

*Relatório anual ao CNPq sobre o projeto de pesquisa  
Bolsa PIBIC*

**VARIABILIDADE EM NÚCLEOS  
ATIVOS DE GALÁXIAS E  
OBJETOS BL LACERTAE**

**Relatório anual**

Orientador: *Dr. Luiz Claudio Lima Botti*  
Aluno: *Flávio Eler de Melo*

## **AGRADECIMENTOS**

Ao CNPq pelos recursos que possibilitaram a realização deste projeto e por desempenhar papel fundamental no desenvolvimento científico e humano no Brasil, ao meu orientador, Botti, pela orientação, apoio no projeto e estímulo ao gosto pela Astrofísica e aos amigos do INPE e do CRAAM, sempre incentivando e ajudando no projeto com ótimas dicas.

Flávio.

# Variabilidade em núcleos ativos de galáxias e objetos BL Lacertae

Flávio Eler de Melo, Dr. Luiz Cláudio Lima Botti

## ÍNDICE

### 1. Objetivos e introdução 2

### 2. Visão geral e fundamentação teórica para o estudo dos núcleos ativos de galáxias (AGNs) e blazares 2

2.1. Introdução 2

2.2. Processos de emissão térmica e não-térmica 3

2.3. Espectro contínuo e linhas de emissão e de absorção 5

2.4. Desvio Doppler 5

2.5. Profundidade óptica e o espectro 7

2.6. A emissão devida ao efeito Compton inverso e a catástrofe Compton 11

2.7. Temperatura de brilhância 12

2.7.1. A temperatura de brilhância máxima 12

2.8. Movimento superluminal 14

2.9. Núcleos ativos de galáxias 16

2.9.1. Galáxias Seyfert 16

2.9.2. Quasares 16

2.9.3. Propriedades dos quasares 17

2.9.4. Objetos BL Lacertae 20

2.9.5. Modelo unificado e alimentação de AGNs 20

### 3. Tratamento experimental analítico: descrição equipamentos, técnicas observacionais e análise das fontes 23

3.1. Equipamento utilizado e técnica observacional 23

3.1.1. Diagrama em blocos do receptor 23

3.2. Radiofontes estudadas 24

3.2.1. Centaurus A 24

3.2.2. BL Lac 25

3.2.3. OJ287 28

3.2.4. OV236 31

### 4. Descrição geral e aplicação às fontes de modelos de variabilidade 33

4.1. Visão geral dos modelos de variabilidade 33

4.2. Escalas de tempo de variabilidade e o problema do efeito Compton inverso 37

4.3. Modelo canônico e de perdas sincrotrônicas 39

4.4. Esboços de espectros das fontes 40

### 5. Conclusões 45

### 6. Perspectivas 46

### 7. Seminários assistidos 46

### 8. Seminários apresentados 46

# Variabilidade em núcleos ativos de galáxias e objetos BL Lacertae

Flávio Eler de Melo, Dr. Luiz Claudio Lima Botti

## 1. Objetivos e introdução

O escopo deste trabalho objetiva dois tratamentos fundamentais a respeito do estudo de núcleos ativos de galáxias e objetos BL Lacertae: um de cunho fortemente teórico e outro de cunho prático e experimental, muito embora tal divisão seja apenas de ordem pragmática. O tratamento teórico, ao qual foi dado maior ênfase na presente fase do estudo, uma vez que o equipamento para a realização das observações encontra-se em manutenção (radiotelescópio do Itapetinga), consiste basicamente em assimilar e discutir os conceitos básicos da radioastronomia, cosmologia e do estudo de núcleos ativos de galáxias e objetos BL Lacertae, conceitos tais que são expostos com certo detalhamento neste relatório em reflexo ao âmbito de estudo que neste início foi focado em torno do embasamento físico teórico necessário para a compreensão do assunto; enquanto que o tratamento experimental, realizado até então de uma forma mais analítica do que prática, constitui a parte mais objetiva do trabalho e visa utilizar dados de observações do radiotelescópio do Itapetinga (atualmente estão sendo utilizados dados colhidos de trabalhos anteriores), dados do rádio-observatório da Universidade de Michigan com a qual tem-se em vista um projeto em conjunto, e a literatura, para observar e estudar variabilidades do período das radiofontes Centaurus A, OV236, OJ287, BL Lac, e 3C273 (estudado apenas sob alguns aspectos), bem como descrever e aplicar modelos a estas fontes. O estudo da variabilidade de tais fontes, especialmente a variabilidade rápida, é de suma importância para testar alguns modelos de variabilidade, dos quais inferem-se aproximações de tamanhos, temperaturas de brilho, campos magnéticos, perfis de espectro e morfologia das fontes, e, comportamento de inhomogeneidades nas componentes compactas dos núcleos ativos de galáxias, bem como para confirmar alguns resultados publicados na literatura que têm apresentado controvérsias.

Os dados observacionais do Itapetinga foram adquiridos nas frequências de 22 e 43 GHz usando-se os planetas Júpiter, Vênus e a radiogaláxia Virgo A como fontes calibradoras; os dados de Michigan foram obtidos nas frequências 4.8; 8.0 e 14.5 GHz em sessões diárias.

## 2. Visão geral e fundamentação teórica para o estudo dos núcleos ativos de galáxias (AGNs) e blazares

### 2.1. Introdução

Até a metade do século XX, quando ocorreu o advento da radioastronomia, o Universo era tido como estável e dinamicamente bem controlado, com eventos energéticos razoavelmente bem conhecidos e explicáveis, como formação e atividades de estrelas, e supernovas.

Astrônomos passaram a observar eventos violentíssimos, revelados em frequências de rádio, verificados a enormes distâncias e com impressionantes quantidades de energia liberada. Evidências mostraram que muitos de tais eventos estavam associados a núcleos de galáxias, galáxias tais que foram denominadas ativas por sua extraordinária atividade energética no núcleo, em distinção às galáxias comuns.

Objetos com características similares, individualmente descobertos, mais tarde foram vinculados à atividade dos núcleos ativos de galáxias (AGN – active galactic nuclei), com a evidência de estruturas como jatos de plasma canalizando energia dos núcleos em direção a imensos lóbulos de partículas carregadas. Dentre tais objetos, os quasares foram os primeiros a serem observados, com aspecto óptico similar ao de estrelas (objetos quasi-estelares), porém verificados às mais longínquas distâncias e, para serem vistos a tais distâncias, com luminosidades de bilhões de vezes a do sol, e com processos de emissão radioativa envolvendo partículas a velocidades próximas à da luz.

Como prova desta violência cósmica, temos a nossa própria galáxia, que embora não seja ativa, apresenta uma instância, em proporções muito menores do que se verifica em núcleos ativos, situada em Sagittarius A, possuindo um núcleo intenso em rádio, envolto por nuvens de gases ionizados movendo-se a velocidades de aproximadamente 100km/s, constituindo uma região que contém um jato e um contra-jato acima e abaixo do plano galáctico.

Assume-se então que, pela uniformidade do Universo, os referidos fenômenos são comuns e as características gerais que possibilitam sua identificação são (1) emissão por um vasto intervalo de

## **9. Referências bibliográficas 47**

*9.1. Artigos 47*

*9.2. Livros 48*

comprimentos de onda do espectro, (2) um núcleo compacto intenso em rádio, (3) variabilidade na emissão, (4) forte polarização em rádio com estruturas em forma de jatos e lóbulos emergindo do núcleo. A seguir são apresentadas e abordadas as principais características, fenômenos e propriedades físicas observadas em núcleos ativos de galáxias e blazares.

## 2.2. Processos de emissão térmica e não-térmica

O processo térmico de emissão de radiação, por estar associado à temperatura, implica em uma aproximação a uma condição de equilíbrio, ou quasi-equilíbrio, no meio de emissão. Neste meio, as fontes elementares de radiação são partículas em estado de oscilação cuja energia vibracional é característica da temperatura em que se encontram. A agitação de partículas, apresentando uma determinada distribuição energética segundo a distribuição de Planck

$$E_{\lambda} = \frac{8\pi \cdot h \cdot c}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{KT\lambda}} - 1} \quad (1)$$

delineia um perfil espectral da emissão de um corpo negro.

O corpo negro constitui um corpo hipotético que absorve completamente toda a energia radiante que recebe e atinge uma temperatura de equilíbrio quando então passa a reemitir a energia rapidamente, à medida em que a recebe, segundo os decréscimos quânticos de energia:

$$\Delta E = h \cdot \nu \quad (2)$$

O corpo negro possui características especiais: (1) à uma temperatura superior ao zero absoluto, emite luz em todos os comprimentos de onda, (2) quanto maior a sua temperatura, maior a quantidade de radiação emitida em todos os comprimentos de onda, (3) quanto maior a sua temperatura, maior a proporção de radiação emitida em curtos comprimentos de onda.

Segundo a lei de Stefan-Boltzmann, (4) a quantidade de potência emitida por unidade de superfície de um corpo negro a uma temperatura T Kelvins pode ser obtida de:

$$F = 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot T^4 \text{ (W / m}^2\text{)} \quad (3)$$

A lei de Wien diz que, (5) o comprimento de onda onde a energia emitida tem seu valor máximo pode ser dada por:

$$\lambda_{\max} = \frac{2,90 \cdot 10^{-3}}{T} \text{ (m)} \quad (4)$$

Os estados de agitação das partículas carregadas que devem ser consideradas no estudo de meios de emissão de um sistema, são estatisticamente distribuídos. Tais partículas, geralmente íons e elétrons, excitados colisionalmente ou fotonicamente, a uma certa temperatura de estado, possuem uma determinada efetividade de colisões que acabam por causar a emissão de fótons, desencadeada pelas colisões. As colisões consideradas são, de fato, acelerações provenientes das interações das partículas em certas velocidades, que ativam a emissão das radiações *free-free* ou *bremsstrahlung*.

A emissão não-térmica não segue a característica típica de corpo negro e, em geral, seu espectro aumenta em intensidade em altas energias (altas frequências). A emissão sincrotrônica, que é a mais frequente nos objetos de estudo deste relatório, pode bem ilustrar como se processa a emissão não-térmica de radiação.

A radiação sincrotrônica surge da aceleração de partículas com grande energia relativística e carregadas, espiralando helicoidalmente em torno de um campo magnético. As partículas mais presentes são elétrons, por possuírem menor massa do que prótons. A trajetória é helicoidal em torno das linhas de campo magnético, de tal forma que a partícula é continuamente acelerada, emitindo radiação durante toda a trajetória. A frequência de radiação aumenta com a velocidade de espiralamento e com campo magnético que confina as partículas (força magnética). Quanto mais energéticas as partículas, maior a frequência de emissão, mas requerem um maior campo para mantê-las em trajetória helicoidal. Quando a partícula emite

radiação, perde energia e passa, portanto, a emitir em frequências cada vez menores, logo, o processo precisa ser constantemente realimentado para manter a emissão em altas frequências.

A radiação sincrotrônica é fortemente polarizada, diferentemente da radiação térmica, de tal forma que quando vista transversalmente, parece mover-se para trás e para frente em linhas quase retas e parece apresentar ondas no mesmo plano, daí a grande largura do espectro contínuo não-térmico.

Para elétrons não-relativísticos, a frequência girosincrotrônica,  $\nu_e$ , chamada de ciclotron, não depende do ângulo de lançamento do elétron em relação ao campo:

$$2\pi\nu_e = \omega_e = \frac{eB}{m} \quad (5)$$

A gyrofrequência para elétrons com energia relativística,  $\nu_g$ , passa a depender da energia, logo, para energia  $\gamma m_0 c^2$ :

$$\nu_g = \frac{\nu_e}{\gamma} \quad (6)$$

Tem-se o raio R da trajetória helicoidal pela expressão:

$$R = \frac{\gamma m c^2 \cdot \sin \alpha}{eB} \quad (7)$$

( $\gamma \gg 1$ )

A taxa total de potência irradiada de um elétron relativístico movendo-se a um ângulo  $\alpha$  da direção do campo magnético B:

$$P = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^4 \cdot \gamma^2 \cdot B^2 \cdot (\sin \alpha)^2}{m^2 \cdot c^3} \quad (8)$$

Uma população de elétrons terá uma determinada distribuição de ângulos de emissão (*pitch angles*), da qual toma-se um valor representativo (uma média, por exemplo). Para elétrons com mesma energia, isotropicamente distribuídos, o quadrado médio da velocidade transversa será dois terços da velocidade máxima. Pode-se substituir o quadrado do campo magnético pela densidade de energia magnética  $U_B = B^2/8\pi$  e evidenciar a seção transversal de Thomson  $\sigma_T = (8\pi/3) \cdot r_0^2$ , onde  $r_0$  é raio clássico do elétron  $e^2/m \cdot c^2$ , reduzindo a expressão da potência irradiada para uma distribuição isotrópica de elétrons altamente relativísticos a:

$$P = \frac{4}{3} \cdot \gamma^2 \cdot c \cdot \sigma_T \cdot U_B \quad (9)$$

A expressão anterior pode ser vista também como um fluxo de energia  $c \cdot \gamma^2 \cdot U_B$  colidindo com um elétron que possui a seção transversal de Thomson.

Da taxa temporal de irradiação de energia (P), podemos inferir a meia vida de um elétron relativístico:

$$t_{\frac{1}{2}} = m \cdot c^2 \cdot \left( \frac{4}{3} \cdot \gamma \cdot c \cdot \sigma_T \cdot U_B \right)^{-1} \quad (10)$$

Um elétron altamente relativístico irradia em um feixe estreito, da ordem de  $1/\gamma$  de largura, na direção de seu movimento e cada vez que este feixe cruza a linha de visada, o observador recebe um pulso de curta duração. Este transitório é proporcional ao tempo transformado do sistema acelerado para o referencial do observador,

que é contraído de  $1/\gamma^2$ , resultando em um tempo total para a radiação transitar pelo observador da ordem de  $\delta t \cong (1/v_g(1/\gamma^3))$ .

Se o campo magnético fosse uniforme e a energia do elétrons constante, a radiação seria periódica, e poderia ser descrita por séries de Fourier como somas de harmônicas da girofrequência fundamental. Os pulsos são assíncronos em radiofontes reais, e o espectro é o mesmo de um único pulso, logo, o espectro é concentrado em uma frequência característica  $\nu_0$  tal que  $\nu_0 \cong \gamma^3 \cdot \nu_g$ , ou, em termos não-relativísticos,  $\nu_0 \cong \gamma^3 \cdot \nu_c$ .

O cálculo completo pode ser encontrado em Ginzburg e Syrovatsky (1965) e Rybicki e Lightman (1969).

O espectro está em função de um parâmetro natural:  $x \equiv v/v_c$  onde  $\omega_0 = 2\pi \cdot \nu_c \cong 1,5 \cdot \gamma^3 \cdot \omega_g \cdot \text{sen} \alpha$  sendo  $\nu_c$  a frequência crítica. Infere-se um espectro de potência:

$$P(\nu)d\nu = \sqrt{3} \cdot \frac{e^3 \cdot B \cdot \text{sen} \alpha}{m \cdot c^2} \cdot F(x) \cdot d\nu \quad (11)$$

onde  $F(x)$  é calculada de uma função de Bessel modificada de ordem 5/3,

$$F(x) \equiv x \cdot \int_x^\infty K_{5/3}(\varepsilon) d\varepsilon \quad (12)$$

função tal que descreve a concentração do espectro de emissão síncrotrônica a uma frequência de ordem  $\gamma^2$  vezes a frequência cyclotron que é  $\gamma^3$  vezes a girofrequência.

### 2.3. Espectro contínuo e linhas de emissão e de absorção

O espectro eletromagnético de uma fonte pode ser expresso através de gráficos de brilho ou intensidade versus comprimento de onda ou frequência, usualmente determinado por um processo de medição de fluxos em várias frequências. Embora a energia liberada por partículas excitadas (os chamados osciladores na teoria de Planck) em forma de fótons seja quantizada ( $h \cdot \nu$ ), a radiação emitida não apresenta valores de densidade de fluxo ou intensidade específica que possam ser discretizados em uma determinada faixa de frequência, principalmente devido à distribuição de energias irradiadas e à interação da radiação com a matéria do meio de propagação. Há, desta forma, um espectro contínuo que não apresenta picos ou depressões bruscos, embora o brilho ou intensidade variem, descrevendo o comportamento geral de emissão intrínseco à fonte, conforme a distribuição energética de suas partículas emissoras, e explica os principais mecanismos de emissão associados à fonte, revelando portanto, aspectos de sua natureza.

Para estudar as peculiaridades de uma fonte, deve-se analisar suas linhas de emissão e de absorção, que detalham o espectro. As linhas mostram depressões e picos bruscos no perfil do espectro que indicam a absorção de uma certa frequência de radiação ou a reemissão de uma outra frequência, por excitação colisional ou fotônica de partículas do meio ou da matéria junto à fonte.

Estes detalhes revelam a composição junto à fonte ou do meio em que ela está contida, apontando a presença de átomos, íons ou moléculas que absorvem peculiarmente determinadas frequências e reemitem preferencialmente em outras; apontam as velocidades de expansão da fonte, através do deslocamento de tais linhas; e mostram o comportamento rotacional em vista do alargamento das linhas.

Muitas séries de linhas se tornaram notáveis por seus comprimentos de onda e larguras particulares definidas, como por exemplo, dentre as linhas de hidrogênio (muito comuns em espectros de estrelas), podemos citar as séries de Lyman, proporcionadas por saltos quânticos a partir de, e até, o primeiro nível de energia (menos energético) gerando linhas em ultravioleta, e as séries de Balmer, proporcionadas por transições até o segundo nível, gerando linhas abaixo do violeta.

### 2.4. Desvio Doppler

O desvio Doppler é uma aparente mudança em comprimento de onda devido a um movimento relativo de uma fonte em relação ao receptor. Primeiramente observado por Doppler para ondas mecânicas (sonoras), este efeito faz com que uma fonte movimentando-se em direção ao receptor emita para a recepção, ondas com comprimentos menores (maior frequência;  $\nu = \lambda \cdot \nu$ ) do que as emitidas por uma fonte estática de mesma natureza, e que uma fonte afastando-se do receptor emita para ele ondas de comprimentos maiores.

Na expressão do espectro de uma fonte, o desvio Doppler é percebido pelo deslocamento do perfil espectral ( $\Delta\lambda$ ), especialmente de linhas notáveis, o que indiretamente mostra a velocidade com que a fonte se afasta do observador, e, conseqüentemente, pela teoria da expansão do Universo de Hubble, mostra a distância estimada da fonte ao observador, além de apresentar o caráter rotacional ou a distribuição de velocidades de partículas emissoras nas fontes, frente ao alargamento das linhas de espectro.

Assumindo  $v_o$  como a velocidade de uma onda eletromagnética em relação à fonte em repouso, e  $v_{R0}$  a velocidade da fonte, que inicialmente seja nula (repouso):

$$v_o = c - v_{R0} \quad (13)$$

e com  $v_{R0} = 0$ , tem-se  $v_o = c$ .

Com a fonte em movimento, assume-se  $v_f (= \lambda_f \cdot v)$  como a velocidade da onda em relação à fonte, fonte esta que neste caso possui uma velocidade  $v_R \neq 0$  (fonte em movimento), resultando:

$$v_f = c - v_R \quad (14)$$

para  $v_R \neq 0$  ( $v_R$  é a velocidade relativa radial da fonte).

Se definirmos  $\Delta v = \Delta\lambda \cdot v$  com  $\Delta v = |v_f - v_o| = |(c - v_R) - c| = v_R$ , da razão  $(\Delta v / v_o)$ , tem-se:

$$\frac{\Delta v}{v_o} = \frac{\Delta\lambda \cdot v}{\lambda_o \cdot v}$$

$$\frac{v_R}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} \quad (15)$$

Fontes como quasares e AGNs, possuem supostas velocidades de afastamento do observador que provocam desvios de suas linhas espectrais em direção aos comprimentos de onda do vermelho (óptico), portanto um quasar pode ser caracterizado pelo seu desvio para o vermelho ou *redshift*, definido por  $z = (\Delta\lambda / \lambda_o)$ , que indiretamente indica as distâncias destas fontes ao observador através da lei de Hubble ( $d = v / H$ ).

Porém quando o redshift medido é maior que alguns décimos, a expressão simples do desvio Doppler não fornece a velocidade radial correta e acaba por indicar a velocidade radial da fonte como de dezenas a centenas de vezes a velocidade da luz. Necessita-se então da expressão do desvio Doppler relativístico, derivado a seguir.

Suponha-se um referencial S em repouso, no qual encontra-se um observador, e um outro referencial S', que contém uma fonte luminosa, com velocidade V arbitrária em relação a S. Esta velocidade V possui uma direção formando um ângulo  $\phi$  com a linha de visada. Assumindo que a fonte emita pulsos nos instantes  $t'_0 = 0$  e  $t' = \tau$  (no referencial da fonte S'), e que o primeiro pulso é visto em S no instante  $t_0$  (no referencial do observador S), façamos a transformação de Lorentz para achar a posição x da fonte, no referencial do observador S, equivalente ao instante  $t' = \tau$ .

$$x = \gamma \cdot (x' + V \cdot \cos \phi \cdot t') = \gamma \cdot (0 + V \cdot \cos \phi \cdot \tau) = \gamma \cdot \tau \cdot V \cdot \cos \phi \quad (16)$$

(lembrando que  $x' = 0$  pois a fonte está sempre em repouso em relação a S')

Achando o instante t correspondente a  $t' = \tau$  para o referencial S:

$$t = \gamma \cdot [t' + (V/c^2) \cdot \cos \phi \cdot x'] = \gamma \cdot [\tau + (V/c^2) \cdot \cos \phi \cdot 0] = \gamma \cdot \tau \quad (17)$$

O intervalo de tempo  $\Delta t$  em relação a S, para o segundo pulso ir da posição  $x = \gamma \cdot \tau \cdot V \cdot \cos \phi$  para a posição  $x = 0$  (onde está o observador) é:

$$\Delta t = (\Delta x / -c) = [(\gamma \cdot \tau \cdot V \cdot \cos \phi) / -c] = \gamma \cdot \tau \cdot (V/c) \cdot \cos \phi \quad (18)$$

O período observado (no referencial S), entre os dois pulsos, pode ser escrito como:

$$T = t - \Delta t = (\gamma \tau) - (\gamma \tau (V/c) \cos \phi) = \gamma \tau [1 - (V/c) \cos \phi] \quad (19)$$

Entretanto,  $\tau = t' - t'_0 = T'$ , portanto  $T = \gamma [1 - (V/c) \cos \phi] T'$ , e denominando  $T' = \delta T$ , definimos o fator Doppler (*Doppler beaming*) como:

$$\delta = \gamma^{-1} [1 - (V/c) \cos \phi]^{-1} = \gamma^{-1} [1 - \beta \cos \phi]^{-1} \quad (20)$$

Pode-se então escrever a relação:

$$T' = \delta T \Rightarrow v' = \delta^{-1} v \Rightarrow \lambda' = \delta \lambda \quad (21)$$

O redshift relativístico é dado por:

$$z = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} \equiv \frac{\delta \lambda - \lambda}{\lambda} \equiv \delta - 1 \equiv \frac{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 - \beta \cos \phi)} - 1 \equiv \frac{[(1 - \beta)(1 + \beta)]^{\frac{1}{2}}}{(1 - \beta \cos \phi)} - 1 \quad (22)$$

(para  $\phi = 0$ )

O redshift é devido ao efeito Doppler longitudinal, ou seja, o efeito Doppler para  $\phi = 0$  (na direção da linha de visada), o que resulta em:

$$z = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} = \left[ \frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}} \right]^{\frac{1}{2}} - 1 = \left[ \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \quad (23)$$

onde  $\beta = (V/c)$  é a velocidade relativa em escala natural e  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  é o fator de Lorentz.

## 2.5. Profundidade óptica e o espectro

As fontes compactas em núcleos ativos de galáxias têm em sua composição um plasma, que constitui um meio condutor elétrico em que o número de partículas e íons carregados positivamente e negativamente estão presentes em número aproximadamente igual, produzidos pela ionização de um gás. Este meio possui características peculiares como um limite de temperatura determinado, uma “blindagem eletrostática esférica” denominada blindagem de Debye e uma determinada oscilação característica.

A presença de um plasma na composição de tais fontes provoca efeitos no transporte da radiação emitida, tais como a auto-absorção, a rotação do plano de polarização, e a despolarização da radiação eletromagnética.

Para descrever tais efeitos, são necessárias a definição de uma grandeza característica de um campo de radiação, a intensidade específica, e a análise de sua variação durante a propagação da radiação em meios que possuam matéria. A intensidade específica  $I_\nu(\mathbf{n})$  da radiação em um ponto do espaço, onde a energia  $dE$  está passando por uma área  $d^2\sigma$ , orientada pela normal  $\mathbf{n}$  que subtende um ângulo sólido  $d\Omega$ , é definida como:

$$I_\nu(\hat{\mathbf{n}}) \equiv \frac{dE}{d\Omega d^2\sigma \hat{\mathbf{n}} d\nu dt} \quad (24)$$



Figura 1 - Intensidade específica

Esta grandeza possui a unidade de potência dividida por esterradiano (unidade de ângulo sólido), por unidade de área, por unidade de intervalo de frequência.

Quando existe matéria ao longo da trajetória do raio eletromagnético, como por exemplo um plasma, a radiação interage com a matéria, a energia pode ser absorvida ou emitida, e desta forma a intensidade específica não será conservada. A emissividade específica  $j_\nu$  é a potência emitida por unidade de volume, por intervalo de frequência, por esterradiano [ $j_\nu = dE/(dt.dV.d\nu.d\Omega)$ ], e a diminuição da intensidade específica ao longo da trajetória da radiação depende do coeficiente de absorção linear  $\kappa_\nu$ , como mostra a ilustração abaixo, que representa um raio atravessando um elemento de volume de seção transversal  $d^2\sigma$  contendo matéria.

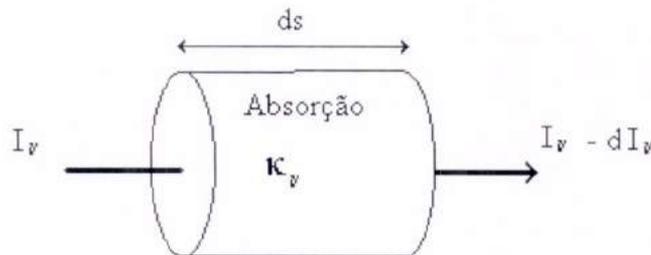


Figura 2 - Emissividade e absorção

À medida em que o raio entra no elemento de volume, a intensidade específica,  $I_\nu$ , pode ser reduzida por absorção ou processos de espalhamento de radiação, de forma que o raio emerge do elemento de volume com a intensidade específica decrementada de  $dI_\nu$ . A variação de intensidade específica depende de sua intensidade  $I_\nu$ , uma vez que o processo de absorção é uma pequena perturbação do sistema de absorção, isto é, o sistema deve estar em um estado de equilíbrio constante, com um meio de redistribuição da energia absorvida. Assim, o processo de absorção pode ser descrito pela expressão, que define o coeficiente de absorção:

$$dI_\nu = -\kappa_\nu \cdot I_\nu \cdot ds \quad (25)$$

O comportamento da intensidade específica ao longo do trajeto de um raio eletromagnético é descrito pela equação de transporte de radiação. Se o espalhamento é tão insignificante ao ponto de poder ser desprezado, que é o que ocorre na maioria dos casos aqui estudados, a equação de transferência é:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \kappa_\nu \cdot I_\nu \quad (26)$$

Esta equação admite três soluções elementares. No caso de equilíbrio térmico, por exemplo,  $I_\nu$  será constante para qualquer trajeto da radiação segundo  $I_\nu = \mu_\nu^2 B_\nu(T)$ , onde  $\mu_\nu$  é o índice de refração real, e deve, portanto, tomar a forma da função de Planck  $B_\nu(T)$ , na aproximação de Rayleigh-Jeans. Há então uma relação universal entre a emissividade e o coeficiente de absorção, conhecida como a lei de Kirchoff:

$$\frac{j_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu(T) \quad (27)$$

Há ainda soluções simples para apenas absorção e apenas emissão. Um raio com intensidade específica inicial  $I_\nu^0$  (na origem), a uma posição  $s$  da trajetória, tem:

$$I_\nu(s) = I_\nu^0 + \int j_\nu(s') ds' \quad (\text{apenas emissão}) \quad (28)$$

$$I_\nu(s) = I_\nu^0 \cdot \exp\left(-\int \kappa_\nu(s') ds'\right) \quad (\text{apenas absorção}) \quad (29)$$

Para os núcleos ativos de galáxias, fontes compactas constituídas de um plasma sincrotrônico, a intensidade específica ou brilhância de superfície das fontes é dada por uma solução geral para a auto-absorção sincrotron no plasma, em um trajeto da radiação de comprimento  $L$ :

$$I_\nu = \int_0^L j_\nu \cdot \exp\left(-\int \kappa_\nu(s') ds'\right) ds = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} (1 - e^{-\kappa_\nu \cdot L}) \quad (30)$$

O termo exponencial da equação precedente é característico em problemas de transporte de radiação, ocorrendo frequentemente, e é chamado de profundidade óptica  $\tau_\nu$ :

$$\tau_\nu(s) \equiv \int \kappa_\nu(s') ds' \quad (31)$$

Quando  $\tau_\nu \gg 1$ , a atenuação é forte e, desta forma, o meio é denominado opticamente espesso, ao passo que para  $\tau_\nu \ll 1$ , a atenuação da radiação é fraca, ou seja, o decremento da intensidade específica é pequeno, a radiação tem suas características mais preservadas (polarização e intensidade) e assim, o meio é denominado opticamente fino.

Em baixas frequências, a fonte será opticamente espessa para a radiação sincrotron. Como a fonte não pode irradiar mais eficientemente que um corpo negro, pode-se estimar um limite superior da aproximação de Rayleigh-Jeans ( $h\nu \ll k_B T$ ):

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 \cdot k_B \cdot T}{c^2} \quad (32)$$

$k_B \cdot T$  é a energia por partícula de gás emissor, energia que é equivalente a  $E = \gamma \cdot m_e \cdot c^2$ , logo:

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 \cdot (k_B \cdot T)}{c^2} = \frac{2\nu^2 \cdot (\gamma \cdot m_e \cdot c^2)}{c^2} = 2\nu^2 \cdot \gamma \cdot m_e \quad (33)$$

Lembramos que a frequência angular sincrotron da radiação significativa voltada para o observador é:

$$\omega = \frac{e \cdot B_T}{\gamma \cdot m_e} = \frac{e \cdot B \cdot \sin \psi}{\gamma \cdot m_e} = \left(\frac{e \cdot B}{m_e}\right) \cdot \frac{\sin \psi}{\gamma} = \Omega_e \cdot \frac{\sin \psi}{\gamma} \quad (34)$$

onde  $B_T$  é o campo magnético transversal (perpendicular ao observador),  $\psi$  é o ângulo de emissão (*pitch angle*) e  $\Omega_e$  é a frequência angular girosincrotron de fótons emitidos por elétrons não relativísticos. Entretanto, o fóton sincrotron é emitido em um feixe constricto a um cone de semi-ângulo muito pequeno, da ordem de  $1/\gamma$ :

$$F_{rad} = \sigma_e \cdot \frac{L}{4.\pi.r^2.c} \cdot \vec{r} \quad (77)$$

onde  $\sigma_e$  é a secção de Thomshon e  $\vec{r}$  é o versor que dá a direção radial da força. A força gravitacional exercida por uma massa central  $M$  em um par elétron-próton é:

$$F_{grav} = -G \cdot \frac{M.(m_p + m_e)}{r^2} \cdot \vec{r} \cong -G \cdot \frac{M.m_p}{r^2} \cdot \vec{r} \quad (78)$$

A força gravitacional deve ser maior ou igual à força de pressão de radiação:

$$\begin{aligned} |F_{rad}| &\leq |F_{grav}| \\ \frac{\sigma_e.L}{4.\pi.r^2.c} &\leq \frac{G.M.m_p}{r^2} \\ L &\leq \frac{4.\pi.G.c.m_p}{\sigma_e} . M \end{aligned} \quad (79)$$

$$L \leq 6,31.10^4 . M(ergs / s)$$

$$L \leq 1,26.10^{38} \cdot \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \quad (80)$$

que é o limite de Eddington. A massa de Eddington deve ser em unidades adequadas aos AGNs:

$$M_E = 8.10^5 . L_{44} . M_\odot , \quad (81)$$

em que  $L_{44}$  é a luminosidade central em unidades de  $10^{44}$  ergs/ s a qual é característica de uma galáxia Seyfert. Para uma luminosidade de quasar de  $\sim 10^{46}$  ergs/ s, um excesso de  $\sim 10^8$   $M_\odot$  é necessário. A luminosidade de Eddington, portanto, é

$$L_E = \frac{4.\pi.G.c.m_p}{\sigma_e} . M \quad (82)$$

que é a luminosidade máxima alimentada por uma acreção esférica. A massa pode também ser inferida do teorema virial, assumindo a extensão espacial  $r$ , e o campo de velocidades  $v$  de mapas de reverberação da região de linhas de emissão largas, tal que  $M \cong v^2.r / G$ .

A conversão de massa em energia, que possui uma eficiência  $\eta$ , é dada pela expressão  $E = \eta.M.c^2$  e como a taxa de energia emitida pelo núcleo é  $L = dE / dt$ , por acreção de massa, a taxa de energia fornecida é:

$$L = \frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}(\eta.M.c^2) = \eta.c^2 \cdot \frac{dM}{dt} \quad (83)$$

onde  $dM/dt$  é a taxa de acreção. A energia potencial de uma massa  $m$  a uma distância  $r$  da fonte central de massa  $M$  é  $U = G.M.m / r$ . A taxa de conversão da energia potencial do material acretado em radiação é:

$$L \approx \frac{dU}{dt} = \frac{G.M}{r} \cdot \frac{dm}{dt}$$

$$\eta \cong \frac{G}{c^2} \cdot \frac{M}{r} \quad (84)$$

$M/r$  é uma medida de compactividade, a qual é maximizada para um buraco negro, com tamanho em relação ao raio de Schwarzschild  $R_S$ :

$$R_S = \frac{2.G.M}{c^2} \cong 3.10^{21}.M_{\odot}(cm) = 10^{19}.M_{\odot}(anos - luz) \quad (85)$$

Em uma faixa de  $5.R_S$ , dentro da qual há uma alta probabilidade de estar confinado um engenho central de um quasar, a equação de conversão de energia potencial gravitacional  $U$  resulta:

$$U = \frac{G.M.m}{5.R_S} = \frac{G.M}{10 \cdot \frac{G.M}{c^2}}.m = 0,1.m.c^2$$

$$\frac{dM_E}{dt} = \frac{L_E}{\eta.c^2} \quad (86)$$

O gás precipitado deve perder momento angular na acreção em um pequeno disco, devido a sua viscosidade, em vista dos esforços de cisalhamento elementares e dos choques entre partículas do gás, o que aquece o disco de acreção. O momento angular perdido seria removido pela interação, por efeito de marés, da galáxia hospedeira com outras galáxias.

O gás que alimenta o disco de acreção é proveniente de disruptura da integridade de estrelas juntas ao núcleo, que perdem massa por forças de marés em relação ao buraco negro. A perda de gás por estrelas disruptas dissipa energia através de choques e radiação, mas conserva momento angular, o que leva à formação de um disco.

Em torno do “dínamo central” há duas zonas de gás ionizado, uma menor e mais próxima do núcleo, apresentando velocidades de até 10000 km/s e que produz linhas de emissão largas, e outra, repleta de nuvens que possuem movimentos menos rápidos, é mais extensa, onde linhas de emissão estreitas são geradas. Entre estas zonas existe o anel de poeira, espesso e relativamente pequeno.

De acordo com o ponto de vista, verificamos as características correspondentes a cada um dos AGNs. Quando um destes objetos é visto lateralmente, o anel de poeira bloqueia a visão da região de linhas largas da fonte central, de forma que vêm-se linhas estreitas, jatos e lóbulos em rádio, o que caracteriza uma galáxia Seyfert de linhas estreitas. Se observada na direção próxima ao eixo polar, a fonte de radiação contínua central pode ser identificada, bem como a região de linhas largas, algumas regiões de linhas estreitas, e talvez jatos, o que pode caracterizar um quasar ou um Seyfert com predominância de linhas largas. Nos precedentes casos, o anel de poeira pode absorver fótons ultravioleta-ópticos e reemitir em infravermelho.

Observando junto a ou na direção do eixo dos jatos, vêm-se velocidades maiores que a da luz e um ponto central de emissão concentrado, caracterizando um BL Lac ou quasar superluminal. Vê-se através de um dos lóbulos, e o outro fica em oposição ao sentido do observador, e desta forma não se consegue discriminá-los, vendo-se, eventualmente, apenas um tênue halo em torno da fonte central. O disco de acreção pode ser identificado em raios-x.

Assim, o modelo genérico unificado explica muitos aspectos dos AGNs e quasares, sendo os mesmos, similares, porém vistos de ângulos diferentes.

### 3. Tratamento experimental analítico: descrição equipamentos, técnicas observacionais e análise das fontes

#### 3.1. Equipamento utilizado e técnica observacional

O objetivo experimental em proposta seria a utilização do radiotelescópio Itapetinga para observação de AGNs, porém apenas os dados coletados para a análise de Centaurus A, OV236 e 3C273, adquiridos em trabalhos passados, são provenientes do Itapetinga, contudo, da mesma forma, a compreensão do equipamento se fez importante.

O radio-observatório de Itapetinga possui receptores nas frequências de 22, 30, 43, e 90 GHz sendo as frequências de 22 e 43 GHz as mais utilizadas, principalmente para observações solares.

O radiotelescópio, que tem um prato parabólico refletor de 13,7m de diâmetro com desenho Cassegrain e montagem altazimutal, encontra-se no interior de uma redoma de 22 metros de diâmetro de plástico que reduz o desgaste da antena pela ação do tempo e facilita a estabilidade de apontamento, evitando as deformações devido à variações de temperatura.

As cornetas utilizadas de 22 e 43 GHz são retangulares e sensíveis à componente vertical do vetor E (campo elétrico) e suas larguras à meia potência são 4,2' e 2,1' em 22 e 43 GHz respectivamente. Os receptores têm 1 GHz de banda lateral dupla e temperatura de sistema da ordem de 700K, características tais que possibilitam a detecção de radiofontes com densidade de fluxo de 1 a 25Jy, em duas horas de observação.

A técnica utilizada é a de varreduras ("scan"), pela qual varre-se a radiofonte com o feixe da antena, de modo que cada *scan* tem a duração de 20s, tempo este em que integra-se sobre a fonte por volta de 6s. O restante do tempo é utilizado para frear a antena e obter medidas do céu em torno da fonte.

O método visado é o *Total Power*, pelo qual mede-se a potência total de ruído da fonte e do receptor, cujos amplificadores tem resposta linear. Para se obter uma determinação precisa da temperatura de antena correspondente à radiofonte, é necessário fazer uma calibração, utilizando-se uma carga (LOAD), um tubo de ruído (NT) ou uma fonte de ruído (NS). Os dados são analisados com o programa DRAWSPEC, que fornece a temperatura máxima de antena, o feixe da antena e outros dados, fazendo-se ajustes da linha de base, polinômios e gaussianas. Os dados recebidos pelo radiotelescópio são convertidos por outro programa para o formato DRAWSPEC antes de serem analisados.

##### 3.1.1. Diagrama em blocos do receptor

O primeiro estágio na detecção é um dispositivo que irá coletar a energia refletida pela parábola da antena, sendo constituído de um guia de onda que tem forma de uma pirâmide, a "corneta" (1). Na seqüência há o amplificador de radiofrequência (2) com baixo ganho, amplificando aproximadamente dez vezes o sinal. Em seguida há o misturador (3), que faz o produto entre o sinal de radiofrequência com o do oscilador local (4), produzindo uma frequência intermediária (FI) mais baixa. Entre o misturador e o oscilador local existe um atenuador (5). Acoplado ao misturador há um pré-amplificador de 30dB e no estágio seguinte existe um atenuador (7) que isola o amplificador de FI (8) do pré-amplificador (6), cuja função principal é acertar a faixa de trabalho do detector quadrático. Um outro amplificador de ganho de 60dB também fornece um nível de sinal adequado para o detector quadrático (9). A partir deste estágio o sinal já apresenta uma tensão de ordem de grandeza que pode ser medida. O amplificador (10) de 40dB de ganho que tem baixo nível de ruído, com banda passante de alguns KHz, precede o estágio (11) em que subtrai-se a voltagem correspondente ao sistema, e em seguida aumenta-se o ganho de 40dB (12), obtendo-se um nível tensão correspondente ao sinal da fonte, que pode ser integrado através de um filtro cujo efeito pode ser obtido por um integrador com constante de tempo de 50ms. Por fim há o sistema de aquisição de dados (13) e o sinal de referência (14) que pode ser uma carga (*load*) à temperatura ambiente como um tubo de ruído (*noise tube*) ou uma fonte de ruído (*noise source*) de temperatura conhecida.

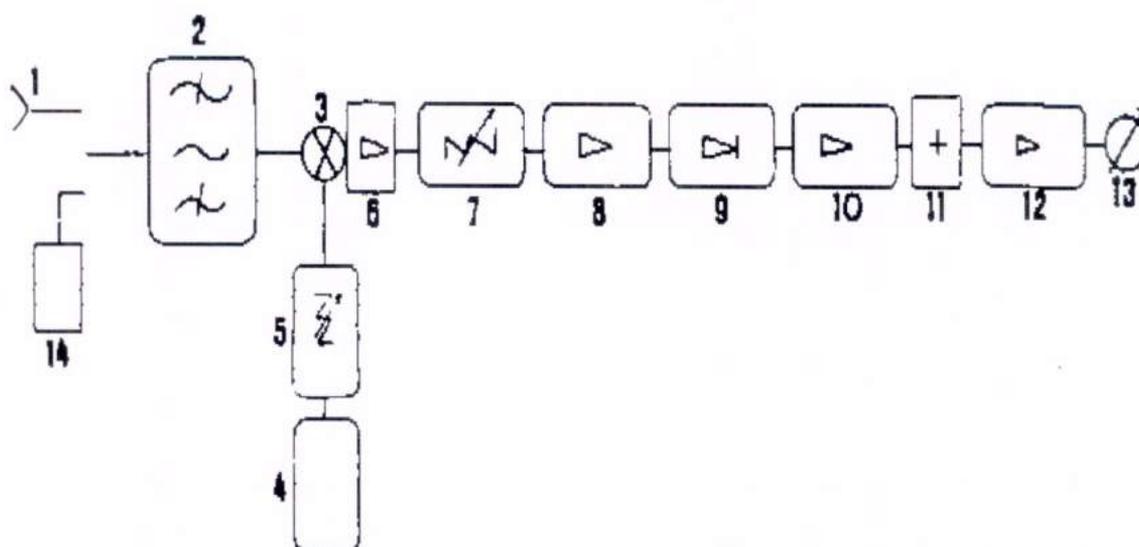


Figura 4 - Diagrama em blocos do receptor.

