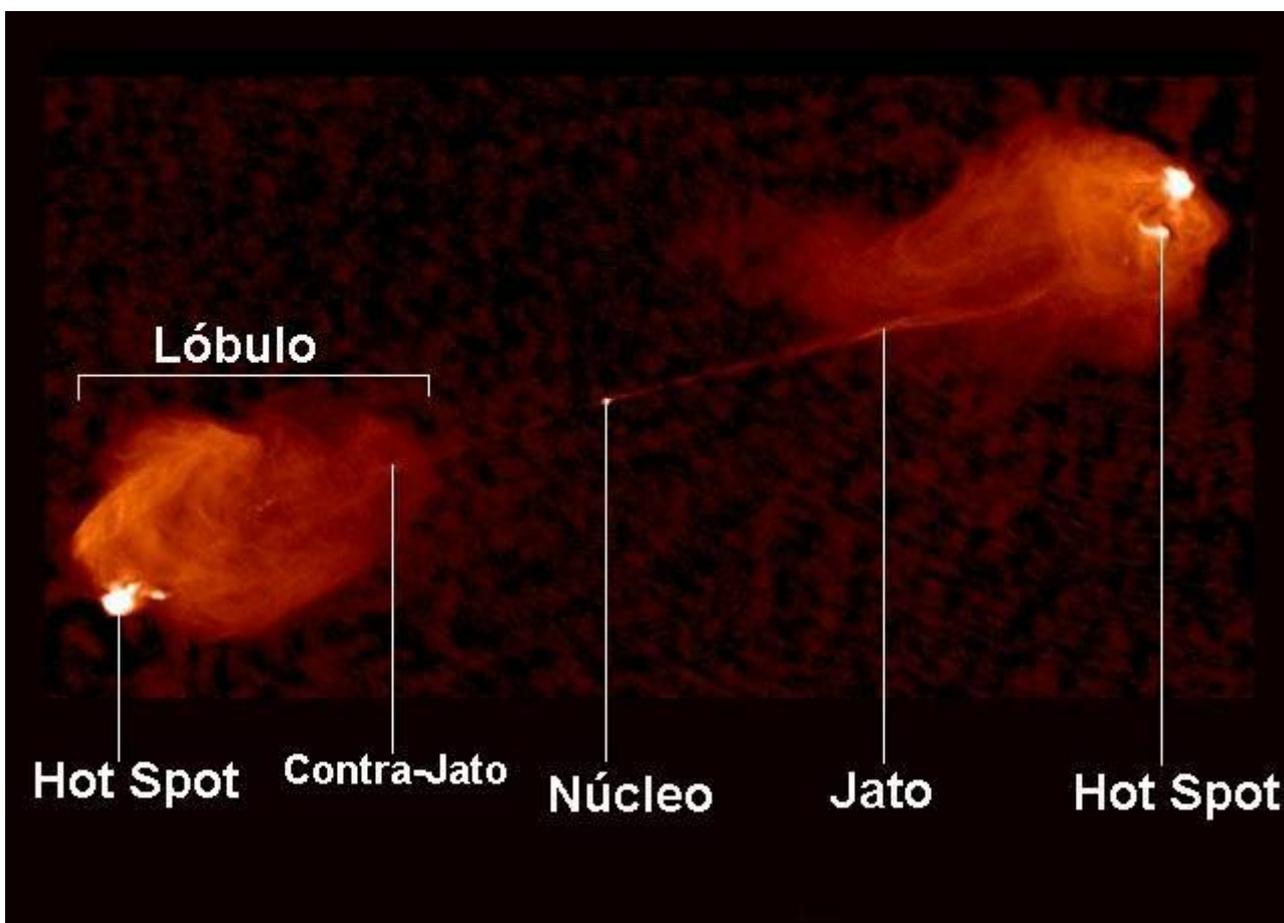


Figura 2.1: Rádio galáxia Cygnus A.

& Pooley 1996; Carvalho et al. 2005) pois é muito próxima e bastante luminosa.

A seguir, damos uma descrição detalhada destas componentes. Como trabalhamos somente com imagens de emissão rádio projetadas no plano do céu e não com a estrutura em três dimensões, existe sempre risco de que estruturas físicas similares sejam identificadas de forma diferente e vice-versa.

O código de cores da imagem representa a intensidade rádio de cada

região da fonte e as observações foram feitas pelo VLA.

2.2 Os Jatos

Jatos são estruturas que têm como características a forma bastante alongada e são ejetados pelos núcleos ativos galácticos. Os jatos são componentes importantes no fenômeno NAG, pois são responsáveis pelo surgimento das demais estruturas que são observadas nas rádio fontes. Em geral são componentes fracas e em alguns casos não são detectados.

2.2.1 Introdução Histórica

A primeira menção sobre a existência dos chamados jatos extragalácticos foi feita por Curtis em 1918 que fotografou a galáxia M87 (Virgo A) e informou ter observado um estreito raio que aparentemente estava conectado ao núcleo da galáxia por uma fina linha de matéria.

Atualmente, algumas centenas desses objetos extragalácticos são conhecidos, os quais são detectados pela emissão de radiação sincrotrônica que emitem em frequência rádio. Observações rádio em alta resolução (imagens VLBI), são uma evidência direta de que os jatos transportam enormes quantidades de energia do núcleo das rádio galáxias e quasares para o espaço intergaláctico, observadas como regiões difusas de emissão rádio (rádio lóbulos). Rádio interferometria de alta resolução tem mostrado que os jatos são extremamente colimados, com ângulos de abertura de somente alguns graus, estendendo-se do centro da galáxia a algumas centenas

de kiloparsecs.

A ejeção de jatos é um fenômeno relacionado a atividade de um número importante de núcleos ativos principalmente aqueles denominados "radio loud". Estes jatos são observados em todas as escalas, desde alguns parsec até centenas de kiloparsec. A grande maioria emite em frequência rádio, mas alguns são observados opticamente como é o caso de M87 e em outras regiões do espectro (raios X).

2.2.2 Formação dos Jatos

Os jatos parecem ser uma característica peculiar de todas as fontes rádio. Atualmente é bastante aceito que os fenômenos que envolvem galáxias Seyfert, Rádio Galáxias, Quasares e Blazares, são interpretados como diferentes manifestações do mesmo tipo de máquina central, com geometrias e energias diferentes. Contudo, parece que o elemento principal para a unificação desses modelos de máquina central, é um disco de acreção não resolvido em escala $\ll 1$ pc, do centro dos quais dois jatos idênticos são acelerados perpendicularmente ao plano do disco. A orientação jato/disco com relação ao observador, é que define as componentes do espectro visível.

Em particular, os jatos são visíveis quando são perpendiculares a linha de visada do observador, como é o caso de rádio galáxias extensas e quasares "radio loud". Em uma escala da ordem de parsec, o fluxo de acreção toma a forma de um torus espesso que, dependendo da orientação da linha de visada pode obscurecer substancialmente a máquina central. Para a linha

de visada com o torus no plano equatorial, a máquina central torna-se invisível e a componente visível das rádio fontes são somente os jatos.

2.2.3 Jatos Fortes e Fracos

O jato forte típico tem pequeno ângulo de abertura entre 0 e 5 graus e o campo magnético aproximadamente paralelo ao eixo jato. Sua distribuição de brilho é bastante irregular, com picos de brilhos compactos conhecidos como "nós" separados por regiões de fraca emissão. Em alta resolução observa-se que o campo magnético é preferencialmente paralelo ao contorno de intensidade local em vez de eixo global do jato. Observa-se também um perfil complexo de brilho transversal nos jatos fortes. Jatos fortes ocorrem em RFD de qualquer luminosidade e acredita-se que todos os jatos inicialmente sejam fortes.

Os jatos são geralmente muito fracos em relação ao resto da estrutura, embora isso ocorra menos em quasares do que em rádio galáxias. Em RFD potentes eles parecem conectar claramente o núcleo com o "hot spot" e nesse caminho produz emissão rádio detectável. Em rádio galáxias fracas eles são mais intensos e colimados próximo ao núcleo. Em seguida, tornam-se mais fracos e dispersos formando uma espécie de cauda.

Em quasares e rádio galáxias com linhas largas jatos fortes são usualmente detectados somente em um lóbulo. Contudo, em rádio galáxias com linhas estreitas frequentemente observamos jatos gêmeos.

O típico representante da classe dos jatos fracos são aqueles que têm um

ângulo de abertura em média maior que 8 graus. Este ângulo pode variar ao longo do jato e outra característica importante, é que a projeção do campo magnético é perpendicular ao jato. Seu perfil de brilho transversal é centrado e que o perfil de brilho longitudinal declina suavemente ao longo do jato.

É interessante notar que, muito comumente, o campo magnético próximo à base dos jatos fracos é paralelo ao jato, como nos jatos fortes. Esse fenômeno tem aumentado a suspeita de que todos os jatos inicialmente são fortes, e depois de algum tempo ele sofre uma transição para fraco na sua base.

Jatos fracos ocorrem exclusivamente em RFD com luminosidade abaixo da "potência de corte" de Fanaroff-Riley (ver Capítulo 3). Eles têm uma luminosidade por unidade de comprimento fraca e constante e, quando detectados, são quase sempre visto em ambos os lóbulos. Este tipo de jato tende a contribuir com uma parte significativa da fração da energia rádio total (mais de 10 %).

2.3 Hot spots

Os "hot spots" são regiões compactas onde estão localizados os picos de brilho da rádio fontes, não coincidindo com o núcleo da galáxia. Esses pontos brilhantes estão diretamente ligados ao choque do material conduzido pelo jato ao ser freado pelo meio externo.

Rádio fontes que aparentam ter mais de um "hot spot" em um lóbulo são

raras. Contudo, em alguns casos podem ser observados mais de um "hot spot" próximos, provavelmente devido a instabilidades hidrodinâmicas do jato. O "hot spot" é o local no qual a energia conduzida pelo jato é dissipada. Modelos hidrodinâmicas sugerem que os "hot spots" são localizados em regiões de altas pressões confinadas por poderosos choques que aparecem quando o fluxo de jato é freado.

