



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

VARIABILIDADE DO QUASAR OV-236

RELATÓRIO FINAL DE PROJETO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA (PIBIC/CNPq/INPE)

Samuel Mendes Sanches Junior (Mackenzie/INPE, Bolsista PIBIC/CNPq)
E-mail: samuel@craam.mackenzie.br

Dr. Luiz Claudio Lima Botti (DAS/CEA/INPE, Orientador)
E-mail: botti@craam.mackenzie.br

Junho de 2009

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....	3
CAPÍTULO 2 – RESUMO TEÓRICO.....	6
2.1 Quasares.....	6
2.2 Distribuição espectral de energia dos AGN's.....	7
2.3 Radiação Síncrotrônica.....	8
2.3.1 Radiação síncrotrônica para um elétron.....	8
2.3.2 Radiação síncrotrônica para um feixe de elétron.....	10
2.4 Efeito Compton.....	11
2.5 Modelos.....	12
2.5.1 Modelo de Slish.....	12
2.5.2 Modelo de Shklovsky.....	12
2.5.3 Modelo Canônico.....	12
2.5.4 Modelo de Marscher e Gear.....	12
2.6 Temperatura de brilhância.....	14
CAPÍTULO 3 – MÉTODO.....	16
3.1 Rádio-Observatório do Itapetinga.....	16
3.1.1 Coleta de dados.....	20
3.2 Correção dos dados.....	22
3.2.1 Correção dos erros do apontamento da antena.....	22
3.2.2 Correção da absorção atmosférica.....	22
3.3 Conversão dos dados.....	23
CAPÍTULO 4 – RESULTADOS.....	24
CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES.....	26
5.1 Análise dos gráficos.....	26
5.2 Cálculo da temperatura de brilhância.....	26
5.3 Aplicação do modelo de Marscher e Gear.....	26
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	28
APÊNDICE A - DENSIDADE DE FLUXO E TEMPERATURA DE ANTENA DE OV-236.....	31
APÊNDICE B - TEMPERATURA DE ANTENA DE VIRGO A.....	33
ANEXO A – SIGNIFICADOS DOS SIMBOLOS UTILIZADOS EM 2.3.1 E 2.3.2.....	35

1 INTRODUÇÃO

As radiofontes extragalácticas pontuais tem uma classe observacionalmente definida, elas são: quasares, objetos BL Lacertae e galáxias ativas. Os Objetos BL Lacertae e os quasares apresentam grande variabilidade em rádio, óptico e raios-X. Caracterizar em qual classe a radiofonte se encontra é um pouco ambíguo (Burbidge, 1986). Utilizando a técnica VLBI podem-se ver jatos em alguns quasares.

Ao estudar as radiofontes em comprimentos de onda milimétricos estamos observando como funciona o engenho central desta. Monitorando a densidade de fluxo em diversas frequências tem-se um estudo completo do seu jato, quanto maior for a frequência observada, mais internamente está se olhando no objeto, e a variabilidade é mais rápida e os eventos são menos afetados pela opacidade.

Quando se descobriu a natureza extragaláctica dos quasares (Schmidt, 1963), a compreensão da natureza física desses objetos tem levantado diversas questões, devido às pequenas dimensões e à alta temperatura de brilhância observada e observações em VLBI mostram que nos quasares algumas componentes estão se separando com velocidades transversais aparentes superiores a da luz (Cohen et al., 1977).

Em rádio a primeira variabilidade notada foi por Dent (1965), em 8 GHz, mais tarde verificou-se que esta variabilidade também está presente em outras frequências. Foi estudado um grande número de fontes com alta resolução temporal em diversos comprimentos de onda centimétricos (Seielstad e Berge, 1975; Altschuler e Wardle, 1975; Dent e Kapitzky, 1976; Andrew et al., 1978). Muitas variabilidades temporais foram medidas em comprimentos de onda milimétricos (Rudnick et al., 1978; Hobbs et al., 1978 Epstein et al., 1980; Barvainis e Predmore, 1984; Terasranta et al., 1987). Mesmo com todos os estudos realizados não se tem uma idéia clara da relação entre a variabilidade em diversas frequências do espectro eletromagnético (Epstein et al., 1982; Barvainis, 1984).