## 3.2. Radiofontes estudadas

### 3.2.1. Centaurus A

Centaurus A constitui uma radiogaláxia distante de nosso planeta da ordem de 4 à 5Mpc (galáxia ativa mais próxima de nós), possuindo um formato elíptico dado, segundo a classificação de Hubble, pelo tipo E0. Centaurus A apresenta um núcleo compacto que emite vastamente em todo espectro eletromagnético (Price e Stull, 1973; Wade et al., 1971 e Cooper et al., 1965) e mostra um jato que evidencia diversos nós (no mínimo sete vistos em raio-x). Esta radiofonte tem variabilidade em muitos dos comprimentos de onda, desde os raios  $\gamma$ , raios-x, infravermelho, até o rádio. Em infravermelho, em que a quantidade energia liberada é das maiores em todo o espectro, o comportamento é o mesmo dos demais comprimentos de onda, apresentando períodos de alta atividade e de baixa atividade correspondendo às mesmas épocas dos eventos em rádio e raios-x. As variabilidades observadas em rádio e raio-x possuem ordens de grandezas de horas e até anos, o que mostra grandes diversidades nas estruturas formadas na fonte e suas propriedades.

As observações em rádio em 22 e 43GHz obtidas no Itapetinga (Botti e Abraham, 1993), bem como as observações feitas em raios-x por Terrell (1986) indicam dois tipos de comportamento na atividade da fonte: períodos de baixa atividade que denotam flutuações quase periódicas na intensidade, flutuações estas com períodos da ordem de poucos meses; e períodos de alta atividade, apresentando flutuações muito menos definidas, que em rádio apresentam divergências para 22 GHz e 43 GHz, de forma que as flutuações encontradas em 43GHz têm amplitude maior que as observadas em 22GHz. Um caráter muito interessante é o comportamento similar no quasar 3C273, que Botti e Abraham (1991) encontraram, notando-se uma correlação entre os dados em raio-x e rádio. Um outro aspecto conclusivo importante, é o caráter de o índice espectral entre 22 e 43GHz variar em meses, comportamento tal típico de fontes sincrotrônicas que são inicialmente opticamente espessas em uma frequência e que se tornam de forma gradual opticamente finas à medida em que esta fonte se expande como ocorre com os quasares.

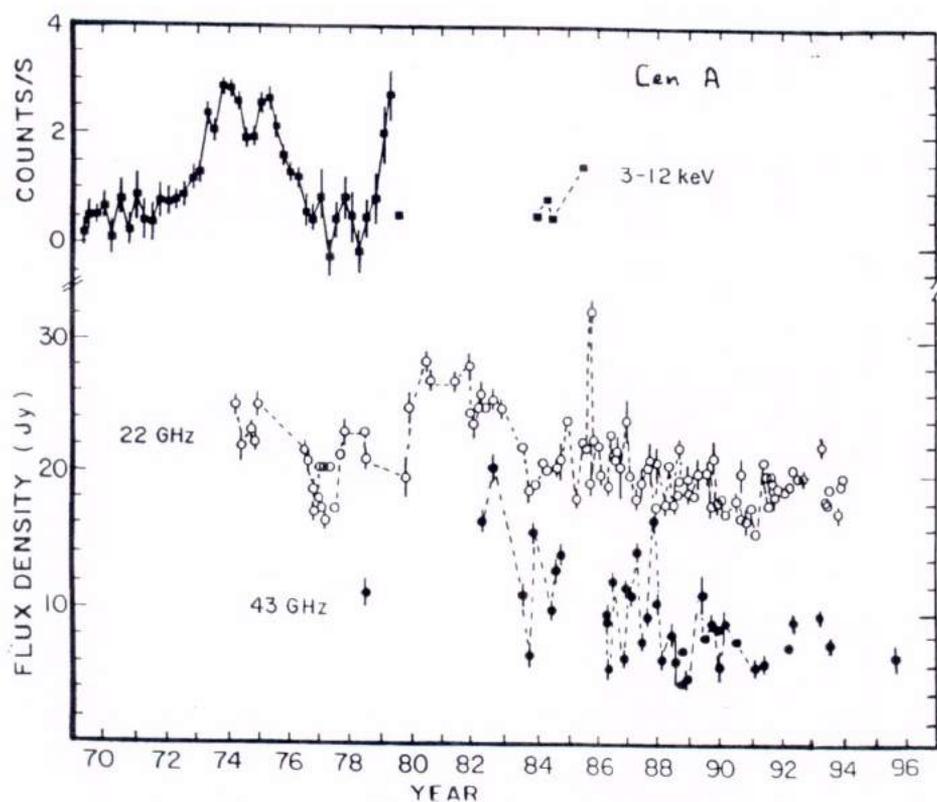


Figura 5 - Comportamento de Centaurus A em 22, 43GHz e raios-x.

### 3.2.2. BL Lac

BL Lac é uma das fontes superluminais estudadas que exibem dos maiores movimentos próprios conhecidos, de forma que em apenas um ano, um nó se move aproximadamente 1 mas no céu. Possui uma estrutura fundamental dominante que possui movimento relativístico, e apresentando um *redshift* de  $z=0,0695$  (Miller, French & Hawley – 1978), possui uma velocidade aparente correspondente a  $3,2 c/h$  para uma constante de Hubble de  $H_0=100 \text{ km.s}^{-2}.\text{Mpc}^{-1}$  e  $q_0=0,5$ .

O BL Lac quase não apresenta linhas de emissão ou de absorção, porém grandes variabilidades (variações de 10 a 50% em luminosidade) e de curtos períodos (ordem de dias) são verificadas, o que sugere um estrutura bem compacta (da ordem de dezenas de dias-luz). Aspectos de absorção no espectro bem fracos, identificados com instrumentos muito sensíveis e grande tempo de integração, mostram a existência de um tênue halo em torno da fonte compacta, com velocidades condizentes com  $21000 \text{ km/s}$ , às quais correspondem uma distância de  $1400 \text{ Mly}$  (mega anos-luz).

No movimento de expansão as propriedades observadas são bastante dependentes da orientação dos jatos em relação à linha de visada. Mutel et al. (1990) usando dados de VLBI interpretou o movimento das componentes como frentes propagantes de choque no jato com a velocidade um pouco maior que a do fluxo principal ( $\gamma \sim 4$ ), e deduziu um ângulo necessariamente maior ou igual a  $19^\circ$  para justificar os limites geométricos dados pelo tamanho das componentes de VLBI observadas. Para explicar a forma das curvas de luz dos fluxos total e do fluxo polarizado, Hughes, Aller, & Aller (1989) determinaram um ângulo similar.

E para reduzir a porcentagem de polarização da explosão (*outburst*), um fluxo com o fator de Lorentz  $\gamma \sim 6$  foi proposto com um ângulo de visão de aproximadamente  $38^\circ$ .

O movimento das componentes superluminais é, na maioria das vezes, retilíneo, com um ângulo de posição (A.P.) variando de  $190^\circ$  a  $200^\circ$  (Mutel et al. 1990; Mutel, Denn & Dryer 1994). Na verdade, as primeiras componentes de VLBI S1, S2, e S3, segundo Mutel et al. (1990), têm um A.P. por volta de  $190^\circ$ , ao passo que componentes mais recentes de VLBI (S5 e S6) tem um A.P. de aproximadamente  $200^\circ$ . Este desvio observado da orientação do jato levou a suposição de uma precessão do dínamo central sob influência de uma companheira massiva, de forma que o eixo de giro do movimento expansivo geral, onde os choques se propagam, muda com o tempo. Aller, Hughes, & Aller (1994), para os mesmos períodos, notaram um desvio coerente de  $10^\circ$  do ângulo de polarização.

O BL Lac possui um fluxo médio de 3 a 4Jy, apresenta uma periodidade de aproximadamente 1 ano e 4 meses até o início de 1995, quando sua densidade de fluxo começa a aumentar até atingir 5.7Jy e nos anos seguintes seu comportamento se torna não definido.

Outro fato importante a ser considerado é que, pode-se constatar a relação estrita existente entre a expansão de componentes superluminais (inomogeneidades) resolvidas por VLBI nas radiofontes compactas e as explosões (outbursts) verificadas nas curvas de luz do BL Lac. Reunindo componentes descritas por Mutel et al. – 1990 (S1 a S6) e Tateyama et al. – 1998 (C1 a C3) , e tomando-se separações resolvidas destes nós (knots) em relação ao núcleo (core), verificou-se para o BL Lac, o afastamento uniforme das componentes superluminais a partir de instantes iniciais em sincronia com os picos das curvas de luz em 4.8; 8.0 e 14.5 GHz, exceto para a S4, que permanece quase estática e sofre uma repentina aceleração (~1985) inexplicável em um dado período de quiescência da fonte. As figuras a seguir mostram as evoluções temporais do BL Lac em 88; 142; 4,8; 8,0 e 14,5 GHz.

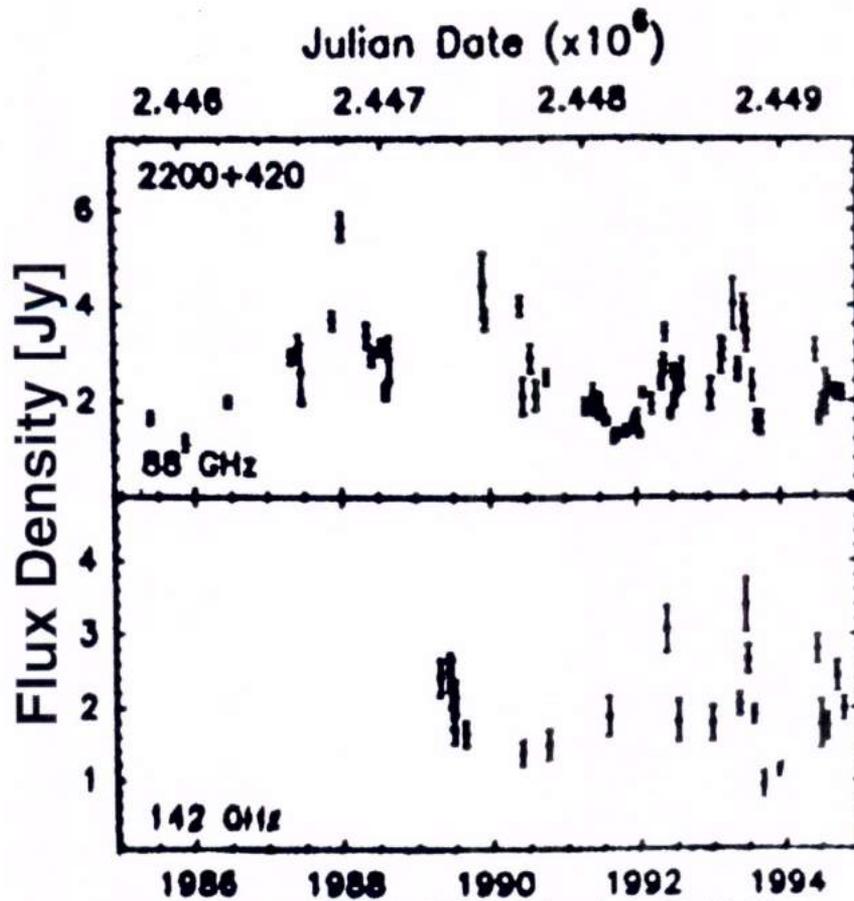


Figura 6 - Comportamento do BL Lac nas frequências 88, 142 GHz.

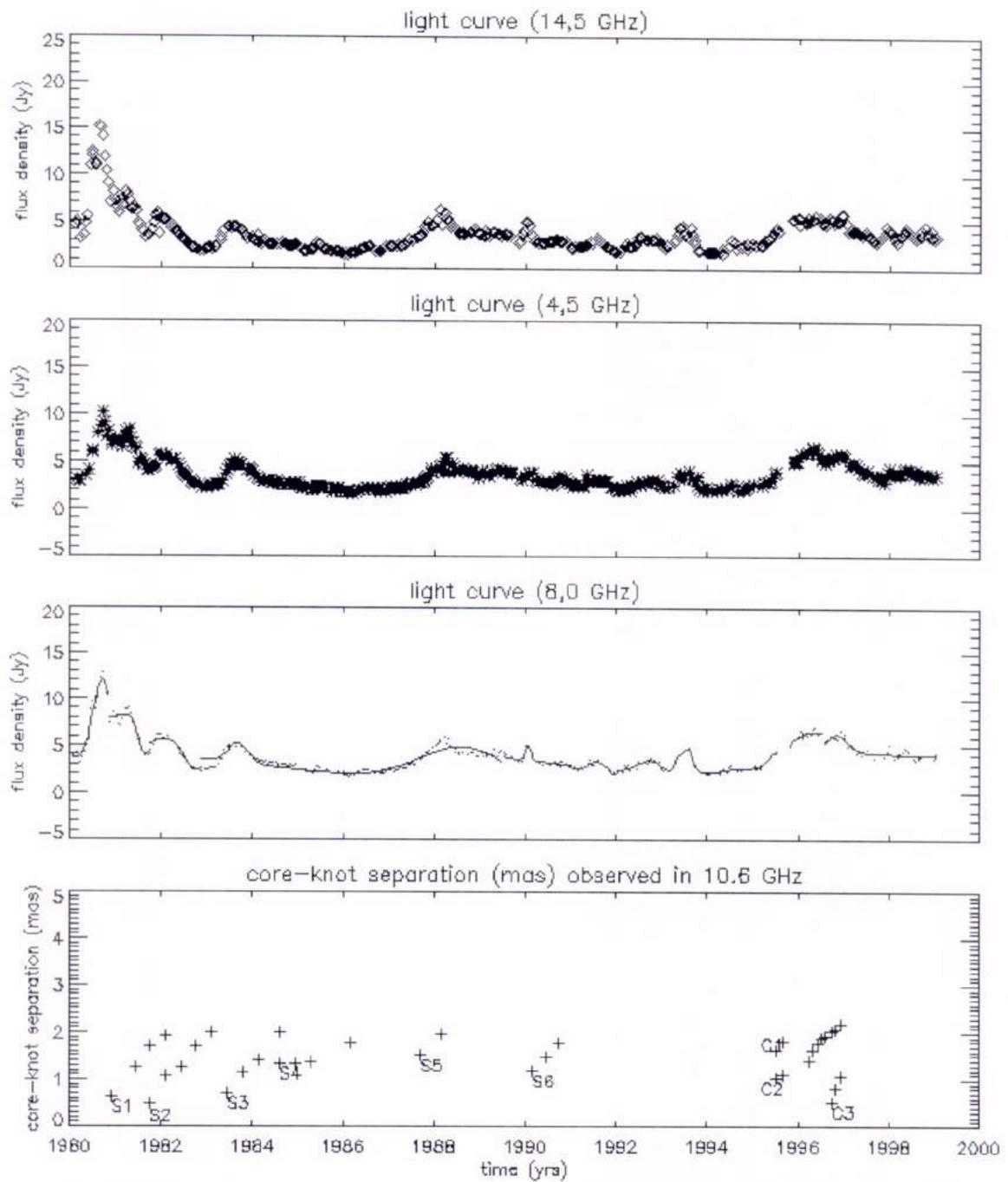


Figura 7 - Relação entre as curvas de luz do BL Lac em 4.8, 8.0 e 14.5 GHz e a separação das componentes resolvidas em VLBI em relação ao núcleo compacto do BL Lac.

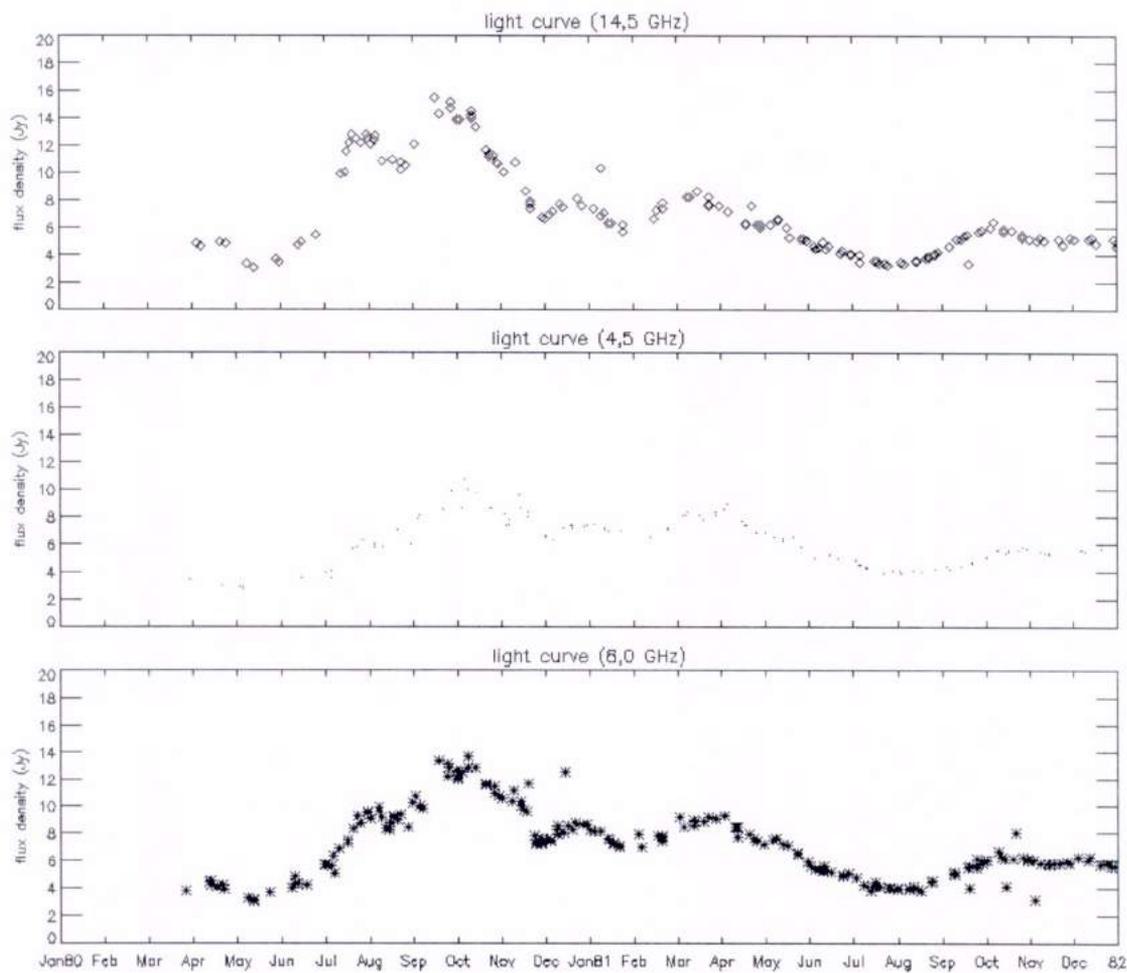


Figura 8 - Curvas de luz do BL Lac em 4.5, 8.0 e 14.5 GHz no período de maior atividade desde 1980 (1980-1982).

### 3.2.3. OJ287

A princípio identificado por Sillanpää et al. (1988) como um suposto candidato a um sistema binário de buracos negros, em vista de um padrão observado no tempo de duração das explosões na análise geral do histórico de sua curva óptica, o OJ287 possuía, importantemente para o esclarecimento de sua natureza, informação fotográfica do brilho, similar ao de um quasar, desde a sua primeira identificação. Através de tais informações pode-se prever explosões, possibilitando observar melhor sua curva de luz com o intuito de tentar construir um modelo melhor detalhado e completo, de forma a transcender a concepção geral das passagens pericêntricas do buraco negro companheiro que causavam o aumento da atividade no disco do buraco negro maior (Sillanpää, 1988).

Um aumento rápido de brilho peculiar que pode durar uma noite caracteriza bem o OJ287, porém existem maiores explosões que dobram o brilho do quasar pelo período de 0,1 ano. Uma das maiores explosões já registradas foi observada no início de 1973 durante a grande atividade explosiva de 1971 - 1974. Outros dois eventos similares foram vistos no período de 1983 - 1986, o que pode ser verificado nas figuras 9 e 10 a seguir. As explosões podem ocorrer, em geral, às vezes antes e às vezes depois do previsto, apresentando erro de até um ano, o que é problemático para um modelo binário, que é um sistema periódico bem definido, a não ser que se reconheça a existência de aumentos de brilho que ocorram fora dos períodos de explosões.

O OJ287 apresenta uma variação de fluxo com período de aproximadamente 11 meses, sua densidade de fluxo média é de aproximadamente 5 Jy e um de seus grandes picos foi da ordem de 10 Jy em Junho de 1985. A partir de 1991, a densidade de fluxo atinge 6 Jy e em seguida a média cai para 2 Jy, a intensidade de seus eventos diminui significativamente e seu período apresenta-se constante.

OJ287

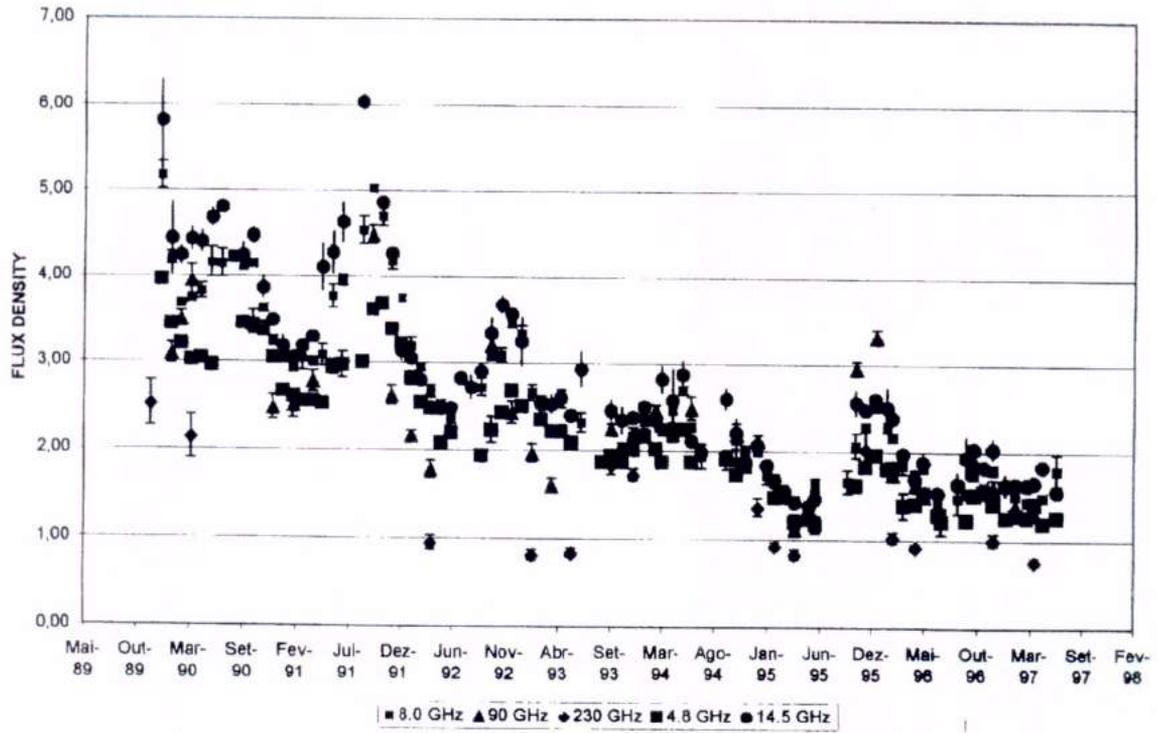


Figura 9 - Comportamento de OJ287 nas frequências 8.0 , 90, 230, 4.8, 14.5 GHz.

OJ287

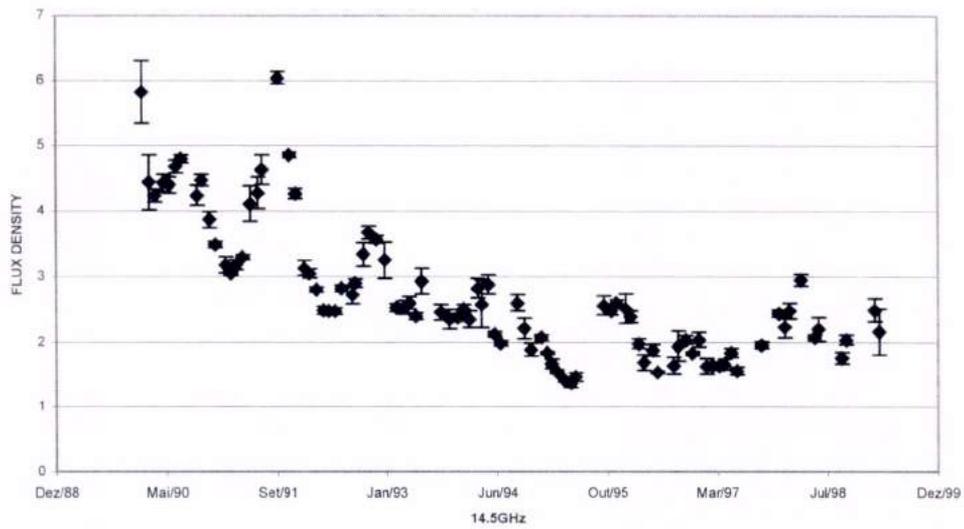


Figura 10

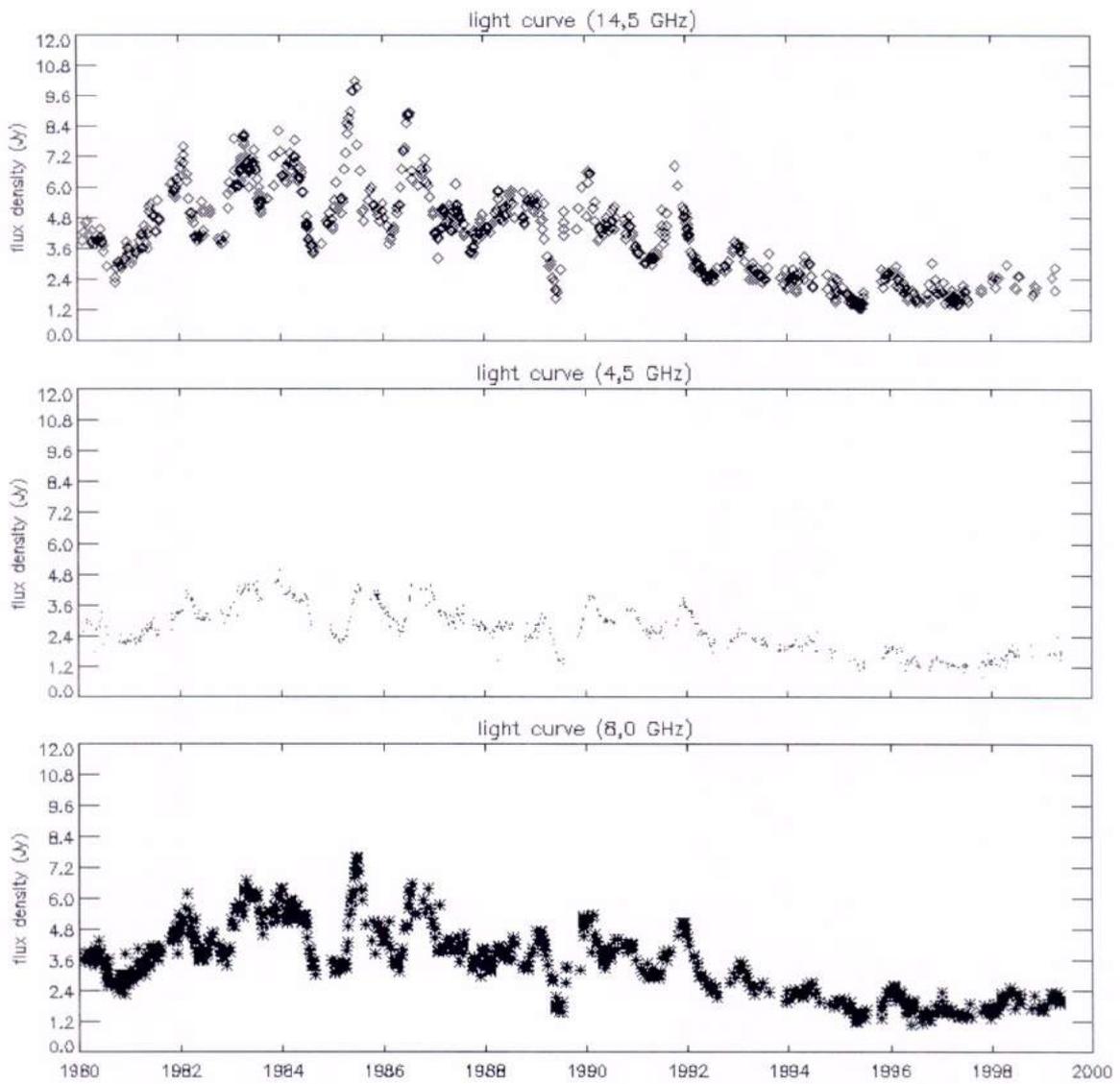


Figura 11 - Comparação entre as curvas de luz do OJ287 nas frequências 4.5, 8.0 e 14.5 GHz.

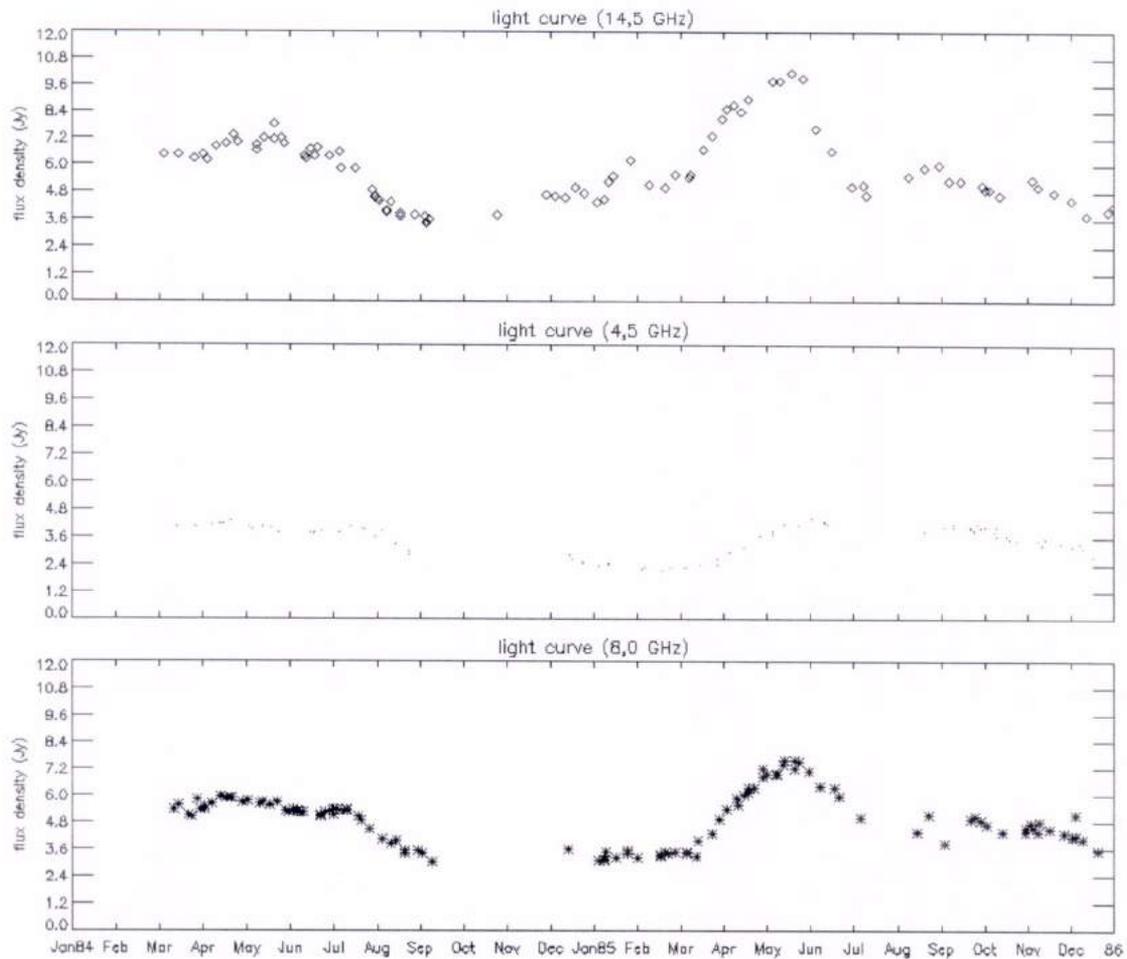


Figura 12 - Curvas de luz do OJ287 durante os grandes picos do período de 1984-86.

### 3.2.4. OV236

OV236 é um quasar altamente polarizado que possui uma grande variabilidade óptica, com desvio para o vermelho de  $z=0.352$  (Pica et al., 1988) e constitui uma das mais intensas radiofontes observáveis.

Nas primeiras utilizações do VLBI, na frequência de 2.3 GHz, o OV236 foi observado por Preston et al. (1989), verificando-se que esta radiofonte é constituída de uma componente alongada de cerca de 5 mas, com ângulo de posição de aproximadamente  $25^\circ$  e densidade de fluxo média de 6,6 Jy.

As novas observações em VLBI à 4.8 GHz abaixo apresentadas, mostram que esta compacta radiofonte é dominada por uma componente não-resolvida e uma estrutura de jato a um ângulo de posição de aproximadamente  $25^\circ$ , de acordo com os resultados de Preston et al. (1989).

OV236 não pode ser resolvido em VLA nas frequências 1.2 e 5 GHz, como observado por Pater, Schloerb e Johnston (1985) e Perley (1982), deste modo não foi possível realizar comparações entre as escalas de milíarcsegundo e arcsegundo para esta estrutura.

A fonte como um todo possui alta densidade de fluxo, com média de 18Jy, apresenta um período de cerca de 1 ano e 4 meses, mostra uma densidade de fluxo máxima de 25Jy, atingida em 1994, e sugere uma diminuição de fluxo médio a partir do final de 1995, como pode ser verificado nas figuras 13 e 14 a seguir.

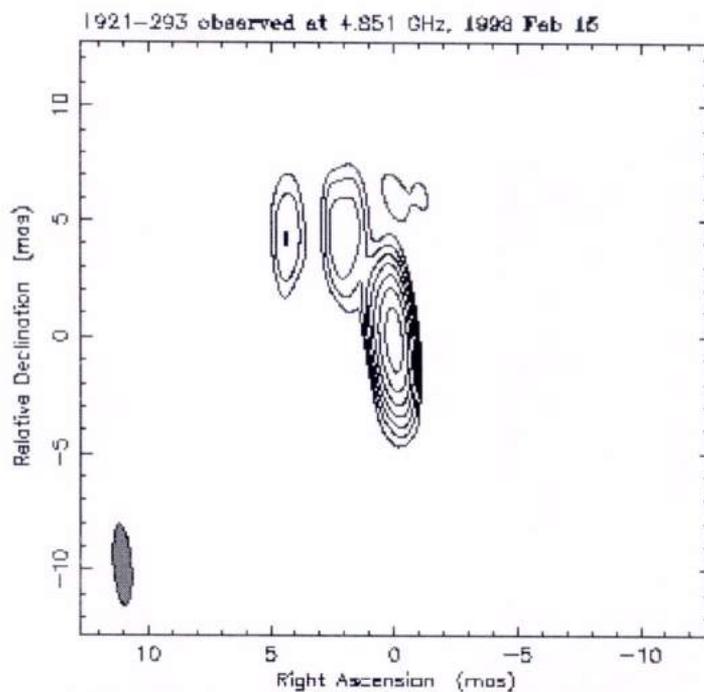


Figura 13 - Observação de OV236 em VLBI a 4.8GHz.

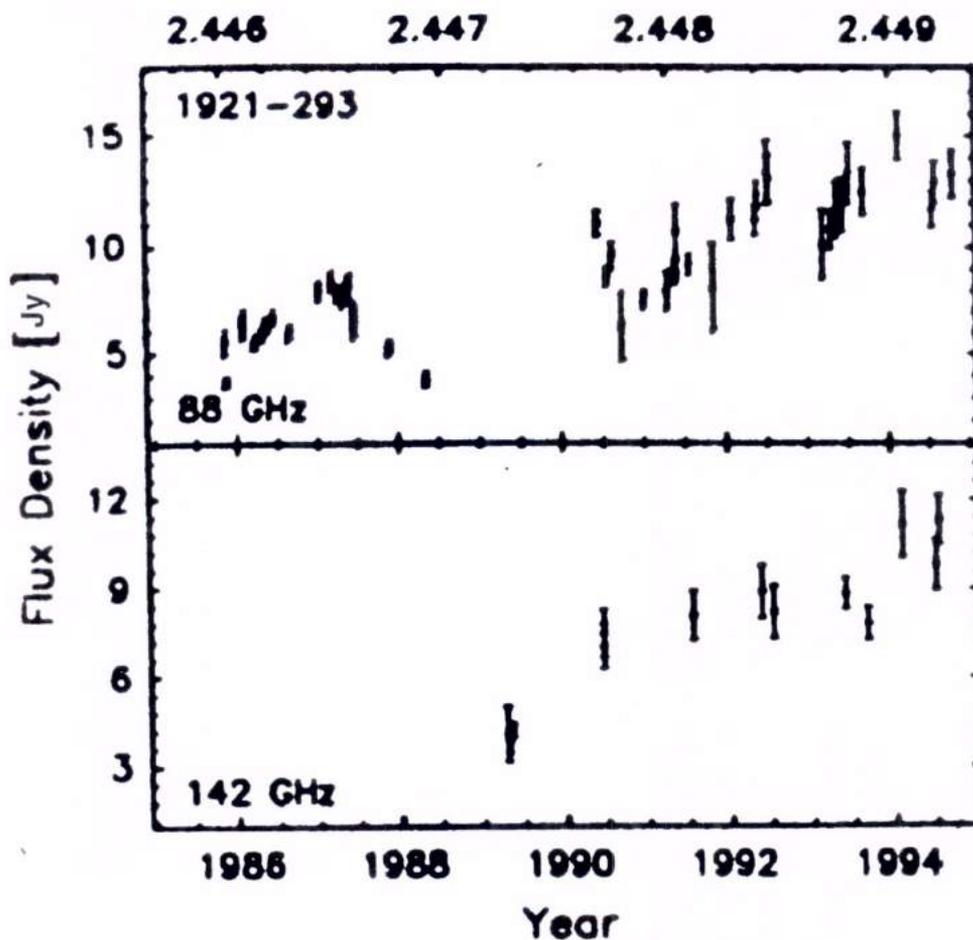


Figura 14 - Comportamento de OV236 nas frequências 88, 142 GHz.

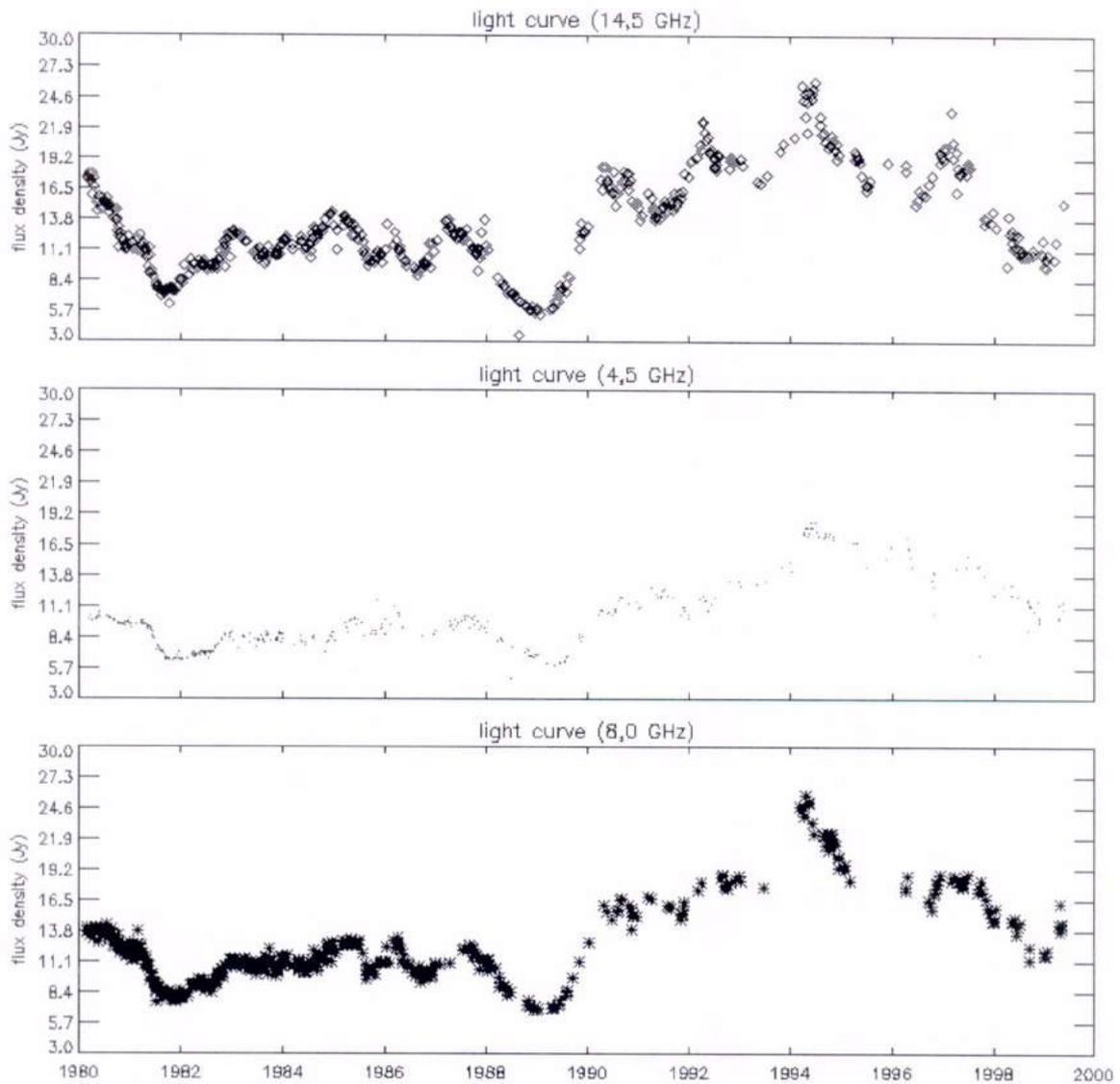


Figura 15 - Comparação das curvas de luz do OV236 nas frequências 4.5, 8.0 e 14.5 GHz.