2.4 Lóbulos

Os lóbulos são regiões extensas de emissão rádio difusa. Eles aparecem quase sempre aos pares e raramente são achados objetos com um lóbulo simples claramente separado do NAG. Por outro lado, raramente se encontra mais do que dois lóbulos associados com um simples NAG. No entanto, em algumas fontes bastante velhas, pode-se observar dois grandes lóbulos extensos e fracos possuindo no seu interior, próximo ao núcleo, um outro par brilhante de lóbulos. Acredita-se que estas fontes estão passando por uma segunda fase de atividade. Em algumas RFD, o NAG é rodeado por um halo que não pode ser separado em um par de lóbulos. Contudo, acredita-se que esses objetos devem ter seus lóbulos superpostos.

Os lóbulos podem apresentar subestruturas ou filamentos e, quando existem, é neles que estão presentes os "hot spots". Os lóbulos difusos podem ser usualmente classificados de acordo com a sua posição em relação ao ponto terminal do jato em pontes e plumas, sendo estes últimos também conhecidos em alguns casos como caudas. Contudo, essa distinção não é

bem clara.

Os lóbulos parecem conter a maioria da energia das rádio fontes, na forma de campos magnéticos e partículas relativísticas. Acredita-se que a cavidade aberta no meio interestelar ou intergaláctico pela onda de choque provocada pela expansão supersônica dos jatos seja preenchida pelo material conduzido pelos mesmos.

2.5 Pontes

Definimos um lóbulo difuso como ponte se o mesmo se estender desde as proximidades do ponto terminal do jato até próximo ao centro da galáxia hospedeira. Simulações numéricas mostram que uma significativa fração do material conduzido pelo jato provavelmente flui em direção ao centro da galáxia, formando as pontes. Pontes formam-se quando o fim do jato move-se no meio exterior com velocidades supersônicas muito elevada.

2.6 Plumias e caudas

As plumas e caudas são lóbulos difusos que não possuem um choque forte na sua extremidade, alargam-se e sua intensidade começa a decrescer à medida que aumenta a distância do núcleo. Sua dinâmica assemelha-se a da fumaça saindo de uma chaminé. Acredita-se que elas se movimentam com velocidades subsônicas através do meio, sendo desse modo facilmente afetada por perturbações como ventos intergalácticos. Dessa forma, algumas

plumas quando afetadas por esses ventos, são empurradas para trás da galáxia tomando o formato de um "C" as quais denominamos de caudas.

Capítulo 3

Classificação das Rádio Fontes

Duplas

Neste capítulo estudaremos as diferentes formas de classificação das rádio fontes duplas extragalácticas. Apresentaremos primeiro a classificação de Fanaroff e Riley, depois as classificações baseadas nas dimensões e espectros das fontes.

3.1 Classificação Fanaroff e Riley

Fanaroff e Riley (1974) classificaram as rádio fontes extensas em dois tipos: FR I onde a separação entre os pontos de pico de intensidade nos lóbulos é menor do que a metade do maior comprimento da fonte. Um exemplo típico é a rádio fonte 3C 296 mostrada na Figura 3.1. O tipo FR II é aquela na qual a separação entre os pontos de pico de intensidade nos dois lóbulos é maior do que metade do maior tamanho da fonte. Figura 3.2 mostra a fonte 3C 223 como um exemplo do tipo FR II.

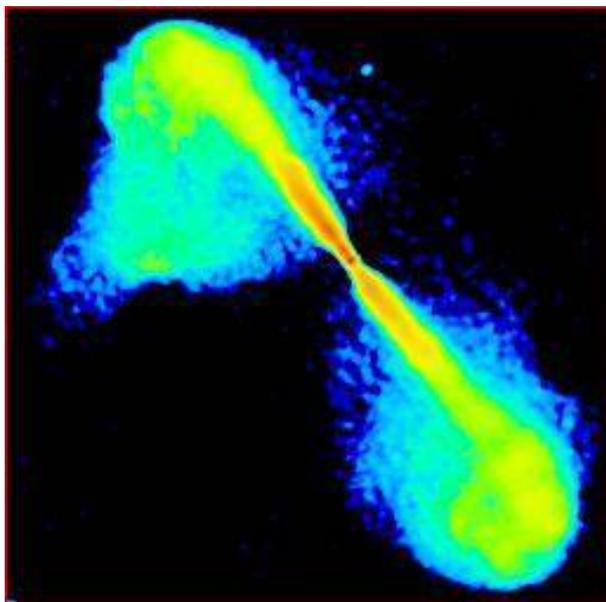


Figura 3.1: Rádio Galáxia 3C 296 do tipo FR I.

Na classificação original foi feita uma divisão da seguinte forma: jatos luminosos com a potência em 178 MHz $P_{178} > 5 \times 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ resultam em fontes do Tipo II e jatos fracos com $P_{178} < 5 \times 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ geram objetos do Tipo I. A classificação FR de NAGs é usualmente óbvia, mas ali estão alguns casos ambíguos. Ocasionalmente, um pico com densidade de fluxo relativamente baixo, com aparência inicialmente insignificante, em direção para fora com alta resolução para ser o ponto de teste de brilho chega de uma região muito pequena, e isto pode mudar a classificação. Fanaroff e Riley estavam trabalhando com mapas com resolução relativamente baixa, e seus trabalhos de análises são melhores quando aplicados a imagens.

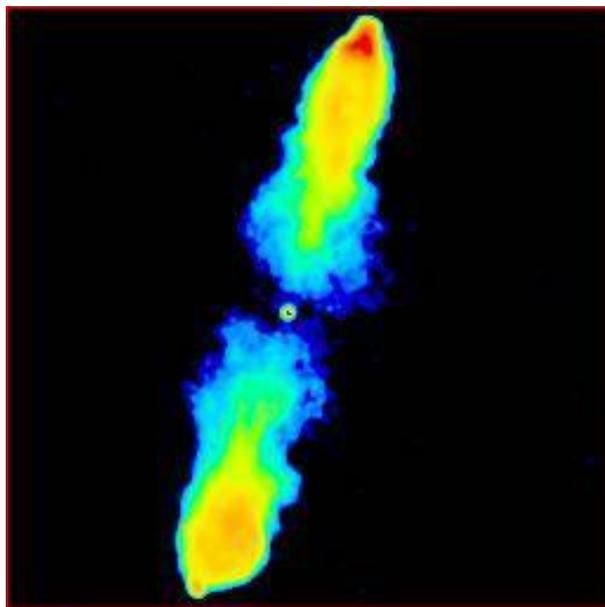


Figura 3.2: Rádio galáxia 3C 223 do tipo FR II.

3.2 Classificação Baseada nas Dimensões

Uma forma alternativa de classificação é baseada nas dimensões da fonte (Readhead et al. 1996). Autores diferentes podem usar nomes diferentes para classes semelhantes de objetos e a definição precisa não é bem estabelecida. Por razões históricas pode-se usar o tamanho angular enquanto que alguns autores usam dimensões lineares. Não há uma relação próxima entre classificação pelo tamanho e a classificação morfológica, pois a classificação pelo tamanho não nos fornece informações novas.

3.2.1 Objetos Simétricos Compactos

Estes objetos são também chamados CSO (do inglês "Compact Symetric Object"). Dentro desta classe estão as Duplas Compactas do tipo GPS

(em inglês "Gigahertz Peaked Spectrum"). São fontes que têm dimensões menores que ~ 1 kpc.

3.2.2 Objetos Simétricos Médios

Também chamados MSO ("Medium Symetric Object"). Nesta classe encontram-se as Compactas de Espectro Inclinado CSS ("Compact Steep Spectrum"). Este tipo de rádio fonte têm dimensões entre 1 e 10 ou 15 kpc.

Uma revisão bastante completa das propriedades, origem e evolução das fontes GPS e CSS foi feita por O'Dea (1998).

3.2.3 Objetos Simétricos Extensos

São denominados LSO ("Large Symetric Object"). Nesta categoria estão as Rádio Fontes Extensas ou Duplas Clássicas. Estas fontes apresentam dimensões superiores a dezenas de kpc, podendo atingir alguns Mpc (rádio fontes gigantes).

3.3 Classificação Baseada no Espectro

Uma outra alternativa para classificação é a classificação baseada no espectro rádio. Isto é largamente usado porque é muito mais fácil determinar o espectro para um grande número de objetos do que fazer imagens rádio. Para alguns, até certo ponto, as classificações espectral e estrutural são complementares uma vez que podemos aprender alguma coisa sobre a estruturas pelo espectro e vice-versa.

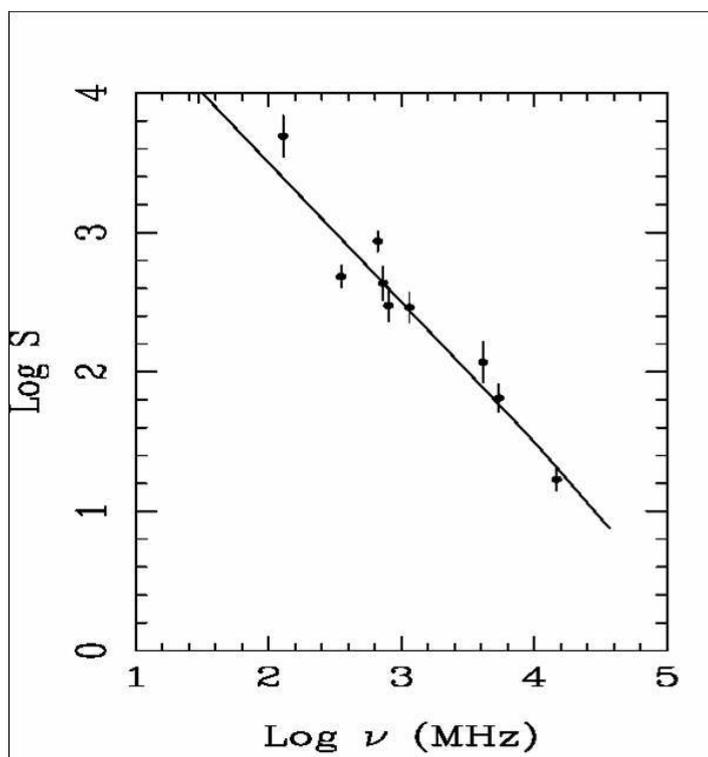


Figura 3.3: Rádio espectro de uma fonte com alto índice espectral tipo SSS.

3.3.1 Fontes com Espectro Inclinado

Estas fontes são denominadas SSS ("Steep-Spectrum Sources"). São objetos observados em baixa frequência cujo o espectro em lei de potência possui índice espectral maior do que aproximadamente 0.5, característico de radiação sincrotrônica opticamente fina (Figura 3.3). Eles geralmente têm tamanho angular de dezenas de arcos de segundo ou mais, e são sobretudo associados com galáxias.