Em frequências mais altas as variações nas densidades de fluxo são maiores e mais rápidas (Andrew et al., 1978; Barvainis e Predmore, 1984) e normalmente tem-se um deslocamento da frequência correspondente à densidade de fluxo máxima para a região de menores frequências (O’Dea et al., 1986). Epstein et al. (1982), comprovou que em frequências maiores a variabilidade é mais rápida, em um monitoramento em 90 GHz, quando a densidade de fluxo variou cerca de 45% em uma semana. Em frequências menores (abaixo de 10-20 GHz), a opacidade obscurece as regiões mais internas e ativas e as variações nas densidades de fluxo tornam-se menores (Aller et al., 1981), fato comprovado por Altschuler (1982), que fez um estudo das variações das densidades de fluxo em 2,4 GHz em uma amostra de objetos BL Lacertae (provavelmente os que mais variam).

A radiofonte OV-236 ou PKS 1921-293¹ é considerada um quasar com grande variabilidade em todo o espectro eletromagnético, porém não é um emissor na banda de energia correspondente aos raios gama. Apresentou em determinadas épocas (na banda

¹ catálogo Parkes Radio Sources, até 1990 possuía mais de 8000 fontes catalogadas, atualmente está na faixa de frequências de 80 até 22000 MHz

do infravermelho, aproximadamente $2,2 \mu\text{m}$ (Impey et al., 1982)) um comportamento muito parecido com os objetos BL Lacertae com variabilidade e polarização intensas.

Possui um desvio para o vermelho de aproximadamente 0,352 (Wills & Wills, 1981), sua temperatura de brilho é da ordem de 10^{12}K e possui uma magnitude de 17,5.

Nas décadas de setenta, oitenta e noventa foi objeto de estudo de muitos pesquisadores em diversos comprimentos de onda. Dent e Baloneck (1980) a estudaram por oito anos em diversos comprimentos de onda (7,9 GHz, 15,5 GHz, 31,4 GHz e 89,6 GHz), suas observações registraram declínios estáveis, subidas suaves e aumentos consideráveis na sua densidade de fluxo. Também registraram variabilidades no óptico e infravermelho, tendo esta tendência de atividade até meados de 1980.

Foram registradas correlações entre explosões no óptico e rádio por Gilmore, 1980. O evento em rádio foi mais duradouro que no óptico. Mudanças abruptas na variabilidade, de 50%, foram registradas por Andrew et al., 1978 em 10,7 GHz e subidas da ordem de 3 na densidade de fluxo em 90 GHz foram registradas por Epstein et al., 1980. No final de 1982, Gear et al., 1983 evidenciaram a presença de um pico máximo na densidade de fluxo na faixa do sub-milimétrico (nas bandas J ($1,3 \mu\text{m}$), H ($2 \mu\text{m}$), K ($3,8 \mu\text{m}$)) e uma certa curvatura positiva no infravermelho próximo ($10 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$, $80 \mu\text{m}$, $1100 \mu\text{m}$).

OV-236 foi observada nas décadas de oitenta, noventa e entre 2002 e 2006 no rádio-observatório do Itapetinga, nas frequências de 22 GHz e 43 GHz com um comportamento bastante interessante com períodos de alta e baixa atividade. Entre 1980 e 1981, em 22 GHz foram detectadas variabilidades da ordem de 60%, com uma acentuada queda na densidade de fluxo em 1981. O seu retorno para os níveis de 1980 aconteceu de uma forma bastante lenta levando mais de um ano para retornar ao seu nível anterior. Em 1984 foi observada uma explosão, quando sua densidade de fluxo atingiu aproximadamente 23 Jy em 22 GHz e aproximadamente 15 Jy em 43 GHz, registrando uma correlação entre essas duas faixas do espectro eletromagnético e também foi observada pelo rádio-observatório de Michigan em 4,8 GHz, 8 GHz, 14,5 GHz. Mostrou-se que quando se estuda o comportamento de longo período de OV-236, verificou-se que as explosões são primeiro detectadas nas frequências mais altas e depois se propagam para as frequências menores em tempos posteriores.

Botti (1990) obteve o espectro da Figura 1.1 utilizando os dados do Rádio-Observatório do Itapetinga e da literatura, mostrando que o pico do espectro se situa próximo à frequência máxima, entorno de 20 GHz, porém este valor não é fixo, podendo-se notar que em outras épocas há uma ligeira variação deste valor para cima ou para baixo.