## 4. Descrição geral e aplicação às fontes de modelos de variabilidade

### 4.1. Visão geral dos modelos de variabilidade

Existem inúmeros modelos que objetivam explicar a variabilidade de radiofontes compactas, dentre os quais, os mais notáveis são descritos a seguir.

O primeiro tipo de modelo importante que foi desenvolvido partiu de uma tentativa de explicação do espectro dos quasares a partir da reabsorção sincrotrônica, em que se pôde estimar as dimensões angulares das fontes a partir da frequência do máximo de emissão ( $\nu_m$ ), densidade de fluxo ( $S_\nu$ ) e do índice espectral ( $\alpha$ ), e fraca dependência do campo magnético ( $B$ ), a partir da expressão de Sligh, 1963, para a estimativa da frequência de máxima densidade de fluxo:

$$\nu_m = 1,2 \cdot \left[ \frac{S_{\nu_2}}{\theta^2} \cdot \nu_2^\alpha \cdot 10^{33} \right] \cdot \frac{1}{\alpha + 2,5} \cdot B^{\frac{1}{2\alpha+5}} (1+z)^{(2\alpha+5)^{-1}} \quad (87)$$

onde  $\theta$  é o tamanho angular da fonte na frequência  $\nu > \nu_m$ . Para  $\nu < \nu_m$ ,  $S_\nu \propto \nu^{5/2}$ , que é o comportamento natural do espectro para a condição opticamente espessa. Para fontes com  $\alpha(\nu > \nu_m)$  pequeno (da ordem de 0,1), como boa parte dos AGNs e quasares, as dimensões angulares inferidas são de aproximadamente  $5 \times 10^{-3}$  “ (segundos de arco).

A este modelo foram atribuídas características importantes que possibilitaram o cálculo aproximado de algumas grandezas significativas das fontes estudadas (Shklovsky, 1965; Pauliny-Toth e Kellermann, 1966, 1968; e Kellermann e Pauliny-Toth, 1967). Esta classe de modelos baseava-se em nuvens esféricas, uniformes, de raio  $r(t)$  e magnetizadas, de partículas relativísticas, partículas tais (elétrons, em maioria) que eram ejetadas de regiões pequenas (núcleos galácticos) e opticamente espessas a princípio, e que tornavam-se opticamente finas à medida em que as nuvens se expandiam a uma taxa  $dr/dt$ , ao passo que a densidade de partículas relativísticas diminuía e ocorria o esfriamento adiabático das nuvens. A densidade de fluxo crescia com a frequência no estágio inicial de expansão, opticamente espesso, e decrescia com a frequência em estágios posteriores, opticamente finos; o campo magnético decrescia com o tempo de expansão; a potência de emissão em rádio diminuía com o tempo; e os elétrons no interior das nuvens possuíam uma distribuição isotrópica de velocidades e distribuição de energia  $N(E) dE \propto E^{-s} dE$  dentro de uma faixa de energia considerada  $E_1(t) \leq E \leq E_2(t)$ .

Em tais modelos a densidade de fluxo para a região opticamente espessa do espectro ( $\nu < \nu_m$ ) é:

$$S_\nu \propto B^{-\frac{1}{2}} \cdot \theta^2 \cdot \nu^{\frac{5}{2}} \quad (88)$$

A densidade de fluxo para a região opticamente fina do espectro ( $\nu > \nu_m$ ) é:

$$S_\nu \propto B^{\frac{(s+1)}{2}} \cdot \theta^3 \cdot \nu^{-\frac{(s-1)}{2}} \quad (89)$$

onde  $S_\nu$  é a densidade de fluxo,  $\nu$  é a frequência,  $\theta$  é o tamanho angular,  $B$  é o campo magnético e  $s$  é o índice espectral de energia dos elétrons emissores. A frequência em que a densidade de fluxo máxima ocorre é:

$$\nu_m \propto B^{\frac{1}{5}} \cdot (S_m)^{\frac{2}{5}} \cdot \theta^{-\frac{4}{5}} \quad (90)$$

As relações do campo magnético, da energia e do tamanho angular da fonte, com o raio relativo da fonte em expansão,  $r/r_0$  são:

$$B \propto B_0 \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2} \quad (91)$$

$$E \propto E_0 \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-1} \quad (92)$$

$$\theta \propto \theta_0 \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^1 \quad (93)$$

tal que  $r_0$  é o raio da fonte no início da expansão,  $B_0$  é o campo magnético,  $E_0$  é a energia e  $\theta_0$  é o tamanho angular no início da expansão. Desta forma, é possível escrever as relações da densidade de fluxo com o raio relativo da fonte ( $r/r_0$ ) e com o tempo relativo ( $t/t_0$ ), respectivamente, para as regiões opticamente espessas e finas do espectro:

$$S\left(\nu, \frac{r}{r_0}\right) = S_0(\nu) \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^3 \quad (\nu < \nu_m) \quad (94)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{s_T}{s_L} = \frac{c.t}{\gamma.c.t} = \frac{1}{\gamma} \Rightarrow \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{no referencial da fonte}) \quad (35)$$

onde  $s_T$  é comprimento transversal em relação ao elétron emissor, percorrido pelo fóton emitido, e  $s_L$  é o comprimento longitudinal ao elétron emissor, percorrido pelo fóton emitido. O comprimento longitudinal é dilatado no referencial da fonte devido à simultaneidade de eventos admitida no referencial do observador – se o comprimento fosse considerado no referencial do observador (repouso), assumindo a simultaneidade de eventos na fonte, o mesmo estaria submetido à usual contração de Lorentz-Fitzgerald.

Desta forma, para  $1/\gamma \ll 1$ , que é o que ocorre para elétrons relativísticos, o observador apenas recebe a radiação quando o cone do feixe do fóton síncrotron cruza a linha de visada e portanto o que se observa é uma pequena parcela da radiação, resultante da probabilidade do cone estar cruzando a linha de visada. Além disso, existe uma diferença entre a frequência de emissão e a frequência observada, devido a diferença entre os instantes de emissão e de observação, que deve ser assim corrigida:

$$t_{em} = \left(1 - \frac{V}{c}\right) t_{obs} \Rightarrow T_{em} \cong \frac{1}{\gamma^2} T_{obs} \Rightarrow \nu_{em} = \gamma^2 \nu_{obs} \quad (36)$$

Portanto a frequência síncrotron no referencial da fonte deve ser corrigida, de (35) e (36), por dois fatores,  $\gamma$  e  $\gamma^2$ :

$$\omega = 2.\pi.\nu = K.\Omega_e \cdot \frac{\operatorname{sen} \psi}{\gamma} \propto \left(\frac{1}{\gamma}\right) \cdot (\gamma^2) \Omega_e \cdot \frac{\operatorname{sen} \psi}{\gamma} \Rightarrow \nu \propto \left(\frac{\Omega_e \cdot \operatorname{sen} \psi}{2.\pi}\right) \cdot \gamma^2 \therefore \nu \propto \gamma^2$$

$$\therefore \gamma \propto \nu^{\frac{1}{2}} \quad (37)$$

Como, das equações (33) e (37),  $I_\nu = 2.\nu^2.\gamma.m_e$  e  $\gamma \propto \nu^{1/2}$ , tem-se:

$$I_\nu = 2.\nu^2.\gamma.m_e \Rightarrow I_\nu \propto (2.m_e).\nu^2.\nu^{\frac{1}{2}} \Rightarrow I_\nu \propto \nu^{\frac{5}{2}} \quad (38)$$

Isto explica a lei de potência do espectro na parte opticamente espessa (frequências mais baixas que a frequência de *turnover* ou de máximo fluxo), já que

$$S_\nu = F_\nu = \int I_\nu \cdot \hat{n} \cdot d\Omega \Rightarrow S_\nu \propto \nu^{\frac{5}{2}} \quad (39)$$

Mas quando a profundidade óptica é  $\tau_\nu = \kappa_\nu.L \gg 1$ , a solução da equação de transporte de radiação fica:

$$I_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} (1 - e^{-\kappa_\nu.L}) = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \Rightarrow \kappa_\nu \cong j_\nu \cdot I_\nu^{-1} \therefore \kappa_\nu \propto j_\nu \cdot \nu^{-\frac{5}{2}} \quad (40)$$

A profundidade óptica pode ser arbitrariamente grande em qualquer frequência, para um dado coeficiente de absorção  $\kappa_\nu$ , se  $L$  é suficientemente grande, e uma vez que  $\kappa_\nu$  é uma propriedade local do meio, não pode depender de  $L$ , logo a equação  $\kappa_\nu \propto j_\nu \cdot \nu^{-5/2}$  é válida para todas as frequências.

Para uma distribuição de energia de elétrons, segundo uma lei de potência, pode-se escrever  $j_\nu = j_0 \cdot (\nu/\nu_0)^{-\alpha}$  e portanto,  $\kappa_\nu.L = (\nu/\nu_1)^{-(\alpha+5/2)}$ , logo:

$$I_\nu = I_0 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_0}\right)^{-\alpha} \cdot \left(\frac{\nu}{\nu_1}\right)^{\frac{\alpha}{2}} \cdot \left\{ 1 - \exp\left[-\left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^{\alpha+\frac{5}{2}}\right] \right\} \quad (41)$$

em que  $I_0$  ( $= j_0 \cdot L$ ) é a intensidade específica ou brilhância superficial medida na frequência  $\nu_0$ , onde a profundidade óptica é desprezível, e  $\nu_1$  é a frequência onde o espectro de baixas frequências (abaixo da frequência de *turnover*) e o espectro de altas frequências (acima da frequência de *turnover*) assintoticamente se interceptam, devendo-se lembrar que  $\nu_1$  não necessariamente é a frequência de *turnover*. Esta expressão acima delinea um perfil espectral bastante inclinado nas imediações da frequência de máxima intensidade (*turnover*).

## 2.6. A emissão devida ao efeito Compton inverso e a catástrofe Compton

Existem muitos efeitos em interações de radiação com partículas que só podem ser bem explicados usando o comportamento corpuscular (fótons) da luz. Um desses efeitos é o efeito Compton, proposto por A. H. Compton (1923), que estudou o espalhamento de raio-X em materiais. Em seus experimentos, ele mostrou que a luz espalhada tinha uma frequência mais baixa do que a incidente, indicando com isto uma perda de energia no processo de espalhamento, fenômeno este que não pôde ser explicado usando a luz como um fenômeno ondulatório. Compton explicou este fenômeno ao estudar a colisão de fótons com elétrons, aplicando as leis de conservação de energia e momento, de tal forma que um fóton com uma determinada energia (frequência), ao chocar-se com um elétron, perde energia, resultando em um fóton espalhado com uma frequência menor.

No processo inverso, chamado Compton inverso, o que ocorre é que elétrons com grandes energias, chocando-se com fótons, fornecem energia aos mesmos, de tal forma que os fótons espalhados pela colisão exibem maior frequência.

Os elétrons ultra-relativísticos em uma fonte síncrotron também espalham fótons pelo processo Compton inverso. Uma vez que a energia de um fóton, no referencial de repouso de um elétron, não é comparável à energia de massa de repouso do elétron, o espalhamento pode ser considerado como um espalhamento Thomson no referencial de repouso do elétron. Para elétrons de energia  $\gamma \cdot m_e \cdot c^2$  no referencial do observador, fótons espalhados de frequência  $\nu_s$ , provenientes de um campo de radiação isotrópico com densidade de energia  $u'_{rad}(\nu_s)$ , a frequência média dos fótons espalhados será  $\approx (4/3) \cdot \gamma^2 \nu_s$  e a potência perdida por um elétron será de

$$P_{diss} \approx \int \frac{4}{3} \gamma^2 \cdot u'_{rad}(\nu_s) \cdot c \cdot \sigma_T \cdot d\nu_s \quad (42)$$

Tais resultados podem ser comparados com as expressões inferidas para a emissão síncrotron em um campo magnético de frequência giro-síncrotron  $\Omega_e = e \cdot B / m_e$  e densidade de energia  $u_B = B^2 / 2\mu_0$ , em que a frequência média dos fótons síncrotrônicos é  $(4/3) \cdot \gamma^2 \Omega_e$  e a potência perdida por elétron é  $(4/3) \cdot \gamma^2 \cdot u_B \cdot c \cdot \sigma_T$ .

A importância relativa do espalhamento Compton inverso para as variações de energia dos elétrons é determinada pela razão entre a densidade de energia dos fótons e a densidade de energia do campo magnético.

Quando a energia do fóton se torna comparável à energia de massa de repouso do elétron no referencial de repouso do elétron -  $\gamma \cdot h \cdot \nu_s \approx m_e \cdot c^2$  para uma distribuição isotrópica de fótons - a secção de choque a ser considerada é a secção de Klein-Nishina, e então as maiores energias de fótons são limitadas pela energia dos elétrons, o que explica um decaimento brusco da intensidade, no espectro, na frequência limitada por esse limite de energia, que é a frequência de corte ou *cutoff*.

As rápidas variações em densidade de fluxo, observadas nos quasares, implicam em densidades de energia de fótons muito altas, já que a escala de tempo para a radiação atravessar a fonte internamente, e emergir dela, tem que ser aproximadamente a escala de tempo das variações. Sendo o mecanismo de emissão síncrotron, o espalhamento Compton inverso dos fótons síncrotrônicos pelos elétrons relativísticos dominaria quase totalmente as perdas de energia pelos elétrons, de forma que, a maior parte da radiação seria emitida em comprimentos de onda menores (maior energia) do que a emissão síncrotron apenas. Algumas das primeiras estimativas da magnitude do campo magnético foram obtidas assumindo-se que a emissão óptica

rapidamente variável é síncrotron e que os elétrons devem ter uma meia vida suficientemente grande para atravessarem a região de emissão. Os resultados previstos foram denominados catástrofe Compton, em que foi suposto que espalhamentos sucessivos de ordens gradativamente maiores levariam a uma divergência na potência emitida. Na verdade, esses espalhamentos sucessivos não levam a uma divergência, sendo limitados pela energia dos elétrons (energia de *cutoff*), contudo, as perdas de energia pelos elétrons ainda assim seriam enormes e bruscas, e seriam condizentes com luminosidades muito altas em raios-X.

Variações rápidas em frequências de rádio, entretanto, conduzem a uma limitação da magnitude do campo magnético, visto que há uma brilhância de superfície ou intensidade específica máxima obtida para uma fonte síncrotron, dependente do campo magnético, que impõe limites mais estreitos na magnitude do campo magnético em baixas frequências. A variabilidade rápida é usada para inferir a intensidade específica ou brilhância de superfície aparente de radiofontes, e produz resultados de luminosidades extremamente altas em raios-X. Com as observações em VLBI, a intensidade específica em rádio pode ser medida diretamente, e ainda assim as enormes luminosidades em raios-X produzidas pelo processo Compton inverso são inferidas. Todavia, estes grandes fluxos em raios-X não são diretamente observados.

## 2.7. Temperatura de brilhância

Através do fluxo e do tamanho angular de uma fonte compacta, podemos determinar a sua intensidade específica. A esta intensidade podemos associar a temperatura equivalente que a fonte deveria ter se a mesma irradiasse como um corpo negro: esta é a temperatura de brilhância.

Em rádio encontra-se o limite de Rayleigh-Jeans para qualquer temperatura perceptível ( $T \geq 3K$ ) e para uma fonte opticamente espessa, a intensidade pode ser dada pela função de Planck tal que  $h\nu \gg K.T$ ,

$$I_\nu = \frac{F_\nu}{\pi.\theta^2} = B_\nu = \frac{2.K.T_B}{\lambda^2} \quad (43)$$

em que  $F_\nu$  ou  $S_\nu$  é o fluxo observado em  $\lambda = c/\nu$  e  $\theta$  é o raio angular. Para as fontes compactas em estudo neste relatório, medidas de fluxo e raio angular produzem temperaturas de brilho de pico próximas de  $10^{11}$  e  $10^{12}$  K, o que indica emissão rádio não-térmica.

As temperaturas de brilhância de fontes compactas raramente excedem  $T_B = 10^{12}$  K, sendo tal fato, mais comum para BL Lacs. Isto é basicamente associado à densidade de energia do campo magnético  $u_{mag} = B^2/8.\pi$ , que controla a taxa de perdas sincrotrônicas, relativa à densidade de energia de radiação  $u_{rad} = 4.\pi.J/c$ , que controla a taxa de espalhamento Compton inverso.

Quando  $u_{rad}$  aumenta em função da radiação sincrotrônica até ultrapassar  $u_{mag}$ , os elétrons começam a espalhar os fótons emitidos por processo sincrotrônico, aumentando as energias dos fótons a uma taxa  $\gamma^4.u_{rad}$ . Este processo acaba rápido, até que o começo da seção transversal de Klein-Nishina e a conservação da energia acabam com o espalhamento progressivo, o que previne a catástrofe.

As fontes compactas não são fontes fortes de raios  $\gamma$ , o que indica  $U_{rad}/U_{mag} < 1$ . O limite superior para o brilho sincrotrônico é imposto pelo começo do espalhamento Compton inverso em uma fonte cuja temperatura de brilho é  $\sim 10^{12}$  K em várias condições físicas.

### 2.7.1. A temperatura de brilhância máxima

A potência espalhada total pelo processo Compton inverso pode ser estimada, e impondo-se um limite à densidade de energia do campo magnético, pode-se mostrar que há uma temperatura de brilhância máxima que pode ser obtida, além da qual as perdas de energia pelos elétrons no processo Compton inverso tornam-se catastróficas. A razão entre a potência espalhada por efeito Compton inverso e a potência síncrotron irradiada é da ordem de:

$$\frac{P_{CI}}{P_S} \approx \frac{\int u'_{rad}(\nu) d\nu}{u_B} \quad (44)$$

Na parte opticamente fina do espectro ( $\nu > \nu_m$ ), há um intervalo de frequência ( $\nu_L \ll \nu \ll \nu_U$ ) em que a radiação observada é conseqüente fundamentalmente dos processos de emissão característicos da fonte (síncrotron e Compton inverso), os quais apresentam comportamento primordialmente ligado à distribuição

de energia dos elétrons  $[n(\gamma)d\gamma = n_{\gamma_0} \cdot \gamma^s d\gamma \Leftrightarrow n(E)dE = n_{E_0} \cdot E^{-s} dE]$ , sob a condição de uma distribuição isotrópica de ângulos de emissão. Para este intervalo, o espectro visto se adequa ao comportamento energético dos elétrons, tal que  $I_v \propto v^{-\alpha}$  com  $\alpha = (s-1)/2$ . Se a intensidade do fóton em referencial de repouso,  $I'_v$ , é isotrópica e tem a lei de potência de índice  $-\alpha$ , conforme a discussão anterior, então:

$$\frac{P_{CI}}{P_S} \approx \frac{2\pi \cdot I'_v \cdot v^\alpha}{u_B \cdot c} \frac{[v^{1-\alpha}]_{v_L}^{v_U}}{1-\alpha} \quad (45)$$

para  $\alpha \neq 1$ , onde  $P_{IC}$  e  $P_S$  são as potências irradiadas por processo Compton inverso (CI) e síncrotron (S), respectivamente. Para esta faixa de frequências ( $v_L \ll v \ll v_U$ ), a emissividade pode ser inferida assim:

$$j_v = k_1(\alpha) n_{\gamma_0} (B \cdot \text{sen } \theta)^{\alpha+1} \left( \frac{v}{2 \cdot \frac{3e}{4\pi m_e}} \right)^{-\alpha} \quad (46)$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre o campo magnético e a linha de visada e  $k_1(\alpha)$  pode ser escrito como:

$$k_1(\alpha) = \frac{1}{4} \left( \frac{c}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3}{m_e \cdot c^2} \right)^{\alpha + \frac{5}{3}} \frac{\alpha + \frac{5}{3}}{\alpha + 1} \Gamma\left(\frac{3\alpha + 1}{6}\right) \Gamma\left(\frac{3\alpha + 5}{6}\right) \quad (47)$$

em que  $\Gamma$  é o fator de Lorentz para o movimento geral de expansão da fonte. Uma boa aproximação para uma certa gama de fontes é  $k_1(\alpha) \approx (8,28 \times 10^{-26}) / (10 \cdot \alpha + 1)$  para  $0,5 < \alpha < 1,0$ . Invocando a equação (41), para uma distribuição de energia de elétrons segundo uma lei de potência, por meio da qual escreve-se  $j_v = j_0 \cdot (v/v_0)^{-\alpha}$  e  $\kappa_v \cdot L = (v/v_1)^{-(\alpha+5/2)}$ :

$$I_v = I_0 \cdot \left( \frac{v_1}{v_0} \right)^{-\alpha} \cdot \left( \frac{v}{v_1} \right)^{\frac{5}{2}} \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{v_1}{v} \right)^{\alpha + \frac{5}{2}} \right] \right\}$$

Desta equação é possível se estimar, para uma fonte homogênea, com a espessura  $L$  da fonte na linha de visada, a frequência em que os espectros da região opticamente espessa e da região opticamente fina interceptam-se assintoticamente ( $v_1$ ):

$$v_1 = 2 \cdot \left( \frac{3e}{4\pi m_e^3 \cdot c^4} \right) \left[ k_2(\alpha) L n_{E_0} (B \cdot \text{sen } \theta)^{\frac{\alpha+3}{2}} \right]^{\frac{1}{\alpha+5}} \quad (48)$$

onde  $k_2(\alpha)$  é:

$$k_2(\alpha) = \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \cdot c} \frac{\sqrt{3} \cdot \pi}{72} \cdot e \cdot m_e^5 \cdot c^{10} \right) \left( \frac{6\alpha + 13}{3} \right) \cdot \Gamma\left(\frac{6\alpha + 5}{12}\right) \Gamma\left(\frac{6\alpha + 13}{12}\right) \quad (49)$$

Uma brilhância de superfície máxima na frequência  $v$  a ser obtida para uma fonte síncrotron incoerente é então:

$$I_\nu \leq \left( \frac{8\pi}{3} \frac{m_e^3 \nu^5}{e.B.\sin\theta} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{k_1(\alpha)}{k_2(\alpha)} \cdot \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (50)$$

tal que  $\delta$  é o fator Doppler (*'beaming'*). Combinando o limite acima imposto com a estimativa da razão entre potência irradiada por efeito Compton inverso e a irradiada por síncrotron, transformada para o referencial do observador, ao eliminar a dependência do campo magnético através de  $u_B = B^2/2\mu_0$  na equação anterior:

$$\frac{P_{Cl}}{P_S} \geq \frac{9}{16\pi\epsilon_0 \cdot c^3} \cdot \left( \frac{e.I_\nu^2}{m_e^3 \cdot \nu^5} \right)^2 \cdot \frac{I_\nu \cdot \nu^\alpha \cdot [\nu^{1-\alpha}]_{\nu_L}^{\nu_U}}{\left( \frac{k_1(\alpha)}{k_2(\alpha)} \right)^4 \cdot (1-\alpha)} \cdot \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{-6} \quad (51)$$

Expressando em termos da temperatura de brilhância:

$$T = \frac{c^2 \cdot I_\nu}{2 \cdot k_B \cdot \nu^2} \quad (52)$$

$$\frac{P_{Cl}}{P_S} \geq \frac{18}{m_e \cdot c^3} \cdot \frac{e^2}{\pi\epsilon_0} \cdot \left( \frac{k_B \cdot T}{m_e \cdot c^2} \right)^5 \cdot \frac{\nu^\alpha}{\left( \frac{k_1(\alpha)}{k_2(\alpha)} \right)^4} \cdot \frac{[\nu^{1-\alpha}]_{\nu_L}^{\nu_U}}{(1-\alpha)} \cdot \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{-6} \quad (53)$$

A potência espalhada pelo efeito Compton inverso cresce rapidamente com a temperatura de brilhância. Para  $P_{Cl}/P_S \geq 1$ , os espalhamentos de ordem maior levam a perdas de energia catastróficas pelos elétrons emissores, limitando o máximo valor observável da temperatura de brilhância tal que  $P_{Cl}/P_S \leq 1$ .

O valor de temperatura de brilhância máxima estimada para  $\alpha < 1$  e  $\nu_U \gg \nu_L$  (com  $\nu_U$  em GHz) é:

$$T \leq 1,6 \times 10^{21} \cdot \left( \frac{k_1(\alpha)}{k_2(\alpha)} \right)^{0,8} \cdot \left( \frac{1-\alpha}{\nu_U} \cdot \left[ \frac{\nu_U}{\nu} \right]^\alpha \right)^{0,2} \cdot \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{1,2} \quad (K) \quad (54)$$

Esta estimativa (Pacholczyk, 1970; Lightman e Rybicki, 1969) é pouco dependente das variáveis medidas, de forma que a maioria das radiofontes tem temperaturas de brilhância medidas por VLBI abaixo deste limite, logo, as variações de energia da maioria das radiofontes compactas podem realmente ter sido determinadas pelas perdas no processo Compton inverso, como foi proposto por Kellermann & Pauliny-Toth (1969).

Todavia é possível que radiofontes compactas ultrapassem este limite durante uma explosão em rádio, mas apenas em caráter transiente em relação à escala de tempo das perdas de energia pelos elétrons.

Se a variabilidade rápida de radiofontes compactas sugere uma pequena região de emissão então as temperaturas de brilhância estimadas estão realmente ultrapassando o limite de  $10^{12}K$  durante eventos em rádio. (Marscher et al., 1979). Muito embora seja consistente que fontes que irradiam com temperaturas de brilhância próximas a este limite produzam alta luminosidade proveniente do espalhamento Compton inverso, as luminosidades preditas não são observadas, mesmo por meio de instrumentos sensíveis de medições de raios-X, o que vem influenciando a interpretação do movimento superluminal.

## 2.8. Movimento superluminal

O espectro em rádio plano e rápidas variações de fluxo das radiofontes indicam que elas possuem estruturas pequenas (inomogeneidades). Nos estudos de fontes compactas usando VLBI, estruturas complexas e variadas componentes são resolvidas apresentando movimentos próprios e afastando-se dos núcleos brilhantes com velocidades transversais identificadas de até dez vezes a da luz.

Os movimentos superluminais, logo, podem bem ser explicados pelo fato das componentes possuírem velocidades aparentes devidas ao movimento de expansão relativístico ao longo da linha de visada. O modelo a seguir apresentado é devido a Blandford, McKee e Rees (1977).

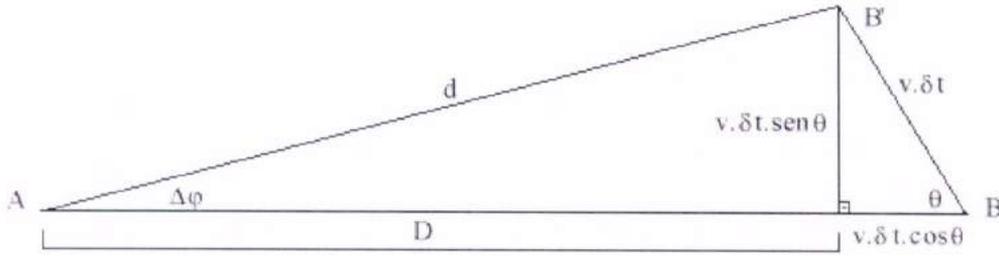


Figura 3

Dadas duas fontes inicialmente no ponto  $B$  no instante  $t_1$ , sendo detectadas por um observador no ponto  $A$  no instante  $t_1'$ , depois que a luz percorreu a distância  $AB$ . Em um instante posterior  $t_2 = t_1 + \delta t$ , uma das fontes se moveu  $v \cdot \delta t$ . Uma nova observação das duas fontes é feita em um instante  $t_2'$  após a luz ter percorrido as distâncias das fontes até o observador. A distância entre  $A$  e  $B$  pode ser expressa como  $D + v \cdot \delta t \cdot \cos \theta$ , e a distância entre a fonte em movimento radial da posição  $B'$  até  $A$  é  $d = (D / \cos \Delta \varphi)$ , mas como  $\Delta \varphi \approx 0$  (as fontes estão muito distantes do observador), adota-se  $d = D$ . A separação angular entre as fontes na segunda observação é:

$$\Delta \varphi = \frac{v \cdot \delta t \cdot \text{sen } \theta}{D} \quad (55)$$

O tempo medido pelo observador entre as duas observações é expresso por  $\Delta t = t_2' - t_1'$

$$t_1' = t_1 + \frac{D + v \cdot \delta t \cdot \cos \theta}{c} \quad (56)$$

$$t_2' = t_2 + \frac{d}{c} = t_2 + \frac{D}{c} \quad (57)$$

$$\Delta t = t_2' - t_1' = t_2 - t_1 - \frac{v \cdot \delta t \cdot \cos \theta}{c} = \delta t - \delta t \cdot \frac{v \cdot \cos \theta}{c} = \delta t \cdot (1 - \beta \cdot \cos \theta) \quad (58)$$

onde  $\beta = (v / c)$ .

A velocidade transversal ( $\beta_T$ ) para o observador é:

$$\beta_T = \frac{v_T}{c} = \frac{D \cdot \Delta \varphi}{c \cdot \Delta t} = \frac{D \cdot \Delta \varphi}{c \cdot [\delta t \cdot (1 - \beta \cdot \cos \theta)]} = \frac{D \cdot \left( \frac{v \cdot \delta t \cdot \text{sen } \theta}{D} \right)}{c \cdot [\delta t \cdot (1 - \beta \cdot \cos \theta)]} \quad (59)$$

$$\beta_T = \frac{\beta \cdot \text{sen } \theta}{1 - \beta \cdot \cos \theta} \quad (60)$$

O ângulo em que  $\beta_T$  é máximo pode ser obtido por:

$$\frac{\partial \beta_T}{\partial \theta} = \frac{\beta \cdot \cos \theta}{1 - \beta \cdot \cos \theta} - \frac{(\beta \cdot \text{sen } \theta) \cdot (\beta \cdot \text{sen } \theta)}{(1 - \beta \cdot \cos \theta)^2} = 0$$

$$\beta \cdot \cos \theta \cdot (1 - \beta \cdot \cos \theta) = \beta^2 \cdot \text{sen}^2 \theta = \beta^2 - \beta^2 \cdot \cos^2 \theta \quad (61)$$

resultando  $\theta_{\max} = \cos^{-1} \beta$ , que substituindo na expressão de  $\beta_T$ , tem-se:

$$\beta_{T_{\max}} = \frac{\beta \cdot \text{sen}(\cos^{-1} \beta)}{1 - \beta \cdot \cos(\cos^{-1} \beta)} = \frac{\beta \cdot (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 - \beta^2)} = \beta \cdot (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} = \beta \cdot \gamma \quad (62)$$

notando que  $\text{sen}(\cos^{-1} \beta) = (1 - \beta^2)^{1/2}$  e que  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  é o fator de Lorentz. Pode-se observar que quando  $\beta \rightarrow 1$ ,  $\beta_{T_{\max}} = \gamma$  que pode ter um alto valor, ou seja, para qualquer movimento de expansão de massa junto à linha de visada ( $\theta \approx \cos^{-1} \beta$ ), o observador percebe velocidades que podem até exceder a da luz, da ordem de  $\gamma \cdot c$ .

## 2.9. Núcleos ativos de galáxias

Núcleos ativos de galáxias (AGN) designam fenômenos energéticos em regiões centrais de galáxias que não podem ser atribuídos a estrelas. Seu espectro, diferentemente de um mero grupo gigante de estrelas, é basicamente não-térmico, e possuem diferenças grandes de liberação de energia e velocidades envolvidas.

As principais subclasses de AGNs são as galáxias Seyfert e os quasares, sendo que alguns astrônomos adicionam a estes grupos os BL Lacertae, classificando-os numa mesma classe que supostamente caracteriza o mesmo fenômeno. A diferença básica entre as galáxias Seyfert e os quasares é a quantidade de radiação emitida da fonte central compacta, que para uma galáxia Seyfert típica em comprimentos de onda visíveis é comparável à energia emitida por todas as estrelas da galáxia ( $\sim 10^{11} L_{\odot}$ ) enquanto que para um típico quasar a fonte do núcleo tem 100 vezes mais brilho que as estrelas. Como tais objetos foram determinados por métodos diferentes inicialmente, suas diferenças de luminosidades medidas não eram coerentes para compará-los como similares. Os quasares, a um primeiro momento, não pareciam estar associados a galáxias, já que se pensava que os mesmos eram raros, por serem altamente luminosos. Sua detecção se dá a grandes distâncias, às quais apenas a sua fonte nuclear compacta pode ser vista, com aspecto de estrela, perdendo-se as galáxias em torno.

### 2.9.1. Galáxias Seyfert

As galáxias Seyfert, em sua maioria galáxias espirais, foram inicialmente selecionadas por Carl Seyfert, segundo particularidades, como o grande brilho da superfície central com aparência de estrelas circundadas por nuvens com brilho mais tênue, apresentando um espectro com linhas de emissão nucleares de alta excitação na parte óptica, com linhas bastante largas (até 8500km/s), e algumas vezes apresentando linhas de hidrogênio, especialmente as de Balmer, mais largas que as demais. A largura das linhas se deve à turbulência dos gases (juntos ao núcleo) responsáveis pelas linhas de emissão, com velocidades distintas em muitas direções, o que incrementa a largura das linhas em função do desvio Doppler para maiores e menores comprimentos de onda de fótons de partículas que estejam se afastando e se aproximando do observador. Este gases no núcleo são ionizados pela fonte que gera a emissão sincrotrônica.

Quando da detecção em rádio, as galáxias Seyfert, inicialmente apresentaram núcleos não resolvidos pequenos (menores que 100pc).

As galáxias Seyfert constituem 1 em cada 100 galáxias espirais, logo sua emissão nuclear teve uma duração calculada com um limite inferior de  $10^8$  anos, pois se assumidas como sendo sempre Seyfert, teriam a idade do Universo ( $\sim 10^{10}$  anos), mas se fossem apenas uma fase evolutiva, durariam  $10^8$  anos ( $10^{10}/100$ ).

### 2.9.2. Quasares

Os primeiros quasares observados, 3C48 e 3C273, possuem extraordinária emissão em ultravioleta e largas linhas de emissão, linhas estas, com desvios Doppler (no espectro) grandes, de tal forma que inicialmente não foram reconhecidas, vindo a ser identificadas apenas mais tarde como as linhas de Balmer e  $\text{MgII}\lambda 2798$  com um dado desvio para o vermelho (redshift). Este valor de redshift, muito maior que os típicos de galáxias Seyfert, pode ser interpretado como o de um objeto da origem cosmológica, muito distante, em consequência, segundo a teoria de Hubble, da expansão do Universo

$$d = c.z/H_0 = 3000.z.h_0^{-1} \text{ (Mpc)} \text{ onde } h_0 \text{ é a constante de Hubble (100 Km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}) \quad (63)$$

Além destas distâncias muito grandes (ordem de Mpc), tais objetos possuem luminosidades enormes, o que pode ser observado pela expressão das diferenças das magnitudes a partir do módulo da distância, ajustada para a distância em Mpc:

$$m - M = 5.\log(c.z/ H_0)+25 \quad (64)$$

o que nos dá uma magnitude absoluta da ordem de  $M_B \leq -10$ , ou seja, aproximadamente 100 vezes a luminosidade de uma galáxia espiral.

Tais objetos extremamente luminosos parecidos com estrelas, a um primeiro momento não compreendidos, passaram a ser designados “quasi-estelares”, e depois quasares.

### 2.9.3. Propriedades dos quasares

As propriedades gerais dos quasares podem ser definidas, o que, no entanto, não garante que todos os quasares as tenham: (1) objetos com aparência de estrelas vistos como radiofontes, (2) fluxo contínuo (contínuo em termos de comprimentos de onda) variável com o tempo, (3) grande fluxo em ultravioleta, (4) largas linhas de emissão e (5) grandes redshifts.

Uma das características que definem o quasar é a sua vasta distribuição de energia espectral (spectral energy distribution – SED) devido ao fato de o quasar emitir muita energia em todos os comprimentos de onda e seu espectro não poder se adequar ao perfil espectral de um corpo negro, já que sua emissão é principalmente não-térmica. A larga distribuição de energia espectral pode ser caracterizada pela lei de potência usual  $S_\nu = F_\nu = C \cdot \nu^{-\alpha}$  (ergs/(s.cm<sup>2</sup>.Hz)), onde  $\alpha$  é o índice da lei de potência,  $C$  é uma constante, e  $F_\nu$  é o fluxo específico (por unidade de frequência). Para algumas faixas de frequência, costuma-se usar o fluxo específico por unidade de comprimento de onda, mas como o fluxo total medido na faixa deve ser o mesmo, a relação  $F_\nu.d\nu = F_\lambda.d\lambda$  é sempre verdadeira. Transformando:

$$F_\nu = F_\lambda \cdot \left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right| = \frac{\lambda^2 \cdot F_\lambda}{c} \quad (65)$$

e a lei de potência pode então ser  $F_\lambda = C' \cdot \lambda^{\alpha-2}$ .

Para grandes intervalos de frequência, os índices espectrais ficam em um pequeno intervalo ( $0 \leq \alpha \leq 1$ ), mas os valores de  $\alpha$  variam muito para diferentes intervalos de frequências. Adequando a taxa de energia recebida com o tempo (potência), através da integração do fluxo, em qualquer intervalo de frequência  $[\nu_1, \nu_2]$  adotado:

$$P(\nu_1, \nu_2) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu = C \cdot \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu^{-\alpha} d\nu = \frac{C}{1-\alpha} \cdot (\nu_2^{1-\alpha} - \nu_1^{1-\alpha}) \quad (66)$$

para ( $\alpha \neq 1$ ), e

$$P(\nu_1, \nu_2) = C \cdot \ln \left( \frac{\nu_2}{\nu_1} \right) \quad (67)$$

para ( $\alpha = 1$ ).

O valor  $\alpha = 0$  corresponde a um espectro plano (flat), com distribuição uniforme de energia por unidade de intervalo de frequência, e o caso  $\alpha = 1$ , apresenta igual energia por unidade logarítmica de intervalo de frequência. Para analisar espectros com grandes intervalos de frequência, é conveniente fazer a representação da SED (spectral energy distribution) em um diagrama de  $\log(\nu \cdot F_\nu)$  versus  $\log \nu$ , em que a distribuição da lei de potência fica  $\nu \cdot F_\nu \propto \nu^{1-\alpha}$ .

A morfologia em rádio dos quasares é descrita em termos de duas componentes, uma componente estendida, em forma de dois lóbulos que se abrem e se estendem a distâncias de até megaparsecs, saindo em oposição diametral do núcleo. O núcleo contém a componente compacta, cuja localização é coincidente com o quasar óptico, e que apresenta tamanho relativamente pequeno. Tais componentes apresentam diferenças espectrais, embora nas duas, o processo sincrotrônico de emissão está presente. A diferença entre as componentes é que a estendida é opticamente fina para sua própria emissão sincrotrônica em rádio, o que não ocorre com a compacta.

Para uma fonte homogênea, com campo magnético constante  $B$ , a lei de potência que delinea o espectro contínuo pode ser gerada pela emissão sincrotrônica a partir de elétrons acelerados, inicialmente com uma distribuição de energia ( $E$ ) segundo a lei de potência muito bem conhecida  $N(E).dE = N_0.E^{-\alpha}dE$ , onde  $\alpha = (s - 1)/2$ . Esta distribuição descreve a emissão sincrotrônica para meios homogêneos, explicando um espectro contínuo estático.

O valor típico observado do índice da lei de potência para a componente estendida é  $\alpha \cong 0,7$ , logo  $s \cong 2,4$ . Isto se aplica às frequências mais altas onde a auto-absorção sincrotrônica é desprezível. Em frequências mais baixas, o gás do meio emissor é opticamente espesso e a tendência de aumento de fluxo com o acréscimo da frequência, tal que  $S_\nu = F_\nu \propto \nu^{5/2}$ , atinge um máximo, a partir do qual o comportamento inverte. Esta frequência de inversão de comportamento aumenta com a densidade de elétrons relativísticos na fonte, embora dependa de outros parâmetros também. As densidades de partículas relativísticas nas componentes estendidas são baixas o suficiente para que elas sejam opticamente finas mesmo às mais baixas frequências. O espectro rádio, pode, eventualmente, inclinar-se em direção às altas frequências ( $\alpha$  aumenta com  $\nu$ ), o que pode ser explicado pelo fato de que os elétrons irradiam em frequências proporcionais às suas energias  $E$ , e a taxa com que eles perdem energia é proporcional a  $E^2$ , de forma que os elétrons mais energéticos irradiam mais rapidamente sua energia. Este comportamento enfraquece o espectro em altas frequências, se os elétrons mais energéticos não forem restituídos.

As estruturas rádio estendidas podem ser classificadas em duas classes, segundo Fanaroff and Riley 1974: fontes FRI, que são rádio fontes mais fracas, cujo núcleo é mais brilhante, diminuindo o brilho em estruturas mais externas, enquanto que as FRII são brilhantes no limbo, e mostram regiões de emissão aumentadas nas bordas da estrutura rádio ou dentro da mesma. Os quasares são basicamente FRII.

As estruturas compactas são extremamente pequenas (até  $\sim 0,01$ pc), seu espectro não é tão irregular quanto o das estruturas estendidas, sendo plano, com energia espectral quase uniformemente distribuída, com  $\alpha \leq 0,5$ . Próximo à frequência de máximo fluxo, o espectro é levemente inclinado, mas no restante do espectro é plano, devido à inhomogeneidade da fonte e a presença de um número de pequenas fontes discretas não-resolvidas dentro do núcleo. Diferentes partes da região compacta se tornam opticamente espessas, em diferentes frequências, o que acaba por nivelar o espectro da fonte compacta por uma vasta faixa de frequência.

Existem ainda, jatos, que são estruturas lineares estendidas, que parecem canalizar partículas e energia dos núcleos compactos em direção aos lóbulos estendidos. Os jatos podem sair de um, ou de dois lados da fonte compacta, sendo chamadas tais estruturas de jato e contra-jato, tal que o jato é muito mais brilhante que o contra-jato, o que é devido supostamente ao 'Doppler beaming' que aumenta o brilho do lado que está se aproximando do observador.

A intensidade relativa das componentes varia com a frequência e de fonte para fonte. Existem as fontes dominadas pelos lóbulos, por exemplo, com espectro preferencialmente inclinado, ou fontes dominadas pelo núcleo, com espectro plano. Algumas das diferenças entre quasares são devidas aos efeitos de orientação, em que componentes estendidas supostamente emitem isotropicamente, enquanto que componentes compactas e jatos emitem anisotropicamente.