Note que esses espectros são inclinados em baixas frequências em contraste com fontes velhas nas quais o índice espectral é elevado em altas frequências devido a perdas radiativas.

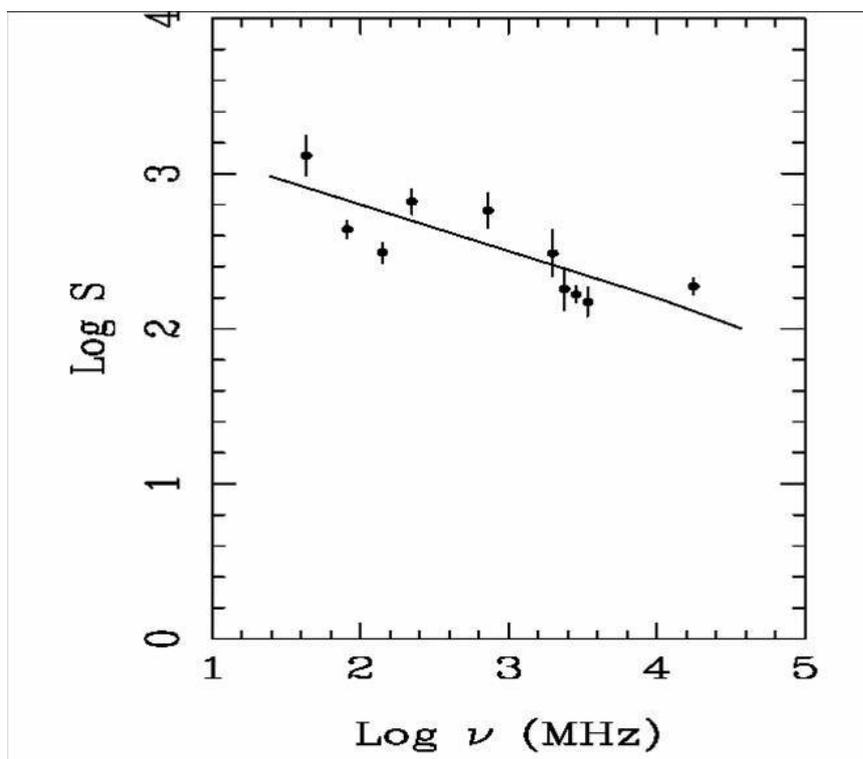


Figura 3.4: Rádio espectro de uma fonte com espectro plano de baixo índice espectral.

3.3.2 Fontes com Espectro Plano

Usualmente se utiliza a sigla FSC ("Flat-Spectrum Compact Sources") para designá-las. Essas fontes têm espectro rádio aproximadamente plano com índice espectral menor do que aproximadamente 0.5 ou invertido como vemos na Figura 3.4. A primeira vista parecem ter tamanho angular muito pequeno e são normalmente identificadas com quasares. De fato, elas aparentam ser puramente um núcleo compacto.

A distinção entre fontes extensas com espectro inclinado e fontes compactas com espectros planos parece ser absoluta. Contudo, devemos ver esta distinção com cautela. A maioria das fontes com espectros inclinado

contêm núcleos de baixa luminosidade com espectros planos e que imagens de alta sensibilidade usualmente mostram que elas são rodeadas por lóbulos extensos e fracos com espectro inclinado.

Entretanto, é preferível se falar NAGs que são "dominadas pelo núcleo" e NAGs "dominadas pelo lóbulo". De acordo com o esquema unificado, esta distinção pode igualmente ser uma ilusão, com o mesmo objetos aparentando núcleo dominante ou lóbulos dominante dependendo do ângulo sob o qual estamos observando. Uma vez que os núcleos e lóbulos têm espectros diferentes e devido ao fato deles terem densidade de fluxo rádio comparáveis, o núcleo sempre domina em alta frequência e os lóbulos em baixa frequência. Assim, as amostras de RFDs de um determinado catálogo são dominadas por lóbulos quando selecionadas em 178 MHz e por núcleos quando selecionadas acima de ~ 1 GHz.

3.3.3 Fontes com Espectro Convexo

Na Figura 3.5 mostramos um exemplo deste tipo de espectro. A sigla usada para estas fontes é GPS ("Gigahertz Peaked Spectrum"). Estas fontes possuem um espectro com um máximo individual em aproximadamente 1 GHz. O espectro invertido em baixa frequência é provavelmente devido à alto-absorção sincrotrônica, e deve ocorrer em toda rádio fonte com espectro não -térmico suficientemente compacta.

A inversão do espectro acontece quando a intensidade da emissão rádio alcança um valor crítico o que ocorre quando a emissão é gerada em um

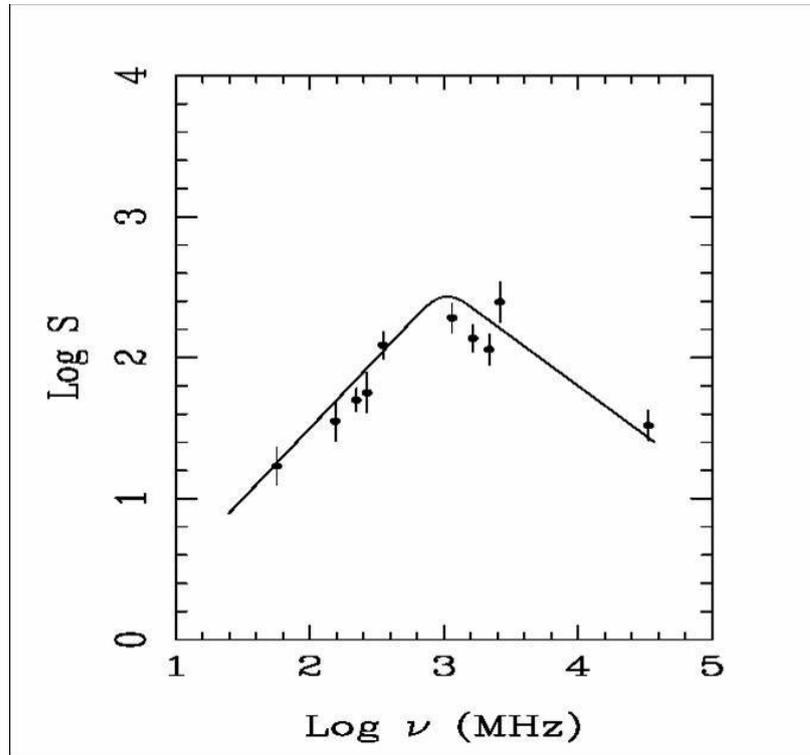


Figura 3.5: Rádio espectro de uma fonte com espectro tipo convexo GPS.

volume extremamente pequeno. Na maioria das fontes a frequência de inversão é muito baixa para ser observada. Contudo, para fontes brilhantes e extremamente pequenas com ângulo total de algumas centenas de parsecs e com "hot spot" de dimensões de alguns parsecs temos um espectro GPS. Assim, fontes GPS são as menores RFD (e presumivelmente jovens), as CSOs e as duplas compactas.

3.3.4 Fontes com Espectro Complexo

Nas rádio fontes com espectro complexos é difícil se determinar o índice espectral. Um exemplo deste tipo de espectro é mostrado na Figura 3.6. A densidade de fluxo oscila numa larga faixa de comprimentos de onda.

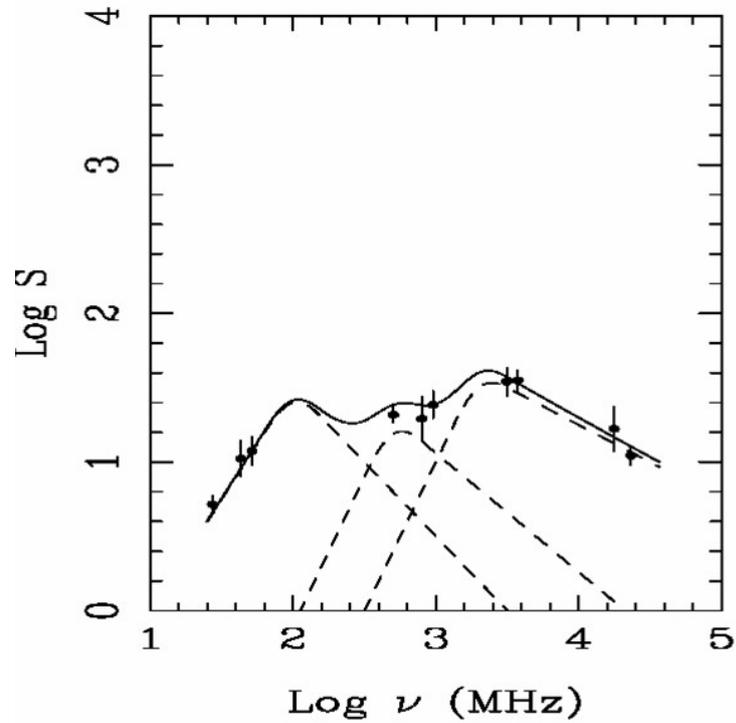


Figura 3.6: Rádio espectro de uma fonte com espectro complexo possuindo múltiplas componentes.

Acredita-se que eles são o resultado da superposição do espectro de várias componentes compactas e um lóbulo extenso. Observações com alto poder de resolução do tipo VLBI confirmam este fato (Figura 3.6).

Capítulo 4

Modelos Auto-Similares

De acordo com Scheuer (1974) e Blandford & Rees (1974), o cenário padrão evolucionário para rádio fontes é, que um par de jatos é emitido por um objeto central localizado em um núcleo ativo galáctico. Esses jatos tunelam através do meio intergaláctico, sem entrar em contato direto com o meio externo, pois são envolvidos por um casulo formado pelo choque do material do jato com o material do meio externo. Scheuer (1974) mostrou que o casulo atua como "cesta de lixo", pois grande parte da energia que é transportada pelo jato do objeto central fica armazenada no interior do casulo. O comprimento do casulo é determinado pelo equilíbrio entre a pressão da cabeça do jato e a pressão ram exercida pelo meio externo. Modelos mais recentes para a evolução de rádio fontes compactas foram propostos por Carvalho (1985, 1994, 1998).