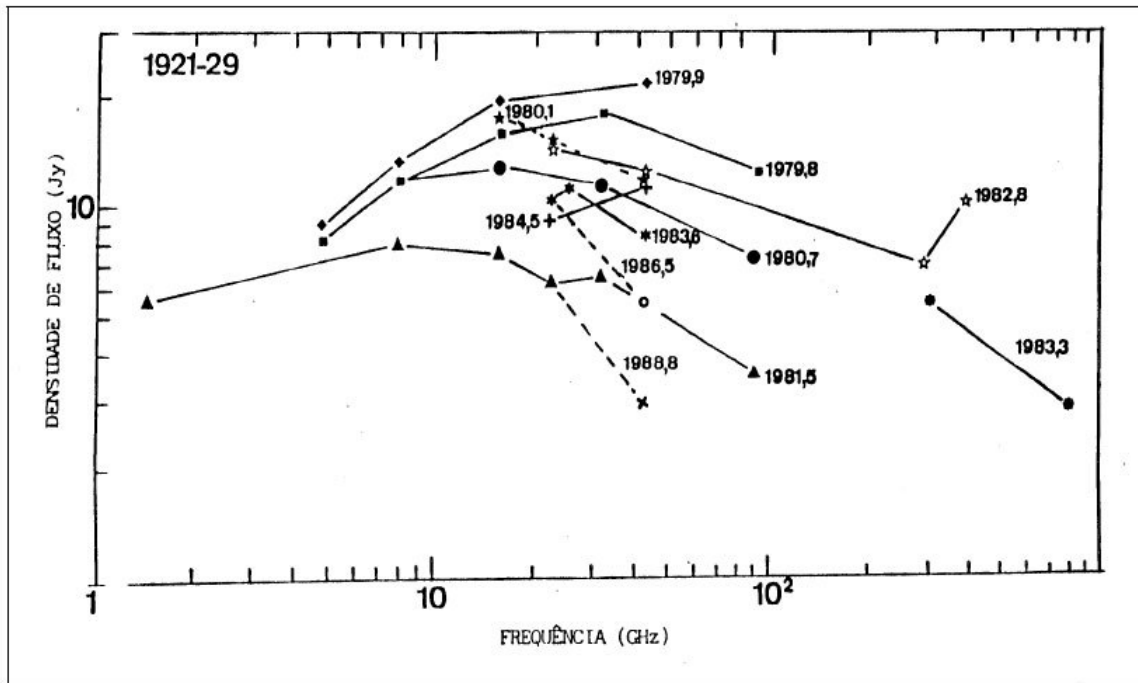


Figura 1.1 – Variação do espectro de OV-236 ao longo do tempo.
 Fonte: Botti (1990)

Krichbaum et al. (1997) a observou em 86 GHz e 215 GHz em Pico Valeta em março de 1995 e estimaram a sua densidade de fluxo em 6,4 Jy em 215 GHz e 13 Jy em 86 GHz.

Este trabalho consistiu em fazer um monitoramento da radiofonte OV-236 em 22 e 43 GHz, utilizando o Rádio-Observatório do Itapetinga, verificando através da análise das curvas de luz, se este objeto apresentou alguma variabilidade em sua densidade de fluxo, se os eventos (explosões) são simultaneos em frequências distintas, se a temperatura de brilhância da fonte está dentro dos padrões teóricos, observando o comportamento espectral ao longo do tempo.

2 RESUMO TEÓRICO

2.1 Quasares

Existem dois tipos de classificação para quasares: Radio Loud² e Radio Quiet³. Os classificados como Radio Quiet podem ocorrer em qualquer tipo de galáxia, espiral ou elíptica, porém os classificados como Radio Loud ocorrem somente em galáxias elípticas.

A região ativa de um AGN⁴ é muito compacta, possuindo dimensões menores que um parsec⁵ com jatos colimados que emergem do seu núcleo em duas direções distintas, formando-se dois lóbulos energizados com emissão sincrotrônica no núcleo ativo (elétrons relativísticos espiralando num campo magnético). Na Figura 2.1.1 podemos ver um esquema da região ativa de um AGN.