Os quasares apresentam variabilidade em todas as frequências em que são estudados, tanto no espectro contínuo quanto em suas largas linhas de emissão. Similares aos quasares, os BL Lacertae, foram identificados inicialmente como estrelas variáveis distintas, antes de suas propriedades espectrais serem conhecidas. Algumas fontes variam de até 0,5 de magnitude em poucos meses, outras variam em questão de dias. Devido a tal variabilidade, estima-se que a radiação é emitida de uma região pequena (anos-luz), o que é algo impressionante, como se um núcleo apenas do tamanho do sistema solar emitisse centenas de vezes a energia emitida por uma galáxia. A estimativa da dimensão da fonte pode ser feita através do período de variabilidade  $P_0 = 2.\pi / \omega_0$ , onde  $\omega_0$  é o período de oscilação da superfície. Assumindo-se que todas as partes da fonte flutuam em fase, sendo que a brilhância superficial é dada por

$$I = \bar{I} + I_f . \text{sen } \omega_0 t \quad (68)$$

$$\bar{I} \geq I_f \geq 0 \quad (69)$$

Integrando sobre toda a superfície, tem-se a luminosidade total L:

$$L = \pi.R^2. (\bar{I} + I_f.F(\varphi).\text{sen}(\omega_o.t - \eta)), \quad (70)$$

onde

$$\varphi = \frac{2.\pi.R}{c.P_o} \quad (71)$$

$$\text{tg}\eta = \frac{\varphi - \text{sen}\varphi}{1 - \cos\varphi} \quad (72)$$

A verdadeira fração de flutuação que pode ser observada a uma certa distância é:

$$F(\varphi) = (2/\varphi^2).[2 + \varphi^2 - 2.\cos\varphi - 2.\varphi.\text{sen}\varphi]^{1/2} \quad (73)$$

Para  $\varphi \gg 1$ ,  $F(\varphi) \cong 2/\varphi$ , ou melhor,  $F(\varphi) = c.P_o/\pi.R$ . Com as relações (69), (71) e  $F(\varphi) \cong 2/\varphi$  tem-se

$$R \leq \frac{2.c.P_o}{\pi} \left( \frac{\bar{L}}{\Delta L} \right) \quad (74)$$

onde R é o raio da superfície esférica e  $\Delta L$  é a mudança fracional na luminosidade.

Um observador em sistema de referência fora da fonte observa o período  $P = P_o.(1 + z)$ . E para que as variações em fluxo sejam bem estabelecidas observacionalmente

$$\Delta L \approx \bar{L} \quad (75)$$

logo  $R \leq c.P$ , de onde conclui-se que, dado um período de variabilidade pequeno para uma fonte como um BL Lacertae, estima-se um raio relativamente pequeno para esta fonte.

Quasares possuem um espectro mais azulado e um excesso na faixa ultravioleta em relação ao espectro de estrelas do tipo A, devido ao fato de o espectro de quasares ter uma distribuição de energia espectral mais uniforme e possuir maior intensidade nas frequências azuladas que as estrelas.

A banda ultravioleta-óptica dos quasares apresenta largas linhas de emissão, principalmente as séries de Balmer ( $H\alpha\lambda 6563$ ,  $H\beta\lambda 4861$ ,  $H\gamma\lambda 4340$ ), Lyman ( $Ly\alpha\lambda 1216$ ), e linhas de íons ( $Mg_{II}\lambda 2728$ ,  $C_{III}\lambda 1909$  e  $C_{IV}\lambda 1549$ ).

Os quasares apresentam grandes *redshifts*, tendo sido encontrados gradualmente, com o avanço das técnicas de detecção, quasares com redshifts cada vez maiores (na década de 1970 já eram da ordem de  $z \geq 3$ ). A importância deste fato reside em que os quasares constituem indícios do início do Universo, uma vez que a luz proveniente dos quasares mais distantes foram emitidas quando o Universo era apenas uma pequena parte do que é hoje. Os quasares são facilmente detectáveis com grandes redshifts ( $z \geq 1$ ), por isso são importantes vestígios do início do Universo, bem como no estudo de grandes estruturas formadas neste contexto, tal como elementos pesados verificados nos espectros de quasares.

Com os telescópios de alta resolução, estudos de fontes com alta razão sinal-ruído, mostraram que o espectro de quasares também apresentam certas linhas de absorção, porém muito mais estreitas e com redshifts menores que as linhas de emissão, fato tal que possibilita o uso de quasares como fonte de fundo para detecção de objetos não observáveis no meio interestelar.

Técnicas de detecção de fontes por cores, em que fotografias com filtro para a banda B e filtro para a banda U, são comparadas, após tempos de exposição tais que estrelas do tipo A possuam mesma intensidade nas duas fotografias, isolaram objetos detectados nestas bandas. Considerando a contaminação por estrelas O e B desprezível, já que as fotografias são tiradas de partes do céu a altas latitudes galácticas, os objetos isolados

foram então observados opticamente como objetos quasi-estelares, com densidades de superfície similares aos quasares selecionados em rádio, porém com espectro apresentando distribuição de energia espectral diferente da dos quasares com alta emissão em rádio, mostrando emissão em rádio centenas de vezes menor, em relação à faixa UV-óptico-infravermelho. Tais objetos foram denominados pelo termo ‘QSO’ (quasi-stellar objects), inicialmente especificando os quasares com baixa emissão em rádio, porém os termos ‘quasar’ e ‘QSO’ atualmente são usados indiscriminadamente para designar os objetos quasi-estelares em geral. Os QSOs com baixa emissão em rádio passaram a ser verificados como 10 a 20 vezes mais numerosos que os com alta emissão em rádio.

#### 2.9.4. Objetos BL Lacertae

Os objetos BL Lacertae, cujo nome é devido ao objeto protótipo do grupo, constituem uma pequena classe de AGNs que em geral possuem variabilidade extremamente rápida, tanto quanto um dia, em rádio, infravermelho, óptico, e outros comprimentos de onda; possuem linhas de emissão e absorção extremamente fracas ou ausentes; radiação contínua não-térmica com a maior parte da energia emitida em infravermelho; polarização alta e rapidamente variável tanto em magnitude quanto em ângulo de posição; e com uma aparência de estrela, sendo raramente uma estrutura visível, e com grande emissão em rádio.

As variações rápidas são da ordem de até 50% em luminosidade em um período, e o fato de tais variações serem rápidas implicam que a região de emissão dos blazares, como podem também ser chamados, seja bem pequena (não mais que um ano-luz ou mais em diâmetro).

Outro aspecto notável nos blazares é a sua falta de linhas de emissão, que deveriam estar presentes, uma vez que a natureza de emissão destes objetos é similar à dos outros AGNs (a radiação sincrotrônica e os elétrons em movimento poderiam ionizar o gás junto ao núcleo, produzindo linhas de emissão), mas não estão.

Os BL Lacs não possuem todos o mesmo aspecto, de forma que alguns possuem uma nuvem tênue (suposta galáxia hospedeira) em volta de um núcleo, outros têm uma forma puntual, entretanto há evidências de que os BL Lacs estão realmente associados a galáxias, como sua localização em alguns aglomerados de galáxias e em zonas centrais de galáxias elípticas.

Pensa-se que os BL Lacs constituem a classe de AGNs que possuem uma forte componente relativística com feixe apenas sutilmente deslocado da linha de visada.

#### 2.9.5. Modelo unificado e alimentação de AGNs

O modelo unificado tenta explicar AGNs, quasares e BL Lacs como o mesmo fenômeno porém visto de diferentes direções, dadas as suas semelhanças físicas, de forma que o modelo genérico tenta entrelaçar um “dínamo nuclear” (buraco negro supermassivo), um disco de acreção, regiões de linhas de emissão largas e estreitas, e os jatos como estruturas comuns para o mesmo fenômeno.

As altas energias envolvidas em núcleos compactos de AGNs, o fornecimento de energia para jatos e potencialização da radiação sincrotrônica, bem como a liberação de grande quantidade de energia resultando em altas luminosidades, sugerem fontes de energias poderosas nos núcleos para prover tais eventos, que supostamente são buracos negros supermassivos. O buraco negro seria então a fonte de energia, circundada por um disco de acreção quente, em que a energia seria produzida por uma precipitação gravitacional de material que é aquecido a altas temperaturas no disco dissipativo de acreção.

O princípio básico de fornecimento de energia para um AGN seria a conversão de energia potencial gravitacional do material acretado junto ao núcleo, em energia de excitação de partículas e de radiação, processo este que possui uma determinada eficiência  $\eta$ . A massa central deve, pois, ser estimada para condizer com a quantidade de energia gerada percebida pela luminosidade.

Supondo isotropia, e para simplificação, considerando o caso do hidrogênio ionizado, assume-se a força de pressão de radiação igual à força gravitacional exercida pela massa central (M), em que  $F = L / 4.\pi.r^2$  é o fluxo de energia a uma distância r do centro para uma luminosidade L e  $E/c$  é a quantidade de movimento de um fóton, para inferir o fluxo de quantidade de movimento ou pressão:

$$P_{rad} = \frac{F}{c} = \frac{L}{4.\pi.r^2.c} \quad (76)$$

e a força de radiação em um elétron pode ser obtida multiplicando a secção transversal do elétron por interação com o fóton:

$$I_\nu = I_0 \cdot \left(\frac{\nu_1}{\nu_0}\right)^{-\alpha} \cdot \left(\frac{\nu}{\nu_1}\right)^{\frac{\alpha}{2}} \cdot \left\{ 1 - \exp\left[-\left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^{\alpha+\frac{5}{2}}\right] \right\} \quad (41)$$

em que  $I_0$  ( $= j_0 \cdot L$ ) é a intensidade específica ou brilhância superficial medida na frequência  $\nu_0$ , onde a profundidade óptica é desprezível, e  $\nu_1$  é a frequência onde o espectro de baixas frequências (abaixo da frequência de *turnover*) e o espectro de altas frequências (acima da frequência de *turnover*) assintoticamente se interceptam, devendo-se lembrar que  $\nu_1$  não necessariamente é a frequência de *turnover*. Esta expressão acima delinea um perfil espectral bastante inclinado nas imediações da frequência de máxima intensidade (*turnover*).

## 2.6. A emissão devida ao efeito Compton inverso e a catástrofe Compton

Existem muitos efeitos em interações de radiação com partículas que só podem ser bem explicados usando o comportamento corpuscular (fótons) da luz. Um desses efeitos é o efeito Compton, proposto por A. H. Compton (1923), que estudou o espalhamento de raio-X em materiais. Em seus experimentos, ele mostrou que a luz espalhada tinha uma frequência mais baixa do que a incidente, indicando com isto uma perda de energia no processo de espalhamento, fenômeno este que não pôde ser explicado usando a luz como um fenômeno ondulatório. Compton explicou este fenômeno ao estudar a colisão de fótons com elétrons, aplicando as leis de conservação de energia e momento, de tal forma que um fóton com uma determinada energia (frequência), ao chocar-se com um elétron, perde energia, resultando em um fóton espalhado com uma frequência menor.

No processo inverso, chamado Compton inverso, o que ocorre é que elétrons com grandes energias, chocando-se com fótons, fornecem energia aos mesmos, de tal forma que os fótons espalhados pela colisão exibem maior frequência.

Os elétrons ultra-relativísticos em uma fonte síncrotron também espalham fótons pelo processo Compton inverso. Uma vez que a energia de um fóton, no referencial de repouso de um elétron, não é comparável à energia de massa de repouso do elétron, o espalhamento pode ser considerado como um espalhamento Thomson no referencial de repouso do elétron. Para elétrons de energia  $\gamma \cdot m_e \cdot c^2$  no referencial do observador, fótons espalhados de frequência  $\nu_s$ , provenientes de um campo de radiação isotrópico com densidade de energia  $u'_{rad}(\nu_s)$ , a frequência média dos fótons espalhados será  $\approx (4/3) \cdot \gamma^2 \nu_s$  e a potência perdida por um elétron será de

$$P_{diss} \approx \int \frac{4}{3} \gamma^2 \cdot u'_{rad}(\nu_s) \cdot c \cdot \sigma_T \cdot d\nu_s \quad (42)$$

Tais resultados podem ser comparados com as expressões inferidas para a emissão síncrotron em um campo magnético de frequência giro-síncrotron  $\Omega_e = e \cdot B / m_e$  e densidade de energia  $u_B = B^2 / 2\mu_0$ , em que a frequência média dos fótons síncrotrônicos é  $(4/3) \cdot \gamma^2 \Omega_e$  e a potência perdida por elétron é  $(4/3) \cdot \gamma^2 \cdot u_B \cdot c \cdot \sigma_T$ .

A importância relativa do espalhamento Compton inverso para as variações de energia dos elétrons é determinada pela razão entre a densidade de energia dos fótons e a densidade de energia do campo magnético.

Quando a energia do fóton se torna comparável à energia de massa de repouso do elétron no referencial de repouso do elétron -  $\gamma \cdot h \cdot \nu_s \approx m_e \cdot c^2$  para uma distribuição isotrópica de fótons - a secção de choque a ser considerada é a secção de Klein-Nishina, e então as maiores energias de fótons são limitadas pela energia dos elétrons, o que explica um decaimento brusco da intensidade, no espectro, na frequência limitada por esse limite de energia, que é a frequência de corte ou *cutoff*.

As rápidas variações em densidade de fluxo, observadas nos quasares, implicam em densidades de energia de fótons muito altas, já que a escala de tempo para a radiação atravessar a fonte internamente, e emergir dela, tem que ser aproximadamente a escala de tempo das variações. Sendo o mecanismo de emissão síncrotron, o espalhamento Compton inverso dos fótons síncrotrônicos pelos elétrons relativísticos dominaria quase totalmente as perdas de energia pelos elétrons, de forma que, a maior parte da radiação seria emitida em comprimentos de onda menores (maior energia) do que a emissão síncrotron apenas. Algumas das primeiras estimativas da magnitude do campo magnético foram obtidas assumindo-se que a emissão óptica

rapidamente variável é síncrotron e que os elétrons devem ter uma meia vida suficientemente grande para atravessarem a região de emissão. Os resultados previstos foram denominados catástrofe Compton, em que foi suposto que espalhamentos sucessivos de ordens gradativamente maiores levariam a uma divergência na potência emitida. Na verdade, esses espalhamentos sucessivos não levam a uma divergência, sendo limitados pela energia dos elétrons (energia de *cutoff*), contudo, as perdas de energia pelos elétrons ainda assim seriam enormes e bruscas, e seriam condizentes com luminosidades muito altas em raios-X.

Variações rápidas em frequências de rádio, entretanto, conduzem a uma limitação da magnitude do campo magnético, visto que há uma brilhância de superfície ou intensidade específica máxima obtida para uma fonte síncrotron, dependente do campo magnético, que impõe limites mais estreitos na magnitude do campo magnético em baixas frequências. A variabilidade rápida é usada para inferir a intensidade específica ou brilhância de superfície aparente de radiofontes, e produz resultados de luminosidades extremamente altas em raios-X. Com as observações em VLBI, a intensidade específica em rádio pode ser medida diretamente, e ainda assim as enormes luminosidades em raios-X produzidas pelo processo Compton inverso são inferidas. Todavia, estes grandes fluxos em raios-X não são diretamente observados.

## 2.7. Temperatura de brilhância

Através do fluxo e do tamanho angular de uma fonte compacta, podemos determinar a sua intensidade específica. A esta intensidade podemos associar a temperatura equivalente que a fonte deveria ter se a mesma irradiasse como um corpo negro: esta é a temperatura de brilhância.

Em rádio encontra-se o limite de Rayleigh-Jeans para qualquer temperatura perceptível ( $T \geq 3K$ ) e para uma fonte opticamente espessa, a intensidade pode ser dada pela função de Planck tal que  $h\nu \gg K.T$ ,

$$I_\nu = \frac{F_\nu}{\pi.\theta^2} = B_\nu = \frac{2.K.T_B}{\lambda^2} \quad (43)$$

em que  $F_\nu$  ou  $S_\nu$  é o fluxo observado em  $\lambda = c/\nu$  e  $\theta$  é o raio angular. Para as fontes compactas em estudo neste relatório, medidas de fluxo e raio angular produzem temperaturas de brilho de pico próximas de  $10^{11}$  e  $10^{12}$  K, o que indica emissão rádio não-térmica.

As temperaturas de brilhância de fontes compactas raramente excedem  $T_B = 10^{12}$  K, sendo tal fato, mais comum para BL Lacs. Isto é basicamente associado à densidade de energia do campo magnético  $u_{mag} = B^2/8.\pi$ , que controla a taxa de perdas sincrotrônicas, relativa à densidade de energia de radiação  $u_{rad} = 4.\pi.J/c$ , que controla a taxa de espalhamento Compton inverso.

Quando  $u_{rad}$  aumenta em função da radiação sincrotrônica até ultrapassar  $u_{mag}$ , os elétrons começam a espalhar os fótons emitidos por processo sincrotrônico, aumentando as energias dos fótons a uma taxa  $\gamma^4.u_{rad}$ . Este processo acaba rápido, até que o começo da seção transversal de Klein-Nishina e a conservação da energia acabam com o espalhamento progressivo, o que previne a catástrofe.

As fontes compactas não são fontes fortes de raios  $\gamma$ , o que indica  $U_{rad}/U_{mag} < 1$ . O limite superior para o brilho sincrotrônico é imposto pelo começo do espalhamento Compton inverso em uma fonte cuja temperatura de brilho é  $\sim 10^{12}$  K em várias condições físicas.

### 2.7.1. A temperatura de brilhância máxima

A potência espalhada total pelo processo Compton inverso pode ser estimada, e impondo-se um limite à densidade de energia do campo magnético, pode-se mostrar que há uma temperatura de brilhância máxima que pode ser obtida, além da qual as perdas de energia pelos elétrons no processo Compton inverso tornam-se catastróficas. A razão entre a potência espalhada por efeito Compton inverso e a potência síncrotron irradiada é da ordem de:

$$\frac{P_{CI}}{P_S} \approx \frac{\int u'_{rad}(\nu) d\nu}{u_B} \quad (44)$$

Na parte opticamente fina do espectro ( $\nu > \nu_m$ ), há um intervalo de frequência ( $\nu_L \ll \nu \ll \nu_U$ ) em que a radiação observada é conseqüente fundamentalmente dos processos de emissão característicos da fonte (síncrotron e Compton inverso), os quais apresentam comportamento primordialmente ligado à distribuição

de energia dos elétrons  $[n(\gamma)d\gamma = n_{\gamma_0} \cdot \gamma^s d\gamma \Leftrightarrow n(E)dE = n_{E_0} \cdot E^{-s} dE]$ , sob a condição de uma distribuição isotrópica de ângulos de emissão. Para este intervalo, o espectro visto se adequa ao comportamento energético dos elétrons, tal que  $I_v \propto v^{-\alpha}$  com  $\alpha = (s-1)/2$ . Se a intensidade do fóton em referencial de repouso,  $I'_v$ , é isotrópica e tem a lei de potência de índice  $-\alpha$ , conforme a discussão anterior, então:

$$\frac{P_{CI}}{P_S} \approx \frac{2\pi \cdot I'_v \cdot v^\alpha}{u_B \cdot c} \frac{[v^{1-\alpha}]_{v_L}^{v_U}}{1-\alpha} \quad (45)$$

para  $\alpha \neq 1$ , onde  $P_{IC}$  e  $P_S$  são as potências irradiadas por processo Compton inverso (CI) e síncrotron (S), respectivamente. Para esta faixa de frequências ( $v_L \ll v \ll v_U$ ), a emissividade pode ser inferida assim:

$$j_v = k_1(\alpha) n_{\gamma_0} (B \cdot \text{sen } \theta)^{\alpha+1} \left( \frac{v}{2 \cdot \frac{3e}{4\pi m_e}} \right)^{-\alpha} \quad (46)$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre o campo magnético e a linha de visada e  $k_1(\alpha)$  pode ser escrito como:

$$k_1(\alpha) = \frac{1}{4} \left( \frac{c}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3}{m_e \cdot c^2} \right)^{\alpha + \frac{5}{3}} \frac{\alpha + \frac{5}{3}}{\alpha + 1} \Gamma\left(\frac{3\alpha + 1}{6}\right) \Gamma\left(\frac{3\alpha + 5}{6}\right) \quad (47)$$

em que  $\Gamma$  é o fator de Lorentz para o movimento geral de expansão da fonte. Uma boa aproximação para uma certa gama de fontes é  $k_1(\alpha) \approx (8,28 \times 10^{-26}) / (10 \cdot \alpha + 1)$  para  $0,5 < \alpha < 1,0$ . Invocando a equação (41), para uma distribuição de energia de elétrons segundo uma lei de potência, por meio da qual escreve-se  $j_v = j_0 \cdot (v/v_0)^{-\alpha}$  e  $\kappa_v \cdot L = (v/v_1)^{-(\alpha+5/2)}$ :

$$I_v = I_0 \cdot \left( \frac{v_1}{v_0} \right)^{-\alpha} \cdot \left( \frac{v}{v_1} \right)^{\frac{5}{2}} \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{v_1}{v} \right)^{\alpha + \frac{5}{2}} \right] \right\}$$

Desta equação é possível se estimar, para uma fonte homogênea, com a espessura  $L$  da fonte na linha de visada, a frequência em que os espectros da região opticamente espessa e da região opticamente fina interceptam-se assintoticamente ( $v_1$ ):

$$v_1 = 2 \cdot \left( \frac{3e}{4\pi m_e^3 \cdot c^4} \right) \left[ k_2(\alpha) L n_{E_0} (B \cdot \text{sen } \theta)^{\frac{\alpha+3}{2}} \right]^{\frac{1}{\alpha+5}} \quad (48)$$

onde  $k_2(\alpha)$  é:

$$k_2(\alpha) = \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \cdot c} \frac{\sqrt{3} \cdot \pi}{72} \cdot e \cdot m_e^5 \cdot c^{10} \right) \left( \frac{6\alpha + 13}{3} \right) \cdot \Gamma\left(\frac{6\alpha + 5}{12}\right) \Gamma\left(\frac{6\alpha + 13}{12}\right) \quad (49)$$

Uma brilhância de superfície máxima na frequência  $v$  a ser obtida para uma fonte síncrotron incoerente é então:

$$I_v \leq \left( \frac{8\pi}{3} \frac{m_e^3 \nu^5}{e.B.\text{sen } \theta} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{k_1(\alpha)}{k_2(\alpha)} \cdot \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (50)$$

tal que  $\delta$  é o fator Doppler ('*beaming*'). Combinando o limite acima imposto com a estimativa da razão entre potência irradiada por efeito Compton inverso e a irradiada por síncrotron, transformada para o referencial do observador, ao eliminar a dependência do campo magnético através de  $u_B = B^2/2\mu_0$  na equação anterior:

$$\frac{P_{Cl}}{P_S} \geq \frac{9}{16\pi\epsilon_0 \cdot c^3} \cdot \left( \frac{e.I_v^2}{m_e^3 \cdot \nu^5} \right)^2 \cdot \frac{I_v \cdot \nu^\alpha \cdot [\nu^{1-\alpha}]_{\nu_L}^{\nu_U}}{\left( \frac{k_1(\alpha)}{k_2(\alpha)} \right)^4 \cdot (1-\alpha)} \cdot \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{-6} \quad (51)$$

Expressando em termos da temperatura de brilhância:

$$T = \frac{c^2 \cdot I_v}{2 \cdot k_B \cdot \nu^2} \quad (52)$$

$$\frac{P_{Cl}}{P_S} \geq \frac{18}{m_e \cdot c^3} \cdot \frac{e^2}{\pi\epsilon_0} \cdot \left( \frac{k_B \cdot T}{m_e \cdot c^2} \right)^5 \cdot \frac{\nu^\alpha}{\left( \frac{k_1(\alpha)}{k_2(\alpha)} \right)^4} \cdot \frac{[\nu^{1-\alpha}]_{\nu_L}^{\nu_U}}{(1-\alpha)} \cdot \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{-6} \quad (53)$$

A potência espalhada pelo efeito Compton inverso cresce rapidamente com a temperatura de brilhância. Para  $P_{Cl}/P_S \geq 1$ , os espalhamentos de ordem maior levam a perdas de energia catastróficas pelos elétrons emissores, limitando o máximo valor observável da temperatura de brilhância tal que  $P_{Cl}/P_S \leq 1$ .

O valor de temperatura de brilhância máxima estimada para  $\alpha < 1$  e  $\nu_U \gg \nu_L$  (com  $\nu_U$  em GHz) é:

$$T \leq 1,6 \times 10^{21} \cdot \left( \frac{k_1(\alpha)}{k_2(\alpha)} \right)^{0,8} \cdot \left( \frac{1-\alpha}{\nu_U} \cdot \left[ \frac{\nu_U}{\nu} \right]^\alpha \right)^{0,2} \cdot \left( \frac{\delta}{1+z} \right)^{1,2} \quad (\text{K}) \quad (54)$$

Esta estimativa (Pacholczyk, 1970; Lightman e Rybicki, 1969) é pouco dependente das variáveis medidas, de forma que a maioria das radiofontes tem temperaturas de brilhância medidas por VLBI abaixo deste limite, logo, as variações de energia da maioria das radiofontes compactas podem realmente ter sido determinadas pelas perdas no processo Compton inverso, como foi proposto por Kellermann & Pauliny-Toth (1969).

Todavia é possível que radiofontes compactas ultrapassem este limite durante uma explosão em rádio, mas apenas em caráter transiente em relação à escala de tempo das perdas de energia pelos elétrons.

Se a variabilidade rápida de radiofontes compactas sugere uma pequena região de emissão então as temperaturas de brilhância estimadas estão realmente ultrapassando o limite de  $10^{12}\text{K}$  durante eventos em rádio. (Marscher et al., 1979). Muito embora seja consistente que fontes que irradiam com temperaturas de brilhância próximas a este limite produzam alta luminosidade proveniente do espalhamento Compton inverso, as luminosidades previstas não são observadas, mesmo por meio de instrumentos sensíveis de medições de raios-X, o que vem influenciando a interpretação do movimento superluminal.

## 2.8. Movimento superluminal

O espectro em rádio plano e rápidas variações de fluxo das radiofontes indicam que elas possuem estruturas pequenas (inomogeneidades). Nos estudos de fontes compactas usando VLBI, estruturas complexas e variadas componentes são resolvidas apresentando movimentos próprios e afastando-se dos núcleos brilhantes com velocidades transversais identificadas de até dez vezes a da luz.

Os movimentos superluminais, logo, podem bem ser explicados pelo fato das componentes possuírem velocidades aparentes devidas ao movimento de expansão relativístico ao longo da linha de visada. O modelo a seguir apresentado é devido a Blandford, McKee e Rees (1977).

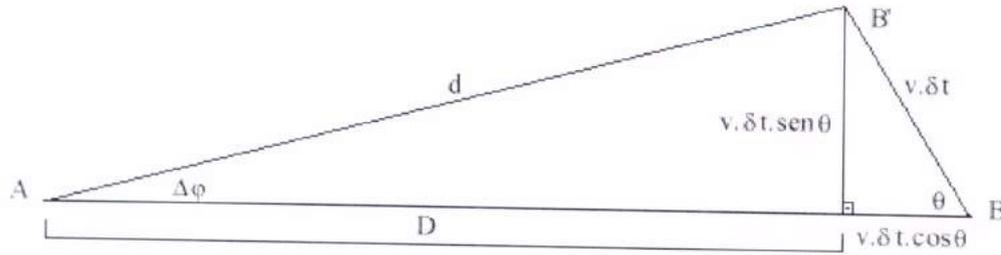


Figura 3

Dadas duas fontes inicialmente no ponto  $B$  no instante  $t_1$ , sendo detectadas por um observador no ponto  $A$  no instante  $t_1'$ , depois que a luz percorreu a distância  $AB$ . Em um instante posterior  $t_2 = t_1 + \delta t$ , uma das fontes se moveu  $v \cdot \delta t$ . Uma nova observação das duas fontes é feita em um instante  $t_2'$  após a luz ter percorrido as distâncias das fontes até o observador. A distância entre  $A$  e  $B$  pode ser expressa como  $D + v \cdot \delta t \cdot \cos \theta$ , e a distância entre a fonte em movimento radial da posição  $B'$  até  $A$  é  $d = (D / \cos \Delta \varphi)$ , mas como  $\Delta \varphi \approx 0$  (as fontes estão muito distantes do observador), adota-se  $d = D$ . A separação angular entre as fontes na segunda observação é:

$$\Delta \varphi = \frac{v \cdot \delta t \cdot \sin \theta}{D} \quad (55)$$

O tempo medido pelo observador entre as duas observações é expresso por  $\Delta t = t_2' - t_1'$

$$t_1' = t_1 + \frac{D + v \cdot \delta t \cdot \cos \theta}{c} \quad (56)$$

$$t_2' = t_2 + \frac{d}{c} = t_2 + \frac{D}{c} \quad (57)$$

$$\Delta t = t_2' - t_1' = t_2 - t_1 - \frac{v \cdot \delta t \cdot \cos \theta}{c} = \delta t - \delta t \cdot \frac{v \cdot \cos \theta}{c} = \delta t \cdot (1 - \beta \cdot \cos \theta) \quad (58)$$

onde  $\beta = (v/c)$ .

A velocidade transversal ( $\beta_T$ ) para o observador é:

$$\beta_T = \frac{v_T}{c} = \frac{D \cdot \Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{D \cdot \Delta \varphi}{c \cdot \Delta t} = \frac{D \cdot \left( \frac{v \cdot \delta t \cdot \sin \theta}{D} \right)}{c \cdot [\delta t \cdot (1 - \beta \cdot \cos \theta)]} \quad (59)$$

$$\beta_T = \frac{\beta \cdot \sin \theta}{1 - \beta \cdot \cos \theta} \quad (60)$$

O ângulo em que  $\beta_T$  é máximo pode ser obtido por:

$$\frac{\partial \beta_T}{\partial \theta} = \frac{\beta \cdot \cos \theta}{1 - \beta \cdot \cos \theta} - \frac{(\beta \cdot \sin \theta) \cdot (\beta \cdot \sin \theta)}{(1 - \beta \cdot \cos \theta)^2} = 0$$

$$\beta \cdot \cos \theta \cdot (1 - \beta \cdot \cos \theta) = \beta^2 \cdot \sin^2 \theta = \beta^2 - \beta^2 \cdot \cos^2 \theta \quad (61)$$

resultando  $\theta_{\max} = \cos^{-1} \beta$ , que substituindo na expressão de  $\beta_T$ , tem-se:

$$\beta_{T_{\max}} = \frac{\beta \cdot \sin(\cos^{-1} \beta)}{1 - \beta \cdot \cos(\cos^{-1} \beta)} = \frac{\beta \cdot (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 - \beta^2)} = \beta \cdot (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} = \beta \cdot \gamma \quad (62)$$

notando que  $\sin(\cos^{-1} \beta) = (1 - \beta^2)^{1/2}$  e que  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  é o fator de Lorentz. Pode-se observar que quando  $\beta \rightarrow 1$ ,  $\beta_{T_{\max}} = \gamma$  que pode ter um alto valor, ou seja, para qualquer movimento de expansão de massa junto a linha de visada ( $\theta \approx \cos^{-1} \beta$ ), o observador percebe velocidades que podem até exceder a da luz, da ordem de  $\gamma \cdot c$ .

## 2.9. Núcleos ativos de galáxias

Núcleos ativos de galáxias (AGN) designam fenômenos energéticos em regiões centrais de galáxias que não podem ser atribuídos a estrelas. Seu espectro, diferentemente de um mero grupo gigante de estrelas, é basicamente não-térmico, e possuem diferenças grandes de liberação de energia e velocidades envolvidas.

As principais subclasses de AGNs são as galáxias Seyfert e os quasares, sendo que alguns astrônomos adicionam a estes grupos os BL Lacertae, classificando-os numa mesma classe que supostamente caracteriza o mesmo fenômeno. A diferença básica entre as galáxias Seyfert e os quasares é a quantidade de radiação emitida da fonte central compacta, que para uma galáxia Seyfert típica em comprimentos de onda visíveis é comparável à energia emitida por todas as estrelas da galáxia ( $\sim 10^{11} L_{\odot}$ ) enquanto que para um típico quasar a fonte do núcleo tem 100 vezes mais brilho que as estrelas. Como tais objetos foram determinados por métodos diferentes inicialmente, suas diferenças de luminosidades medidas não eram coerentes para compará-los como similares. Os quasares, a um primeiro momento, não pareciam estar associados a galáxias, já que se pensava que os mesmos eram raros, por serem altamente luminosos. Sua detecção se dá a grandes distâncias, às quais apenas a sua fonte nuclear compacta pode ser vista, com aspecto de estrela, perdendo-se as galáxias em torno.

### 2.9.1. Galáxias Seyfert

As galáxias Seyfert, em sua maioria galáxias espirais, foram inicialmente selecionadas por Carl Seyfert, segundo particularidades, como o grande brilho da superfície central com aparência de estrelas circundadas por nuvens com brilho mais tênue, apresentando um espectro com linhas de emissão nucleares de alta excitação na parte óptica, com linhas bastante largas (até 8500km/s), e algumas vezes apresentando linhas de hidrogênio, especialmente as de Balmer, mais largas que as demais. A largura das linhas se deve à turbulência dos gases (juntos ao núcleo) responsáveis pelas linhas de emissão, com velocidades distintas em muitas direções, o que incrementa a largura das linhas em função do desvio Doppler para maiores e menores comprimentos de onda de fótons de partículas que estejam se afastando e se aproximando do observador. Este gases no núcleo são ionizados pela fonte que gera a emissão sincrotrônica.

Quando da detecção em rádio, as galáxias Seyfert, inicialmente apresentaram núcleos não resolvidos pequenos (menores que 100pc).

As galáxias Seyfert constituem 1 em cada 100 galáxias espirais, logo sua emissão nuclear teve uma duração calculada com um limite inferior de  $10^8$  anos, pois se assumidas como sendo sempre Seyfert, teriam a idade do Universo ( $\sim 10^{10}$  anos), mas se fossem apenas uma fase evolutiva, durariam  $10^8$  anos ( $10^{10}/100$ ).

### 2.9.2. Quasares

Os primeiros quasares observados, 3C48 e 3C273, possuem extraordinária emissão em ultravioleta e largas linhas de emissão, linhas estas, com desvios Doppler (no espectro) grandes, de tal forma que inicialmente não foram reconhecidas, vindo a ser identificadas apenas mais tarde como as linhas de Balmer e  $Mg_{II} \lambda 2798$  com um dado desvio para o vermelho (redshift). Este valor de redshift, muito maior que os típicos de galáxias Seyfert, pode ser interpretado como o de um objeto da origem cosmológica, muito distante, em consequência, segundo a teoria de Hubble, da expansão do Universo

$$d = c.z/H_0 = 3000.z.h_0^{-1} \text{ (Mpc)} \text{ onde } h_0 \text{ é a constante de Hubble (100 Km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}) \quad (63)$$

Além destas distâncias muito grandes (ordem de Mpc), tais objetos possuem luminosidades enormes, o que pode ser observado pela expressão das diferenças das magnitudes a partir do módulo da distância, ajustada para a distância em Mpc:

$$m - M = 5.\log(c.z/ H_0)+25 \quad (64)$$

o que nos dá uma magnitude absoluta da ordem de  $M_B \leq -10$ , ou seja, aproximadamente 100 vezes a luminosidade de uma galáxia espiral.

Tais objetos extremamente luminosos parecidos com estrelas, a um primeiro momento não compreendidos, passaram a ser designados “quasi-estelares”, e depois quasares.

### 2.9.3. Propriedades dos quasares

As propriedades gerais dos quasares podem ser definidas, o que, no entanto, não garante que todos os quasares as tenham: (1) objetos com aparência de estrelas vistos como radiofontes, (2) fluxo contínuo (contínuo em termos de comprimentos de onda) variável com o tempo, (3) grande fluxo em ultravioleta, (4) largas linhas de emissão e (5) grandes redshifts.

Uma das características que definem o quasar é a sua vasta distribuição de energia espectral (spectral energy distribution – SED) devido ao fato de o quasar emitir muita energia em todos os comprimentos de onda e seu espectro não poder se adequar ao perfil espectral de um corpo negro, já que sua emissão é principalmente não-térmica. A larga distribuição de energia espectral pode ser caracterizada pela lei de potência usual  $S_\nu = F_\nu = C \cdot \nu^{-\alpha}$  (ergs/(s.cm<sup>2</sup>.Hz)), onde  $\alpha$  é o índice da lei de potência,  $C$  é uma constante, e  $F_\nu$  é o fluxo específico (por unidade de frequência). Para algumas faixas de frequência, costuma-se usar o fluxo específico por unidade de comprimento de onda, mas como o fluxo total medido na faixa deve ser o mesmo, a relação  $F_\nu.d\nu = F_\lambda.d\lambda$  é sempre verdadeira. Transformando:

$$F_\nu = F_\lambda \left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right| = \frac{\lambda^2 \cdot F_\lambda}{c} \quad (65)$$

e a lei de potência pode então ser  $F_\lambda = C' \cdot \lambda^{\alpha-2}$ .

Para grandes intervalos de frequência, os índices espectrais ficam em um pequeno intervalo ( $0 \leq \alpha \leq 1$ ), mas os valores de  $\alpha$  variam muito para diferentes intervalos de frequências. Adequando a taxa de energia recebida com o tempo (potência), através da integração do fluxo, em qualquer intervalo de frequência  $[\nu_1, \nu_2]$  adotado:

$$P(\nu_1, \nu_2) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu = C \cdot \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu^{-\alpha} d\nu = \frac{C}{1-\alpha} \cdot (\nu_2^{1-\alpha} - \nu_1^{1-\alpha}) \quad (66)$$

para ( $\alpha \neq 1$ ), e

$$P(\nu_1, \nu_2) = C \cdot \ln \left( \frac{\nu_2}{\nu_1} \right) \quad (67)$$

para ( $\alpha = 1$ ).

O valor  $\alpha = 0$  corresponde a um espectro plano (flat), com distribuição uniforme de energia por unidade de intervalo de frequência, e o caso  $\alpha = 1$ , apresenta igual energia por unidade logarítmica de intervalo de frequência. Para analisar espectros com grandes intervalos de frequência, é conveniente fazer a representação da SED (spectral energy distribution) em um diagrama de  $\log(\nu \cdot F_\nu)$  versus  $\log \nu$ , em que a distribuição da lei de potência fica  $\nu \cdot F_\nu \propto \nu^{1-\alpha}$ .

A morfologia em rádio dos quasares é descrita em termos de duas componentes, uma componente estendida, em forma de dois lóbulos que se abrem e se estendem a distâncias de até megaparsecs, saindo em oposição diametral do núcleo. O núcleo contém a componente compacta, cuja localização é coincidente com o quasar óptico, e que apresenta tamanho relativamente pequeno. Tais componentes apresentam diferenças espectrais, embora nas duas, o processo sincrotrônico de emissão está presente. A diferença entre as componentes é que a estendida é opticamente fina para sua própria emissão sincrotrônica em rádio, o que não ocorre com a compacta.

Para uma fonte homogênea, com campo magnético constante  $B$ , a lei de potência que delineia o espectro contínuo pode ser gerada pela emissão sincrotrônica a partir de elétrons acelerados, inicialmente com uma distribuição de energia ( $E$ ) segundo a lei de potência muito bem conhecida  $N(E).dE = N_0.E^{-\alpha}dE$ , onde  $\alpha = (s - 1)/2$ . Esta distribuição descreve a emissão sincrotrônica para meios homogêneos, explicando um espectro contínuo estático.

O valor típico observado do índice da lei de potência para a componente estendida é  $\alpha \cong 0,7$ , logo  $s \cong 2,4$ . Isto se aplica às frequências mais altas onde a auto-absorção sincrotrônica é desprezível. Em frequências mais baixas, o gás do meio emissor é opticamente espesso e a tendência de aumento de fluxo com o acréscimo da frequência, tal que  $S_\nu = F_\nu \propto \nu^{5/2}$ , atinge um máximo, a partir do qual o comportamento inverte. Esta frequência de inversão de comportamento aumenta com a densidade de elétrons relativísticos na fonte, embora dependa de outros parâmetros também. As densidades de partículas relativísticas nas componentes estendidas são baixas o suficiente para que elas sejam opticamente finas mesmo às mais baixas frequências. O espectro rádio, pode, eventualmente, inclinar-se em direção às altas frequências ( $\alpha$  aumenta com  $\nu$ ), o que pode ser explicado pelo fato de que os elétrons irradiam em frequências proporcionais às suas energias  $E$ , e a taxa com que eles perdem energia é proporcional a  $E^2$ , de forma que os elétrons mais energéticos irradiam mais rapidamente sua energia. Este comportamento enfraquece o espectro em altas frequências, se os elétrons mais energéticos não forem restituídos.

As estruturas rádio estendidas podem ser classificadas em duas classes, segundo Fanaroff and Riley 1974: fontes FRI, que são rádio fontes mais fracas, cujo núcleo é mais brilhante, diminuindo o brilho em estruturas mais externas, enquanto que as FRII são brilhantes no limbo, e mostram regiões de emissão aumentadas nas bordas da estrutura rádio ou dentro da mesma. Os quasares são basicamente FRII.

As estruturas compactas são extremamente pequenas (até  $\sim 0,01pc$ ), seu espectro não é tão irregular quanto o das estruturas estendidas, sendo plano, com energia espectral quase uniformemente distribuída, com  $\alpha \leq 0,5$ . Próximo à frequência de máximo fluxo, o espectro é levemente inclinado, mas no restante do espectro é plano, devido à inhomogeneidade da fonte e a presença de um número de pequenas fontes discretas não-resolvidas dentro do núcleo. Diferentes partes da região compacta se tornam opticamente espessas, em diferentes frequências, o que acaba por nivelar o espectro da fonte compacta por uma vasta faixa de frequência.

Existem ainda, jatos, que são estruturas lineares estendidas, que parecem canalizar partículas e energia dos núcleos compactos em direção aos lóbulos estendidos. Os jatos podem sair de um, ou de dois lados da fonte compacta, sendo chamadas tais estruturas de jato e contra-jato, tal que o jato é muito mais brilhante que o contra-jato, o que é devido supostamente ao '*Doppler beaming*' que aumenta o brilho do lado que está se aproximando do observador.

A intensidade relativa das componentes varia com a frequência e de fonte para fonte. Existem as fontes dominadas pelos lóbulos, por exemplo, com espectro preferencialmente inclinado, ou fontes dominadas pelo núcleo, com espectro plano. Algumas das diferenças entre quasares são devidas aos efeitos de orientação, em que componentes estendidas supostamente emitem isotropicamente, enquanto que componentes compactas e jatos emitem anisotropicamente.