Atualmente uma importante questão é levantada no estudo da evolução e propagação de rádio fontes pelo meio intergaláctico, é o de determinar quando podemos caracterizar a propagação e evolução da rádio fonte como

auto-similar. De acordo com Falle (1991) e Komissarov & Falle (1998) inicialmente a propagação da rádio fonte não é auto-similar, contudo a mesma tende a evoluir para um regime auto-similar quando o seu comprimento for muito maior do que um certo tamanho padrão.

Uma forma bastante eficiente para se estudar a propagação das rádio fontes é utilização de simulações numéricas hidrodinâmicas (Norman et al. 1982). As simulações numéricas não indicam com clareza o comportamento auto-similar da propagação do jato. De fato, existe um desvio considerável deste comportamento como foi detalhadamente estudado por Carvalho & O’Dea (2002a, 2002b).

4.1 Introdução

Neste capítulo apresentamos uma revisão dos principais modelos analíticos auto-similares para a propagação de rádio fontes. Através de uma análise detalhada conseguimos mostrar que esses modelos podem ser classificados em três categorias principais: Tipo I, no qual o jato avança com velocidade constante em um meio com atmosfera de densidade constante. No modelo Tipo II o jato avança pelo meio intergaláctico com velocidade constante, contudo a densidade cai com d^{-2} . O modelo Tipo III é o mais geral e assume que a densidade do meio varia de acordo com uma lei de potência com um expoente arbitrário δ .

Vamos fazer uma análise de como os parâmetros físicos das rádio fontes variam em função do tempo, de acordo com os modelos citados e para isso

iremos usar a seguinte nomenclatura: ρ = densidade do meio externo; v_h = velocidade na cabeça do jato; A_h = área da cabeça; z_h = comprimento da rádio fonte; P_h = pressão na cabeça; R_c = raio do casulo; v_j = velocidade do jato; δ = expoente da lei de potência para a densidade; A_j = área do jato; P_{ram} = pressão ram; v_c = velocidade de expansão lateral do casulo; V_c = volume do casulo; A_c = área da seção reta do casulo e L_j = luminosidade do jato.

A hipótese básica nesses modelos é que há um equilíbrio entre a pressão exercida pela cabeça do jato e a pressão ram do meio externo. Partindo desta hipótese $P_h = P_{ram}$ e fazendo $P_{ram} \sim \rho v^2$, teremos que $P_h = \rho v_h^2$, onde obtemos uma expressão para a velocidade de avanço da cabeça do jato, dada por

$$v_h \sim \left(\frac{P_h}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (4.1)$$

A pressão na cabeça do jato é dada por

$$P_h = \frac{L_j}{v_j A_h}. \quad (4.2)$$

4.1.1 Modelo Tipo I

Nesse modelo proposto e desenvolvido por Begelman & Cioffi (1989), Loken et al. (1992), Cioffi & Blondin (1992) e Nath (1995), assume-se que L_j , v_j e ρ são constantes e que $A_j = A_h = \text{constante}$. Desse modo da equação (4.1) temos que a velocidade de propagação da cabeça v_h é

constante. Partindo novamente da hipótese de equilíbrio entre as pressões, podemos obter uma expressão para a expansão lateral da fonte. Neste caso a pressão interna é a pressão exercida pelo casulo P_c . A pressão no casulo é igual a pressão ram lateral, desse modo temos que: $P_c = \rho v_c^2$. A pressão no casulo também pode ser obtida considerando-se que ela é da ordem da energia depositada pelos jatos durante todo o tempo de vida da rádio fonte, dividido pelo volume do casulo. Dessa forma a expressão para o casulo fica:

$$P_c = \frac{L_j t}{V_c} \quad (4.3)$$

O volume do casulo é dado por:

$$V_c = A_c z_h \quad (4.4)$$

onde o comprimento $z_h = v_h t$ e a área do casulo é:

$$A_c = \pi r_c^2 \quad (4.5)$$

Substituindo as equações (4.4) e (4.5) na equação (4.3) obtemos a seguinte expressão:

$$P_c = \frac{L_j}{A_c v_h} \quad (4.6)$$

Da equação (4.6) e usando a expressão $P_c = \rho v_c^2$, obtemos:

$$v_h = \frac{L_j}{A_c \rho v_c^2} \quad (4.7)$$

Substituindo a área de (4.5) e usando $r_c = v_c t$, teremos:

$$v_h = \frac{L_j t^2}{A_c^2 \rho} \quad (4.8)$$

Da equação (4.1), temos que v_h é constante e para que isso seja verdadeiro, é necessário que em (4.8) $A_c \propto t$. Desse modo, das equações acima, podemos tirar as seguintes conclusões para o modelo Tipo I: a velocidade da cabeça do jato é constante; a área do casulo é proporcional a t ; o comprimento da fonte é proporcional a t ; o volume do casulo é proporcional a t^2 ; a pressão no casulo é proporcional a t^{-1} ; a pressão na cabeça é constante e que a razão entre as pressões da cabeça e do casulo é proporcional a t (ver tabela I).

4.1.2 Modelo Tipo II

Vamos agora analisar como os parâmetros físicos da rádio fonte variam com relação ao tempo, para o modelo Tipo II proposto por Daly (1990). Neste modelo, a densidade do meio ambiente externo varia segundo d^{-2} , onde d é a distância radial ao objeto central, ou seja, $\rho \propto d^{-2}$ e $A_h \propto d^2$. Dessa forma, o produto entre a densidade do meio e a área da cabeça é constante.

A massa acumulada pela frente de choque na cabeça do jato é dada por

$$\frac{dM}{dt} = v_h A_h \rho \quad (4.9)$$

onde v_h é a velocidade da frente de choque, A_h é a área da frente de choque e ρ é a densidade do gás no ambiente da frente de choque. A velocidade da frente de choque pode ser escrita como $v_h = \frac{dz_h}{dt}$ e a taxa de variação de

massa pode ser escrita como:

$$\frac{dM}{dz_h} = A_h \rho. \quad (4.10)$$

A energia total W na onda de choque pode ser escrita de seguinte forma;

$$W = \frac{3}{4} \int v_h^2 dM. \quad (4.11)$$

Esta equação sugere que a energia na onda pode ser escrita como

$$W = \epsilon M v_h^2 \quad (4.12)$$

onde ϵ é uma fração da ordem de 1. Finalmente, a velocidade da cabeça pode ser obtida de

$$v_h^2 = \frac{W}{\epsilon M} \quad (4.13)$$

onde M é obtida pela integração da equação (4.9).

A energia da onda de choque é $W = L_j t$ sendo a potência do jato L_j constante. Além disso, como estamos supondo que o produto ρA_h que aparece em (4.10) também é constante, resulta que a velocidade da cabeça é dada por:

$$v_h = k^{1/3} \quad (4.14)$$

onde $k = \frac{L_j}{\epsilon A_h \rho}$.

Para calcular a expansão lateral do casulo Daly (1990) supõe que a variação da densidade do meio ambiente na direção perpendicular ao eixo do jato é muito menor que aquela ao longo do eixo de simetria do jato e

pode, portanto, ser considerada constante. Isto é verdade uma vez que o raio do casulo R_c é bem menor que z_h .

Procedendo como antes pode-se obter

$$U_c = \frac{dR_c}{dt} \propto R_c^{-1} \quad (4.15)$$

e portanto $R_c \propto t^{1/2}$ e $v_c \propto t^{-1/2}$. Para as outras quantidade temos que a velocidade da cabeça v_h é constante, o tamanho da fonte é dado por $z_h \propto t$. A pressão na cabeça do jato é proporcional a t^{-2} e no casulo ela é proporcional a t^{-1} . Um resumo destas propriedades pode ser encontrado na Tabela 4.1

4.1.3 Modelo Tipo III

O modelo Tipo III foi proposto por Falle (1991), Begelman (1996), Kaiser & Alexander (1997) e Komissarov & Falle (1998). Este modelo é mais geral e assume que a densidade do meio externo, varia de acordo com uma lei de potência com um expoente arbitrário δ , ou seja, $\rho \propto d^{-\delta}$, onde d é a distância ao objeto central. A hipótese básica do modelo é que a razão entre a pressão na cabeça e no casulo é constante, de maneira que de :

$$\frac{P_h}{P_c} = \frac{\rho v_h^2}{\rho v_c^2} \quad (4.16)$$

Segundo Begelman & Cioffi (1989) temos que $v_h \simeq \frac{z_h}{t}$ e $v_c \simeq \frac{r_c}{t}$. Substituindo em (4.16) e chamando de η a razão entre as pressões, obtemos:

$$r_c \simeq \eta z_h \quad (4.17)$$

Tabela 4.1: Tipos de Modelos Auto-similares

		Tipo I	Tipo II	Tipo III
densidade	ρ	constante	d^{-2}	$d^{-\delta}$
velocidade da cabeça	v_h	constante	constante	$t^{\frac{\delta-2}{5-\delta}}$
área da cabeça	A_h	constante	t^2	$t^{\frac{\delta+4}{5-\delta}}$
tamanho da fonte	z_h	t	t	$t^{\frac{3}{5-\delta}}$
pressão na cabeça	P_h	constante	t^{-2}	$t^{-\frac{\delta+4}{5-\delta}}$
raio do casulo	r_c	$t^{1/2}$	$t^{1/2}$	$t^{\frac{3}{5-\delta}}$
pressão no casulo	P_c	t^{-1}	t^{-1}	$t^{-\frac{\delta+4}{5-\delta}}$
	$\frac{P_h}{P_c}$	t	t^{-1}	constante

Substituindo (4.16) em (4.4) e levando o resultado a (4.3), obtemos a seguinte expressão:

$$P_c = \frac{\eta L_j t}{z_h^3} \quad (4.18)$$

Como $P_h = \eta P_c$ e usando (4.2) e (4.17) em (4.1), temos:

$$v_h^2 \simeq \frac{\eta^2 L_j t}{\rho z_h^3} \quad (4.19)$$

Como $v_h \simeq \frac{z_h}{t}$, podemos substituir em (4.18) e obter uma expressão para t em função de z_h . Assim ficamos:

$$t = z_h^{5/3} \rho^{1/3} L_j^{-1/3} \eta^{-2/3} \quad (4.20)$$

Em (4.19) L_j e η são constantes e como $\rho \propto d^{-\delta}$, resulta que $t \propto z_h^{\frac{5-\delta}{3}}$, ou seja, $z_h \propto t^{\frac{3}{5-\delta}}$. Sendo assim, das equações acima, podemos obter de que forma os parâmetros físicos variam para o modelo Tipo III: $v_h \propto t^{\frac{\delta-2}{5-\delta}}$; $A_c \propto t^{\frac{\delta+4}{5-\delta}}$; $P_c \propto t^{-\frac{\delta+4}{5-\delta}}$; $r_c \propto t^{\frac{3}{5-\delta}}$; $P_h \propto t^{-\frac{\delta+4}{5-\delta}}$ $\frac{P_h}{P_c} = \text{constante}$ (ver Tabela 4.1).