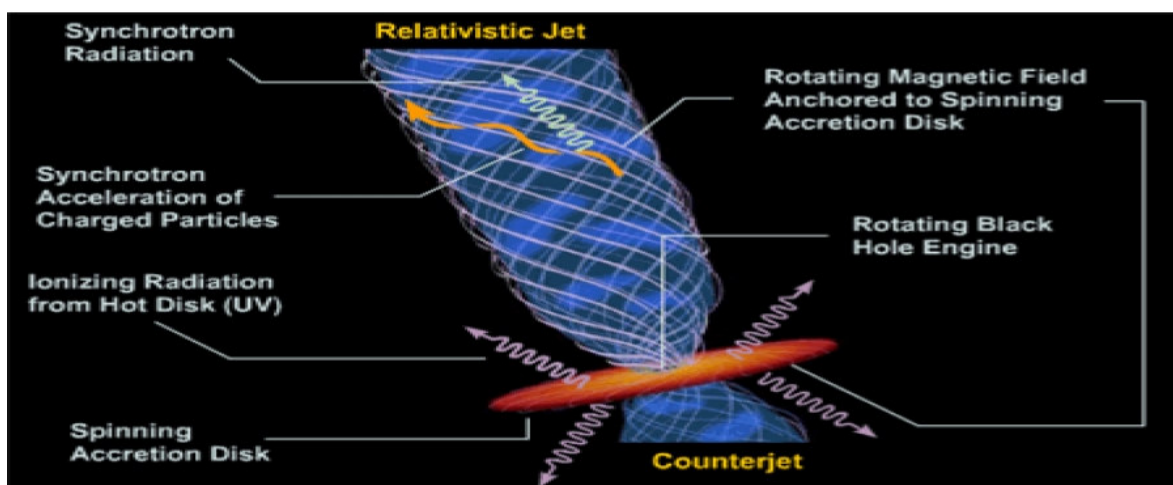


Figura 2.1.1 - Modelo da radiação sincrotrônica de um AGN. Podem ser observados, um disco de acreção em torno de um buraco-negro e seu jato, representado pelas linhas de campo magnético com os elétrons espiralando nesse campo e emitindo radiação na faixa de rádio.

Fonte: <http://www.astro.rug.nl/~koopmans/lecture6.pdf>

A interação dos jatos energéticos com o gás ionizado, que está ao redor do AGN, determina a estrutura de uma rádio-galáxia típica. Os lóbulos são formados quando o jato energético é freado pela pressão do gás ionizado, notando-se este gás pela emissão em raios-x. A matéria, que é concentrada em um disco de acreção, é aquecida por dissipação turbulenta, emitindo radiação térmica. Esta temperatura varia de acordo com a distância que se encontra do buraco-negro supermassivo. O espectro é ajustado determinando-se o fluxo emitido para cada parte da superfície do disco e integrando-se sobre toda a superfície deste (Pringle, 1981).

² ruidoso, barulhento.

³ silencioso, quieto.

⁴ Núcleo Ativo de Galáxia. Do inglês Active Galactic Nuclei.

⁵ 1 parsec = $3,0857 \cdot 10^{16}$ metros

2.2 Distribuição espectral de energia dos AGN's

Os quasares emitem em todo o espectro eletromagnético, desde a frequência rádio até raios-gama. Na Figura 2.2.1, tem-se a distribuição de energia espectral dos AGN's de uma maneira geral.