Os quasares apresentam variabilidade em todas as frequências em que são estudados, tanto no espectro contínuo quanto em suas largas linhas de emissão. Similares aos quasares, os BL Lacertae, foram identificados inicialmente como estrelas variáveis distintas, antes de suas propriedades espectrais serem conhecidas. Algumas fontes variam de até 0,5 de magnitude em poucos meses, outras variam em questão de dias. Devido a tal variabilidade, estima-se que a radiação é emitida de uma região pequena (anos-luz), o que é algo impressionante, como se um núcleo apenas do tamanho do sistema solar emitisse centenas de vezes a energia emitida por uma galáxia. A estimativa da dimensão da fonte pode ser feita através do período de variabilidade  $P_0 = 2.\pi/\omega_0$ , onde  $\omega_0$  é o período de oscilação da superfície. Assumindo-se que todas as partes da fonte flutuam em fase, sendo que a brilhância superficial é dada por

$$I = \bar{I} + I_f . \text{sen } \omega_0 . t \quad (68)$$

$$\bar{I} \geq I_f \geq 0 \quad (69)$$

Integrando sobre toda a superfície, tem-se a luminosidade total L:

$$L = \pi.R^2.(\bar{I} + I_f.F(\varphi).\text{sen}(\omega_o.t - \eta)), \quad (70)$$

onde

$$\varphi = \frac{2.\pi.R}{c.P_o} \quad (71)$$

$$\text{tg}\eta = \frac{\varphi - \text{sen}\varphi}{1 - \cos\varphi} \quad (72)$$

A verdadeira fração de flutuação que pode ser observada a uma certa distância é:

$$F(\varphi) = (2/\varphi^2).[2 + \varphi^2 - 2.\cos\varphi - 2.\varphi.\text{sen}\varphi]^{1/2} \quad (73)$$

Para  $\varphi \gg 1$ ,  $F(\varphi) \cong 2/\varphi$ , ou melhor,  $F(\varphi) = c.P_o/\pi.R$ . Com as relações (69), (71) e  $F(\varphi) \cong 2/\varphi$  tem-se

$$R \leq \frac{2.c.P_o}{\pi} \cdot \left( \frac{\bar{L}}{\Delta L} \right) \quad (74)$$

onde R é o raio da superfície esférica e  $\Delta L$  é a mudança fracional na luminosidade.

Um observador em sistema de referência fora da fonte observa o período  $P = P_o.(1 + z)$ . E para que as variações em fluxo sejam bem estabelecidas observacionalmente

$$\Delta L \approx \bar{L} \quad (75)$$

logo  $R \leq c.P$ , de onde conclui-se que, dado um período de variabilidade pequeno para uma fonte como um BL Lacertae, estima-se um raio relativamente pequeno para esta fonte.

Quasares possuem um espectro mais azulado e um excesso na faixa ultravioleta em relação ao espectro de estrelas do tipo A, devido ao fato de o espectro de quasares ter uma distribuição de energia espectral mais uniforme e possuir maior intensidade nas frequências azuladas que as estrelas.

A banda ultravioleta-óptica dos quasares apresenta largas linhas de emissão, principalmente as séries de Balmer ( $H\alpha\lambda 6563$ ,  $H\beta\lambda 4861$ ,  $H\gamma\lambda 4340$ ), Lyman ( $Ly\alpha\lambda 1216$ ), e linhas de íons ( $Mg_{II}\lambda 2728$ ,  $C_{III}\lambda 1909$  e  $C_{IV}\lambda 1549$ ).

Os quasares apresentam grandes *redshifts*, tendo sido encontrados gradualmente, com o avanço das técnicas de detecção, quasares com *redshifts* cada vez maiores (na década de 1970 já eram da ordem de  $z \geq 3$ ). A importância deste fato reside em que os quasares constituem indícios do início do Universo, uma vez que a luz proveniente dos quasares mais distantes foram emitidas quando o Universo era apenas uma pequena parte do que é hoje. Os quasares são facilmente detectáveis com grandes *redshifts* ( $z \geq 1$ ), por isso são importantes vestígios do início do Universo, bem como no estudo de grandes estruturas formadas neste contexto, tal como elementos pesados verificados nos espectros de quasares.

Com os telescópios de alta resolução, estudos de fontes com alta razão sinal-ruído, mostraram que o espectro de quasares também apresentam certas linhas de absorção, porém muito mais estreitas e com *redshifts* menores que as linhas de emissão, fato tal que possibilita o uso de quasares como fonte de fundo para detecção de objetos não observáveis no meio interestelar.

Técnicas de detecção de fontes por cores, em que fotografias com filtro para a banda B e filtro para a banda U, são comparadas, após tempos de exposição tais que estrelas do tipo A possuam mesma intensidade nas duas fotografias, isolaram objetos detectados nestas bandas. Considerando a contaminação por estrelas O e B desprezível, já que as fotografias são tiradas de partes do céu a altas latitudes galácticas, os objetos isolados

foram então observados opticamente como objetos quasi-estelares, com densidades de superfície similares aos quasares selecionados em rádio, porém com espectro apresentando distribuição de energia espectral diferente da dos quasares com alta emissão em rádio, mostrando emissão em rádio centenas de vezes menor, em relação à faixa UV-óptico-infravermelho. Tais objetos foram denominados pelo termo ‘QSO’ (quasi-stellar objects), inicialmente especificando os quasares com baixa emissão em rádio, porém os termos ‘quasar’ e ‘QSO’ atualmente são usados indiscriminadamente para designar os objetos quasi-estelares em geral. Os QSOs com baixa emissão em rádio passaram a ser verificados como 10 a 20 vezes mais numerosos que os com alta emissão em rádio.

#### 2.9.4. Objetos BL Lacertae

Os objetos BL Lacertae, cujo nome é devido ao objeto protótipo do grupo, constituem uma pequena classe de AGNs que em geral possuem variabilidade extremamente rápida, tanto quanto um dia, em rádio, infravermelho, óptico, e outros comprimentos de onda; possuem linhas de emissão e absorção extremamente fracas ou ausentes; radiação contínua não-térmica com a maior parte da energia emitida em infravermelho; polarização alta e rapidamente variável tanto em magnitude quanto em ângulo de posição; e com uma aparência de estrela, sendo raramente uma estrutura visível, e com grande emissão em rádio.

As variações rápidas são da ordem de até 50% em luminosidade em um período, e o fato de tais variações serem rápidas implicam que a região de emissão dos blazares, como podem também ser chamados, seja bem pequena (não mais que um ano-luz ou mais em diâmetro).

Outro aspecto notável nos blazares é a sua falta de linhas de emissão, que deveriam estar presentes, uma vez que a natureza de emissão destes objetos é similar à dos outros AGNs (a radiação sincrotrônica e os elétrons em movimento poderiam ionizar o gás junto ao núcleo, produzindo linhas de emissão), mas não estão.

Os BL Lacs não possuem todos o mesmo aspecto, de forma que alguns possuem uma nuvem tênue (suposta galáxia hospedeira) em volta de um núcleo, outros têm uma forma puntual, entretanto há evidências de que os BL Lacs estão realmente associados a galáxias, como sua localização em alguns aglomerados de galáxias e em zonas centrais de galáxias elípticas.

Pensa-se que os BL Lacs constituem a classe de AGNs que possuem uma forte componente relativística com feixe apenas sutilmente deslocado da linha de visada.

#### 2.9.5. Modelo unificado e alimentação de AGNs

O modelo unificado tenta explicar AGNs, quasares e BL Lacs como o mesmo fenômeno porém visto de diferentes direções, dadas as suas semelhanças físicas, de forma que o modelo genérico tenta entrelaçar um “dínamo nuclear” (buraco negro supermassivo), um disco de acreção, regiões de linhas de emissão largas e estreitas, e os jatos como estruturas comuns para o mesmo fenômeno.

As altas energias envolvidas em núcleos compactos de AGNs, o fornecimento de energia para jatos e potencialização da radiação sincrotrônica, bem como a liberação de grande quantidade de energia resultando em altas luminosidades, sugerem fontes de energias poderosas nos núcleos para prover tais eventos, que supostamente são buracos negros supermassivos. O buraco negro seria então a fonte de energia, circundada por um disco de acreção quente, em que a energia seria produzida por uma precipitação gravitacional de material que é aquecido a altas temperaturas no disco dissipativo de acreção.

O princípio básico de fornecimento de energia para um AGN seria a conversão de energia potencial gravitacional do material acretado junto ao núcleo, em energia de excitação de partículas e de radiação, processo este que possui uma determinada eficiência  $\eta$ . A massa central deve, pois, ser estimada para condizer com a quantidade de energia gerada percebida pela luminosidade.

Supondo isotropia, e para simplificação, considerando o caso do hidrogênio ionizado, assume-se a força de pressão de radiação igual à força gravitacional exercida pela massa central ( $M$ ), em que  $F = L / 4.\pi.r^2$  é o fluxo de energia a uma distância  $r$  do centro para uma luminosidade  $L$  e  $E/c$  é a quantidade de movimento de um fóton, para inferir o fluxo de quantidade de movimento ou pressão:

$$P_{rad} = \frac{F}{c} = \frac{L}{4.\pi.r^2.c} \quad (76)$$

e a força de radiação em um elétron pode ser obtida multiplicando a secção transversal do elétron por interação com o fóton:

$$F_{rad} = \sigma_e \cdot \frac{L}{4.\pi.r^2.c} \cdot \vec{r} \quad (77)$$

onde  $\sigma_e$  é a secção de Thomshon e  $\vec{r}$  é o versor que dá a direção radial da força. A força gravitacional exercida por uma massa central  $M$  em um par elétron-próton é:

$$F_{grav} = -G \cdot \frac{M.(m_p + m_e)}{r^2} \cdot \vec{r} \cong -G \cdot \frac{M.m_p}{r^2} \cdot \vec{r} \quad (78)$$

A força gravitacional deve ser maior ou igual à força de pressão de radiação:

$$\begin{aligned} |F_{rad}| &\leq |F_{grav}| \\ \frac{\sigma_e.L}{4.\pi.r^2.c} &\leq \frac{G.M.m_p}{r^2} \\ L &\leq \frac{4.\pi.G.c.m_p}{\sigma_e} . M \end{aligned} \quad (79)$$

$$L \leq 6,31.10^4 . M(ergs / s)$$

$$L \leq 1,26.10^{38} \cdot \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \quad (80)$$

que é o limite de Eddington. A massa de Eddington deve ser em unidades adequadas aos AGNs:

$$M_E = 8.10^5 . L_{44} . M_\odot , \quad (81)$$

em que  $L_{44}$  é a luminosidade central em unidades de  $10^{44}$  ergs/ s a qual é característica de uma galáxia Seyfert. Para uma luminosidade de quasar de  $\sim 10^{46}$  ergs/ s, um excesso de  $\sim 10^8$   $M_\odot$  é necessário. A luminosidade de Eddington, portanto, é

$$L_E = \frac{4.\pi.G.c.m_p}{\sigma_e} . M \quad (82)$$

que é a luminosidade máxima alimentada por uma acreção esférica. A massa pode também ser inferida do teorema virial, assumindo a extensão espacial  $r$ , e o campo de velocidades  $v$  de mapas de reverberação da região de linhas de emissão largas, tal que  $M \cong v^2.r / G$ .

A conversão de massa em energia, que possui uma eficiência  $\eta$ , é dada pela expressão  $E = \eta.M.c^2$  e como a taxa de energia emitida pelo núcleo é  $L = dE / dt$ , por acreção de massa, a taxa de energia fornecida é:

$$L = \frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}(\eta.M.c^2) = \eta.c^2 \cdot \frac{dM}{dt} \quad (83)$$

onde  $dM/dt$  é a taxa de acreção. A energia potencial de uma massa  $m$  a uma distância  $r$  da fonte central de massa  $M$  é  $U = G.M.m / r$ . A taxa de conversão da energia potencial do material acretado em radiação é:

$$L \approx \frac{dU}{dt} = \frac{G.M}{r} \cdot \frac{dm}{dt}$$

$$\eta \cong \frac{G}{c^2} \cdot \frac{M}{r} \quad (84)$$

$M/r$  é uma medida de compactividade, a qual é maximizada para um buraco negro, com tamanho em relação ao raio de Schwarzschild  $R_S$ :

$$R_S = \frac{2.G.M}{c^2} \cong 3.10^{21}.M_{\odot}(cm) = 10^{19}.M_{\odot}(\text{anos} - \text{luz}) \quad (85)$$

Em uma faixa de  $5.R_S$ , dentro da qual há uma alta probabilidade de estar confinado um engenho central de um quasar, a equação de conversão de energia potencial gravitacional  $U$  resulta:

$$U = \frac{G.M.m}{5.R_S} = \frac{G.M}{10. \frac{G.M}{c^2}}.m = 0,1.m.c^2$$

$$\frac{dM_E}{dt} = \frac{L_E}{\eta.c^2} \quad (86)$$

O gás precipitado deve perder momento angular na acreção em um pequeno disco, devido a sua viscosidade, em vista dos esforços de cisalhamento elementares e dos choques entre partículas do gás, o que aquece o disco de acreção. O momento angular perdido seria removido pela interação, por efeito de marés, da galáxia hospedeira com outras galáxias.

O gás que alimenta o disco de acreção é proveniente de disruptura da integridade de estrelas juntas ao núcleo, que perdem massa por forças de marés em relação ao buraco negro. A perda de gás por estrelas disruptas dissipa energia através de choques e radiação, mas conserva momento angular, o que leva à formação de um disco.

Em torno do “dínamo central” há duas zonas de gás ionizado, uma menor e mais próxima do núcleo, apresentando velocidades de até 10000 km/s e que produz linhas de emissão largas, e outra, repleta de nuvens que possuem movimentos menos rápidos, é mais extensa, onde linhas de emissão estreitas são geradas. Entre estas zonas existe o anel de poeira, espesso e relativamente pequeno.

De acordo com o ponto de vista, verificamos as características correspondentes a cada um dos AGNs. Quando um destes objetos é visto lateralmente, o anel de poeira bloqueia a visão da região de linhas largas da fonte central, de forma que vêm-se linhas estreitas, jatos e lóbulos em rádio, o que caracteriza uma galáxia Seyfert de linhas estreitas. Se observada na direção próxima ao eixo polar, a fonte de radiação contínua central pode ser identificada, bem como a região de linhas largas, algumas regiões de linhas estreitas, e talvez jatos, o que pode caracterizar um quasar ou um Seyfert com predominância de linhas largas. Nos precedentes casos, o anel de poeira pode absorver fótons ultravioleta-ópticos e reemitir em infravermelho.

Observando junto a ou na direção do eixo dos jatos, vêm-se velocidades maiores que a da luz e um ponto central de emissão concentrado, caracterizando um BL Lac ou quasar superluminal. Vê-se através de um dos lóbulos, e o outro fica em oposição ao sentido do observador, e desta forma não se consegue discriminá-los, vendo-se, eventualmente, apenas um tênue halo em torno da fonte central. O disco de acreção pode ser identificado em raios-x.

Assim, o modelo genérico unificado explica muitos aspectos dos AGNs e quasares, sendo os mesmos, similares, porém vistos de ângulos diferentes.

### 3. Tratamento experimental analítico: descrição equipamentos, técnicas observacionais e análise das fontes

#### 3.1. Equipamento utilizado e técnica observacional

O objetivo experimental em proposta seria a utilização do radiotelescópio Itapetinga para observação de AGNs, porém apenas os dados coletados para a análise de Centaurus A, OV236 e 3C273, adquiridos em trabalhos passados, são provenientes do Itapetinga, contudo, da mesma forma, a compreensão do equipamento se fez importante.

O radio-observatório de Itapetinga possui receptores nas frequências de 22, 30, 43, e 90 GHz sendo as frequências de 22 e 43 GHz as mais utilizadas, principalmente para observações solares.

O radiotelescópio, que tem um prato parabólico refletor de 13,7m de diâmetro com desenho Cassegrain e montagem altazimutal, encontra-se no interior de uma redoma de 22 metros de diâmetro de plástico que reduz o desgaste da antena pela ação do tempo e facilita a estabilidade de apontamento, evitando as deformações devido à variações de temperatura.

As cornetas utilizadas de 22 e 43 GHz são retangulares e sensíveis à componente vertical do vetor E (campo elétrico) e suas larguras à meia potência são 4,2' e 2,1' em 22 e 43 GHz respectivamente. Os receptores têm 1 GHz de banda lateral dupla e temperatura de sistema da ordem de 700K, características tais que possibilitam a detecção de radiofontes com densidade de fluxo de 1 a 25Jy, em duas horas de observação.

A técnica utilizada é a de varreduras ("scan"), pela qual varre-se a radiofonte com o feixe da antena, de modo que cada *scan* tem a duração de 20s, tempo este em que integra-se sobre a fonte por volta de 6s. O restante do tempo é utilizado para frear a antena e obter medidas do céu em torno da fonte.

O método visado é o *Total Power*, pelo qual mede-se a potência total de ruído da fonte e do receptor, cujos amplificadores tem resposta linear. Para se obter uma determinação precisa da temperatura de antena correspondente à radiofonte, é necessário fazer uma calibração, utilizando-se uma carga (LOAD), um tubo de ruído (NT) ou uma fonte de ruído (NS). Os dados são analisados com o programa DRAWSPEC, que fornece a temperatura máxima de antena, o feixe da antena e outros dados, fazendo-se ajustes da linha de base, polinômios e gaussianas. Os dados recebidos pelo radiotelescópio são convertidos por outro programa para o formato DRAWSPEC antes de serem analisados.

##### 3.1.1. Diagrama em blocos do receptor

O primeiro estágio na detecção é um dispositivo que irá coletar a energia refletida pela parábola da antena, sendo constituído de um guia de onda que tem forma de uma pirâmide, a "corneta" (1). Na seqüência há o amplificador de radiofrequência (2) com baixo ganho, amplificando aproximadamente dez vezes o sinal. Em seguida há o misturador (3), que faz o produto entre o sinal de radiofrequência com o do oscilador local (4), produzindo uma frequência intermediária (FI) mais baixa. Entre o misturador e o oscilador local existe um atenuador (5). Acoplado ao misturador há um pré-amplificador de 30dB e no estágio seguinte existe um atenuador (7) que isola o amplificador de FI (8) do pré-amplificador (6), cuja função principal é acertar a faixa de trabalho do detector quadrático. Um outro amplificador de ganho de 60dB também fornece um nível de sinal adequado para o detector quadrático (9). A partir deste estágio o sinal já apresenta uma tensão de ordem de grandeza que pode ser medida. O amplificador (10) de 40dB de ganho que tem baixo nível de ruído, com banda passante de alguns KHz, precede o estágio (11) em que subtrai-se a voltagem correspondente ao sistema, e em seguida aumenta-se o ganho de 40dB (12), obtendo-se um nível tensão correspondente ao sinal da fonte, que pode ser integrado através de um filtro cujo efeito pode ser obtido por um integrador com constante de tempo de 50ms. Por fim há o sistema de aquisição de dados (13) e o sinal de referência (14) que pode ser uma carga (*load*) à temperatura ambiente como um tubo de ruído (*noise tube*) ou uma fonte de ruído (*noise source*) de temperatura conhecida.

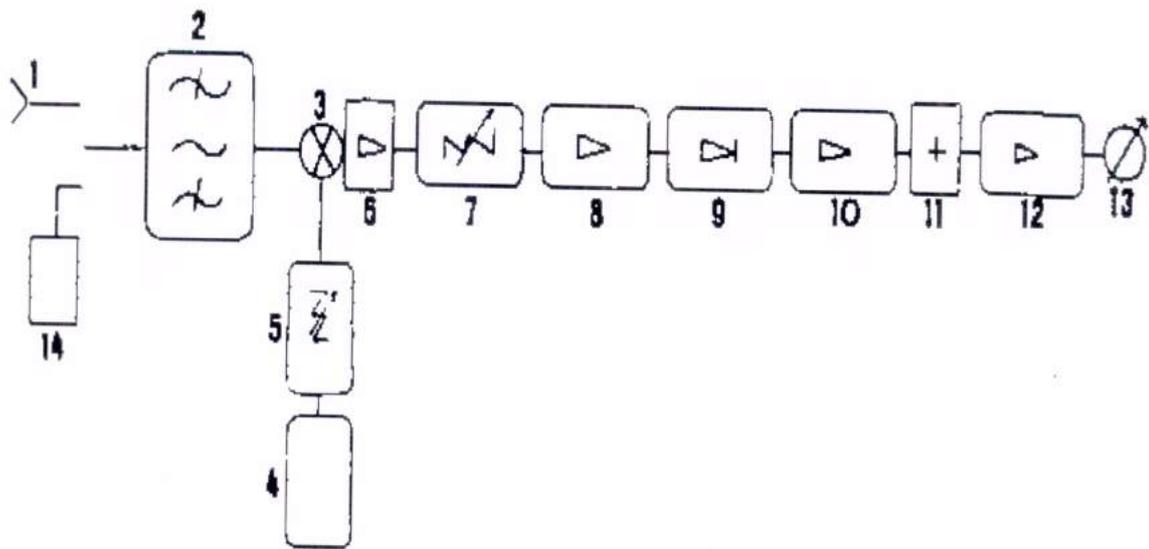


Figura 4 - Diagrama em blocos do receptor.

## 3.2. Radiofontes estudadas

### 3.2.1. Centaurus A

Centaurus A constitui uma radiogaláxia distante de nosso planeta da ordem de 4 à 5Mpc (galáxia ativa mais próxima de nós), possuindo um formato elíptico dado, segundo a classificação de Hubble, pelo tipo E0. Centaurus A apresenta um núcleo compacto que emite vastamente em todo espectro eletromagnético (Price e Stull, 1973; Wade et al., 1971 e Cooper et al., 1965) e mostra um jato que evidencia diversos nós (no mínimo sete vistos em raio-x). Esta radiofonte tem variabilidade em muitos dos comprimentos de onda, desde os raios  $\gamma$ , raios-x, infravermelho, até o rádio. Em infravermelho, em que a quantidade energia liberada é das maiores em todo o espectro, o comportamento é o mesmo dos demais comprimentos de onda, apresentando períodos de alta atividade e de baixa atividade correspondendo às mesmas épocas dos eventos em rádio e raios-x. As variabilidades observadas em rádio e raio-x possuem ordens de grandezas de horas e até anos, o que mostra grandes diversidades nas estruturas formadas na fonte e suas propriedades.

As observações em rádio em 22 e 43GHz obtidas no Itapetinga (Botti e Abraham, 1993), bem como as observações feitas em raios-x por Terrell (1986) indicam dois tipos de comportamento na atividade da fonte: períodos de baixa atividade que denotam flutuações quase periódicas na intensidade, flutuações estas com períodos da ordem de poucos meses; e períodos de alta atividade, apresentando flutuações muito menos definidas, que em rádio apresentam divergências para 22 GHz e 43 GHz, de forma que as flutuações encontradas em 43GHz têm amplitude maior que as observadas em 22GHz. Um caráter muito interessante é o comportamento similar no quasar 3C273, que Botti e Abraham (1991) encontraram, notando-se uma correlação entre os dados em raio-x e rádio. Um outro aspecto conclusivo importante, é o caráter de o índice espectral entre 22 e 43GHz variar em meses, comportamento tal típico de fontes sincrotrônicas que são inicialmente opticamente espessas em uma frequência e que se tornam de forma gradual opticamente finas à medida em que esta fonte se expande como ocorre com os quasares.

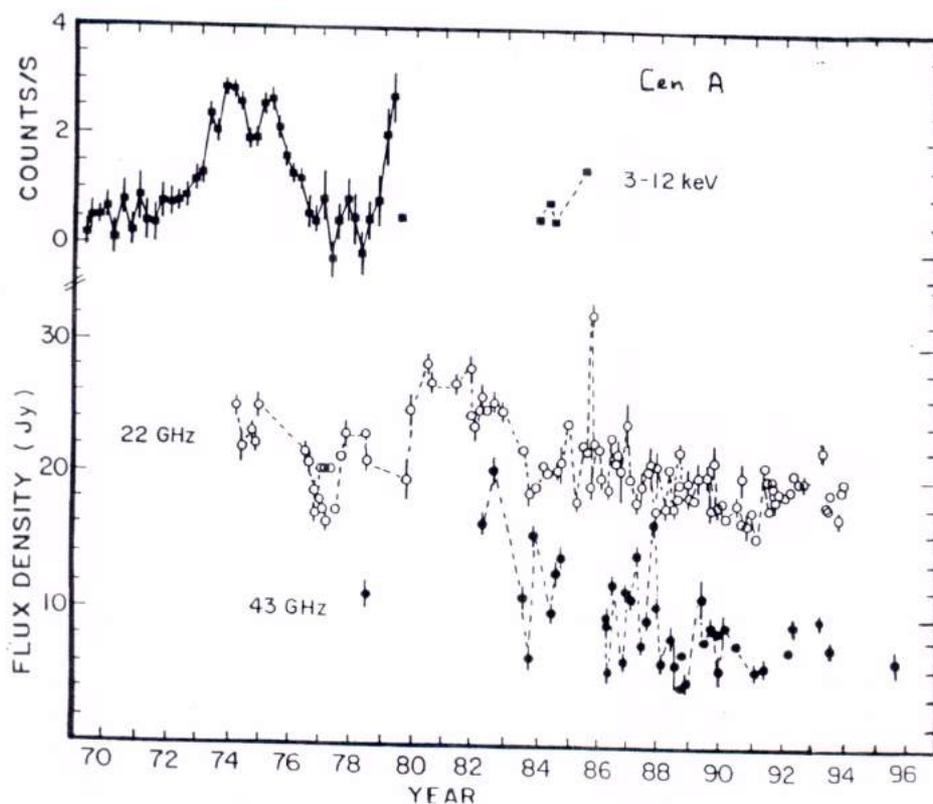


Figura 5 - Comportamento de Centaurus A em 22, 43GHz e raios-x.

### 3.2.2. BL Lac

BL Lac é uma das fontes superluminais estudadas que exibem dos maiores movimentos próprios conhecidos, de forma que em apenas um ano, um nó se move aproximadamente 1 mas no céu. Possui uma estrutura fundamental dominante que possui movimento relativístico, e apresentando um *redshift* de  $z=0,0695$  (Miller, French & Hawley – 1978), possui uma velocidade aparente correspondente a 3,2 c/h para uma constante de Hubble de  $H_0=100 \text{ km.s}^{-2}.\text{Mpc}^{-1}$  e  $q_0=0,5$ .

O BL Lac quase não apresenta linhas de emissão ou de absorção, porém grandes variabilidades (variações de 10 a 50% em luminosidade) e de curtos períodos (ordem de dias) são verificadas, o que sugere um estrutura bem compacta (da ordem de dezenas de dias-luz). Aspectos de absorção no espectro bem fracos, identificados com instrumentos muito sensíveis e grande tempo de integração, mostram a existência de um tênue halo em torno da fonte compacta, com velocidades condizentes com 21000 km/s, às quais correspondem uma distância de 1400 Mly (mega anos-luz).

No movimento de expansão as propriedades observadas são bastante dependentes da orientação dos jatos em relação à linha de visada. Mutel et al. (1990) usando dados de VLBI interpretou o movimento das componentes como frentes propagantes de choque no jato com a velocidade um pouco maior que a do fluxo principal ( $\gamma \sim 4$ ), e deduziu um ângulo necessariamente maior ou igual a  $19^\circ$  para justificar os limites geométricos dados pelo tamanho das componentes de VLBI observadas. Para explicar a forma das curvas de luz dos fluxos total e do fluxo polarizado, Hughes, Aller, & Aller (1989) determinaram um ângulo similar.

E para reduzir a porcentagem de polarização da explosão (*outburst*), um fluxo com o fator de Lorentz  $\gamma \sim 6$  foi proposto com um ângulo de visão de aproximadamente  $38^\circ$ .

O movimento das componentes superluminais é, na maioria das vezes, retilíneo, com um ângulo de posição (A.P.) variando de  $190^\circ$  a  $200^\circ$  (Mutel et al. 1990; Mutel, Denn & Dryer 1994). Na verdade, as primeiras componentes de VLBI S1, S2, e S3, segundo Mutel et al. (1990), têm um A.P. por volta de  $190^\circ$ , ao passo que componentes mais recentes de VLBI (S5 e S6) tem um A.P. de aproximadamente  $200^\circ$ . Este desvio observado da orientação do jato levou a suposição de uma precessão do dínamo central sob influência de uma companheira massiva, de forma que o eixo de giro do movimento expansivo geral, onde os choques se propagam, muda com o tempo. Aller, Hughes, & Aller (1994), para os mesmos períodos, notaram um desvio coerente de  $10^\circ$  do ângulo de polarização.

O BL Lac possui um fluxo médio de 3 a 4Jy, apresenta uma periodidade de aproximadamente 1 ano e 4 meses até o início de 1995, quando sua densidade de fluxo começa a aumentar até atingir 5.7Jy e nos anos seguintes seu comportamento se torna não definido.

Outro fato importante a ser considerado é que, pode-se constatar a relação estrita existente entre a expansão de componentes superluminais (inomogeneidades) resolvidas por VLBI nas radiofontes compactas e as explosões (outbursts) verificadas nas curvas de luz do BL Lac. Reunindo componentes descritas por Mutel et al. – 1990 (S1 a S6) e Tateyama et al. – 1998 (C1 a C3) , e tomando-se separações resolvidas destes nós (knots) em relação ao núcleo (core), verificou-se para o BL Lac, o afastamento uniforme das componentes superluminais a partir de instantes iniciais em sincronia com os picos das curvas de luz em 4.8; 8.0 e 14.5 GHz, exceto para a S4, que permanece quase estática e sofre uma repentina aceleração (~1985) inexplicável em um dado período de quiescência da fonte. As figuras a seguir mostram as evoluções temporais do BL Lac em 88; 142; 4,8; 8,0 e 14,5 GHz.

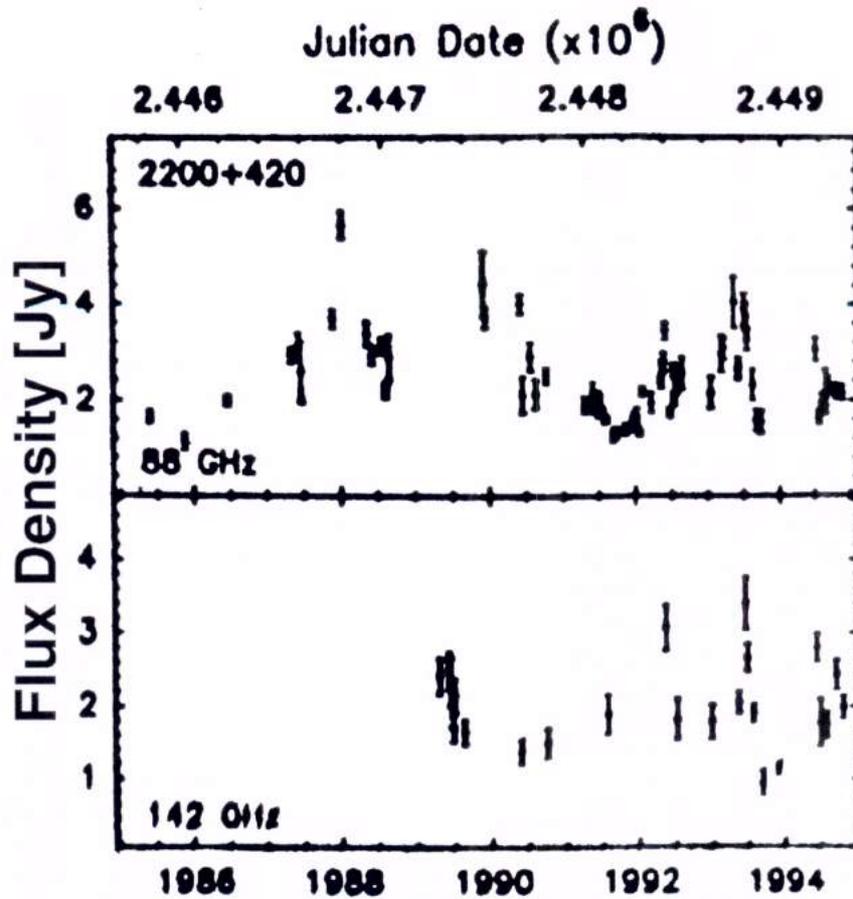


Figura 6 - Comportamento do BL Lac nas frequências 88, 142 GHz.

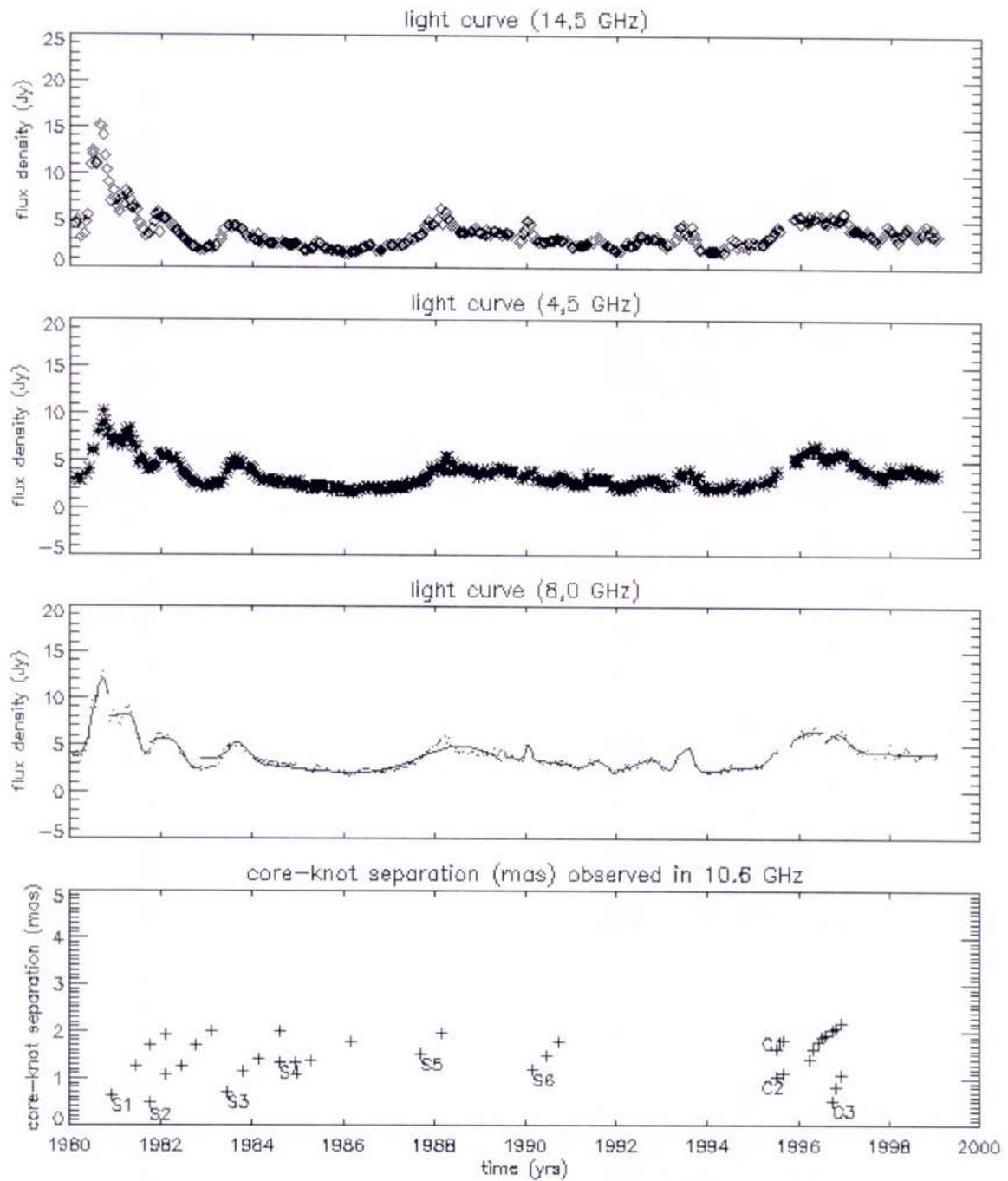


Figura 7 - Relação entre as curvas de luz do BL Lac em 4.8, 8.0 e 14.5 GHz e a separação das componentes resolvidas em VLBI em relação ao núcleo compacto do BL Lac.

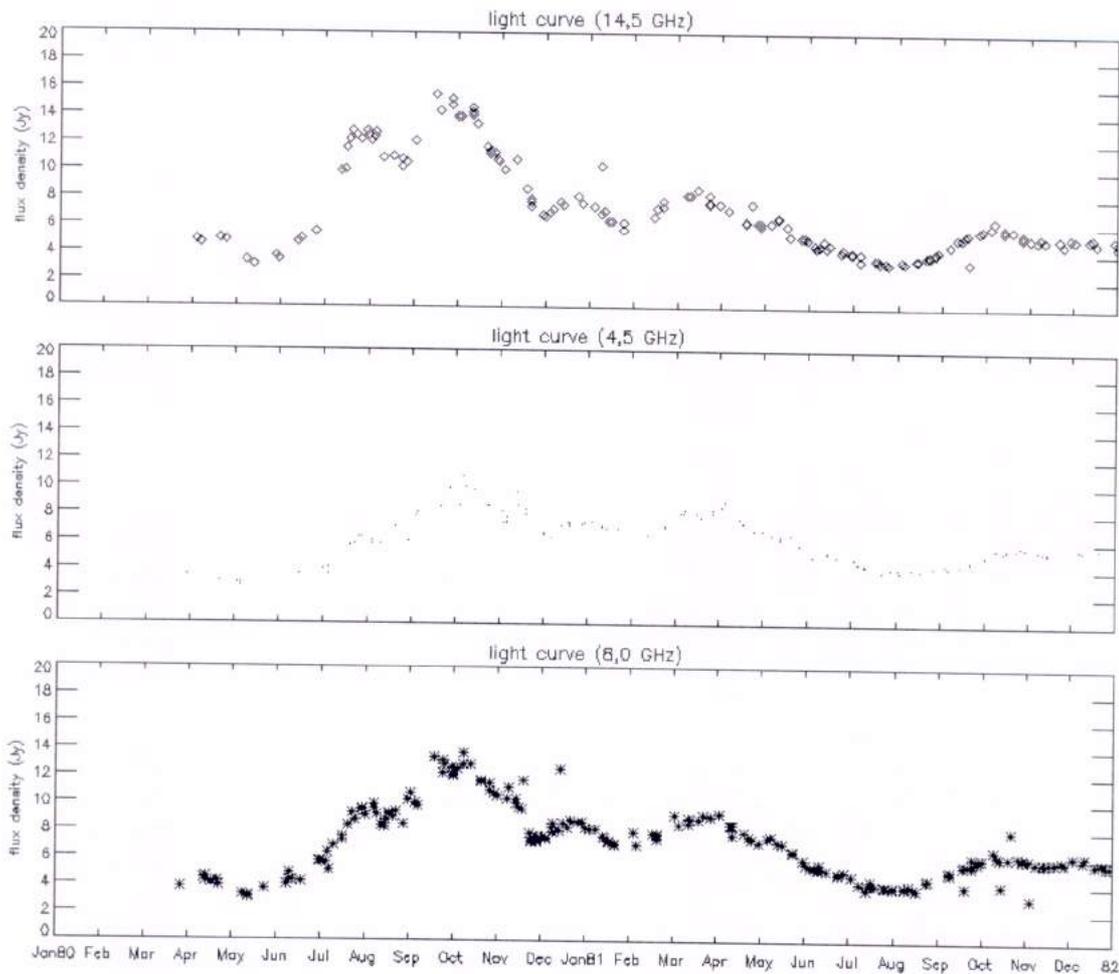


Figura 8 - Curvas de luz do BL Lac em 4.5, 8.0 e 14.5 GHz no período de maior atividade desde 1980 (1980-1982).

### 3.2.3. OJ287

A princípio identificado por Sillanpää et al. (1988) como um suposto candidato a um sistema binário de buracos negros, em vista de um padrão observado no tempo de duração das explosões na análise geral do histórico de sua curva óptica, o OJ287 possuía, importantemente para o esclarecimento de sua natureza, informação fotográfica do brilho, similar ao de um quasar, desde a sua primeira identificação. Através de tais informações pode-se prever explosões, possibilitando observar melhor sua curva de luz com o intuito de tentar construir um modelo melhor detalhado e completo, de forma a transcender a concepção geral das passagens pericêntricas do buraco negro companheiro que causavam o aumento da atividade no disco do buraco negro maior (Sillanpää, 1988).

Um aumento rápido de brilho peculiar que pode durar uma noite caracteriza bem o OJ287, porém existem maiores explosões que dobram o brilho do quasar pelo período de 0,1 ano. Uma das maiores explosões já registradas foi observada no início de 1973 durante a grande atividade explosiva de 1971 - 1974. Outros dois eventos similares foram vistos no período de 1983 - 1986, o que pode ser verificado nas figuras 9 e 10 a seguir. As explosões podem ocorrer, em geral, às vezes antes e às vezes depois do previsto, apresentando erro de até um ano, o que é problemático para um modelo binário, que é um sistema periódico bem definido, a não ser que se reconheça a existência de aumentos de brilho que ocorram fora dos períodos de explosões. O OJ287 apresenta uma variação de fluxo com período de aproximadamente 11 meses, sua densidade de fluxo média é de aproximadamente 5Jy e um de seus grandes picos foi da ordem de 10Jy em Junho de 1985. A partir de 1991, a densidade de fluxo atinge 6Jy e em seguida a média cai para 2 Jy, a intensidade de seus eventos diminui significativamente e seu período apresenta-se constante.

OJ287

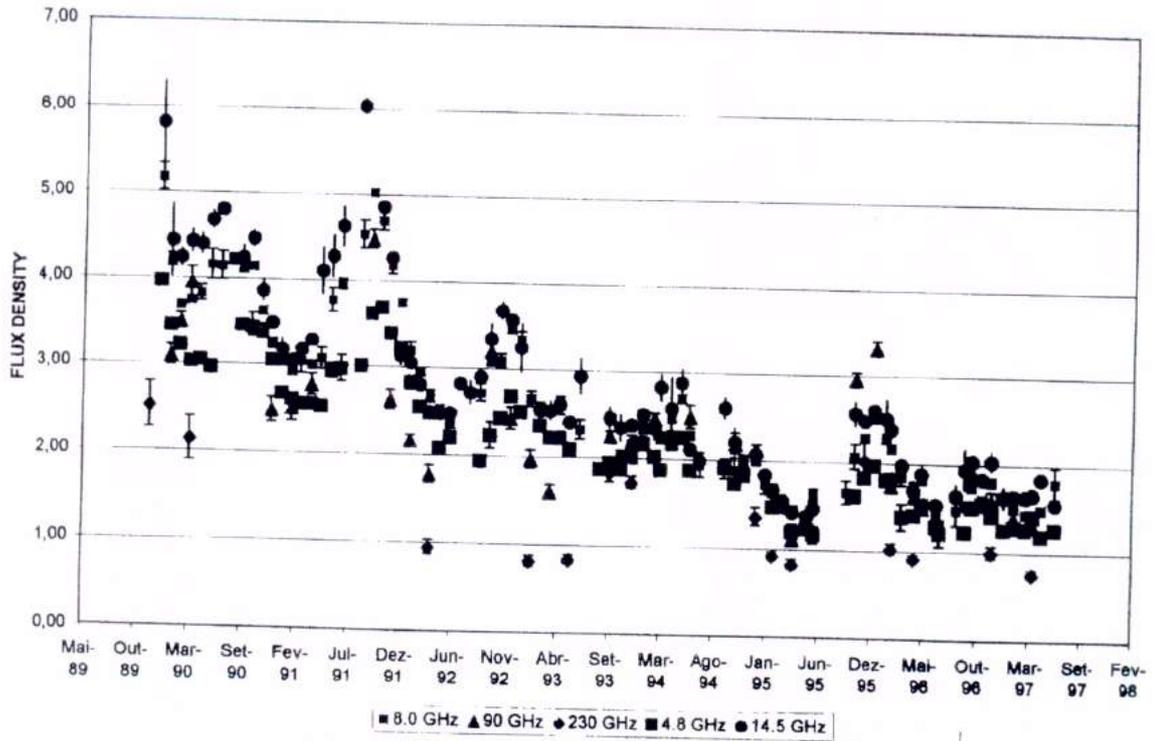


Figura 9 - Comportamento de OJ287 nas frequências 8.0 , 90, 230, 4.8, 14.5 GHz.