Capítulo 5

Um Modelo Geral

5.1 Introdução

Neste capítulo estudaremos um modelo geral que tem como casos particulares os modelos Tipo I, II e III estudados no capítulo anterior. Faremos uma discussão detalhada de todas as expressões usadas na construção do modelo e, como um diferencial dos modelos anteriores, levaremos em conta a possível variação temporal da luminosidade do jato. Vamos supor que o jato possui simetria axial e, portanto, as principais grandezas que caracterizam o modelo são:

- r_j — o raio,
- v_j — a velocidade,
- ρ_j — a densidade,
- z_h — o comprimento,
- L_j — a luminosidade cinemática ou potência e
- P_j — a pressão.

A cabeça do jato é caracterizada pelas grandezas:

- r_h – raio ,
- v_h – velocidade de avanço e
- P_h – pressão.

O raio r_h pode variar com a distância ao núcleo, ou seja, $r_h = r_h(z_h)$.

O casulo é um cilindro com as seguintes características:

- R_c – raio,
- $U_c = dR_c/dt$ – velocidade de expansão lateral,
- $V_c = \pi R_c^2 z_h$ – volume,
- E_c – energia total e
- P_c – pressão .

Finalmente, o gás ambiente é caracterizado por

- ρ_a – densidade e
- P_a – pressão.

A densidade que pode ser uma função da distância ao centro da galáxia hospedeira, isto é, $\rho_a = \rho_a(z_h)$.

Dois outros importantes parâmetros são a razão entre a densidade do jato e do meio

$$\eta = \frac{\rho_j}{\rho_a} \tag{5.1}$$

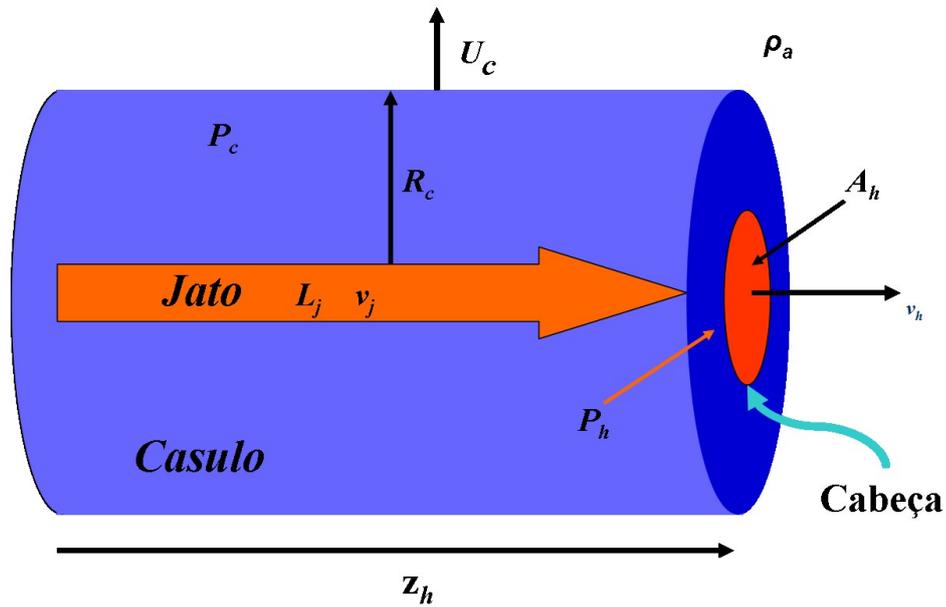


Figura 5.1: Modelo Geral.

e o número de Mach

$$M = \frac{v_j}{v_s} \quad (5.2)$$

onde v_s é a velocidade do som interna do jato.

Assumimos que o jato está inicialmente em equilíbrio de pressão com o meio ambiente, isto é, $P_j = P_a$.

5.2 O Avanço da Cabeça do Jato

A hipótese básica do modelo é que no choque frontal na cabeça do jato existe equilíbrio de pressão, ou seja, a pressão interna na cabeça P_h é igual a pressão de arrastamento ou pressão "ram" P_{ram} .

5.2.1 Cálculo da pressão ram

Suponha um objeto cuja seção reta possui área A avançando num meio de densidade ρ com velocidade v . Num tempo T ele percorre uma distância $Z = v.T$. A pressão exercida pelos átomos do gás cuja massa é m será

$$P_{ram} = \frac{F}{A} \quad (5.3)$$

onde a força F é dada por

$$F \sim \frac{\Delta p}{\Delta t} \sim \frac{m v}{\Delta t} \quad (5.4)$$

e onde Δt é o intervalo médio entre duas colisões sucessivas e pode ser expresso por

$$\Delta t \sim \frac{T}{N}. \quad (5.5)$$

Aqui, N é número total de átomos que o corpo encontra ao se deslocar a distância Z e é dado por

$$N = n \times volume \quad (5.6)$$

onde n é a densidade numérica de átomos (partículas por unidade de volume). Esta densidade pode ser calculada dividindo a densidade de massa ρ do gás pela massa de cada átomo, ou seja,

$$n = \rho/m \quad (5.7)$$

Por outro lado, o volume é igual a $A.Z$. Substituindo n e o volume em (5.6) obtemos

$$N = \frac{\rho}{m} A Z = \frac{\rho}{m} A v T \quad (5.8)$$

Substituindo na expressão para Δt , obtemos

$$\Delta t \sim \frac{T}{\frac{\rho}{m} A v} = \frac{m}{\rho A v}. \quad (5.9)$$

Podemos agora substituir Δt na expressão para a força (5.4) e teremos

$$F = \frac{mv}{\frac{m}{\rho A v}} \sim \rho v^2 A. \quad (5.10)$$

Finalmente, levando este valor na expressão para a pressão (5.3) obtemos

$$P_{ram} \sim \rho v^2. \quad (5.11)$$

Uma dedução mais rigorosa nos levaria a expressão final

$$P_{ram} = \frac{1}{2} \rho v^2. \quad (5.12)$$

5.2.2 Pressão na Cabeça do Jato

A pressão na cabeça P_h pode ser estimada considerando que ela é da ordem da densidade de energia u_h , ou seja,

$$P_h \sim u_h \sim \frac{\text{energia}}{\text{volume}}. \quad (5.13)$$

A energia acumulada num intervalo de tempo t no jato é $\sim L_j t$ enquanto que seu volume é

$$A_j z_h \simeq A_j v_j t.$$

Substituindo em (5.13) obtemos

$$P_h \simeq \frac{L_j t}{A_h v_j t}$$

ou

$$P_h \simeq \frac{L_j}{A_h v_j}. \quad (5.14)$$

5.2.3 Densidade do Gás no Meio Ambiente

No modelo de King para a distribuição esférica da matéria nas vizinhanças da galáxia, a densidade do gás ambiente é dada por

$$\rho_a = \frac{\rho_*}{\left[1 + \left(\frac{d}{d_*}\right)^2\right]^\beta} \quad (5.15)$$

onde ρ_* é a densidade a uma distância característica d_* da ordem de 2 – 5 kpc e $\beta \sim 0.75 - 1.0$. Para distâncias muito maiores que d_* podemos aproximar esta expressão para

$$\rho_a = \rho_* \left(\frac{d}{d_*}\right)^{-\delta} \quad (5.16)$$

onde fizemos $\delta = 2\beta$.

5.2.4 Área da Cabeça do Jato

Tanto as observações como as simulações numéricas mostram que a área da cabeça do jato tende a aumentar à medida que o mesmo avança no meio intergaláctico. Desta forma, e uma vez que não conhecemos os detalhes deste processo, podemos supor que A_h cresce seguindo uma lei de potência e escrevemos

$$A_h = A_{ho} \left(\frac{z_h}{z_o}\right)^\gamma \quad (5.17)$$

onde z_o é uma distância fiducial. Sabendo que $A_h = \pi r_h^2$, o raio da cabeça será dado por

$$r_h = r_{ho} \left(\frac{z_h}{z_o}\right)^{\gamma/2}. \quad (5.18)$$

O valor de γ pode variar de 0 para um raio da cabeça constante até $\gamma \sim 1 - 2$.

Não se deve confundir r_h com o raio do jato r_j . Na maioria dos casos teremos $r_h > r_j$ e aqui introduzimos o parâmetro

$$\mu = \frac{r_j}{r_h} = \left(\frac{A_j}{A_h} \right)^{1/2} \quad (5.19)$$

que será usado mais adiante. Observe que $\mu < 1$.

5.2.5 Velocidade de Avanço do Jato

Como dissemos anteriormente, a velocidade de avanço da cabeça do jato v_h pode ser calculada balanceando as pressões na cabeça

$$P_h = P_{ram} \quad (5.20)$$

onde, de acordo com (5.12)

$$P_{ram} = \frac{1}{2} \rho_a v_h^2. \quad (5.21)$$

Substituindo (5.21) e (5.14) na Eq. (5.20), obtemos,

$$\frac{1}{2} \rho_a v_h^2 = \frac{L_j}{A_h v_j}. \quad (5.22)$$

Podemos então calcular a velocidade v_h na forma

$$v_h = \left(\frac{2L_j}{\rho_a A_h v_j} \right)^{1/2}. \quad (5.23)$$

Uma outra maneira de calcular v_h é igualar as forças:

$$[\textit{pressão do jato}] \times [\textit{área do jato}] \approx [\textit{pressão do ambiente}] \times [\textit{área da cabeça}] \quad (5.24)$$

ou seja,

$$\left[\frac{1}{2} \rho_j v_j^2 + P_j \right] A_j = \left[\frac{1}{2} \rho_a v_h^2 + P_a \right] A_h. \quad (5.25)$$

Nos casos dos jatos relativísticos supersônicos, as velocidades envolvidas são muito grandes, comparáveis à velocidade da luz, e os termos de pressão hidrodinâmica P_j e P_a podem ser desprezados. Fazendo isto teremos

$$\frac{1}{2} \rho_j v_j^2 A_j = \frac{1}{2} \rho_a v_h^2 A_h. \quad (5.26)$$

e resolvendo esta expressão para v_h obtemos,

$$v_h = \mu \sqrt{\eta} v_j \quad (5.27)$$

onde η é dado por (5.1) e μ por (5.19).