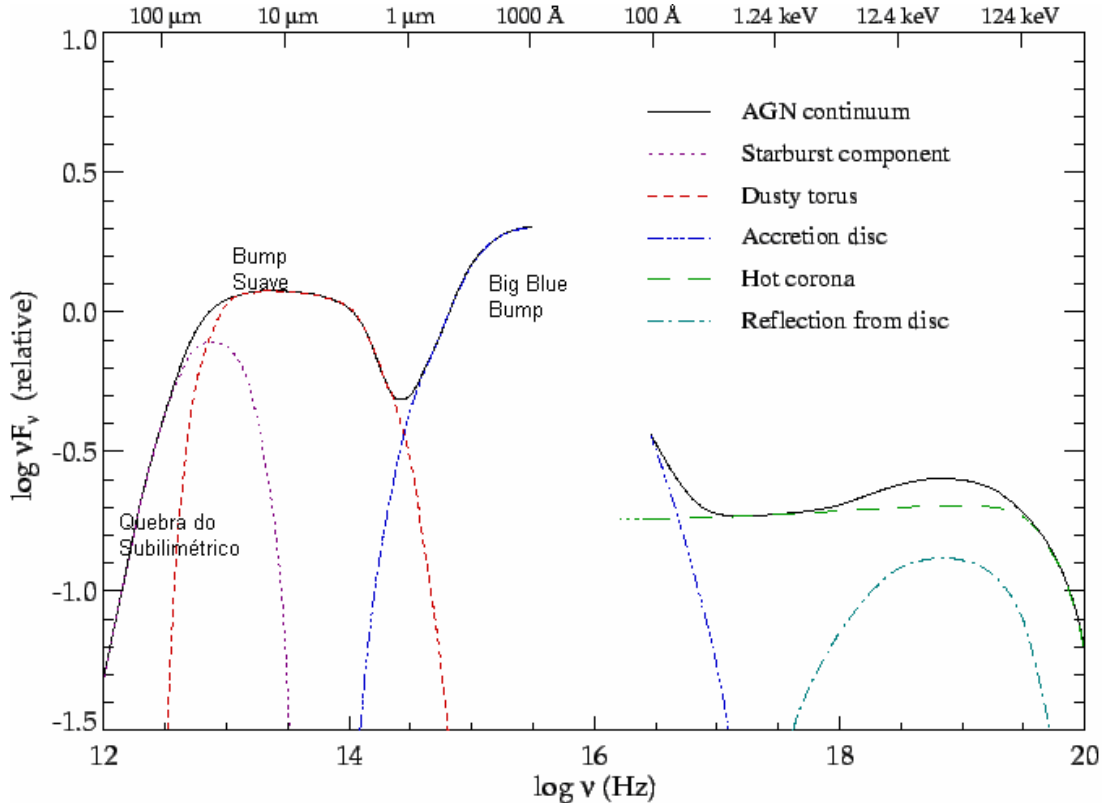


Figura 2.2.1 – Distribuição de energia espectral.
Fonte: Manners, J. C., 2002.

Pela Figura 2.2.1 podemos perceber que a Nossa Galáxia torna-se opaca nos comprimentos de onda entre 912 \AA e 100 \AA devido à absorção pelo hidrogênio neutro.

A curva próxima do infravermelho apresenta um vale entre $1 \mu\text{m}$ e $1,5 \mu\text{m}$, uma pequena elevação é vista próximo a $1 \mu\text{m}$, esta elevação é chamada de bump⁶ suave do infravermelho.

Entre 4000 \AA e 1000 \AA ocorre uma característica deste espectro denominado big blue bump⁷. Acredita-se que esta característica seja térmica na sua origem, mas não se sabe se é opticamente espessa ou opticamente fina. Também se percebe que a maior parte da energia provém da região ultravioleta-óptica do espectro.

A grande variabilidade em altas frequências, a polarização da densidade de fluxo e a natureza não térmica da emissão em rádio, são elementos que identificam o mecanismo de emissão sincrotrônica e a radiação não térmica em comprimentos de onda rádio. A

⁶ subida.

⁷ grande subida do azul.

variabilidade da fonte é o argumento principal para que a emissão de elétrons relativísticos seja gerada por ondas de choque que se propagam em um jato relativístico.

2.3 Radiação Síncrotrônica

2.3.1 Radiação síncrotrônica para um elétron

O movimento de uma partícula carregada em um campo magnético B , constante e uniforme, resulta em uma componente da velocidade ao longo do campo e um movimento circular em um plano perpendicular ao campo. Como consequência da aceleração centrípeta da carga, uma energia é irradiada, chamada de radiação ciclotrônica se a partícula não for relativística, e radiação síncrotrônica se a partícula for relativística (Hughes, 1991).

v e v_{\parallel} são constantes do movimento, portanto o pitch-angle⁸ (definido por $\psi = \cos^{-1}\left(\frac{v_{\parallel}}{v}\right)$) também é constante.

Portanto a potência irradiada por um elétron é:

$$P = \left(\frac{2}{3}\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right) c^{-3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2) \quad (2.1)$$

Em termos das componentes de aceleração perpendicular e paralela à velocidade instantânea, onde $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ é o Fator de Lorentz.

Para um elétron espiralando em um campo magnético, $a_{\parallel} = 0$ enquanto $a_{\perp} = \frac{v_{\perp} e B}{\gamma m_e} =$ velocidade x frequência de giro, então:

$$P_s = \frac{8\pi}{3} \frac{1}{\mu_0} r_0^2 c \sin^2 \psi \gamma^2 B^2 = 2\sigma_T c \sin^2 \psi \gamma^2 u_B \quad (2.2)$$

onde,

r_0 é o raio clássico do elétron ($r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$), σ_T é a seção transversal de Thomson e u_B é a densidade de energia do campo magnético.