OJ287

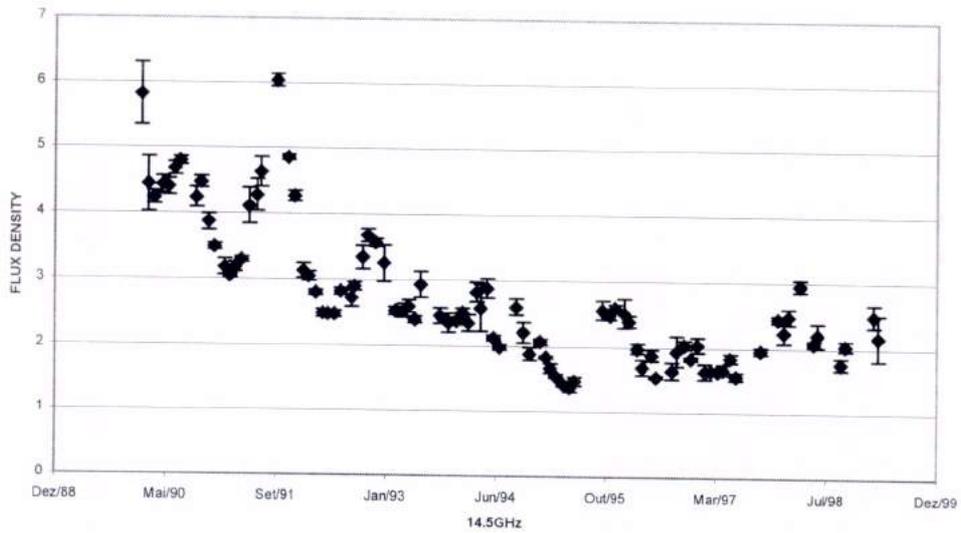


Figura 10

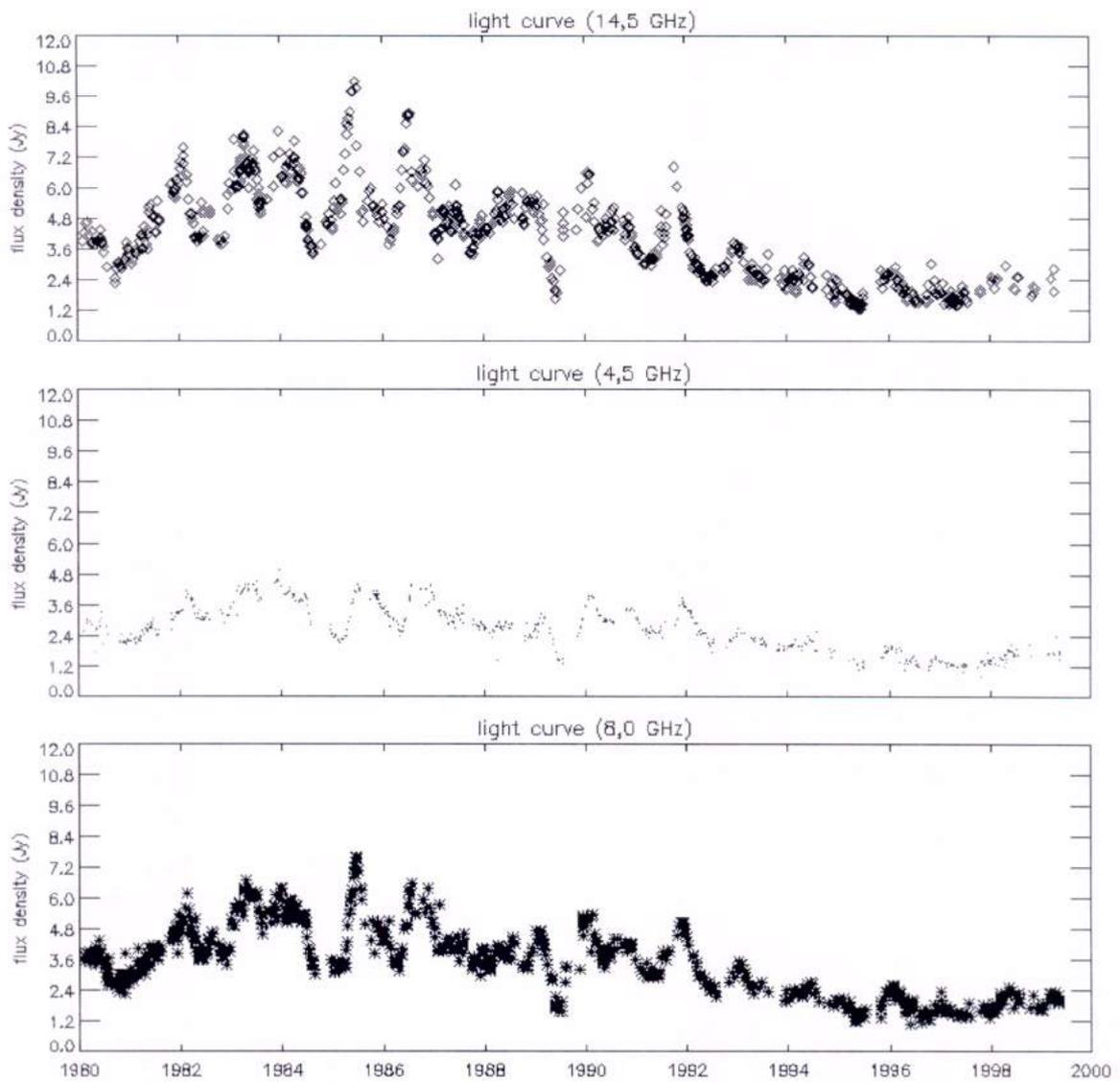


Figura 11 - Comparação entre as curvas de luz do OJ287 nas frequências 4.5, 8.0 e 14.5 GHz.

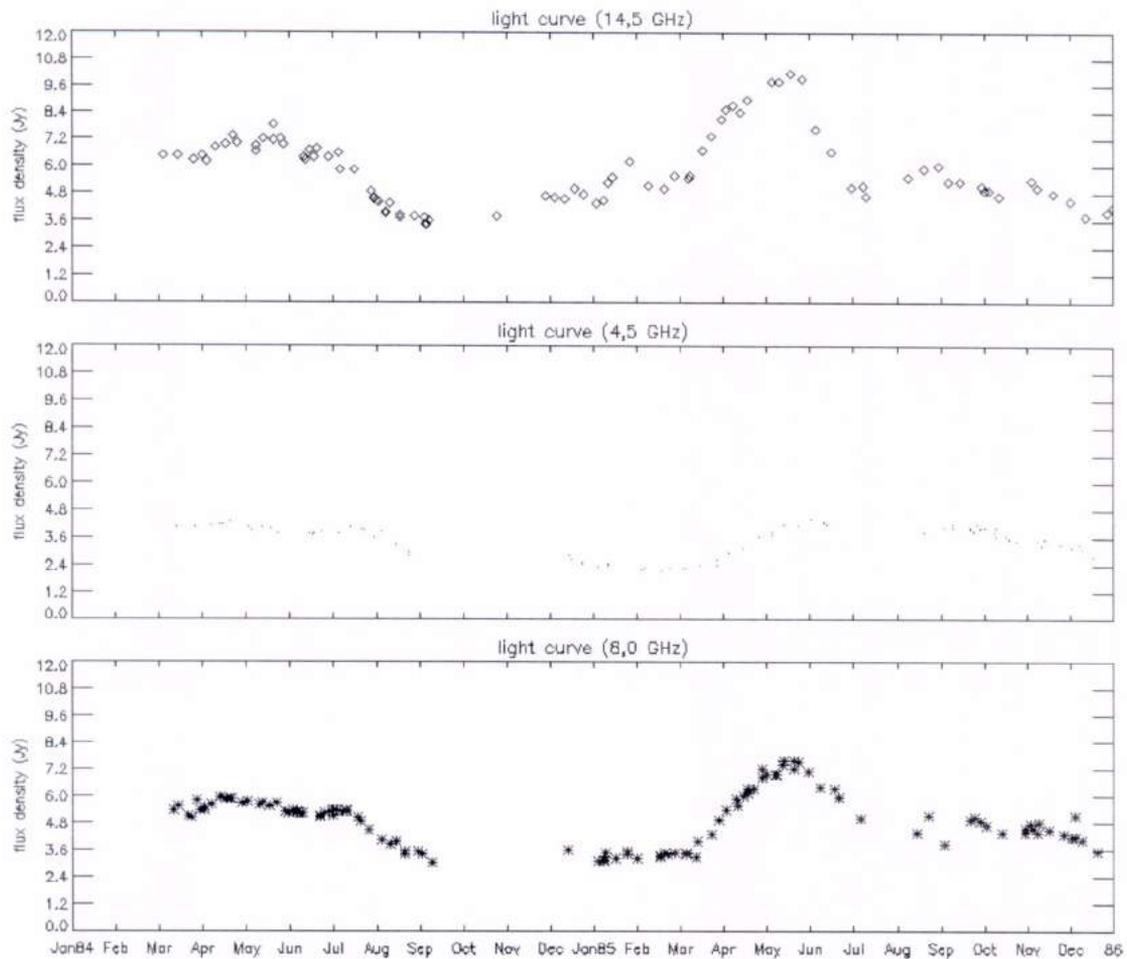


Figura 12 - Curvas de luz do OJ287 durante os grandes picos do período de 1984-86.

### 3.2.4. OV236

OV236 é um quasar altamente polarizado que possui uma grande variabilidade óptica, com desvio para o vermelho de  $z=0.352$  (Pica et al., 1988) e constitui uma das mais intensas radiofontes observáveis.

Nas primeiras utilizações do VLBI, na frequência de 2.3 GHz, o OV236 foi observado por Preston et al. (1989), verificando-se que esta radiofonte é constituída de uma componente alongada de cerca de 5 mas, com ângulo de posição de aproximadamente  $25^\circ$  e densidade de fluxo média de 6,6 Jy.

As novas observações em VLBI à 4.8 GHz abaixo apresentadas, mostram que esta compacta radiofonte é dominada por uma componente não-resolvida e uma estrutura de jato a um ângulo de posição de aproximadamente  $25^\circ$ , de acordo com os resultados de Preston et al. (1989).

OV236 não pode ser resolvido em VLA nas frequências 1.2 e 5 GHz, como observado por Pater, Schloerb e Johnston (1985) e Perley (1982), deste modo não foi possível realizar comparações entre as escalas de milíarcsegundo e arcsegundo para esta estrutura.

A fonte como um todo possui alta densidade de fluxo, com média de 18Jy, apresenta um período de cerca de 1 ano e 4 meses, mostra uma densidade de fluxo máxima de 25Jy, atingida em 1994, e sugere uma diminuição de fluxo médio a partir do final de 1995, como pode ser verificado nas figuras 13 e 14 a seguir.

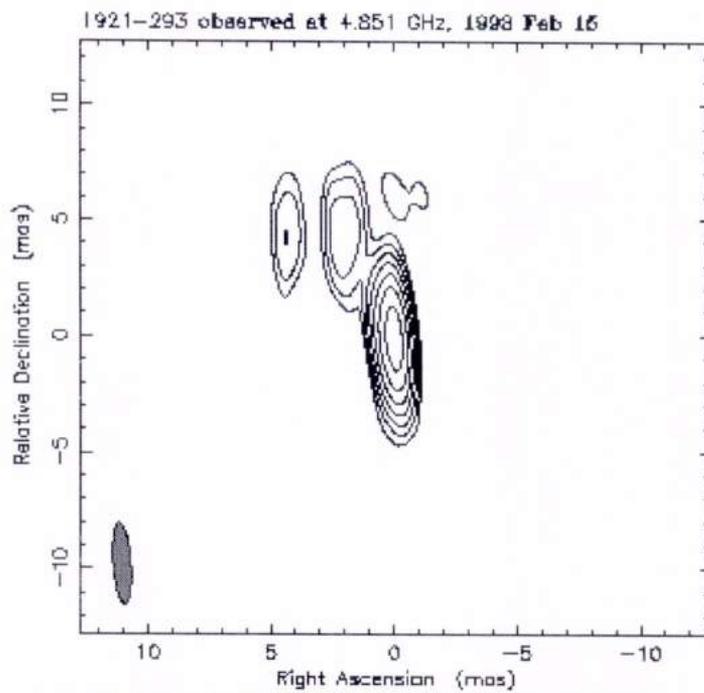


Figura 13 - Observação de OV236 em VLBI a 4.8GHz.

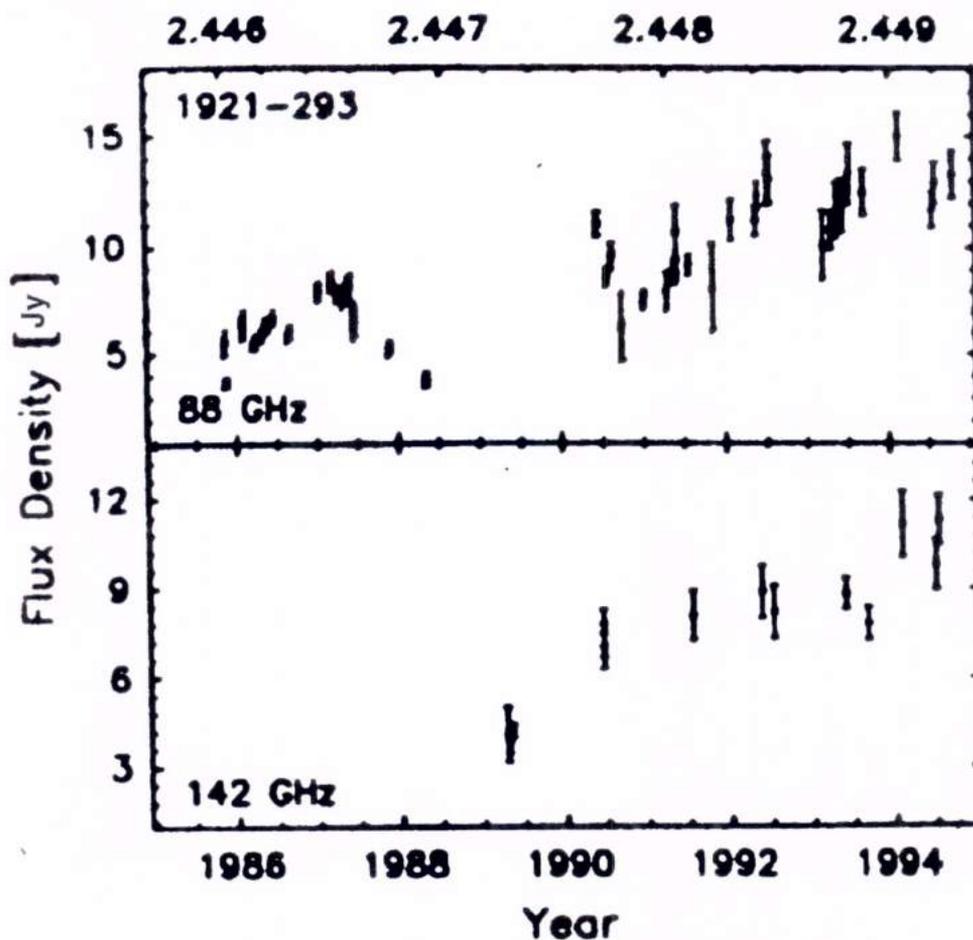


Figura 14 - Comportamento de OV236 nas frequências 88, 142 GHz.

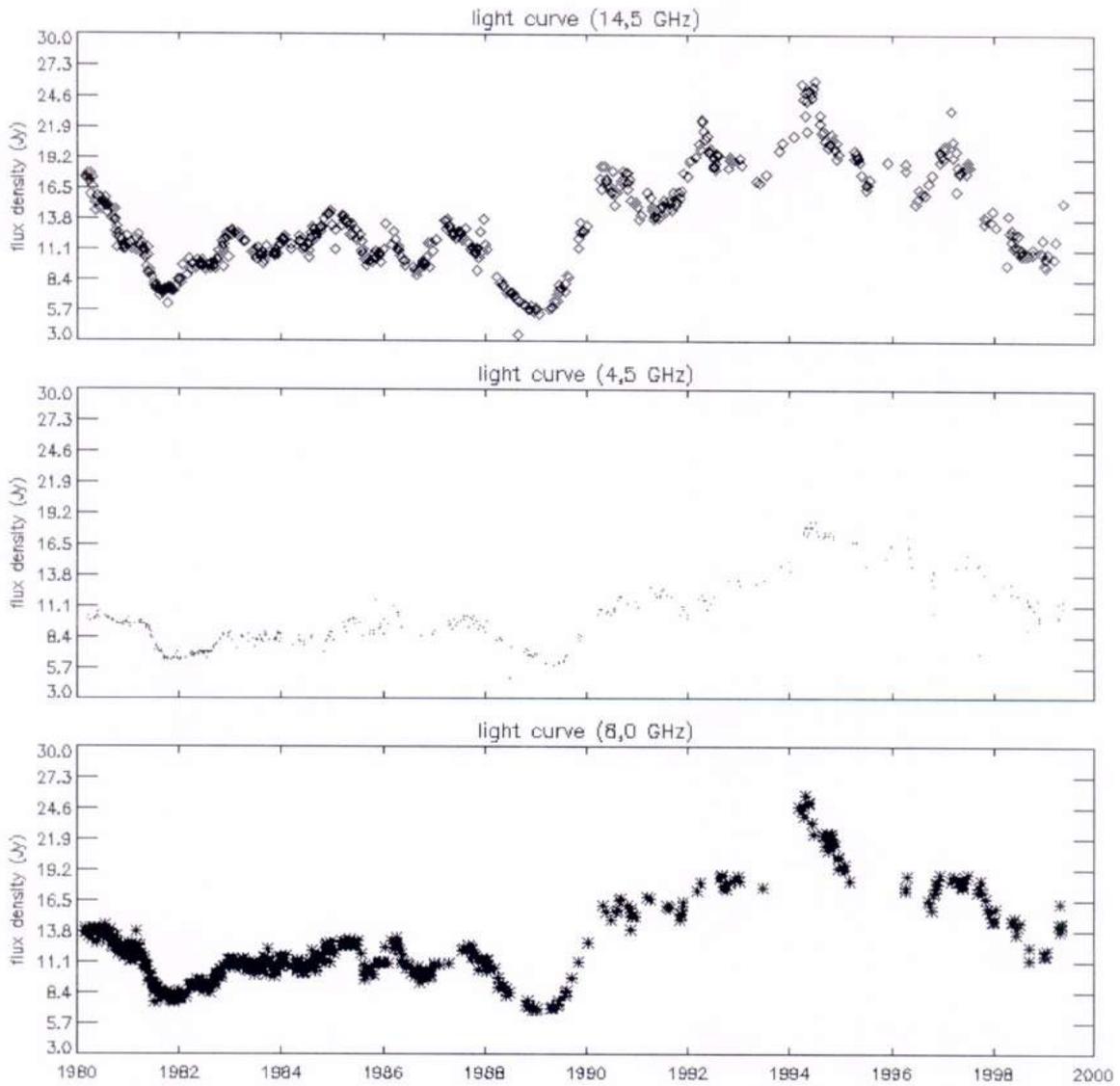


Figura 15 - Comparação das curvas de luz do OV236 nas frequências 4.5, 8.0 e 14.5 GHz.

## 4. Descrição geral e aplicação às fontes de modelos de variabilidade

### 4.1. Visão geral dos modelos de variabilidade

Existem inúmeros modelos que objetivam explicar a variabilidade de radiofontes compactas, dentre os quais, os mais notáveis são descritos a seguir.

O primeiro tipo de modelo importante que foi desenvolvido partiu de uma tentativa de explicação do espectro dos quasares a partir da reabsorção sincrotrônica, em que se pôde estimar as dimensões angulares das fontes a partir da frequência do máximo de emissão ( $\nu_m$ ), densidade de fluxo ( $S_\nu$ ) e do índice espectral ( $\alpha$ ), e fraca dependência do campo magnético ( $B$ ), a partir da expressão de Sligh, 1963, para a estimativa da frequência de máxima densidade de fluxo:

$$\nu_m = 1,2 \cdot \left[ \frac{S_{\nu_2}}{\theta^2} \cdot \nu_2^\alpha \cdot 10^{33} \right] \cdot \frac{1}{\alpha + 2,5} \cdot B^{\frac{1}{2\alpha+5}} (1+z)^{(2\alpha+5)^{-1}} \quad (87)$$

onde  $\theta$  é o tamanho angular da fonte na frequência  $\nu_2 > \nu_m$ . Para  $\nu < \nu_m$ ,  $S_\nu \propto \nu^{5/2}$ , que é o comportamento natural do espectro para a condição opticamente espessa. Para fontes com  $\alpha(\nu > \nu_m)$  pequeno (da ordem de 0,1), como boa parte dos AGNs e quasares, as dimensões angulares inferidas são de aproximadamente  $5 \times 10^{-3}$  “ (segundos de arco).

A este modelo foram atribuídas características importantes que possibilitaram o cálculo aproximado de algumas grandezas significativas das fontes estudadas (Shklovsky, 1965; Pauliny-Toth e Kellermann, 1966, 1968; e Kellermann e Pauliny-Toth, 1967). Esta classe de modelos baseava-se em nuvens esféricas, uniformes, de raio  $r(t)$  e magnetizadas, de partículas relativísticas, partículas tais (elétrons, em maioria) que eram ejetadas de regiões pequenas (núcleos galácticos) e opticamente espessas a princípio, e que tornavam-se opticamente finas à medida em que as nuvens se expandiam a uma taxa  $dr/dt$ , ao passo que a densidade de partículas relativísticas diminuía e ocorria o esfriamento adiabático das nuvens. A densidade de fluxo crescia com a frequência no estágio inicial de expansão, opticamente espesso, e decrescia com a frequência em estágios posteriores, opticamente finos; o campo magnético decrescia com o tempo de expansão; a potência de emissão em rádio diminuía com o tempo; e os elétrons no interior das nuvens possuíam uma distribuição isotrópica de velocidades e distribuição de energia  $N(E) dE \propto E^{-s} dE$  dentro de uma faixa de energia considerada  $E_1(t) \leq E \leq E_2(t)$ .

Em tais modelos a densidade de fluxo para a região opticamente espessa do espectro ( $\nu < \nu_m$ ) é:

$$S_\nu \propto B^{-\frac{1}{2}} \cdot \theta^2 \cdot \nu^{\frac{5}{2}} \quad (88)$$

A densidade de fluxo para a região opticamente fina do espectro ( $\nu > \nu_m$ ) é:

$$S_\nu \propto B^{\frac{(s+1)}{2}} \cdot \theta^3 \cdot \nu^{-\frac{(s-1)}{2}} \quad (89)$$

onde  $S_\nu$  é a densidade de fluxo,  $\nu$  é a frequência,  $\theta$  é o tamanho angular,  $B$  é o campo magnético e  $s$  é o índice espectral de energia dos elétrons emissores. A frequência em que a densidade de fluxo máxima ocorre é:

$$\nu_m \propto B^{\frac{1}{5}} \cdot (S_m)^{\frac{2}{5}} \cdot \theta^{-\frac{4}{5}} \quad (90)$$

As relações do campo magnético, da energia e do tamanho angular da fonte, com o raio relativo da fonte em expansão,  $r/r_0$  são:

$$B \propto B_0 \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2} \quad (91)$$

$$E \propto E_0 \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-1} \quad (92)$$

$$\theta \propto \theta_0 \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^1 \quad (93)$$

tal que  $r_0$  é o raio da fonte no início da expansão,  $B_0$  é o campo magnético,  $E_0$  é a energia e  $\theta_0$  é o tamanho angular no início da expansão. Desta forma, é possível escrever as relações da densidade de fluxo com o raio relativo da fonte ( $r/r_0$ ) e com o tempo relativo ( $t/t_0$ ), respectivamente, para as regiões opticamente espessas e finas do espectro:

$$S\left(\nu, \frac{r}{r_0}\right) = S_0(\nu) \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^3 \quad (\nu < \nu_m) \quad (94)$$

$$S(t) = S_0(t) \left( \frac{t}{t_0} \right)^3 \quad (v < v_m) \quad (95)$$

$$S\left(v, \frac{r}{r_0}\right) = S_0(v) \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2s} \quad (v > v_m) \quad (96)$$

$$S(t) = S_0(t) \left( \frac{t}{t_0} \right)^{-2s} \quad (v > v_m) \quad (97)$$

onde  $S_0$  é a densidade de fluxo e  $t_0$  o tempo, correspondentes ao início da expansão. Foram derivados ainda as expressões que descrevem os comportamentos da densidade de fluxo máxima e da frequência correspondente à densidade de fluxo máxima em relação ao raio relativo de expansão, mostrando que decrescem à medida em que a fonte se expande:

$$S_m \left( \frac{r}{r_0} \right) = S_{m0} \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\frac{(7s+3)}{(s+4)}} \quad (98)$$

$$v_m \left( \frac{r}{r_0} \right) = v_{m0} \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\frac{(4s+6)}{(s+4)}} \quad (99)$$

O modelo geral seguinte, foi uma tentativa de correção do primeiro tipo de modelo citado, tal como os modelos de Peterson e Dent (1973), Codon e Dressel (1973), Pacini e Salvati (1974), devido à discrepância de entre os dados e as previsões da primeira classe de modelos, que não explicavam bem algumas peculiaridades de certas fontes como: uma diferença significativa entre o tempo de subida e o tempo de descida do evento, a impossibilidade do evento atingir o fluxo máximo nas frequências altas antes de atingir o fluxo máximo nas baixas frequências e a possibilidade de planicidade do espectro para frequências abaixo da frequência de fluxo máximo, contrariando o espectro canônico para absorção sincrotrônica com índice  $-5/2$ . Para a correção foram assumidas a injeção contínua de partículas e a inhomogeneidade espacial, o que melhorou os resultados diminuindo as discrepâncias entre os dados e os modelos.

Um modelo canônico (Jones et al., 1974) surgiu com o objetivo de se determinar o campo magnético e a dimensão angular de fontes não-térmicas, o qual partia de dados como a polarização, profundidade óptica na região de auto-absorção do espectro e de espalhamento Compton inverso, e serviu de base para diversos modelos posteriores. Definindo uma razão entre a potência irradiada pelo processo Compton inverso, que depende da densidade de energia de radiação, e a potência irradiada pelo processo síncrotron, que depende da densidade de energia magnética, identificando tal razão como a razão entre as emissividades relativas aos dois processos de emissão e manipulando-as, foram inferidas estimativas para o campo magnético e dimensão angular observável.

Um outro modelo da mesma época, levava em conta as bases da reabsorção sincrotrônica, entretanto, assumindo a emissão rádio proveniente de um jato relativístico e a dependência das variabilidades temporal e espacial com o movimento de inhomogeneidades nos jatos (nós) (Blandford e Königl, 1979) e muitas outras variações surgiram admitindo a reaceleração por ondas de choque das partículas esfriadas adiabaticamente (Pacholczyk e Scott, 1976).

Os modelos da década de sessenta admitiam a radiação síncrotron (elétrons relativísticos), entretanto a expansão geral da fonte não era tratada como relativística. Estes modelos não eram capazes de explicar variabilidades muito rápidas, e, ao predizer tamanhos muito pequenos das fontes rapidamente variáveis, derivavam temperaturas de brilhância muito altas, que ultrapassavam o limite  $10^{12}K$  imposto pelo esfriamento Compton inverso e geravam uma divergência da potência irradiada, caracterizando a catástrofe Compton. Assim, Martin Rees (1967) sugeriu a expansão relativística e tratou a fonte em expansão como uma concha esférica no referencial da fonte, cuja superfície se expande com velocidade radial  $V$  a partir de um raio inicial  $r = 0$ . As variações em rádio seriam então devido às mudanças no diâmetro aparente e não na

brilhância superficial (intensidade específica), de forma que se o contorno da fonte se expande com velocidade próxima a da luz, a taxa de aumento de seu tamanho angular e luminosidade pode ser extremamente alta.

Três fases de evolução temporal de uma fonte são identificadas neste modelo: a fase em que a auto-absorção é primordial, o campo magnético é forte e a fonte tem dimensões pequenas; a fase em que a fonte se torna transparente na região externa, enquanto que a auto-absorção continua sendo importante nas outras partes e a fase em que a auto-absorção passa a ser desprezível em toda a fonte. Este modelo, que se tornou clássico, explica bem o comportamento de radiofontes que apresentam um rápido aumento na densidade de fluxo (evento impulsivo) e queda suave, tal que a amplitude da variação da densidade de fluxo depende do fator de Lorentz, logo, quanto mais relativística a fonte (maior  $\Gamma$ ), mais impulsivos os eventos, e com o tempo, o perfil espectral se desloca para frequências mais baixas. Para um espectro  $S \propto \nu^\alpha$ , as três fases são:

$$S_1 \propto t^3 \quad (100)$$

$$S_2 \propto t^{-2 \frac{(5+\alpha)}{(5+6\alpha)}} \quad (\alpha \geq 0) \quad (101)$$

$$S_2 \propto t^{-2(2\alpha+1)} \quad (\alpha \leq 0) \quad (102)$$

$$S_3 \propto t^{-2(2\alpha+1)} \quad (103)$$

Terrell (1977) propôs um modelo semelhante ao de Rees, porém considerando apenas as partes opticamente espessas e demonstrando que a fonte não precisa se expandir relativisticamente para explicar a variabilidade rápida. Este modelo admite quatro fases: a primeira é o início da expansão em que a parte mais próxima do observador, na superfície do esferóide, torna-se transparente (centro); na segunda, a parte frontal do esferóide está quase na totalidade opticamente fina, a luminosidade vem da parte posterior da fonte e o raio aparente expande-se; na terceira fase há o decréscimo da velocidade de expansão e a superfície emissora tem um raio máximo  $R$ ; e na quarta fase a superfície emissora desaparece. Neste modelo, a duração do evento depende apenas do tamanho da fonte, independente da expansão ser relativística ou não. Entre a segunda e a quarta fase o raio aparente da fonte é dado pela equação do círculo de raio  $R$ :

$$r = R \cdot \left[ 1 - \left( \frac{1}{\beta} - \frac{c \cdot t}{R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (104)$$

onde  $\beta = V/c$  é a velocidade relativa de expansão da fonte.

Para este modelo, a duração de um evento ( $T_{EF}$ ) foi derivada por um limite dado pelo raio efetivo da fonte ( $R_{EF}$ ):

$$T_{EF} \leq R_{EF} \cdot \left( \frac{1+z}{c} \right) \quad (105)$$

Os modelos de fontes esféricas uniformes de raio  $r(t)$ , com expansão adiabática, mostraram-se ineficientes em explicar variações de fluxos superluminais, já que o centro de tais fontes possuem velocidades de expansão relativamente baixas (Jones e Tobin, 1977). Logo, as conchas, semelhantes à proposta no modelo de Rees, seriam estruturas mais condizentes com os efeitos superluminais, devido aos grandes raios e altas velocidades considerados, contudo, passou-se a assumir que as mesmas são frentes de ondas de choques ultrarelativísticas, que aceleram os elétrons a altas energias e que apresentam variações superluminais de estrutura devidas a explosões relativísticas, propagando-se em distribuições de gás tipo disco, muito comuns nos quasares.

Um modelo no qual uma onda eletromagnética, com determinada energia, atinge um anel de gás que possui certa espessura e raio, envolvendo o núcleo da fonte, provocando o surgimento de uma onda de choque, foi

sugerido por Marscher em 1978. A onda de choque se expande relativisticamente, acelerando partículas na frente de onda, o que induz, em um certo momento, um surto de elétrons a energias relativísticas e/ou amplifica o campo magnético. A onda eletromagnética de baixa frequência acelera os elétrons a energias relativísticas causando a propagação esférica relativística a partir de uma região central, de forma que em grandes raios ocorre a colisão entre a onda e o anel de gás envolvente, o que gera a reaceleração dos elétrons e a amplificação do campo magnético. Assim, a emissão sincrotrônica resultante é observada como uma explosão na densidade de fluxo e a após o choque, a onda deixa o anel de gás, o mesmo se expande e se esfria, adiabaticamente, por perdas sincrotrônicas ou por efeito Compton inverso, estágio em que o fluxo decresce em todas as frequências, especialmente em frequências altas, se as perdas radiativas forem importantes.

Outro importantíssimo remodelamento morfológico das fontes modificou o curso dos estudos das fontes compactas. A resolução dos jatos, especialmente com o advento das técnicas de VLBI, mudou as proposições essenciais dos modelos, nas quais passou-se a admitir a emersão, a partir do núcleo compacto, de um meio débil colimado que transporta massa, quantidade de movimento, energia e fluxo magnético para componentes mais externas, e que possui elétrons relativísticos que produzem a radiação síncrotron incoerente emitida em rádio. O espectro dos quasares passou, então, a ser delineado pelo espectro sincrotrônico e de Compton inverso dos jatos, que foi calculado por alguns modelos como Blandford e Königl (1979), Königl (1980), Marscher (1980) e Marscher e Gear (1985).

#### 4.2. Escalas de tempo de variabilidade e o problema do efeito Compton inverso

A definição geralmente adotada de escala de tempo de variabilidade é:

$$\tau_{\text{var}} = \frac{1}{(1+z)} \cdot \frac{1}{\frac{d[\ln(S(v))]}{dt}} \approx (1+z)^{-1} \cdot \frac{\Delta S_{\text{max}}}{\Delta S} = (1+z)^{-1} \cdot \Delta S_{\text{max}} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta S} \quad (106)$$

onde  $\Delta S/\Delta t$  é a taxa de variação de fluxo e  $\Delta S_{\text{max}}$  o fluxo máximo da componente variável. Há uma determinada incerteza em  $\Delta S_{\text{max}}$ , se a emissão da fonte variável sobrepõe uma componente estável ou não. Se a emissão variável sobrepõe uma componente estável, identificada na curva de luz pela estimativa de um valor mínimo (*offset*) da curva,  $\Delta S_{\text{max}}$  pode ser obtida pela diferença entre a densidade de fluxo máxima e a densidade de fluxo da componente estável (patamar), isto é,  $\Delta S_{\text{max}} = S_{\text{max}} - S_{\text{min}}$ , ao passo que se a emissão variável não sobrepõe uma componente estável, admite-se que  $\Delta S_{\text{max}} = S_{\text{max}}$ .

Se a variabilidade é intrínseca à fonte, espera-se que o raio linear (Jones e Tobin, 1977)  $r$  seja:

$$\frac{r}{a} < c \cdot \tau_{\text{var}} = r_{\text{var}} \quad (107)$$

onde  $a$  é um fator numérico da ordem de algumas unidades, que descreve a lei de variação temporal de fluxo:  $S \propto t^a$  ( $a = 3$  para o modelo padrão de expansão). Tomamos  $a = 1$ , uma vez que não conhecemos ao certo os processos que produzem a variabilidade, assim, os diâmetros de variabilidade calculados desta forma não são representativos da fonte toda mas apenas da componente variável vista em uma determinada época. O diâmetro angular da componente variável (para  $q_0 = 1$ ) é:

$$\theta < \theta_{\text{var}} = \frac{2 \cdot r_{\text{var}}}{\text{dist}} = \frac{2 \cdot r_{\text{var}} \cdot (1+z)^2 \cdot H}{c \cdot z} \quad (108)$$

O tamanho angular calculado desta forma, usando-se uma constante de Hubble  $H = 75 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$  geralmente varia entre 0,1 a 1 mas estes tamanhos angulares podem ser usados para calcular as temperaturas de brilhância  $T_B$ . Valores típicos para estes cálculos são aproximadamente  $10^{10}$  a  $10^{12} \text{ K}$ , às vezes até  $10^{13} \text{ K}$ . Estes valores ultrapassam o limite de  $10^{12} \text{ K}$ , poucas ordens de magnitude, para radiação síncrotron incoerente.

A temperatura de brilhância, que caracteriza a componente compacta variável pode ser inferida de:

$$I_v = \frac{S_v}{\pi \cdot \theta^2} = B_v = \frac{2 \cdot k_B \cdot T_B}{\lambda^2} \Rightarrow \frac{2 \cdot k_B \cdot T_B}{\left(\frac{c}{\nu}\right)^2} = \frac{S_v}{\pi \cdot \theta^2} \Rightarrow T_B = \frac{S_v \cdot c^2}{2 \cdot k_B \cdot \nu^2 \cdot \pi \cdot \theta^2}$$

$$T_B \geq \frac{c^2 \cdot S_v}{2 \cdot \pi \cdot k_B \cdot \nu^2 \cdot \theta_{var}^2} \quad (109)$$

onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $\nu$  é a frequência de observação,  $\theta_{var}$  é a dimensão angular da componente variável,  $S_v$  é a densidade de fluxo.

Para as fontes estudadas neste relatório, foram calculados os parâmetros anteriormente apresentados, com base na variabilidade encontrada nas radiofontes, e comparados na tabela a seguir. Na coluna 1 são mostrados os nomes das fontes estudadas, na coluna 2, a frequência de observação (GHz), na coluna 3 o período do evento selecionado, na coluna 4 a escala de tempo de variabilidade (anos), na coluna 5 a dimensão linear da componente de variabilidade (metros), na 6 é mostrada a dimensão angular da componente (segundos de arco), na coluna 7 consta a temperatura de brilhância da componente (graus Kelvin) e na coluna 8 o respectivo desvio para o vermelho.

Deve ser observado que os eventos selecionados foram os que apresentaram maior variação de densidade de fluxo ( $\Delta S$ ), em cada frequência, na evolução das fontes de 1980 a 2001, com a finalidade de serem analisadas as maiores explosões observadas neste período, procurando levar os cálculos a valores críticos para o teste do modelo. Vê-se, entretanto, que as explosões maiores, nem sempre ocorreram em escalas de tempos pequenas o suficiente para caracterizar eventos impulsivos, fato este que produziu, muitas vezes, temperaturas de brilhância duas ordens de magnitude menores que o limite de  $10^{12}K$  imposto pelo esfriamento Compton inverso.

Contudo, os valores estão condizentes com a teoria: as dimensões angulares calculadas, da ordem de 0,1 a 1 milissegundos de arco, estão próximos aos valores típicos de dimensões angulares para estas fontes, inclusive os medidos por mapas de VLBI; e as temperaturas de brilhância calculadas são verificadas a valores típicos, muito próximas do limite de  $10^{12}K$  previsto pelos modelos, de forma a confirmar o caráter de variabilidade devido ao movimento superluminal, à emissão síncrotron e principalmente devido às perdas sincrotrônicas e por processo Compton inverso.

Há de ser dito que as densidades de fluxo consideradas no cálculo das temperaturas de brilhância foram as máximas ( $S_v = S_{max}$ ), de forma à propiciar a aplicação do modelo a valores críticos; e que tal método de cálculo condicionou a verificação de um valor de temperatura que ultrapassou o limite do processo Compton inverso, o que todavia não caracteriza uma divergência da potência irradiada (catástrofe), mas sim mostra a possibilidade de haver instantes transitórios, nos casos limites (críticos), em que a temperatura de brilhância ultrapassa o limite imposto.

<i>FONTE</i>	<i><math>\nu</math> (GHz)</i>	<i>época do evento</i>	<i><math>\tau_{var}</math> (yr)</i>	<i><math>r</math> (m)</i>	<i><math>\theta</math> (")</i>	<i><math>T_B</math> (K)</i>	<i><math>z</math></i>
<b>BL Lac</b>	4,8	15/02/1980 – 19/08/1980	0,624	$5,90 \times 10^{15}$	$3,2 \times 10^{-4}$	$1,9 \times 10^{12}$	0,0695
	8,0	23/02/1980 – 19/08/1980	0,591	$5,58 \times 10^{15}$	$3,1 \times 10^{-4}$	$9,9 \times 10^{11}$	
	14,5	26/02/1980 – 24/07/1980	0,479	$4,53 \times 10^{15}$	$2,5 \times 10^{-4}$	$5,2 \times 10^{11}$	
<b>3C273</b>	4,8	28/07/1991 – 10/07/1993	6,048	$5,71 \times 10^{16}$	$1,6 \times 10^{-3}$	$3,2 \times 10^{11}$	0,158
	8,0	08/02/1991 – 28/07/1992	3,107	$2,94 \times 10^{16}$	$8,3 \times 10^{-4}$	$5,1 \times 10^{11}$	
	14,5	26/08/1990 – 16/11/1991	1,820	$1,72 \times 10^{16}$	$4,9 \times 10^{-4}$	$4,7 \times 10^{11}$	
	22*	04/1988 – 10/1988	0,900	$8,50 \times 10^{15}$	$4,9 \times 10^{-4}$	$5,8 \times 10^{11}$	
	43*	03/1988 – 09/1988	0,400	$3,80 \times 10^{15}$	$2,2 \times 10^{-4}$	$5,9 \times 10^{11}$	
<b>OJ287</b>	4,8	16/11/1983 – 24/01/1985	1,613	$1,53 \times 10^{16}$	$2,8 \times 10^{-4}$	$1,2 \times 10^{12}$	0,306
	8,0	17/07/1984 – 08/05/1985	1,032	$9,76 \times 10^{15}$	$1,8 \times 10^{-4}$	$1,6 \times 10^{12}$	
	14,5	16/05/1985 – 17/07/1985	0,248	$2,34 \times 10^{15}$	$4,4 \times 10^{-5}$	$1,1 \times 10^{13}$	
<b>OV236</b>	4,8	26/11/1991 – 01/06/1994	4,059	$3,84 \times 10^{16}$	$6,7 \times 10^{-4}$	$8,0 \times 10^{11}$	0,352
	8,0	02/10/1991 – 22/03/1994	4,277	$4,04 \times 10^{16}$	$7,0 \times 10^{-4}$	$3,6 \times 10^{11}$	
	14,5	01/05/1993 – 30/05/1994	2,312	$2,19 \times 10^{16}$	$3,8 \times 10^{-4}$	$3,8 \times 10^{11}$	
	22*	06/1987 – 10/1987	0,200	$2,30 \times 10^{15}$	$1,0 \times 10^{-4}$	$7,7 \times 10^{12}$	
	43*	06/1986 – 04/1987	1,200	$1,10 \times 10^{16}$	$4,0 \times 10^{-4}$	$6,8 \times 10^{10}$	
<b>Cen A</b>	22*	10/1979 – 06/1980	2,200	$2,10 \times 10^{16}$	$1,2 \times 10^{-3}$	$7,0 \times 10^{10}$	

**Tabela 1**

\* Resultados obtidos por Botti, 1990, colocados para critério de comparação das ordens de magnitude

### 4.3. Modelo canônico e de perdas sincrotrônicas

Uma interessante comparação pode ser feita entre os modelos canônico e de perdas sincrotrônicas, aplicando-os a alguns dados observacionais, de forma a verificar sua eficiência em explicar as variabilidades presentes nos dados.