É possível mostrar que as expressões (5.23) e (5.27) são equivalentes. Para tanto devemos calcular a luminosidade do jato. Sabemos que esta é a quantidade de energia ejetada por unidade de tempo

$$L_j \sim \frac{E_j}{T} \sim \frac{u_j \times Volume_j}{T} \sim \frac{(\frac{1}{2} \rho_j v_j^2) (A_j z_h)}{z_h/v_j}$$

onde u_j é a densidade de energia cinética do jato. Portanto, teremos

$$L_j = \frac{1}{2} \rho_j v_j^3 A_j. \quad (5.28)$$

É fácil ver que se substituirmos (5.28) na expressão (5.23) obteremos exatamente a equação (5.27). Isto demonstra que (5.23) e (5.27) são totalmente equivalentes.

Uma expressão alternativa para a pressão na cabeça do jato é obtida substituindo em (5.14) luminosidade do jato dada por (5.28), ou seja,

$$P_h = \frac{1}{2} \rho_j v_j^2. \quad (5.29)$$

Como veremos mais adiante, as expressões (5.23) e (5.27) nos permitem obter soluções auto-similares para a expansão da rádio fonte. Contudo, estas expressões são aproximadas. Numa dedução mais rigorosa, deveríamos levar em conta o movimento relativo entre o gás do jato e a cabeça do mesmo. Assim, a velocidade que entra na expressão da densidade de energia cinética na Eq. (5.26) deve ser a velocidade no sistema de referência no qual a cabeça está em repouso, ou seja, $v_j - v_h$. Em vez de (5.26) teremos então

$$\frac{1}{2}\rho_j(v_j - v_h)^2 A_j = \frac{1}{2}\rho_a v_h^2 A_h. \quad (5.30)$$

Resolvendo esta expressão para v_h obtemos finalmente,

$$v_h = \frac{\mu\sqrt{\eta}}{1 + \mu\sqrt{\eta}} v_j. \quad (5.31)$$

Quando a velocidade do jato cai abaixo de $M \sim 3$ ele entra num regime transônico e a aproximação feita na dedução da expressão para a velocidade da cabeça (5.31), isto é, desprezar os termos de pressão em (5.25), não é mais válida. Escrevendo a Eq. (5.25) no referencial da cabeça do jato obtemos,

$$\left[\frac{1}{2}\rho_j(v_j - v_h)^2 + P_j \right] A_j = \left[\frac{1}{2}\rho_a v_h^2 + P_a \right] A_h. \quad (5.32)$$

A solução completa desta equação é dada por

$$v_h = \frac{\mu^2\eta - A^{1/2}}{\mu^2\eta - 1} v_j \quad (5.33)$$

onde

$$A = \mu^2\eta - (\mu^2\eta - 1) \frac{(1 - \beta\mu^2)\eta}{\beta\Gamma M_j^2} \quad (5.34)$$

onde M_j é o número de Mach do jato, Γ é o índice adiabático do gás e $\beta = P_j/P_a$. Esta é uma generalização de (5.31).

Simulações numéricas mostram que jatos de baixa potência desaceleram e eventualmente a cabeça do jato para. No entanto, o "bow shock" continua se propagando no meio ambiente com a velocidade do som v_{sa} . No nosso modelo não fazemos distinção entre a cabeça do jato e a parte do "bow shock" em frente do mesmo. Ou seja, nós assumimos que ambos têm a mesma velocidade.

5.3 Expansão Lateral do Casulo e a Equação da Energia Interna

Os casulos de rádio fontes luminosas possuem pressão bem mais alta que a pressão do meio externo. Isto significa que a taxa de expansão lateral da fonte pode ser estimada balanceando a pressão interna P_c com a pressão de arrastamento (pressão "ram"), isto é

$$\frac{1}{2}\rho_a U_c^2 = P_c \quad (5.35)$$

Resolvendo para U_c obtemos

$$U_c = \frac{dR_c}{dt} = \left(\frac{2P_c}{\rho_a}\right)^{1/2}, \quad (5.36)$$

onde R_c é o raio do casulo. A pressão P_c pode ser calculada a partir da densidade de energia interna u_c .

Supondo que as perdas radiativas são desprezíveis e assumindo que a expansão do casulo é adiabática, a equação de energia interna do casulo

pode ser escrita na forma

$$\frac{dE_c}{dt} + P_c \frac{dV_c}{dt} = Q. \quad (5.37)$$

Aqui, E_c é a energia contida na região, V_c é o volume e Q é a taxa de injeção de energia na região. Supondo que somente uma parte pequena da energia do jato é irradiada, podemos fazer $Q \sim L_j$, onde L_j é a luminosidade cinemática do jato.

Podemos re-escrever Eq. (5.37) em termos da pressão no casulo. Temos as seguintes relações

$$E_c = u_c V_c \quad (5.38)$$

onde u_c é a densidade de energia e está relacionada à pressão através da equação de estado

$$P_c = (\Gamma - 1)u_c \quad (5.39)$$

e $\Gamma = 5/3$ é o índice adiabático. Combinando (5.38) e (5.39) obtemos

$$E_c = \frac{1}{\Gamma - 1} P_c V_c. \quad (5.40)$$

Substituindo em (5.37) teremos a equação de energia do modelo

$$V_c \frac{dP_c}{dt} + \Gamma P_c \frac{dV_c}{dt} = (\Gamma - 1)Q. \quad (5.41)$$

5.4 Solução do modelo

5.4.1 Caracterização das variáveis do modelo

As incógnitas do nosso problema são :

- o comprimento do jato, ou seja, a posição da cabeça z_h ,
- o raio do casulo R_c ,
- e a sua pressão P_c .

Destas, podemos calcular

- a velocidade de avanço da cabeça $v_h = dz_h/dt$,
- velocidade de expansão lateral do casulo $U_c = dR_c/dt$
- e o volume $V_c = \pi R_c^2 z_h$.

Consideramos que são conhecidas:

- a luminosidade do jato L_j ,
- o raio da cabeça $r_h(z_h)$,
- a densidade do meio $\rho_a(z_h)$.

5.4.2 Solução Auto-similar

Nesta seção e nas que seguem, vamos procurar soluções auto-similares para a expansão da fonte. Para tanto, a equação para a velocidade da cabeça do jato deve ser a Eq. (5.23) e para a densidade do meio ambiente devemos tomar a expressão dada por (5.16).

Reescrevemos aqui as três equações básicas do modelo que são dadas

por (5.23), (5.36) e (5.41), isto é,

$$\frac{dz_h}{dt} = \left(\frac{2L_j}{v_j \rho_a A_h} \right)^{1/2}, \quad (5.42)$$

$$\frac{dR_c}{dt} = \left(\frac{2P_c}{\rho_a} \right)^{1/2} \quad (5.43)$$

e

$$V_c \frac{dP_c}{dt} + \Gamma P_c \frac{dV_c}{dt} = (\Gamma - 1)L_j, \quad (5.44)$$

onde fizemos a taxa de injeção de energia no casulo Q igual à luminosidade L_j do jato.

Supondo que as soluções são auto-similares, elas podem ser escritas na forma

$$z_h = z_{ho} \left(\frac{t}{t_o} \right)^a, \quad (5.45)$$

$$R_c = R_{co} \left(\frac{t}{t_o} \right)^b, \quad (5.46)$$

$$P_c = P_{co} \left(\frac{t}{t_o} \right)^c. \quad (5.47)$$

Além disso, supomos a seguinte forma funcional para a luminosidade do jato

$$L_j = L_{jo} \left(\frac{t}{t_o} \right)^h. \quad (5.48)$$

Para a área da cabeça (5.17) temos

$$A_h = A_{ho} \left(\frac{z_h}{z_o} \right)^\gamma = A_{ho} \left(\frac{t}{t_o} \right)^{a\gamma}. \quad (5.49)$$

Devemos observar que a pressão na cabeça pode ser calculada a partir de (5.14) e, portanto, usando (5.48) e (5.49), adquire a seguinte forma

$$P_h = P_{ho} \left(\frac{t}{t_o} \right)^{h-a\gamma}. \quad (5.50)$$

Vamos expressar a densidade do meio de forma conveniente. No caso da cabeça do jato, a distância que entra na expressão da densidade deve ser z_h (distância da cabeça ao objeto central), isto é,

$$\rho_a \propto z_h^{-\delta}. \quad (5.51)$$

Portanto, usando (5.45) na Eq. (5.16), teremos

$$\rho_a = \rho_* \left(\frac{z_h}{d_*} \right)^{-\delta} \equiv \rho_* \left(\frac{z_o}{d_*} \right)^{-\delta} \left(\frac{z_h}{z_o} \right)^{-\delta} \quad (5.52)$$

ou, simplesmente,

$$\rho_a = \rho'_o \left(\frac{z_h}{z_o} \right)^{-\delta} \quad (5.53)$$

onde, para facilitar a notação, introduzimos a quantidade

$$\rho'_o = \rho_* \left(\frac{z_o}{d_*} \right)^{-\delta}. \quad (5.54)$$

Neste ponto, chamamos a atenção para o fato de que, no Modelo Tipo II (ver Capítulo 4), a densidade usada na equação que determina o raio do casulo (5.43), não depende da distância. Portanto, se desejamos construir um modelo que seja uma generalização dos três tipos estudados no Capítulo 4, devemos usar um artifício que permita que a densidade possa ou não variar. Isto pode ser alcançado usando para a densidade na equação (5.43) a seguinte expressão

$$\rho_a = \rho'_o \left(\frac{z_h}{z_o} \right)^{-\delta'} \quad (5.55)$$

onde

$$\rho'_o = \rho_* \left(\frac{z_o}{d_*} \right)^{-\delta'} . \quad (5.56)$$

Assim, se desejarmos obter um modelo Tipo II devemos fazer $\delta' = 0$. Para outros tipos, podemos tomar simplesmente $\delta' = \delta$.