A equação para o cálculo da potência de um elétron espiralando em um campo magnético fornece a radiação emitida em todas as frequências e ângulos sólidos, mas uma importante consequência da velocidade relativística da partícula é quando a radiação ocorre em um feixe, em um cone de semi-ângulo $\frac{1}{\gamma}$ (em radianos) da direção instantânea da partícula. Se $\frac{1}{\gamma} \ll 1$, um observador irá ver a radiação de um elétron somente se ele movimentar em círculos sobre a linha de visada, portanto para a radiação se tornar “visível”, o ângulo entre o campo magnético e a linha de visada tem de ser

⁸ ângulo de incidência.

aproximadamente o pitch-angle da partícula. Para notar a radiação de partículas em um campo magnético que está muito próximo da linha de visada, o pitch-angle da partícula precisará ser muito pequeno e conseqüentemente a potência da radiação será pequena ($\sin^2 \psi \sim 0$). Disso subentende-se que para um fluxo de radiação significativo ser notado, ela só poderá ser de fontes com um significativo campo magnético no plano do céu ($\sin \psi$ é obtido projetando B no céu: $B_{\perp} = \sin \psi B$). Radio-fontes tem um campo magnético, normalmente, turbulento, não unidirecional, e um ângulo médio em relação à linha de visada pode ser utilizado (Hughes, 1991).

A frequência característica da radiação emitida é o inverso da amplitude do pulso, que é determinada pela giro-frequência da partícula (obtido o pitch-angle apropriado e usando a massa relativística γm_e), modificada por uma potência de γ , explicado pela pequena abertura do ângulo do “cone” e duas potências de γ (do termo $\frac{1-v}{c}$), para se notar a diferença entre o tempo de “emissão” e “chegada” do pulso. A maior parte da radiação é emitida em uma frequência circular $\omega \approx \gamma^3 \left(\frac{eB \sin \psi}{\gamma m_e} \right) \approx \gamma^2 \Omega_e \sin \psi$. Um cálculo detalhado do campo de uma partícula em movimento mostra que no pico do espectro a frequência é:

$$\omega = 0,29 \omega_c \quad (2.3)$$

onde,

$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \Omega_e \sin \psi$ - que é a frequência média, metade é irradiada acima e metade abaixo deste valor (em muitas aplicações se prova adequadamente que pode-se assumir que toda a radiação é emitida na frequência ω_c).

E o comportamento da potência espectral em baixa e alta frequência:

$$P_{\xi}(\omega) \propto \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^{\frac{1}{3}}, \text{ para } \omega \ll \omega_c \quad (2.4)$$

$$P_{\xi}(\omega) \propto \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^{\frac{1}{3}} e^{-\frac{\omega}{\omega_c}}, \text{ para } \omega \gg \omega_c \quad (2.5)$$

Os cálculos usados para deduzir as equações ω_c e P_{ξ} envolvem achar a potência paralela e perpendicular na direção do campo magnético, projetado no plano do céu. Com essas duas potências a razão da polarização linear pode ser definida como:

$$\pi_L = \frac{P_{\perp} - P_{\parallel}}{P_{\perp} + P_{\parallel}} \quad (2.6)$$

que é função da frequência.

Quando integrada em todas as frequências o valor de π_L encontrado é 0,75, implicando que a radiação sincrotrônica é altamente polarizada.

2.3.2 Radiação sincrotrônica para um feixe de elétrons

Especificando a distribuição de partículas com respeito à energia e o pitch-angle, tendo-se a potência para cada energia e pitch-angle com esta função de distribuição e integrando em todos os possíveis de valores para esses parâmetros, pode-se calcular a radiação sincrotrônica para um feixe de elétrons. Espalhadas em ondas de plasma é possível dizer que as partículas tem uma distribuição isotrópica do pitch-angle na maioria das circunstâncias e as observações implicam que esta densidade de energia obedece a uma lei de potência (Hughes,1991):

$$n(\gamma)d\gamma = n_{\gamma 0}\gamma^{-\delta}d\gamma \quad (2.7)$$

Ou

$$n(E)dE = n_{E 0}E^{-\delta}dE \quad (2.8)$$

Para energias entre $E_L < E < E_U$ ($\gamma_L < \gamma < \gamma_U$). Usando essa distribuição, e restringindo as frequências para $\nu_L \ll \nu \ll \nu_U$, (i.e., $\omega_L \ll \omega \ll \omega_U$, onde $\omega_{L,U} \approx \gamma_{L,U}^2 \Omega_e \sin \psi$), a emissão sincrotrônica é:

$$j_\nu = c_5(\alpha)n_{\gamma 0}(B \sin \theta)^{\alpha+1} \left(\frac{\nu}{2c_{\gamma 1}} \right)^{-\alpha} \quad (2.9)$$

onde,

$$c_5(\alpha) = \frac{c_3}{4} \frac{\alpha + \frac{5}{2}}{\alpha + 1} \Gamma\left(\frac{3\alpha+1}{6}\right) \Gamma\left(\frac{3\alpha+5}{6}\right), \text{ e } c_3 = \frac{c}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3}{m_e c^2}.$$

$c_{\gamma 1} = \frac{3e}{4\pi m_e}$, $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$ e θ é o ângulo entre o campo magnético e a linha de visada. Uma útil aproximação para $c_5(\alpha) = \frac{8,28 \cdot 10^{-26}}{10\alpha+1}$ para $0,5 < \alpha < 1,0$. Se substituir $n_{\gamma 0}$ da equação (2.9) por $n_{E 0}$, então $c_{\gamma 1}$ torna-se $c_{E 1} = \frac{3e}{4\pi m_e^2 c^4}$. A origem dessa lei de potência é facilmente visualizada utilizando a aproximação monocromática que toda potência é irradiada à frequência $\nu \propto \gamma^2$, então $d\nu \propto \gamma d\gamma$; $j_\nu d\nu \propto P_s n(\gamma) d\gamma$, e substituindo: P_s (equação (2.2)),

$$j_\nu d\nu \propto \nu^{-\left(\frac{\delta-1}{2}\right)} d\nu \quad (2.10)$$

Os significados dos símbolos utilizados estão no ANEXO A.

2.4 Efeito Compton

Supondo que um elétron com energia E (muito maior que m_0c^2 , onde m_0 é a massa do elétron em repouso) move-se em um campo de radiação isotrópica, em uma radiofonte, com densidade de energia:

$$E_{rad} = \int E_{rad}(\nu) d\nu \quad (2.11)$$

A radiação que é espalhada por um elétron relativístico irá aparecer em um cone concentrado com direção do movimento do elétron. O espalhamento da radiação de frequência ν pode ser tratado classicamente se:

$$h\nu E \ll (m_0c^2)^2 \quad (2.12)$$

Com a equação (2.12), é seguro dizer que para todas as frequências das radiações presentes na fonte, a taxa com que o elétron irá perder energia será:

$$-\dot{E}_c = c\sigma_T E_{rad} \left(\frac{E}{m_0c^2} \right)^2 \quad (2.13)$$

onde σ_T é a secção transversal de Thomson. A radiação que é produzida quando elétrons com energia E espalhou uma radiação de frequência ν tem um espectro com pico em:

$$\sim \frac{4}{3} \nu \left(\frac{E}{m_0c^2} \right)^2 \quad (2.14)$$

e tem uma inclinação logarítmica $\sim +1$ para baixas frequências. A energia perdida pelos elétrons não depende explicitamente de ν proveniente da equação (2.12).

Em um caso extremo e oposto, quando:

$$h\nu E \gg (m_0c^2)^2 \quad (2.15)$$

o limite da alta energia da secção transversal de Klein-Nishina é aplicável, e a frequência ν da radiação entra explicitamente na equação da perda de energia.

A taxa total de perda é dada pela integral:

$$-\dot{E}_c = \frac{3}{8} c\sigma_T \int E_{rad}(\nu) \left(\frac{m_0c^2}{h\nu} \right)^2 \log \left(\frac{2E h\nu}{m_0c^4} + \frac{1}{2} \right) d\nu \quad (2.16)$$

e quase todos os fótons liberados tem energia de aproximadamente E . Para um valor dado de E_{rad} a taxa da perda da energia é muito pequena quando a equação (2.16) é aplicada. Se a frequência da radiação for muito pequena a equação (2.14) é satisfeita.

2.5 Modelos

Tentando-se explicar a enorme quantidade de energia emitida por um volume de espaço pequeno, bem como a presença de jatos e o comportamento dos AGN's em geral, tem-se diversos modelos, dentre eles os que tentam explicar a fonte de energia das AGN's e os que tentam explicar as variabilidades temporal e espectral.