O modelo canônico (Shklovsky, 1965; Van der Laan, 1966; Pauliny-Toth e Kellermann, 1966) atribui a evolução temporal de uma explosão ao comportamento de uma nuvem esférica de elétrons relativísticos que se expande uniformemente, com velocidade constante, de modo que os elétrons perdem energia pelo esfriamento decorrente da expansão adiabática.

O modelo de perdas sincrotrônica (Marscher e Brown, 1975) é uma ampliação do modelo canônico, complementado das perdas pela radiação síncrotron: para elétrons abaixo de uma energia crítica, a perda significativa é devida ao esfriamento adiabático, enquanto que acima desta energia crítica, a perda dominante é radiativa (sincrotrônica).

Dois parâmetros que caracterizam a variabilidade de uma fonte foram definidos por Ennis et al. (1982) e Altschuler e Wardle (1975): um deles caracteriza a variabilidade em termos da variação de densidade de fluxo explosão e o outro caracteriza a variabilidade em termos do tempo de explosão.

Tais parâmetros,  $R_I$  e  $R_t$  são assim definidos:

$$R_I = \frac{\Delta S_{v_1}}{\Delta S_{v_2}} = \frac{\Delta S_{14,5}}{\Delta S_{8,0}} \quad (110)$$

em que:

$$\Delta S_{14,5} = S_{\max}^{14,5} - S_{\min}^{14,5} \quad (111)$$

$$\Delta S_{8,0} = S_{\max}^{8,0} - S_{\min}^{8,0} \quad (112)$$

onde  $S_{\max}^{14,5}$ ,  $S_{\max}^{8,0}$ ,  $S_{\min}^{14,5}$ ,  $S_{\min}^{8,0}$  são as densidades de fluxo máximas e mínimas em 14,5 e 8,0 GHz.

$$R_t = \frac{\Delta t_{v_2}}{\Delta t_{v_1}} = \frac{t_{8,0} - t_0}{t_{14,5} - t_0} \quad (113)$$

onde  $t_{8,0}$  é o tempo para o qual a densidade de fluxo atingiu seu valor máximo em 8,0 GHz e  $t_0$  é o instante do início da explosão em determinada frequência.

Estes parâmetros podem ser calculados diretamente a partir de dados observacionais (curvas de luz), ou podem ser inferidos de modelos. Para o modelo canônico, em que a emissão é devida a uma nuvem esférica de elétrons se expandindo de maneira uniforme que irradia pelo processo síncrotron, os parâmetros  $R_I$  e  $R_t$  ficam:

$$R_{IC} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{7s+3}{4s+6}} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{7s+3}{4s+6}} \quad (114)$$

$$R_{tc} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{s+4}{4s+6}} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{s+4}{4s+6}} \quad (115)$$

tal que  $\nu_1$  e  $\nu_2$  são frequências distintas (8,0 e 14,5 GHz),  $s$  é o índice do espectro de energia dos elétrons relativísticos, e para o nosso cálculo, é derivado da relação  $s = 2\alpha + 1$ , em que  $\alpha$  é o índice espectral ( $S \propto \nu^{-\alpha}$ ), o qual é estimado a partir de espectros das fontes (incluindo 8,0 e 14,5 GHz) nas épocas que coincidem com as épocas dos dados retirados para o cálculo dos parâmetros  $R_l$  e  $R_t$  pelo primeiro método (direto). Para o modelo de Marscher e Brown (1975), que além do esfriamento adiabático, para elétrons abaixo de uma energia crítica, inclui as perdas sincrotrônicas para elétrons acima desta energia, tem-se:

$$R_{IA,S} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{7s-10}{4s+2}} = \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{\frac{7s-10}{4s+2}} \quad (116)$$

$$R_{tA,S} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{s+5}{4s+2}} = \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{\frac{s+5}{4s+2}} \quad (117)$$

Os valores de  $s$  foram estimados do mesmo modo que para o modelo anterior.

Na tabela a seguir, são comparados os resultados observacionais, com os modelos canônico e de perdas sincrotrônicas, acima descritos.

<i>FONTE</i>	<i>PERÍODO</i>	$R_l$	$R_t$	$R_{IC}$	$R_{IC}$	$R_{IA,S}$	$R_{tA,S}$	$s$
<b>BL Lac</b>	23/02/1980 – 19/08/1980	1,175	1,195	0,492	0,771	0,828	0,649	1,856
<b>3C273</b>	26/08/1990 – 16/11/1991	1,498	1,205	0,498	0,768	0,865	0,639	1,740
<b>OJ287</b>	17/07/1984 – 08/05/1985	1,198	1,469	0,464	0,787	0,676	0,694	2,595
<b>OV236</b>	01/09/1991 – 01/06/1994	1,012	2,287	0,505	0,765	0,913	0,628	1,612

**Tabela 2**

Analisando os resultados obtidos, mostrados na tabela acima, pode-se concluir que não é possível ajustar os dois parâmetros em nenhum dos dois modelos, ou seja, os modelos descritos não conseguem explicar eficientemente os eventos observados, de maneira que seria necessário a adoção de modelos que levem em conta a dinâmica de expansão das fontes, tais como, o modelo de Marscher (1978), Marscher e Gear (1985).

#### 4.4. Esboços de espectros das fontes

A seguir são mostradas as evoluções dos espectros das fontes estudadas com a finalidade de se prover um esboço dos perfis dos espectros, um esboço de seu desenvolvimento durante os eventos em rádio, dar uma noção de sua adequação à lei geral de potência prevista pela teoria, e principalmente, propiciar uma estimativa do índice espectral ( $\alpha$ ), estimativa esta que foi necessária para o cálculo do  $s = 2\alpha + 1$  (índice espectral da energia dos elétrons sincrotrônicos), que por sua vez, foi usado nos modelos canônico e de perdas sincrotrônicas da seção anterior. As épocas são correspondentes a explosões de grande magnitude em rádio, devidamente selecionadas, e que são consistentes com as épocas adotadas na aplicação dos modelos anteriores. Junto a cada espectro, com pontos dispersos nas frequências 4,8; 8,0 e 14,5 GHz (o último evento possui pontos em 22 GHz), está plotada uma curva de tendência e sua respectiva equação, adquirida por regressão, interpolando-se uma lei de potência.

Evolução espectral do BL Lac durante a explosão 02/1980 - 08/1980

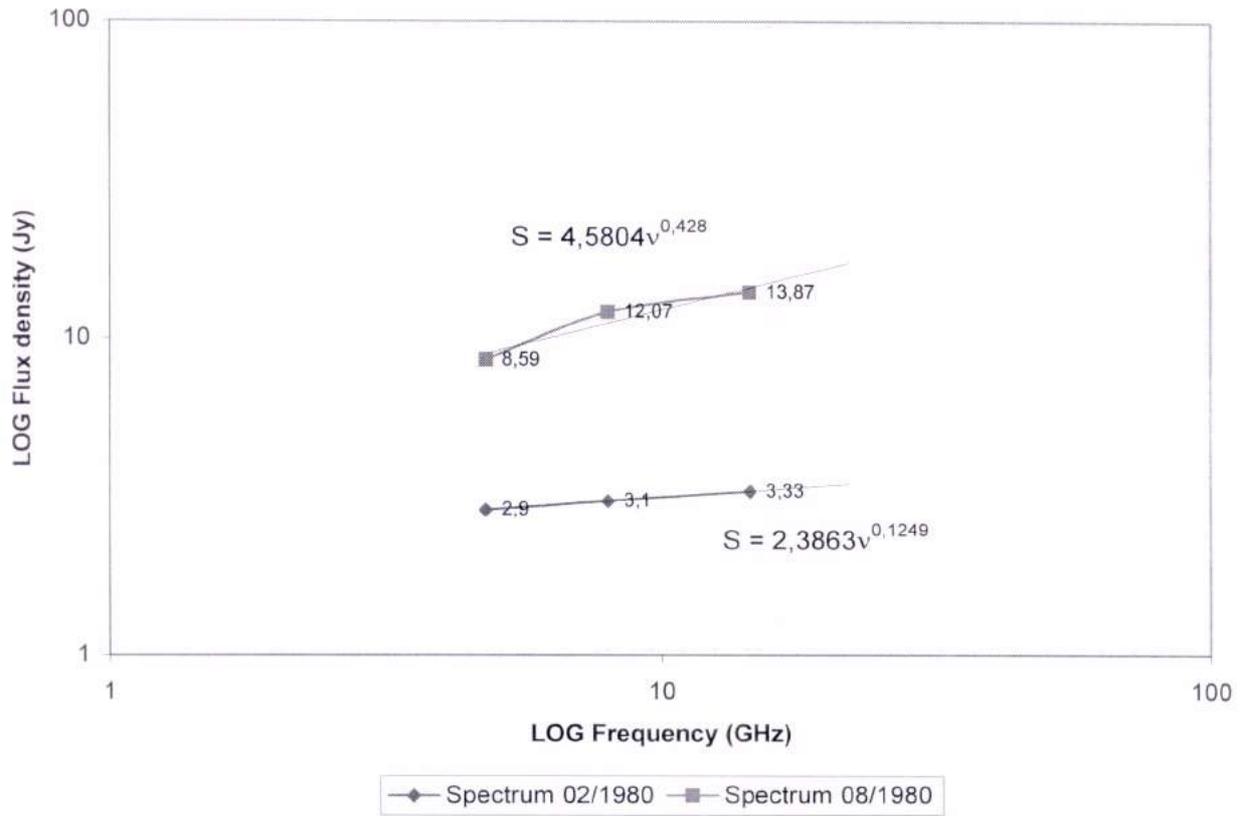


Figura 16

Evolução espectral do 3C273 durante a explosão 08/1990 - 11/1991

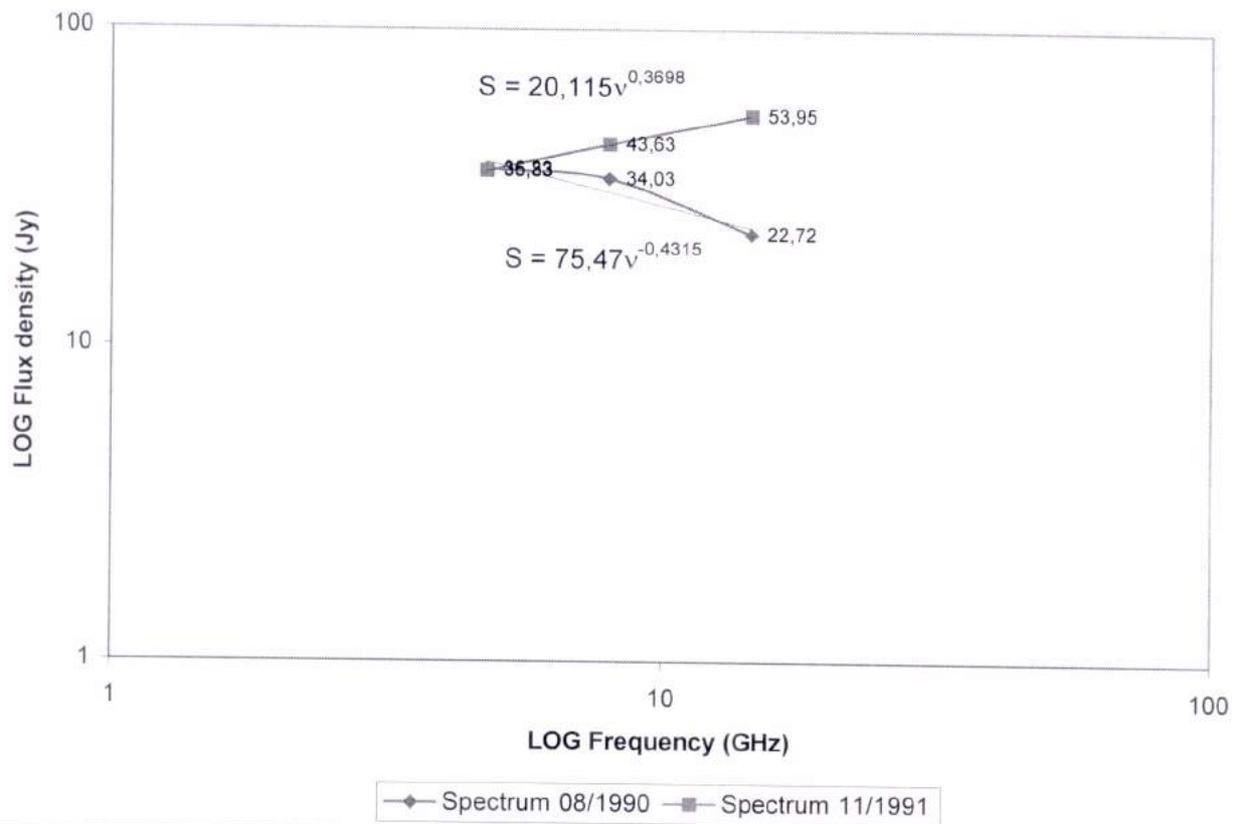


Figura 17

Evolução espectral do OJ287 durante a explosão 07/1984 - 05/1985

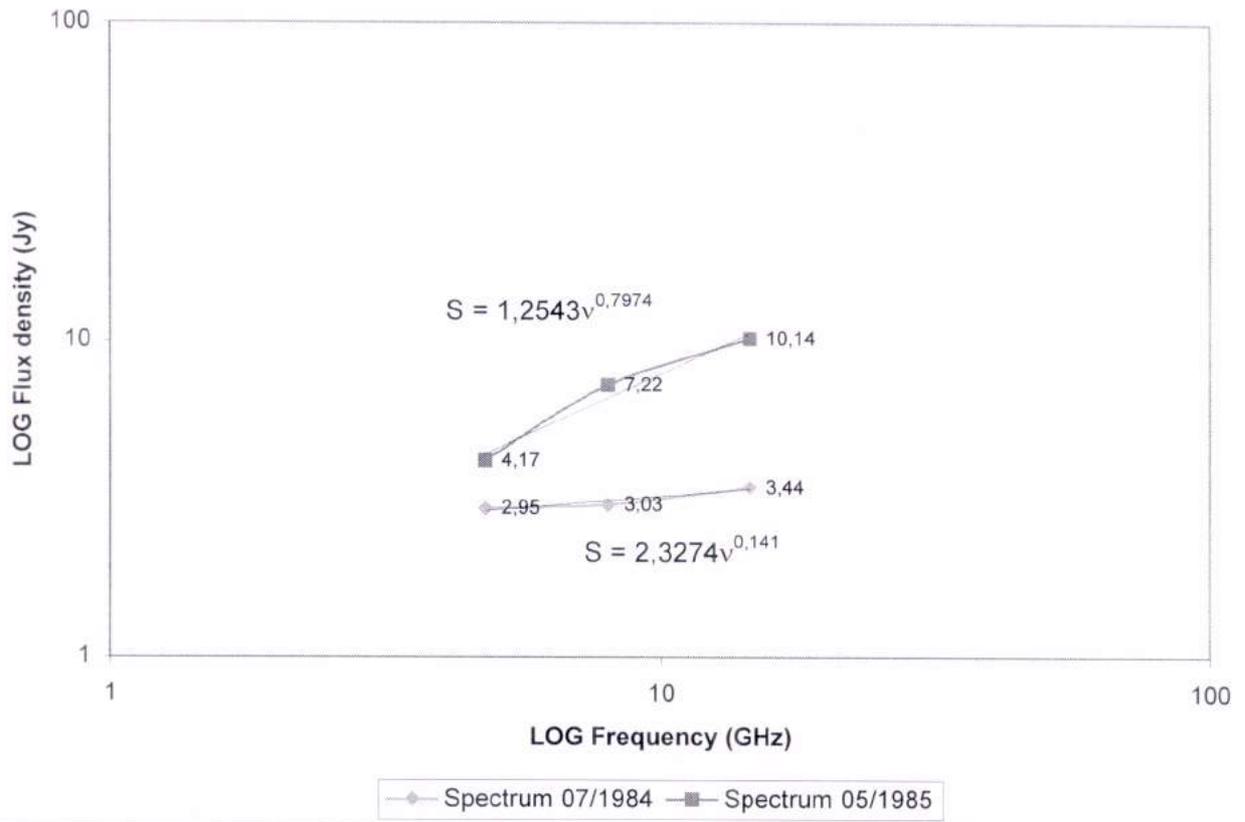


Figura 18

Evolução espectral do OV236 durante a explosão 09/1991 - 06/1994

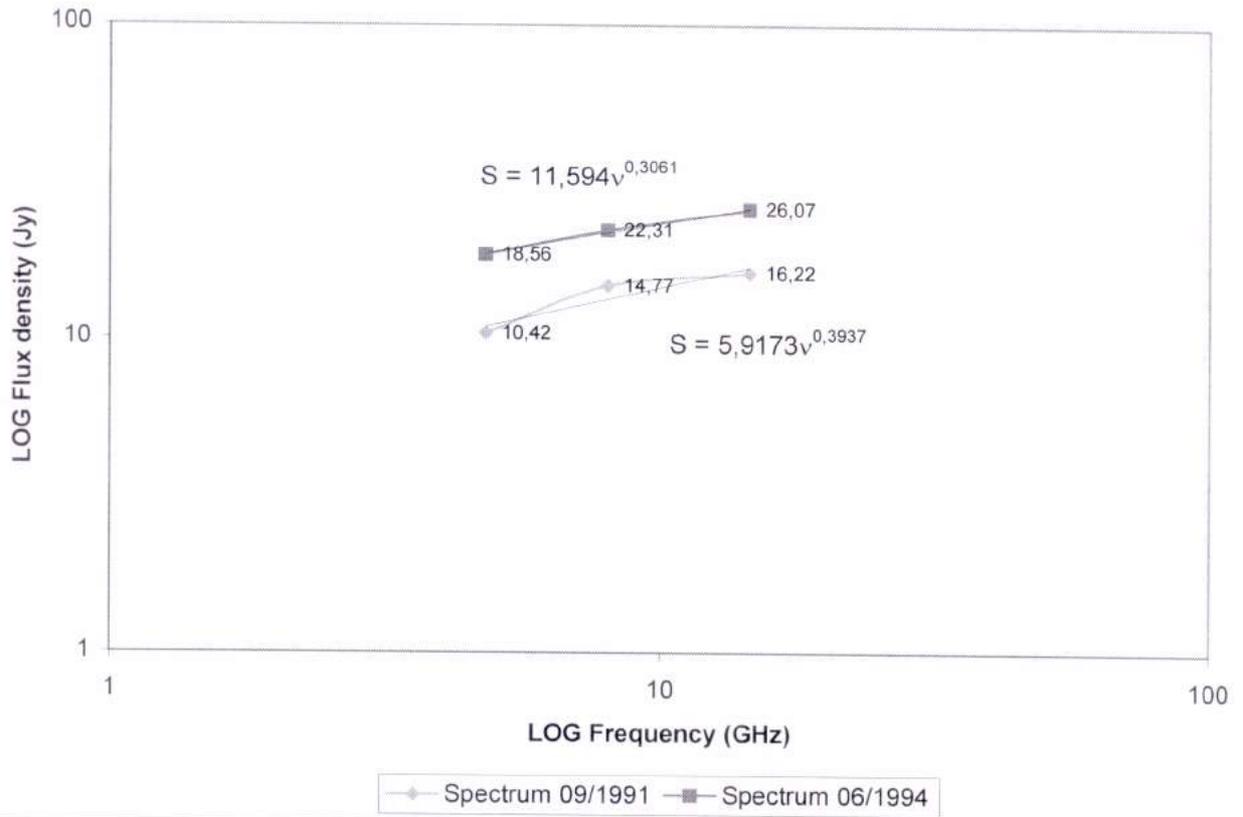


Figura 19

Evolução espectral do 3C273 durante a explosão 01/1980 - 01/1983

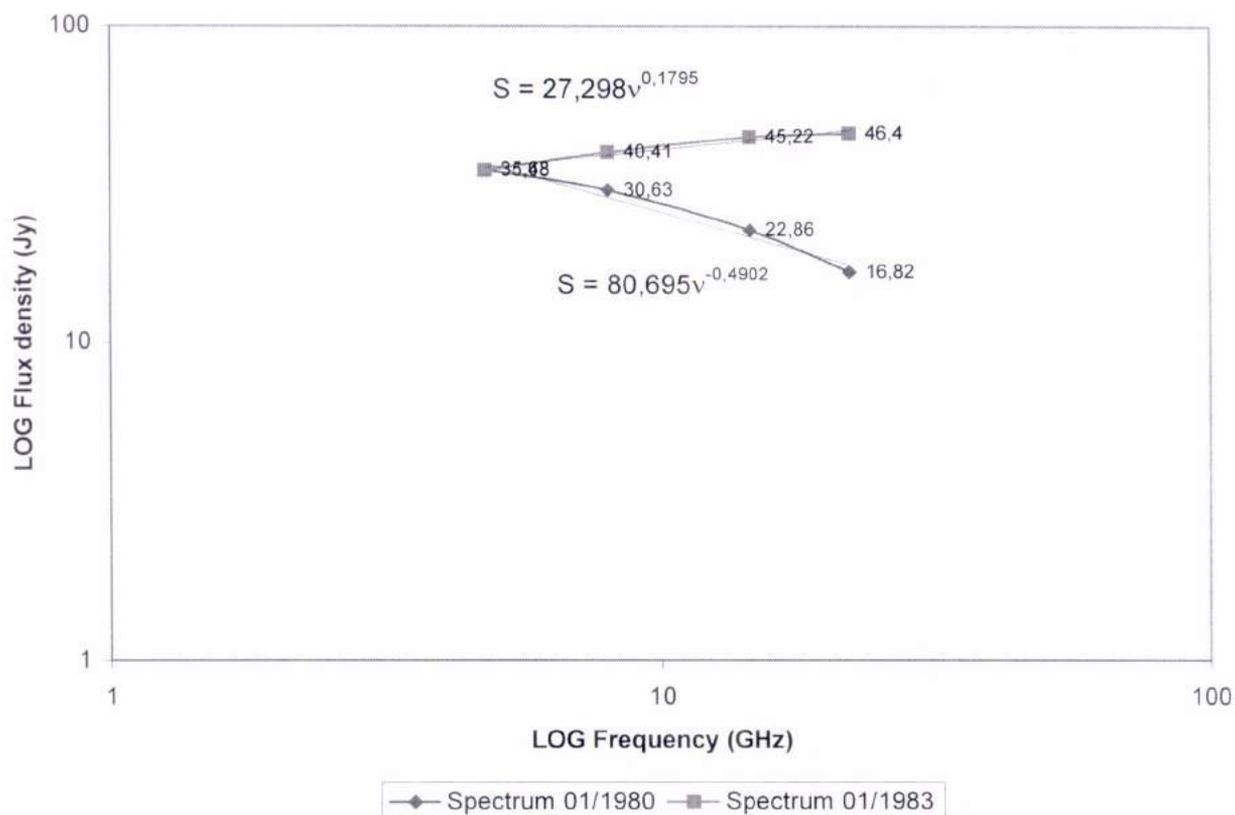


Figura 20

## 5. Conclusões

As variabilidades apresentadas em curvas de luz e complexos espectros de muitas radiofontes variáveis, particularmente as fontes apresentadas neste relatório, sugerem atividade contínua e intensa nestas fontes que periodicamente produzem uma nuvem expansiva de partículas relativísticas em escalas de tempo variando de poucos dias até alguns anos, o que pode muito bem ser notado nas curvas de luz e evoluções espectrais expressos neste relatório. Argumentos independentes baseados na distribuição de índices espectrais também indicam injeções repetidas de partículas em radiogaláxias mas em escalas de tempo muito maiores.

Destas verificações, tem-se que radiogaláxias e fontes quasi-estelares podem divergir em frequência de explosões além da potência de emissão.

Entretanto, sendo a emissão sincrotrônica, de fato, o mecanismo predominante de radiação de tais fontes, a interpretação cosmológica dos redshifts parece necessitar extraordinariamente e além de limites propostos, grandes quantidades de energia para serem repetidamente criadas em curtos períodos. Por outro lado, se as fontes são relativamente próximas, as necessidades energéticas são reduzidas.

Outra possibilidade é a de a emissão rádio não ser intrinsecamente variável e as variações observadas serem devidas à absorção ou amplificação nos meios intergalácticos, interestelares ou interplanetários. É de profundo interesse notar que as densidades de fluxos das fontes estudadas por este relatório, possuem picos de atividade em épocas diferentes, os quais, pela hipótese anteriormente levantada, podem estar correlacionados, inclusive no domínio do tempo, com as propriedades dos meios interestelares que supostamente provocam as variabilidades.

Analisando os resultados obtidos, da aplicação dos modelos, tanto para a estimativa do tamanho angular e da temperatura de brilhância como dos parâmetros de variabilidades, pôde-se concluir que não é possível ajustar de forma consistentemente perfeita, modelos distintos, mas que produzam resultados não muito discrepantes.

O fato é que cada modelo parte de diferentes hipóteses, as quais adequam-se melhor a determinadas fontes em particular, segundo as características próprias das mesmas, todavia, dentro das possibilidades de observação, é surpreendente como um comportamento geral bem definido e muito bem conhecido já tenha em modelos clássicos uma veracidade e confiabilidade já assumida. Diversos modelos concordam em tendências de comportamentos, de forma a notarmos que, qualquer melhora em termos de métodos observacionais pode propiciar um salto nos estudos de variabilidade.

Os modelos testados para critérios de variabilidade (canônico e de perdas sincrotrônicas) em comparação com resultados diretos de observação, apresentaram resultados discrepantes, o que leva a se pensar que não conseguem explicar eficientemente os eventos observados, de maneira que seria necessário a adoção de modelos que levem em conta a dinâmica de expansão das fontes, tais como, o modelo de Marscher (1978), Marscher e Gear (1985).

Já os modelos para estimativa de escala de tempo de variabilidade, dimensões das fontes, e temperatura de brilhância concordaram bem com a teoria. Levando os cálculos a valores críticos para o teste destes modelos, verificou-se que as explosões maiores, nem sempre ocorreram em escalas de tempos pequenas o suficiente para caracterizar eventos impulsivos, fato este que produziu, muitas vezes, temperaturas de brilhância que o limite de  $10^{12}$ K imposto pelo esfriamento Compton inverso.

Entretanto, os valores estão condizentes com a teoria, a menos das dimensões angulares calculadas, que sendo da ordem de 0,1 a 1 milisegundos de arco, diferem de uma ordem de grandeza dos valores típicos medidos por VLBI. Isto é explicável pela limitação da resolução da técnica de VLBI que não permite resolver componentes menores que 1 milissegundo de arco. As temperaturas de brilhância calculadas são verificadas a valores típicos, muito próximas do limite de  $10^{12}$ K previsto pelos modelos, de forma a confirmar o caráter de variabilidade devido ao movimento superluminal, à emissão síncrotron e principalmente devido às perdas sincrotrônicas e por processo Compton inverso.

## 6. Perspectivas

Pretende-se observar as radiofontes deste projeto com o radiotelescópio do Itapetinga, em 22 e 43 GHz, inclusive 3C273, que foi incluso neste relatório na segunda fase de desenvolvimento do presente trabalho, entrando na análise de modelos, enfocando primordialmente variações rápidas. Tem-se como meta também a realização de um trabalho em conjunto (cooperativo) com a Universidade de Michigan, visando a troca de informações e dados de observação. Assim, espera-se que a manutenção do observatório do Itapetinga seja concluída o mais breve possível, de maneira a possibilitar a implementação de projetos de caráter observacional, que fomentem o desenvolvimento de técnicas de observação e aprendizagem no campo da instrumentação astronômica, o que provavelmente ocorrerá, já tardiamente, em setembro de 2001.

## 7. Seminários assistidos

- Dra. Adriana Válio Roque da Silva (CRAAM/Mackenzie): Estudos Submilimétricos do Sol;
  - Dr. Cláudio E. Tateyama (CRAAE/INPE): Aplicações de VLBI em Geodésia, Astrometria e Astrofísica;
  - Dr. José Renan de Medeiros (DFTE/UFRN): Dínamos, discos, eixos, geradores, rotores... e outras peças da maquinaria estelar;
  - Dr. Jean-Pierre Raulin (CRAAM/Mackenzie): Resultados da campanha de outubro de 2000 do SST em El Leoncito;
  - Dr. José Williams Vilas Boas (DAS/INPE): A anatomia da Musca;
- Curso de verão de Física da USP – 29/01/2001 a 09/02/2001.

## 8. Seminários apresentados

- “*Primeiros modelos de variabilidade de radiofontes compactas*” – CRAAM – 25/08/2000
- “*Galáxias*” – CRAAM – 28/09/2000
- “*Supernovas*” – CRAAM – 03/11/2000
- “*Jatos relativísticos em QSOs (quasares com forte emissão em óptico e calmos em rádio)*” – CRAAM – 06/07/2001

## 9. Referências bibliográficas

### 9.1. Artigos

- ALLER, H. D., HUGHES, P. A., ALLER, M. F.; BAAS, 184, 874, 1994;
- ALTSHULER, D. R.; WARDLE, J. F. C. *Radio properties of BL Lac type objects*. Nature, 255(1): 306-310, May 1975
- BLANDFORD, R. D.; KÖNIGL, A. *Relativistic jets as compact radio sources*. The Astrophysical Journal, 232(1):34-48, Aug. 1979
- BOTTI, L. C. L., *Estudo da variabilidade e do espectro de radiofontes em 22 e 43 GHz*. Tese de doutorado em Ciência Espacial, aprovada em 14/05/90, INPE: 1990.
- BOTTI & ABRAHAM, in Valtaoja E., Valtonen, M. J. eds, *Variability of Blazars*, Cambridge Univ. Press, Cambridge: 1970, 1991;
- BOTTI & ABRAHAM, Mon. Not R. Astron. Soc., 264, 807-812, 1993;
- COOPER et al., Australian Journal of Physics 18 (6), 589-625, 1965;
- DENT, W. A. Quasi-stellar Sources: *Variation in the radio emission of 3C273*. Science, 148(3676):1458-1460, June 1965
- ENNIS, D. J.; NEUGEBAUER, G.; WERNER, M. *Variability of compact radio sources at a wavelength of 1 millimeter*. The Astrophysical Journal. 262(2): 451-459, Nov. 1982
- EPSTEIN, E. E.; FOGARTY, W. G.; MOTTMANN, J.; SCHENEIDER, E. *Quenchings and outbursts of extragalactic radio sources: nine years of 3.3 mm measurements and comparisons with cm-wave variations*. The Astrophysical Journal, 87(3): 449-461, Mar. 1982
- JONES, T. W.; TOBIN, D. *Restrictions on models for superlight flux variations in radio sources*. The Astrophysical Journal, 215(2):474-482, July 1977
- JONES, T. W.; O'DELL, S. L.; STEIN, W. A. *Physics of the compact nonthermal sources. I. Theory of radiation processes*. The Astrophysical Journal, 188(2):353-368, Mar. 1974
- KÖNIGL, A. *Relativistic gas dynamics in two dimensions*, Physics Fluids, 23(+6):1083-1090, June 1980
- PACHOLCZYK, A. G. *Procesos térmicos en fuentes galácticas y extragalácticas*. Barcelona, Reverté, 1979, 283p
- PACINI, F.; SALVATI, M. *Early evolution of radio outbursts and a possible transient emission of high-energy photons*. The Astrophysical Journal, 188(2): L55-L58, Mar. 1974
- PADRIELLI, Fanti et. al.. *Extragalactic radio sources*; Proceedings of a symposium held in Albuquerque, NM, Aug. 3-7 1981. Dordrecht, D. Reidel, 1982 p. 317-324. (IAU Symposium, 97);
- HUGHES, P. A. ALLER, H. D., ALLER, M. F., Ap. J., 341, 68, 1989;
- MARSCHER, A. P. *Relativistic blast-wave model for the rapid flux variations of AO 0235+164 and other compact radio sources*. The Astrophysical Journal, 224(3): 816-825, Sept. 1978
- MARSCHER, A. P.; BROWN, R. L. *An interpretation of the radio outbursts of Cygnus X-3*. The Astrophysical Journal, 200(3): 719-726, Sept. 1975.

$$S(t) = S_0(t) \left( \frac{t}{t_0} \right)^3 \quad (v < v_m) \quad (95)$$

$$S\left(v, \frac{r}{r_0}\right) = S_0(v) \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2s} \quad (v > v_m) \quad (96)$$

$$S(t) = S_0(t) \left( \frac{t}{t_0} \right)^{-2s} \quad (v > v_m) \quad (97)$$

onde  $S_0$  é a densidade de fluxo e  $t_0$  o tempo, correspondentes ao início da expansão. Foram derivados ainda as expressões que descrevem os comportamentos da densidade de fluxo máxima e da frequência correspondente à densidade de fluxo máxima em relação ao raio relativo de expansão, mostrando que decrescem à medida em que a fonte se expande:

$$S_m \left( \frac{r}{r_0} \right) = S_{m0} \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\frac{(7s+3)}{(s+4)}} \quad (98)$$

$$v_m \left( \frac{r}{r_0} \right) = v_{m0} \cdot \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\frac{(4s+6)}{(s+4)}} \quad (99)$$

O modelo geral seguinte, foi uma tentativa de correção do primeiro tipo de modelo citado, tal como os modelos de Peterson e Dent (1973), Codon e Dressel (1973), Pacini e Salvati (1974), devido à discrepância de entre os dados e as previsões da primeira classe de modelos, que não explicavam bem algumas peculiaridades de certas fontes como: uma diferença significativa entre o tempo de subida e o tempo de descida do evento, a impossibilidade do evento atingir o fluxo máximo nas frequências altas antes de atingir o fluxo máximo nas baixas frequências e a possibilidade de planicidade do espectro para frequências abaixo da frequência de fluxo máximo, contrariando o espectro canônico para absorção sincrotrônica com índice  $-5/2$ . Para a correção foram assumidas a injeção contínua de partículas e a inhomogeneidade espacial, o que melhorou os resultados diminuindo as discrepâncias entre os dados e os modelos.

Um modelo canônico (Jones et al., 1974) surgiu com o objetivo de se determinar o campo magnético e a dimensão angular de fontes não-térmicas, o qual partia de dados como a polarização, profundidade óptica na região de auto-absorção do espectro e de espalhamento Compton inverso, e serviu de base para diversos modelos posteriores. Definindo uma razão entre a potência irradiada pelo processo Compton inverso, que depende da densidade de energia de radiação, e a potência irradiada pelo processo síncrotron, que depende da densidade de energia magnética, identificando tal razão como a razão entre as emissividades relativas aos dois processos de emissão e manipulando-as, foram inferidas estimativas para o campo magnético e dimensão angular observável.

Um outro modelo da mesma época, levava em conta as bases da reabsorção sincrotrônica, entretanto, assumindo a emissão rádio proveniente de um jato relativístico e a dependência das variabilidades temporal e espacial com o movimento de inhomogeneidades nos jatos (nós) (Blandford e Königl, 1979) e muitas outras variações surgiram admitindo a reaceleração por ondas de choque das partículas esfriadas adiabaticamente (Pacholczyk e Scott, 1976).

Os modelos da década de sessenta admitiam a radiação síncrotron (elétrons relativísticos), entretanto a expansão geral da fonte não era tratada como relativística. Estes modelos não eram capazes de explicar variabilidades muito rápidas, e, ao predizer tamanhos muito pequenos das fontes rapidamente variáveis, derivavam temperaturas de brilhância muito altas, que ultrapassavam o limite  $10^{12}K$  imposto pelo esfriamento Compton inverso e geravam uma divergência da potência irradiada, caracterizando a catástrofe Compton. Assim, Martin Rees (1967) sugeriu a expansão relativística e tratou a fonte em expansão como uma concha esférica no referencial da fonte, cuja superfície se expande com velocidade radial  $V$  a partir de um raio inicial  $r = 0$ . As variações em rádio seriam então devido às mudanças no diâmetro aparente e não na

brilhância superficial (intensidade específica), de forma que se o contorno da fonte se expande com velocidade próxima a da luz, a taxa de aumento de seu tamanho angular e luminosidade pode ser extremamente alta.

Três fases de evolução temporal de uma fonte são identificadas neste modelo: a fase em que a auto-absorção é primordial, o campo magnético é forte e a fonte tem dimensões pequenas; a fase em que a fonte se torna transparente na região externa, enquanto que a auto-absorção continua sendo importante nas outras partes e a fase em que a auto-absorção passa a ser desprezível em toda a fonte. Este modelo, que se tornou clássico, explica bem o comportamento de radiofontes que apresentam um rápido aumento na densidade de fluxo (evento impulsivo) e queda suave, tal que a amplitude da variação da densidade de fluxo depende do fator de Lorentz, logo, quanto mais relativística a fonte (maior  $\Gamma$ ), mais impulsivos os eventos, e com o tempo, o perfil espectral se desloca para frequências mais baixas. Para um espectro  $S \propto \nu^\alpha$ , as três fases são:

$$S_1 \propto t^3 \quad (100)$$

$$S_2 \propto t^{-2 \frac{(5+\alpha)}{(5+6\alpha)}} \quad (\alpha \geq 0) \quad (101)$$

$$S_2 \propto t^{-2(2\alpha+1)} \quad (\alpha \leq 0) \quad (102)$$

$$S_3 \propto t^{-2(2\alpha+1)} \quad (103)$$

Terrell (1977) propôs um modelo semelhante ao de Rees, porém considerando apenas as partes opticamente espessas e demonstrando que a fonte não precisa se expandir relativisticamente para explicar a variabilidade rápida. Este modelo admite quatro fases: a primeira é o início da expansão em que a parte mais próxima do observador, na superfície do esferóide, torna-se transparente (centro); na segunda, a parte frontal do esferóide está quase na totalidade opticamente fina, a luminosidade vem da parte posterior da fonte e o raio aparente expande-se; na terceira fase há o decréscimo da velocidade de expansão e a superfície emissora tem um raio máximo  $R$ ; e na quarta fase a superfície emissora desaparece. Neste modelo, a duração do evento depende apenas do tamanho da fonte, independente da expansão ser relativística ou não. Entre a segunda e a quarta fase o raio aparente da fonte é dado pela equação do círculo de raio  $R$ :

$$r = R \cdot \left[ 1 - \left( \frac{1}{\beta} - \frac{c \cdot t}{R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (104)$$

onde  $\beta = V/c$  é a velocidade relativa de expansão da fonte.

Para este modelo, a duração de um evento ( $T_{EF}$ ) foi derivada por um limite dado pelo raio efetivo da fonte ( $R_{EF}$ ):

$$T_{EF} \leq R_{EF} \cdot \left( \frac{1+z}{c} \right) \quad (105)$$

Os modelos de fontes esféricas uniformes de raio  $r(t)$ , com expansão adiabática, mostraram-se ineficientes em explicar variações de fluxos superluminais, já que o centro de tais fontes possuem velocidades de expansão relativamente baixas (Jones e Tobin, 1977). Logo, as conchas, semelhantes à proposta no modelo de Rees, seriam estruturas mais condizentes com os efeitos superluminais, devido aos grandes raios e altas velocidades considerados, contudo, passou-se a assumir que as mesmas são frentes de ondas de choques ultrarelativísticas, que aceleram os elétrons a altas energias e que apresentam variações superluminais de estrutura devidas a explosões relativísticas, propagando-se em distribuições de gás tipo disco, muito comuns nos quasares.

Um modelo no qual uma onda eletromagnética, com determinada energia, atinge um anel de gás que possui certa espessura e raio, envolvendo o núcleo da fonte, provocando o surgimento de uma onda de choque, foi

sugerido por Marscher em 1978. A onda de choque se expande relativisticamente, acelerando partículas na frente de onda, o que induz, em um certo momento, um surto de elétrons a energias relativísticas e/ou amplifica o campo magnético. A onda eletromagnética de baixa frequência acelera os elétrons a energias relativísticas causando a propagação esférica relativística a partir de uma região central, de forma que em grandes raios ocorre a colisão entre a onda e o anel de gás envolvente, o que gera a reaceleração dos elétrons e a amplificação do campo magnético. Assim, a emissão sincrotrônica resultante é observada como uma explosão na densidade de fluxo e a após o choque, a onda deixa o anel de gás, o mesmo se expande e se esfria, adiabaticamente, por perdas sincrotrônicas ou por efeito Compton inverso, estágio em que o fluxo decresce em todas as frequências, especialmente em frequências altas, se as perdas radiativas forem importantes.

Outro importantíssimo remodelamento morfológico das fontes modificou o curso dos estudos das fontes compactas. A resolução dos jatos, especialmente com o advento das técnicas de VLBI, mudou as proposições essenciais dos modelos, nas quais passou-se a admitir a emergência, a partir do núcleo compacto, de um meio débil colimado que transporta massa, quantidade de movimento, energia e fluxo magnético para componentes mais externas, e que possui elétrons relativísticos que produzem a radiação síncrotron incoerente emitida em rádio. O espectro dos quasares passou, então, a ser delineado pelo espectro sincrotrônico e de Compton inverso dos jatos, que foi calculado por alguns modelos como Blandford e Königl (1979), Königl (1980), Marscher (1980) e Marscher e Gear (1985).

#### 4.2. Escalas de tempo de variabilidade e o problema do efeito Compton inverso

A definição geralmente adotada de escala de tempo de variabilidade é:

$$\tau_{\text{var}} = \frac{1}{(1+z)} \cdot \frac{1}{\frac{d[\ln(S(v))]}{dt}} \approx (1+z)^{-1} \cdot \frac{\Delta S_{\text{max}}}{\Delta S} = (1+z)^{-1} \cdot \Delta S_{\text{max}} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta S} \quad (106)$$

onde  $\Delta S/\Delta t$  é a taxa de variação de fluxo e  $\Delta S_{\text{max}}$  o fluxo máximo da componente variável. Há uma determinada incerteza em  $\Delta S_{\text{max}}$ , se a emissão da fonte variável sobrepõe uma componente estável ou não. Se a emissão variável sobrepõe uma componente estável, identificada na curva de luz pela estimativa de um valor mínimo (*offset*) da curva,  $\Delta S_{\text{max}}$  pode ser obtida pela diferença entre a densidade de fluxo máxima e a densidade de fluxo da componente estável (patamar), isto é,  $\Delta S_{\text{max}} = S_{\text{max}} - S_{\text{min}}$ , ao passo que se a emissão variável não sobrepõe uma componente estável, admite-se que  $\Delta S_{\text{max}} = S_{\text{max}}$ .