Substituindo as expressões (5.45), (5.48), (5.53) e (5.49) em (5.42) e igualando os expoentes da variável t obtemos

$$2a - 2 = h - a\gamma + a\delta .$$

Resolvendo esta equação , teremos a expressão final para a , ou seja,

$$a = \frac{2 + h}{2 + \gamma - \delta} . \quad (5.57)$$

O volume do casulo é dado por

$$V_c = \pi R_c^2 z_h = V_o \left(\frac{t}{t_o} \right)^{2b+a} . \quad (5.58)$$

Agora podemos substituir o volume (5.58) e a pressão (5.47) do casulo juntamente com a luminosidade do jato (5.48) na equação (5.44). Como antes, igualamos os expoentes da variável t e obtemos

$$2b + a + c - 1 = h . \quad (5.59)$$

Para completar a solução , substituímos na equação para o raio do casulo (5.43) a pressão (5.47), a densidade do meio (5.53) e (5.46). Procedendo como antes teremos

$$2b - 2 - a\delta' = c . \quad (5.60)$$

Resolvendo o sistema constituído pelas equações (5.59) e (5.60) obtemos

$$b = \frac{h - (1 - \delta')a + 3}{4}$$

e

$$c = \frac{h - (1 + \delta')a - 1}{2} .$$

Finalmente, substituindo o valor de a dado por (5.57), ou seja,

$$a = \frac{2 + h}{2 + \gamma - \delta} , \quad (5.61)$$

teremos

$$b = \frac{4 + 3\gamma - 3\delta + 2\delta' + h(1 + \gamma - \delta) + h\delta'}{4(2 + \gamma - \delta)} \quad (5.62)$$

e

$$c = -\frac{4 + \gamma - \delta + 2\delta' - h(1 + \gamma - \delta) + h\delta'}{2(2 + \gamma - \delta)} . \quad (5.63)$$

Finalmente, o expoente da pressão na cabeça $(h - a\gamma)$, Eq. (5.50), é

$$-\frac{2\gamma - h(2 - \delta)}{2 + \gamma - \delta} . \quad (5.64)$$

Capítulo 6

Discussão e Conclusões

Neste capítulo faremos uma análise do modelo geral discutido no capítulo anterior, mostraremos como ele tem como casos particulares os três tipos de modelos encontrados na literatura e calcularemos a evolução da luminosidade rádio das fontes. Finalmente, na última seção, apresentaremos as nossas conclusões.

6.1 Casos Particulares do Modelo

Um resumo das expressões para os expoentes das várias grandezas físicas referentes às rádio fontes, obtidas usando o modelo geral é mostrado na Tabela 6.1. Estas expressões podem agora ser usadas para calcular qualquer modelo particular. Por exemplo, na Tabela 4.1 mostramos os expoentes para os modelos Tipo I, II e III. Em todos estes modelos a luminosidade do jato é constante. Isto corresponde no nosso modelo a fazer o expoente do tempo em L_j igual a zero ($h = 0$). Escolhendo os valores de

Tabela 6.1: Expoentes do Modelo Geral

		expoente
velocidade da cabeça	v_h	$\frac{h+\delta-\gamma}{2+\gamma-\delta}$
área da cabeça	A_c	$\frac{(2+h)\gamma}{2+\gamma-\delta}$
tamanho da fonte	z_h	$\frac{2+h}{2+\gamma-\delta}$
pressão na cabeça	P_h	$-\frac{2\gamma-h(2-\delta)}{2+\gamma-\delta}$
raio do casulo	r_c	$\frac{4+3\gamma-3\delta+2\delta'+h(1+\gamma-\delta)+h\delta'}{4(2+\gamma-\delta)}$
pressão no casulo	P_c	$-\frac{4+\gamma-\delta+2\delta'-h(1+\gamma-\delta)+h\delta'}{2(2+\gamma-\delta)}$

δ , δ' e γ de forma conveniente, poderemos obter os modelos Tipos I, II e III como caso particular do modelo geral.

Isto é mostrado na Tabela 6.2. Para o Tipo I, tanto a densidade ambiente como a área da cabeça do jato são constantes e, portanto, $\delta' = \delta = 0$ e $\gamma = 0$. No modelo Tipo II, a densidade na direção do eixo de simetria do jato decresce com a distância ao quadrado ($\delta = 2$), é constante na direção perpendicular ao jato ($\delta' = 0$) e a área cresce com o tamanho do jato ao quadrado, ou seja, $\gamma = 2$. No modelo Tipo III, a densidade varia igualmente em todas as direções e, portanto, $\delta' = \delta \neq 0$. Neste caso, a área não é dada mas sim, a razão entre as pressões na cabeça e no casulo que é constante. Isto significa que os expoentes de P_h e P_c na Tabela 6.1 são iguais. Igualando estes expoentes podemos calcular o valor de γ neste modelo e o resultado é $(4 + \delta)/3$.

Observe que o modelo Tipo III não se reduz ao Tipo I para $\delta = 0$ nem ao Tipo II para $\delta = 2$. No primeiro caso, os valores de γ , δ' e δ são $(4/3, 0, 0)$

Tabela 6.2: Parâmetros do Modelo Geral para os Tipos I, II e III

	Tipo I	Tipo II	Tipo III
γ	0	2	$\frac{4+\delta}{3}$
δ'	0	0	δ
δ	0	2	δ

no Tipo III e $(0,0,0)$ no Tipo I. No segundo caso temos $(2,2,2)$ para o Tipo III e $(2,0,2)$ para o Tipo II.

Vemos também que, mesmo fazendo $h = 0$ e $\delta' = \delta$ como no Tipo III, podemos obter uma classe de modelos inteiramente distintos desde que o valor de γ seja arbitrário mas diferente de $(4 + \delta)/3$.

Na Tabela 6.3 fazemos uma comparação entre os modelos Tipo I e III (densidade constante $\delta = 0$) e o modelo geral no caso $\gamma = 2$ (Tipo A) e $\gamma = 1$ (Tipo B). Este valores de γ são ilustrativos pois correspondem aos casos em que o raio da cabeça cresce linearmente ($\propto z_h$) e com a raiz quadrada ($\propto z_h^{1/2}$) do tamanho da fonte, respectivamente.

6.2 Evolução da Luminosidade Rádio

Nesta seção vamos fazer uma análise da emissão das rádio fontes e ver como se dá a evolução da mesma nos modelos auto-similares. Como já vimos no Capítulo 3, a origem da radiação das rádio galáxias e quasares é sincrotrônica. Elétrons relativísticos que se propagam num campo magnético emitem esta radiação em comprimentos de onda de rádio. Estas duas com-

Tabela 6.3: Outros Tipos de Modelos Auto-similares

	Tipo I	Tipo III	Tipo A	Tipo B
			$\gamma = 2$	$\gamma = 1$
ρ	constante	constante	constante	constante
v_h	constante	$t^{-2/5}$	$t^{-1/2}$	$t^{-1/3}$
A_h	constante	$t^{4/5}$	t	$t^{2/3}$
z_h	t	$t^{3/5}$	$t^{1/2}$	$t^{2/3}$
P_h	constante	$t^{-4/5}$	t^{-1}	$t^{-2/3}$
r_c	$t^{1/2}$	$t^{3/5}$	$t^{5/8}$	$t^{7/12}$
P_c	t^{-1}	$t^{-4/5}$	$t^{-3/4}$	$t^{-5/6}$
$\frac{P_h}{P_c}$	t	constante	$t^{-1/4}$	$t^{1/6}$

ponentes estão presentes no interior do casulo. Um gráfico da potência rádio em função das dimensões da fonte pode nos dar informações acerca da sua evolução. Este tipo de gráfico é chamado diagrama P-D (Baldwin 1982).

De acordo com a teoria da radiação sincrotrônica, a emissividade ϵ (erg/cm³/seg) é proporcional a densidade de energia u de partículas relativísticas e ao campo magnético B segundo a lei

$$\epsilon \propto B^{3/2}u .$$

A potência rádio será dada pelo produto da emissividade com o volume da região emissora que no nosso caso é o casulo. Supondo que existe equipartição de energia entre o campo magnético e as partículas e que u é

proporcional à pressão , a potência rádio é dada por

$$P \propto P_c^{7/4} V_c , \quad (6.1)$$

onde P_c é a pressão do casulo e $V_c = \pi R_c^2 z_h$ o seu volume. Usando as expressões (5.45), (5.46) e (5.47) obtemos

$$P \propto t^{a+2b+7c/4} . \quad (6.2)$$

Tomando os valores de a , b e c dados na Tabela 6.1 teremos

$$P \propto t^d . \quad (6.3)$$

onde d é dado por

$$d = \frac{4 + 5\gamma - 5\delta - 6\delta' + h(19 + 11\gamma - 11\delta - 3\delta')}{8(2 + \gamma - \delta)} . \quad (6.4)$$

No diagrama P-D, utilizado no estudo da evolução da luminosidade das rádio fontes, faz-se o gráfico da potência em função do tamanho da fonte. Portanto, devemos expressar P em termos de z_h . Usando (5.45) em (6.3) teremos

$$P \propto z_h^{d'} \quad (6.5)$$

onde $d' = d/a$, ou seja,

$$d' = \frac{4 + 5\gamma - 5\delta - 6\delta' + h(19 + 11\gamma - 11\delta - 3\delta')}{8(2 + h)} . \quad (6.6)$$

Podemos imaginar um cenário onde o jato, antes de deixar o meio interestelar, propaga-se numa atmosfera de densidade constante ($\delta = 0$). Ao afastar-se do núcleo, a densidade começa a decrescer ($\delta \neq 0$) e vamos supor que nesta região , onde o tamanho da fonte é maior que um certo tamanho

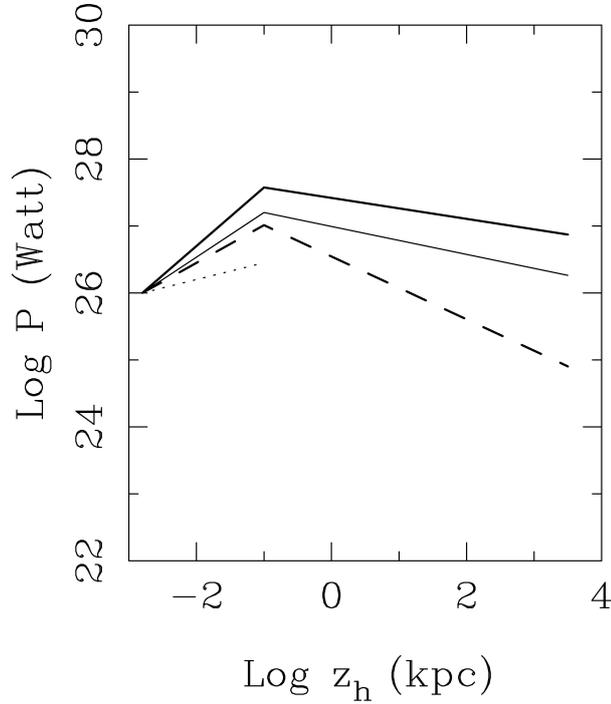


Figura 6.1: Diagrama P-D: evolução da potência rádio em função do tamanho da fonte. A linha pontilhada corresponde ao modelo Tipo I, a linha cheia, fina ao modelo Tipo III e as linhas grossas ao modelo geral.

crítico ($z_h > z_c$), temos $\delta = 3/2$. A Figura 6.1 mostra a evolução da potência rádio em função do tamanho da fonte (diagrama P-D). Supomos que a distância z_c a partir da qual a densidade começa a variar é igual a 100 pc. A luminosidade do jato é constante, ou seja, $h = 0$. O modelo Tipo III é representado pela linha fina, enquanto que o modelo geral é representado pelas linhas grossas. A linha cheia é para $\gamma = 2$ e a linha tracejada para $\gamma = 1$. Vemos claramente a diferença entre os dois modelos e como o valor de γ afeta fortemente os resultados. Apenas para referência, mostramos também o resultado do modelo Tipo I (linha pontilhada).