Se a variabilidade é intrínseca à fonte, espera-se que o raio linear (Jones e Tobin, 1977) seja:

$$\frac{r}{a} < c \cdot \tau_{\text{var}} = r_{\text{var}} \quad (107)$$

onde  $a$  é um fator numérico da ordem de algumas unidades, que descreve a lei de variação temporal de fluxo:  $S \propto t^a$  ( $a = 3$  para o modelo padrão de expansão). Tomamos  $a = 1$ , uma vez que não conhecemos ao certo os processos que produzem a variabilidade, assim, os diâmetros de variabilidade calculados desta forma não são representativos da fonte toda mas apenas da componente variável vista em uma determinada época. O diâmetro angular da componente variável (para  $q_0 = 1$ ) é:

$$\theta < \theta_{\text{var}} = \frac{2 \cdot r_{\text{var}}}{\text{dist}} = \frac{2 \cdot r_{\text{var}} \cdot (1+z)^2 \cdot H}{c \cdot z} \quad (108)$$

O tamanho angular calculado desta forma, usando-se uma constante de Hubble  $H = 75 \text{ km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$  geralmente varia entre 0,1 a 1 mas estes tamanhos angulares podem ser usados para calcular as temperaturas de brilhância  $T_B$ . Valores típicos para estes cálculos são aproximadamente  $10^{10}$  a  $10^{12} \text{ K}$ , às vezes até  $10^{13} \text{ K}$ . Estes valores ultrapassam o limite de  $10^{12} \text{ K}$ , poucas ordens de magnitude, para radiação síncrotron incoerente.

A temperatura de brilhância, que caracteriza a componente compacta variável pode ser inferida de:

$$I_v = \frac{S_v}{\pi \cdot \theta^2} = B_v = \frac{2 \cdot k_B \cdot T_B}{\lambda^2} \Rightarrow \frac{2 \cdot k_B \cdot T_B}{\left(\frac{c}{\nu}\right)^2} = \frac{S_v}{\pi \cdot \theta^2} \Rightarrow T_B = \frac{S_v \cdot c^2}{2 \cdot k_B \cdot \nu^2 \cdot \pi \cdot \theta^2}$$

$$T_B \geq \frac{c^2 \cdot S_v}{2 \cdot \pi \cdot k_B \cdot \nu^2 \cdot \theta_{var}^2} \quad (109)$$

onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $\nu$  é a frequência de observação,  $\theta_{var}$  é a dimensão angular da componente variável,  $S_v$  é a densidade de fluxo.

Para as fontes estudadas neste relatório, foram calculados os parâmetros anteriormente apresentados, com base na variabilidade encontrada nas radiofontes, e comparados na tabela a seguir. Na coluna 1 são mostrados os nomes das fontes estudadas, na coluna 2, a frequência de observação (GHz), na coluna 3 o período do evento selecionado, na coluna 4 a escala de tempo de variabilidade (anos), na coluna 5 a dimensão linear da componente de variabilidade (metros), na 6 é mostrada a dimensão angular da componente (segundos de arco), na coluna 7 consta a temperatura de brilhância da componente (graus Kelvin) e na coluna 8 o respectivo desvio para o vermelho.

Deve ser observado que os eventos selecionados foram os que apresentaram maior variação de densidade de fluxo ( $\Delta S$ ), em cada frequência, na evolução das fontes de 1980 a 2001, com a finalidade de serem analisadas as maiores explosões observadas neste período, procurando levar os cálculos a valores críticos para o teste do modelo. Vê-se, entretanto, que as explosões maiores, nem sempre ocorreram em escalas de tempos pequenas o suficiente para caracterizar eventos impulsivos, fato este que produziu, muitas vezes, temperaturas de brilhância duas ordens de magnitude menores que o limite de  $10^{12}$ K imposto pelo esfriamento Compton inverso.

Contudo, os valores estão condizentes com a teoria: as dimensões angulares calculadas, da ordem de 0,1 a 1 milissegundos de arco, estão próximos aos valores típicos de dimensões angulares para estas fontes, inclusive os medidos por mapas de VLBI; e as temperaturas de brilhância calculadas são verificadas a valores típicos, muito próximas do limite de  $10^{12}$ K previsto pelos modelos, de forma a confirmar o caráter de variabilidade devido ao movimento superluminal, à emissão síncrotron e principalmente devido às perdas sincrotrônicas e por processo Compton inverso.

Há de ser dito que as densidades de fluxo consideradas no cálculo das temperaturas de brilhância foram as máximas ( $S_v = S_{max}$ ), de forma a propiciar a aplicação do modelo a valores críticos; e que tal método de cálculo condicionou a verificação de um valor de temperatura que ultrapassou o limite do processo Compton inverso, o que todavia não caracteriza uma divergência da potência irradiada (catástrofe), mas sim mostra a possibilidade de haver instantes transitórios, nos casos limites (críticos), em que a temperatura de brilhância ultrapassa o limite imposto.

<i>FONTE</i>	<i><math>\nu</math> (GHz)</i>	<i>época do evento</i>	<i><math>\tau_{var}</math> (yr)</i>	<i>r (m)</i>	<i><math>\theta</math> (")</i>	<i><math>T_B</math> (K)</i>	<i>z</i>
<b>BL Lac</b>	4,8	15/02/1980 – 19/08/1980	0,624	$5,90 \times 10^{15}$	$3,2 \times 10^{-4}$	$1,9 \times 10^{12}$	0,0695
	8,0	23/02/1980 – 19/08/1980	0,591	$5,58 \times 10^{15}$	$3,1 \times 10^{-4}$	$9,9 \times 10^{11}$	
	14,5	26/02/1980 – 24/07/1980	0,479	$4,53 \times 10^{15}$	$2,5 \times 10^{-4}$	$5,2 \times 10^{11}$	
<b>3C273</b>	4,8	28/07/1991 – 10/07/1993	6,048	$5,71 \times 10^{16}$	$1,6 \times 10^{-3}$	$3,2 \times 10^{11}$	0,158
	8,0	08/02/1991 – 28/07/1992	3,107	$2,94 \times 10^{16}$	$8,3 \times 10^{-4}$	$5,1 \times 10^{11}$	
	14,5	26/08/1990 – 16/11/1991	1,820	$1,72 \times 10^{16}$	$4,9 \times 10^{-4}$	$4,7 \times 10^{11}$	
	22*	04/1988 – 10/1988	0,900	$8,50 \times 10^{15}$	$4,9 \times 10^{-4}$	$5,8 \times 10^{11}$	
	43*	03/1988 – 09/1988	0,400	$3,80 \times 10^{15}$	$2,2 \times 10^{-4}$	$5,9 \times 10^{11}$	
<b>OJ287</b>	4,8	16/11/1983 – 24/01/1985	1,613	$1,53 \times 10^{16}$	$2,8 \times 10^{-4}$	$1,2 \times 10^{12}$	0,306
	8,0	17/07/1984 – 08/05/1985	1,032	$9,76 \times 10^{15}$	$1,8 \times 10^{-4}$	$1,6 \times 10^{12}$	
	14,5	16/05/1985 – 17/07/1985	0,248	$2,34 \times 10^{15}$	$4,4 \times 10^{-5}$	$1,1 \times 10^{13}$	
<b>OV236</b>	4,8	26/11/1991 – 01/06/1994	4,059	$3,84 \times 10^{16}$	$6,7 \times 10^{-4}$	$8,0 \times 10^{11}$	0,352
	8,0	02/10/1991 – 22/03/1994	4,277	$4,04 \times 10^{16}$	$7,0 \times 10^{-4}$	$3,6 \times 10^{11}$	
	14,5	01/05/1993 – 30/05/1994	2,312	$2,19 \times 10^{16}$	$3,8 \times 10^{-4}$	$3,8 \times 10^{11}$	
	22*	06/1987 – 10/1987	0,200	$2,30 \times 10^{15}$	$1,0 \times 10^{-4}$	$7,7 \times 10^{12}$	
	43*	06/1986 – 04/1987	1,200	$1,10 \times 10^{16}$	$4,0 \times 10^{-4}$	$6,8 \times 10^{10}$	
<b>Cen A</b>	22*	10/1979 – 06/1980	2,200	$2,10 \times 10^{16}$	$1,2 \times 10^{-3}$	$7,0 \times 10^{10}$	

**Tabela 1**

\* Resultados obtidos por Botti, 1990, colocados para critério de comparação das ordens de magnitude

### 4.3. Modelo canônico e de perdas sincrotrônicas

Uma interessante comparação pode ser feita entre os modelos canônico e de perdas sincrotrônicas, aplicando-os a alguns dados observacionais, de forma a verificar sua eficiência em explicar as variabilidades presentes nos dados.

O modelo canônico (Shklovsky, 1965; Van der Laan, 1966; Pauliny-Toth e Kellermann, 1966) atribui a evolução temporal de uma explosão ao comportamento de uma nuvem esférica de elétrons relativísticos que se expande uniformemente, com velocidade constante, de modo que os elétrons perdem energia pelo esfriamento decorrente da expansão adiabática.

O modelo de perdas sincrotrônica (Marscher e Brown, 1975) é uma ampliação do modelo canônico, complementado das perdas pela radiação síncrotron: para elétrons abaixo de uma energia crítica, a perda significativa é devida ao esfriamento adiabático, enquanto que acima desta energia crítica, a perda dominante é radiativa (sincrotrônica).

Dois parâmetros que caracterizam a variabilidade de uma fonte foram definidos por Ennis et al. (1982) e Altschuler e Wardle (1975): um deles caracteriza a variabilidade em termos da variação de densidade de fluxo explosão e o outro caracteriza a variabilidade em termos do tempo de explosão.

Tais parâmetros,  $R_I$  e  $R_t$  são assim definidos:

$$R_I = \frac{\Delta S_{v_1}}{\Delta S_{v_2}} = \frac{\Delta S_{14,5}}{\Delta S_{8,0}} \quad (110)$$

em que:

$$\Delta S_{14,5} = S_{\max}^{14,5} - S_{\min}^{14,5} \quad (111)$$

$$\Delta S_{8,0} = S_{\max}^{8,0} - S_{\min}^{8,0} \quad (112)$$

onde  $S_{\max}^{14,5}$ ,  $S_{\max}^{8,0}$ ,  $S_{\min}^{14,5}$ ,  $S_{\min}^{8,0}$  são as densidades de fluxo máximas e mínimas em 14,5 e 8,0 GHz.

$$R_t = \frac{\Delta t_{v_2}}{\Delta t_{v_1}} = \frac{t_{8,0} - t_0}{t_{14,5} - t_0} \quad (113)$$

onde  $t_{8,0}$  é o tempo para o qual a densidade de fluxo atingiu seu valor máximo em 8,0 GHz e  $t_0$  é o instante do início da explosão em determinada frequência.

Estes parâmetros podem ser calculados diretamente a partir de dados observacionais (curvas de luz), ou podem ser inferidos de modelos. Para o modelo canônico, em que a emissão é devida a uma nuvem esférica de elétrons se expandindo de maneira uniforme que irradia pelo processo síncrotron, os parâmetros  $R_I$  e  $R_t$  ficam:

$$R_{IC} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{7s+3}{4s+6}} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{7s+3}{4s+6}} \quad (114)$$

$$R_{tc} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{s+4}{4s+6}} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{s+4}{4s+6}} \quad (115)$$

tal que  $\nu_1$  e  $\nu_2$  são frequências distintas (8,0 e 14,5 GHz),  $s$  é o índice do espectro de energia dos elétrons relativísticos, e para o nosso cálculo, é derivado da relação  $s = 2\alpha + 1$ , em que  $\alpha$  é o índice espectral ( $S \propto \nu^{-\alpha}$ ), o qual é estimado a partir de espectros das fontes (incluindo 8,0 e 14,5 GHz) nas épocas que coincidem com as épocas dos dados retirados para o cálculo dos parâmetros  $R_l$  e  $R_t$  pelo primeiro método (direto). Para o modelo de Marscher e Brown (1975), que além do esfriamento adiabático, para elétrons abaixo de uma energia crítica, inclui as perdas sincrotrônicas para elétrons acima desta energia, tem-se:

$$R_{IA,S} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{7s-10}{4s+2}} = \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{\frac{7s-10}{4s+2}} \quad (116)$$

$$R_{tA,S} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{s+5}{4s+2}} = \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{\frac{s+5}{4s+2}} \quad (117)$$

Os valores de  $s$  foram estimados do mesmo modo que para o modelo anterior.

Na tabela a seguir, são comparados os resultados observacionais, com os modelos canônico e de perdas sincrotrônicas, acima descritos.

<i>FONTE</i>	<i>PERÍODO</i>	$R_l$	$R_t$	$R_{IC}$	$R_{IC}$	$R_{IA,S}$	$R_{tA,S}$	$s$
<b>BL Lac</b>	23/02/1980 – 19/08/1980	1,175	1,195	0,492	0,771	0,828	0,649	1,856
<b>3C273</b>	26/08/1990 – 16/11/1991	1,498	1,205	0,498	0,768	0,865	0,639	1,740
<b>OJ287</b>	17/07/1984 – 08/05/1985	1,198	1,469	0,464	0,787	0,676	0,694	2,595
<b>OV236</b>	01/09/1991 – 01/06/1994	1,012	2,287	0,505	0,765	0,913	0,628	1,612

**Tabela 2**

Analisando os resultados obtidos, mostrados na tabela acima, pode-se concluir que não é possível ajustar os dois parâmetros em nenhum dos dois modelos, ou seja, os modelos descritos não conseguem explicar eficientemente os eventos observados, de maneira que seria necessário a adoção de modelos que levem em conta a dinâmica de expansão das fontes, tais como, o modelo de Marscher (1978), Marscher e Gear (1985).

#### 4.4. Esboços de espectros das fontes

A seguir são mostradas as evoluções dos espectros das fontes estudadas com a finalidade de se prover um esboço dos perfis dos espectros, um esboço de seu desenvolvimento durante os eventos em rádio, dar uma noção de sua adequação à lei geral de potência prevista pela teoria, e principalmente, propiciar uma estimativa do índice espectral ( $\alpha$ ), estimativa esta que foi necessária para o cálculo do  $s = 2\alpha + 1$  (índice espectral da energia dos elétrons sincrotrônicos), que por sua vez, foi usado nos modelos canônico e de perdas sincrotrônicas da seção anterior. As épocas são correspondentes a explosões de grande magnitude em rádio, devidamente selecionadas, e que são consistentes com as épocas adotadas na aplicação dos modelos anteriores. Junto a cada espectro, com pontos dispersos nas frequências 4,8; 8,0 e 14,5 GHz (o último evento possui pontos em 22 GHz), está plotada uma curva de tendência e sua respectiva equação, adquirida por regressão, interpolando-se uma lei de potência.

Evolução espectral do BL Lac durante a explosão 02/1980 - 08/1980

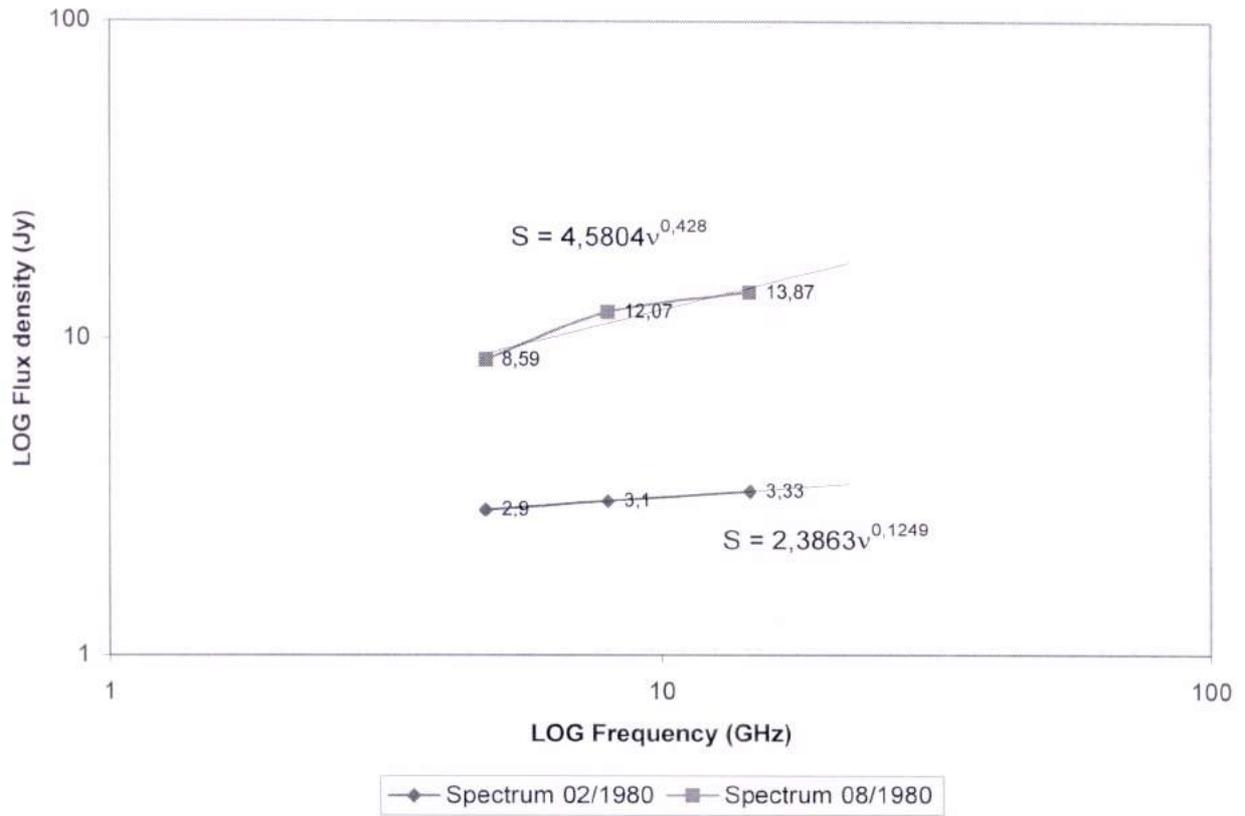


Figura 16

Evolução espectral do 3C273 durante a explosão 08/1990 - 11/1991

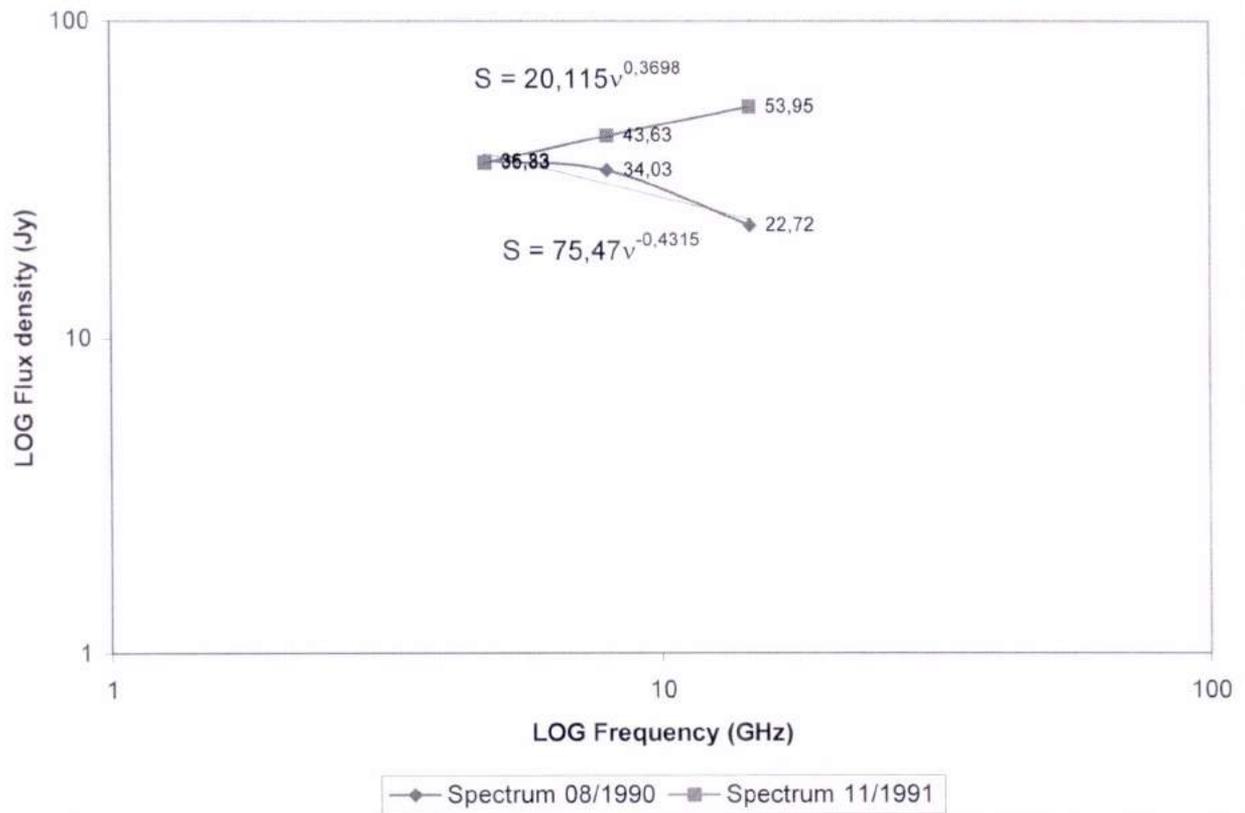


Figura 17

Evolução espectral do OJ287 durante a explosão 07/1984 - 05/1985

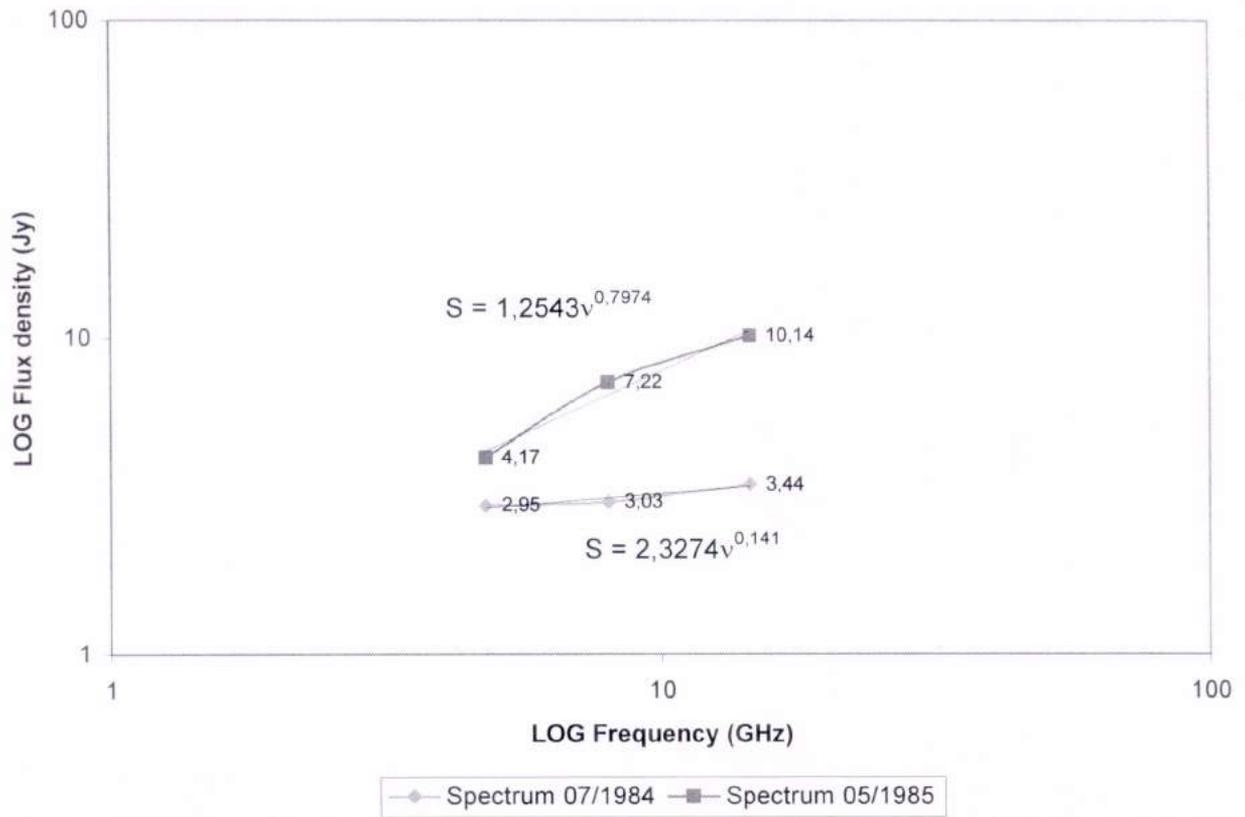


Figura 18

Evolução espectral do OV236 durante a explosão 09/1991 - 06/1994

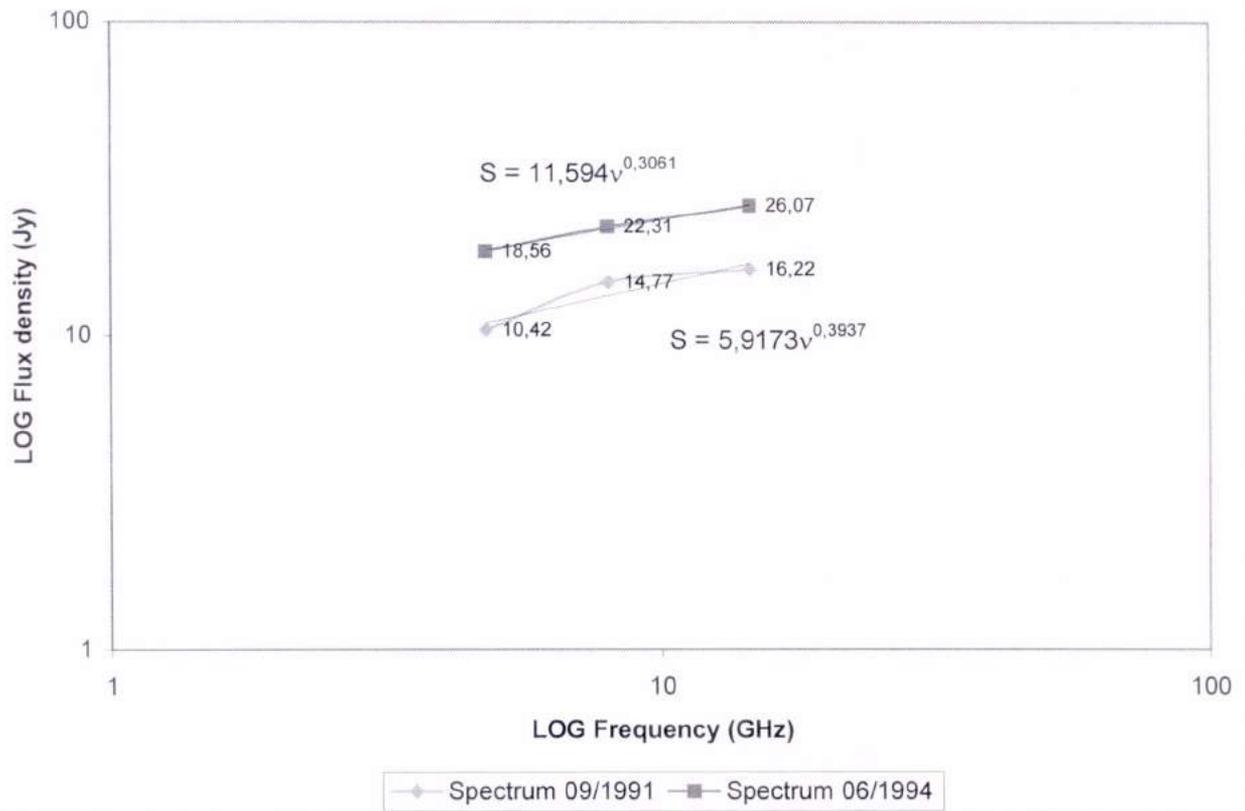


Figura 19

Evolução espectral do 3C273 durante a explosão 01/1980 - 01/1983

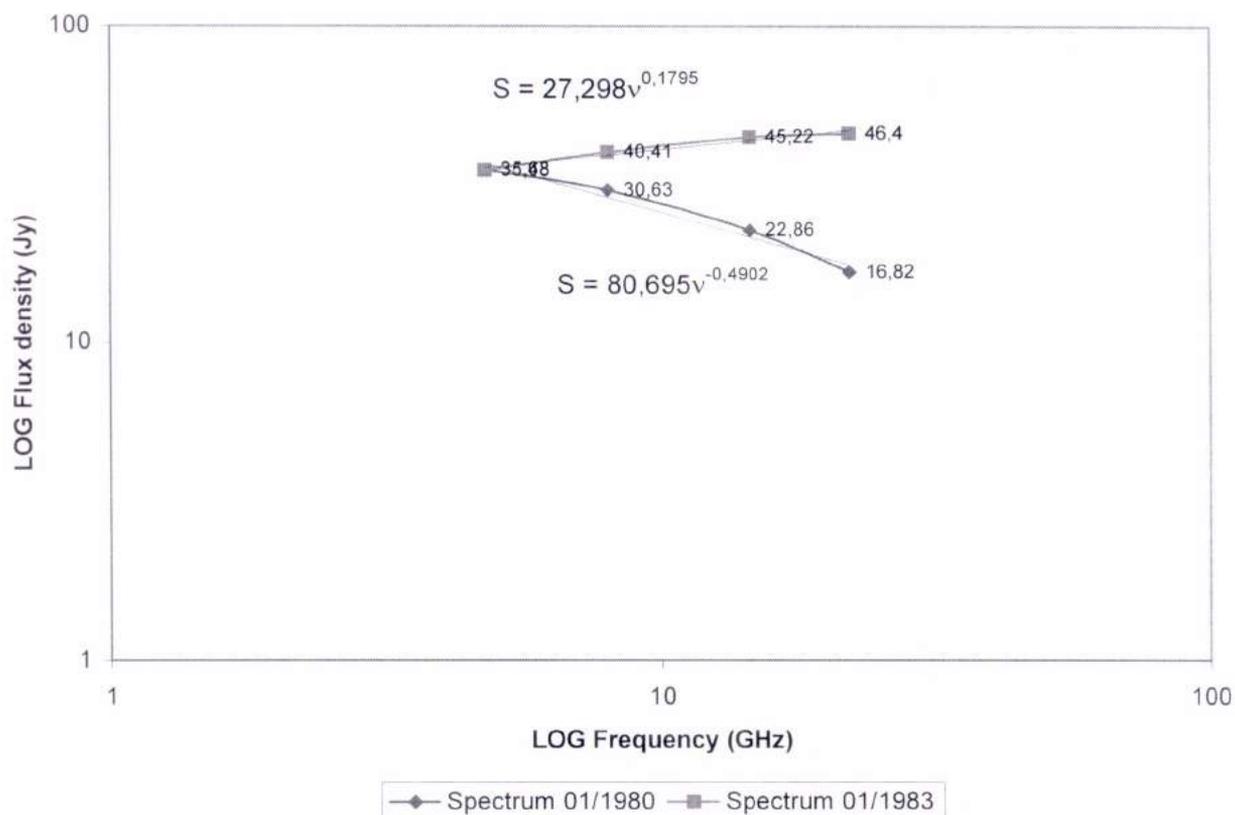


Figura 20

## 5. Conclusões

As variabilidades apresentadas em curvas de luz e complexos espectros de muitas radiofontes variáveis, particularmente as fontes apresentadas neste relatório, sugerem atividade contínua e intensa nestas fontes que periodicamente produzem uma nuvem expansiva de partículas relativísticas em escalas de tempo variando de poucos dias até alguns anos, o que pode muito bem ser notado nas curvas de luz e evoluções espectrais expressos neste relatório. Argumentos independentes baseados na distribuição de índices espectrais também indicam injeções repetidas de partículas em radiogaláxias mas em escalas de tempo muito maiores.

Destas verificações, tem-se que radiogaláxias e fontes quasi-estelares podem divergir em frequência de explosões além da potência de emissão.

Entretanto, sendo a emissão sincrotrônica, de fato, o mecanismo predominante de radiação de tais fontes, a interpretação cosmológica dos redshifts parece necessitar extraordinariamente e além de limites propostos, grandes quantidades de energia para serem repetidamente criadas em curtos períodos. Por outro lado, se as fontes são relativamente próximas, as necessidades energéticas são reduzidas.

Outra possibilidade é a de a emissão rádio não ser intrinsecamente variável e as variações observadas serem devidas à absorção ou amplificação nos meios intergalácticos, interestelares ou interplanetários. É de profundo interesse notar que as densidades de fluxos das fontes estudadas por este relatório, possuem picos de atividade em épocas diferentes, os quais, pela hipótese anteriormente levantada, podem estar correlacionados, inclusive no domínio do tempo, com as propriedades dos meios interestelares que supostamente provocam as variabilidades.

Analisando os resultados obtidos, da aplicação dos modelos, tanto para a estimativa do tamanho angular e da temperatura de brilhância como dos parâmetros de variabilidades, pôde-se concluir que não é possível ajustar de forma consistentemente perfeita, modelos distintos, mas que produzam resultados não muito discrepantes.

O fato é que cada modelo parte de diferentes hipóteses, as quais adequam-se melhor a determinadas fontes em particular, segundo as características próprias das mesmas, todavia, dentro das possibilidades de observação, é surpreendente como um comportamento geral bem definido e muito bem conhecido já tenha em modelos clássicos uma veracidade e confiabilidade já assumida. Diversos modelos concordam em tendências de comportamentos, de forma a notarmos que, qualquer melhora em termos de métodos observacionais pode propiciar um salto nos estudos de variabilidade.

Os modelos testados para critérios de variabilidade (canônico e de perdas sincrotrônicas) em comparação com resultados diretos de observação, apresentaram resultados discrepantes, o que leva a se pensar que não conseguem explicar eficientemente os eventos observados, de maneira que seria necessário a adoção de modelos que levem em conta a dinâmica de expansão das fontes, tais como, o modelo de Marscher (1978), Marscher e Gear (1985).

Já os modelos para estimativa de escala de tempo de variabilidade, dimensões das fontes, e temperatura de brilhância concordaram bem com a teoria. Levando os cálculos a valores críticos para o teste destes modelos, verificou-se que as explosões maiores, nem sempre ocorreram em escalas de tempos pequenas o suficiente para caracterizar eventos impulsivos, fato este que produziu, muitas vezes, temperaturas de brilhância que o limite de  $10^{12}$ K imposto pelo esfriamento Compton inverso.

Entretanto, os valores estão condizentes com a teoria, a menos das dimensões angulares calculadas, que sendo da ordem de 0,1 a 1 milissegundos de arco, diferem de uma ordem de grandeza dos valores típicos medidos por VLBI. Isto é explicável pela limitação da resolução da técnica de VLBI que não permite resolver componentes menores que 1 milissegundo de arco. As temperaturas de brilhância calculadas são verificadas a valores típicos, muito próximas do limite de  $10^{12}$ K previsto pelos modelos, de forma a confirmar o caráter de variabilidade devido ao movimento superluminal, à emissão síncrotron e principalmente devido às perdas sincrotrônicas e por processo Compton inverso.

## 6. Perspectivas

Pretende-se observar as radiofontes deste projeto com o radiotelescópio do Itapetinga, em 22 e 43 GHz, inclusive 3C273, que foi incluso neste relatório na segunda fase de desenvolvimento do presente trabalho, entrando na análise de modelos, enfocando primordialmente variações rápidas. Tem-se como meta também a realização de um trabalho em conjunto (cooperativo) com a Universidade de Michigan, visando a troca de informações e dados de observação. Assim, espera-se que a manutenção do observatório do Itapetinga seja concluída o mais breve possível, de maneira a possibilitar a implementação de projetos de caráter observacional, que fomentem o desenvolvimento de técnicas de observação e aprendizagem no campo da instrumentação astronômica, o que provavelmente ocorrerá, já tardiamente, em setembro de 2001.

## 7. Seminários assistidos

- Dra. Adriana Válio Roque da Silva (CRAAM/Mackenzie): Estudos Submilimétricos do Sol;
  - Dr. Cláudio E. Tateyama (CRAAE/INPE): Aplicações de VLBI em Geodésia, Astrometria e Astrofísica;
  - Dr. José Renan de Medeiros (DFTE/UFRN): Dínamos, discos, eixos, geradores, rotores... e outras peças da maquinaria estelar;
  - Dr. Jean-Pierre Raulin (CRAAM/Mackenzie): Resultados da campanha de outubro de 2000 do SST em El Leoncito;
  - Dr. José Williams Vilas Boas (DAS/INPE): A anatomia da Musca;
- Curso de verão de Física da USP – 29/01/2001 a 09/02/2001.

## 8. Seminários apresentados

- “*Primeiros modelos de variabilidade de radiofontes compactas*” – CRAAM – 25/08/2000
- “*Galáxias*” – CRAAM – 28/09/2000
- “*Supernovas*” - CRAAM – 03/11/2000
- “*Jatos relativísticos em QSOs (quasares com forte emissão em óptico e calmos em rádio)*” – CRAAM – 06/07/2001

## 9. Referências bibliográficas

### 9.1. Artigos

ALLER, H. D., HUGHES, P. A., ALLER, M. F.; BAAS, 184, 874, 1994;

ALTSHULER, D. R.; WARDLE, J. F. C. *Radio properties of BL Lac type objects*. Nature, 255(1): 306-310, May 1975

BLANDFORD, R. D.; KÖNIGL, A. *Relativistic jets as compact radio sources*. The Astrophysical Journal, 232(1):34-48, Aug. 1979

BOTTI, L. C. L., *Estudo da variabilidade e do espectro de radiofontes em 22 e 43 GHz*. Tese de doutorado em Ciência Espacial, aprovada em 14/05/90, INPE: 1990.

BOTTI & ABRAHAM, in Valtaoja E., Valtonen, M. J. eds, *Variability of Blazars*, Cambridge Univ. Press, Cambridge: 1970, 1991;

BOTTI & ABRAHAM, Mon. Not R. Astron. Soc., 264, 807-812, 1993;

COOPER et al., Australian Journal of Physics 18 (6), 589-625, 1965;

DENT, W. A. *Quasi-stellar Sources: Variation in the radio emission of 3C273*. Science, 148(3676):1458-1460, June 1965

ENNIS, D. J.; NEUGEBAUER, G.; WERNER, M. *Variability of compact radio sources at a wavelength of 1 millimeter*. The Astrophysical Journal. 262(2): 451-459, Nov. 1982

EPSTEIN, E. E.; FOGARTY, W. G.; MOTTMANN, J. ; SCHENEIDER, E. *Quenchings and outbursts of extragalactic radio sources: nine years of 3.3 mm measurements and comparisons with cm-wave variations*. The Astrophysical Journal, 87(3): 449-461, Mar. 1982

JONES, T. W.; TOBIN, D. *Restrictions on models for superlight flux variations in radio sources*. The Astrophysical Journal, 215(2):474-482, July 1977

JONES, T. W.; O'DELL, S. L.; STEIN, W. A. *Physics of the compact nonthermal sources. I. Theory of radiation processes*. The Astrophysical Journal, 188(2):353-368, Mar. 1974

KÖNIGL, A. *Relativistic gas dynamics in two dimensions*, Physics Fluids, 23(+6):1083-1090, June 1980

PACHOLCZYK, A. G. *Procesos térmicos en fuentes galácticas y extragalácticas*. Barcelona, Reverté, 1979, 283p

PACINI, F.; SALVATI, M. *Early evolution of radio outbursts and a possible transient emission of high-energy photons*. The Astrophysical Journal, 188(2): L55-L58, Mar. 1974

PADRIELLI, Fanti et. al.. *Extragalactic radio sources*; Proceedings of a symposium held in Albuquerque, NM, Aug. 3-7 1981. Dordrecht, D. Reidel, 1982 p. 317-324. ( IAU Symposium, 97 );

HUGHES, P. A. ALLER, H. D., ALLER, M. F., Ap. J., 341, 68, 1989;

MARSCHER, A. P. *Relativistic blast-wave model for the rapid flux variations of AO 0235+164 and other compact radio sources*. The Astrophysical Journal, 224(3): 816-825, Sept. 1978

MARSCHER, A. P.; BROWN, R. L. *An interpretation of the radio outbursts of Cygnus X-3*. The Astrophysical Journal, 200(3): 719-726, Sept. 1975.

- MARSCHER, A. P.; GEAR, W. K. *Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C273*. The Astrophysical Journal, 298(1): 114-127, Nov. 1985.
- MUTEL, R. L. et. al., Ap. J., 352, 81, 1990;
- MUTEL, R. L. et. al., in Proc. NRAO Workshop 23, *Compact Extragalactic Radio Sources*, 191, 1994;
- PAULINY-TOTH, I. I. K.; KELLERMANN, K. I. *Variations in the radio-frequency spectra of 3C84, 3C273, 3C279, and other radio sources*. The Astrophysical Journal, 146(3):634-645, Dec. 1966
- PERLEY, R. A., AJ, 87, 859, 1989;
- PRICE & STULL, Nature, 245, 83, 1973;
- PICA, A. J., SMITH, A. G., WEBB, J.R., LEACOCK, R.J., CLEMENTS, S., & GOMBOLA, P.P.; AJ, 96, 1215, 1988;
- PRESTON, R.A. et al.; Aj, 98, 1, 1989;
- REES, M. J. *Studies in radio structure I. A relativistically expanding model for variable quasi-stellar radio sources*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 137(4):429-444, Dec. 1967
- REUTER at al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser, 122, 271-276, 1997;
- SILLANPÄÄ, A. et al.; Ap. J., 325, 628, 1988;
- SHKLOVSKY, J. *Possible secular variation of the flux and spectrum of radio-emissions of source 1934-63*. Nature, 205(4980):176-177, Apr. 1965
- SLISH, V. I. Angular size of radio stars. Nature, 199(4894):682-682, Aug. 1963
- TERRELL, Ap. J., 300 (2) : 669-674, 1986;
- TERRELL, J. *Size limits on fluctuating astronomical sources*. The Astrophysical Journal, 213(3):L93-L97, May 1977
- VAN DER LAAN, H. *A model for variable extragalactic radio sources*, Nature, 211(5054):1131-1133, Sept. 1966
- WADE et al., Ap. J., 170 (1) : L11-L13, 1971.

## 9.2. Livros

- BURKE, Bernard F., & GRAHAM-SMITH, Francis. *An Introduction to Radio Astronomy*. Cambridge University Press. UK, Cambridge: 1996;
- PETERSON, Bradley M.. *An introduction to active galactic nuclei*. Cambridge University Press, 2<sup>nd</sup> ed. UK, Cambridge: 1997;
- ZEILIK, Michael. *Astronomy, The Evolving Universe*. John Wiley & Sons, Inc., 8<sup>th</sup> ed. USA, Phoenix: 1997.