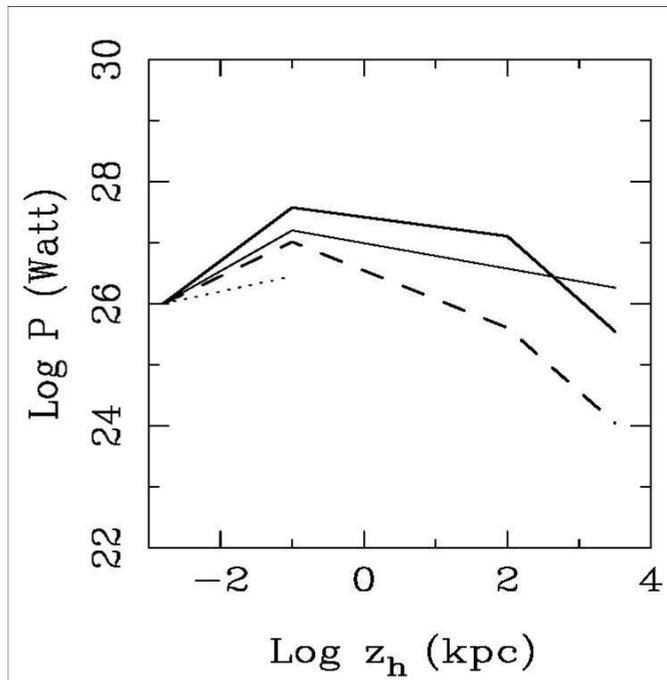


Figura 6.2: Como na figura 6.1, mas supondo que a luminosidade do jato começa a decrescer quando o mesmo atinge 100 kpc ($h = -1/2$). A linha pontilhada corresponde ao modelo Tipo I, a linha cheia, fina ao modelo Tipo III e as linhas grossas ao modelo geral.

Suponhamos agora que a luminosidade do jato não é constante mas começa a decrescer quando seu tamanho é igual a 100 kpc. Neste caso, no nosso modelo geral h deixa de ser zero e assume o valor -0.5 . O resultado é mostrado na Figura 6.2. Aqui vemos a queda dramática na luminosidade da fonte quando a mesma atinge dimensões maiores que 100 kpc.

Finalmente, na Figura 6.3 fazemos uma comparação entre o modelo geral e os dados observacionais. Os parâmetros do modelo são os mesmos da Figura 6.2, ou seja, $\delta = 0$ para $z_h < 100$ pc, $\delta = 3/2$ para $z_h > 100$ pc, $\gamma = 2$ (linha cheia) e $\gamma = 1$ (linha tracejada), $h = 0$ para $z_h < 100$

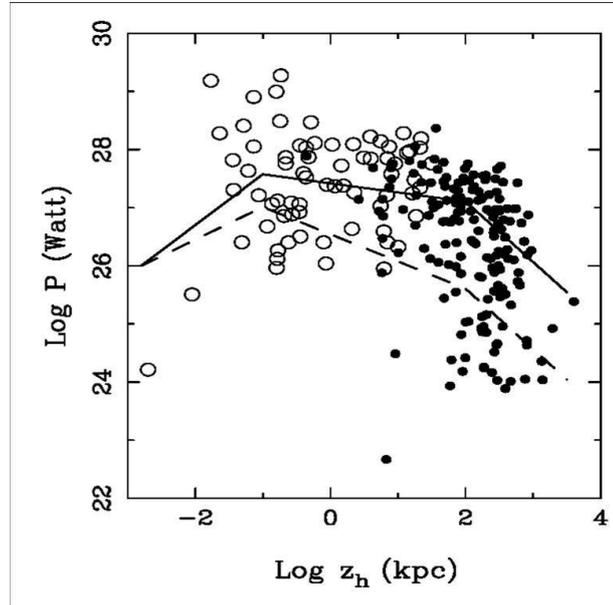


Figura 6.3: Comparação entre o modelo geral e os dados observacionais. As linhas correspondem ao modelo geral da Figura 6.2. Os círculos abertos representam fontes compactas do tipo GPS e CSS e os círculos cheios representam fontes extensas.

kpc e $h = -0.5$ para $z_h > 100$ kpc. O ajuste é apenas qualitativo no sentido de que usamos uma normalização arbitrária. Nos dados observacionais, os círculos abertos representam fontes compactas do tipo GPS e CSS enquanto os círculos cheios representam fontes extensas do catálogo 3CR. Como podemos notar, o modelo ajusta-se razoavelmente bem às observações. Aqui devemos considerar o fato de que, por simplicidade, não foi levada em conta a perda de energia das partículas relativísticas. Isto faria com que a luminosidade decrescesse mais rapidamente com z_h para fontes extensas. Além disso, não mencionamos as barras de erros nos dados observacionais, devido os mesmos possuírem uma boa precisão.

6.3 Conclusões

Neste trabalho nós fizemos um estudo detalhado dos modelos auto-similares para a expansão de rádio fontes extragalácticas. Inicialmente fizemos uma revisão das definições das galáxias com núcleos ativos e discutimos o modelo unificado. Examinamos as principais características e a morfologia das radio fontes duplas, indicando que suas componentes principais são o jato, os "hot spots" e os lóbulos. Apresentamos três modelos de classificação para as mesmas: a classificação Fanaroff e Riley, a classificação baseada nas dimensões e a classificação baseada na forma do espectro rádio. Os modelos auto-similares existentes na literatura foram estudados em detalhe e classificados em três tipos: I, II e III.

Nós construímos um modelo auto-similar para a expansão das rádio fontes extragalácticas que representa uma generalização dos modelos encontrados na literatura. Neste modelo, a área da cabeça do jato varia com o tamanho do jato de acordo com uma lei de potência determinada pelo parâmetro γ . A atmosfera pode ter uma densidade variável que pode ser ou não esfericamente simétrica. Para tanto, supusemos dois parâmetros distintos para a lei de King, isto é, δ na direção do eixo do jato e δ' na direção perpendicular. Levamos também em conta que a luminosidade cinemática do jato pode variar com o tempo seguindo uma lei de potência determinada pelo parâmetro h .

Finalmente, mostramos como os modelos Tipo I, II e III são casos particulares do modelo geral e discutimos a evolução da luminosidade rádio

das fontes. Comparamos as curvas evolutivas do nosso modelo com os casos particulares e também com os dados observacionais de fontes compactas e extensas num diagrama P-D. Os resultados mostram que o modelo permite um melhor ajuste com as observações dependendo da escolha apropriada dos parâmetros do mesmo.

Referências Bibliográficas

- [1] Alexander, P., & Pooley, G. G. 1996, in *Cygnus A - Study of a Radio Galaxy*, eds. C. L. Carilli & D. E. Harris, (Cambridge University Press, Cambridge), p. 149
- [2] Baldwin, J. E., 1982, in *Extragalactic Radio Sources*, Proceedings of IAU Symposium No. 97, ed. D. S. Heeschen & C. M. Wade, (Dordrecht, Reidel), p. 21
- [3] Begelman, M. C., & Cioffi, D.F.1989, *ApJ*, 345, L21
- [4] Begelman, M. C. 1996, *Cygnus A: Study of a Radio Galaxy*, ed. C.L.Carilli & D.A Harris (Cambridge University Press, 209).
- [5] Blandford, R.D., & Rees, M.J. 1974, *MNRAS*, 169, 395
- [6] Carvalho, J.C 1985, *MNRAS*, 215, 463
- [7] Carvalho, J.C 1994, *A&A*, 292, 392
- [8] Carvalho, J.C 1998, *A&A*, 329, 845
- [9] Carvalho, J. C., & O’Dea, C. P., 2002a, *ApJS*, 141, 337
- [10] Carvalho, J. C., & O’Dea, C. P., 2002b, *ApJS*, 141, 371

- [11] Carvalho, J. C., Daly, R. A., Mory, M. P. & O’Dea, C. P., 2005, ApJ, 620, 144
- [12] Cioffi, D.F. & Blondin, J.M. 1992, ApJ, 392, 458
- [13] Daly, R.A. 1990, ApJ, 355, 416
- [14] Falle, S.A.E.G. 1991, MNRAS, 250, 581
- [15] Fanaroff, B., & Riley, J., 1974, MNRAS, 167, 31p
- [16] Kaiser, C. R., & Alexander, P. 1997, MNRAS, 286, 215
- [17] Komissarov, S.S., & Falle, S.A.E.G.1998, MNRAS, 297, 1087
- [18] Loken, C.,Burns, J.O.,Clarke, D.A., & Norman, M.L. 1992, ApJ,392, 54
- [19] Nath, B. B. 1995, MNRAS, 274, 208
- [20] Norman, M.L., Smarr, L., Winkler, K.-H.A., & Smith, M.D. 1982, A&A, 113, 285
- [21] O’Dea, C. P., 1998, PASP, 110, 493
- [22] Readhead, A. C. S., Taylor, G. B., Pearson, T. J., & Wilkinson, P. N., 1996, ApJ, 460, 634
- [23] Scheuer, P. A. G. 1974, MNRAS, 166, 513
- [24] Seyfert, C. K. 1943, ApJ, 97, 28

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)