2.5.1 Modelo de Slish

Modelo baseado na reabsorção sincrotrônica. Calculou as dimensões angulares, por meio da frequência do máximo de emissão, da densidade de fluxo e do índice espectral. Concluiu-se que a dependência do campo magnético é pequena (Slish, 1963).

2.5.2 Modelo de Shklovsky

Imaginava-se nuvens magnetizadas de partículas relativísticas, com velocidades próximas à da luz, ejetadas de regiões pequenas. A densidade de fluxo aumentava com a frequência, no estágio inicial, opticamente espesso, e diminuía conforme a frequência aumentava, no estágio final, opticamente fino (Shklovsky, 1965).

2.5.3 Modelo Canônico

Neste modelo, desenvolvido por Jones et al., (1974), é considerado que a explosão é atribuída ao comportamento de uma nuvem de elétrons relativísticos que se expandem uniformemente, com velocidade constante, sendo a expansão simetricamente esférica, havendo perda de energia pela expansão adiabática.

2.5.4 Modelo de Marscher e Gear

Este modelo é um dos mais aceitos atualmente, satisfazendo a grande maioria das aplicações práticas.

Consiste em considerar um jato canônico, com abertura constante, com elétrons relativísticos e um campo magnético.

Na Figura 2.5.4.1 podemos ver um esquema da geometria de um jato relativístico.

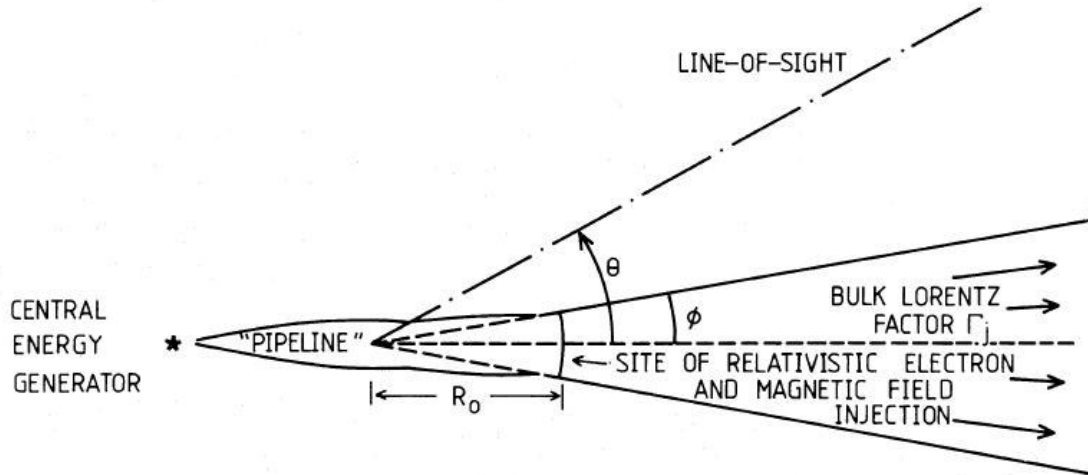


Figura 2.5.4.1 – Representação esquemática da geometria de um jato relativístico. Fonte: Marscher e Gear (1985).

Em R_0 é injetado um plasma que vai com uma velocidade relativística, o fluxo no jato é adiabático e a velocidade é caracterizada pelo fator de Lorentz Γ_j , constante:

$$\Gamma_j = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.17)$$

Neste modelo o fator Doppler δ é constante:

$$\delta = 33(1+z)B^{1/5}S_v^{2/5}\theta_v^{-4/5}\nu^{-1} \quad (2.18)$$

onde $B = [8S_v^{2/5}\theta_v^{-4/5}(1+z)^{1/5}/\nu]^{5/2}$ é o campo magnético, S_v a densidade de fluxo correspondente a frequência, θ_v é a dimensão angular (calculado para se encontrar a temperatura de brilho pela equação (2.31) e ν a frequência de observação.

Durante a evolução da onda de choque, o volume emissor se expande, e os elétrons relativísticos primeiramente sofrem perdas Compton, depois perdas sincrotrônicas e no último estágio, adiabático, as perdas não são muito importantes.

No estágio Compton, a densidade de fluxo aumenta em todas as frequências e há uma pequena mudança correspondente ao máximo de emissão. No estágio sincrotrônico, a densidade de fluxo pode permanecer constante, aumentar ou diminuir, dependendo do valor do índice de energia dos elétrons relativísticos. O estágio adiabático somente existe porque o tempo de vida radiativo dos elétrons é maior do que aquele necessário para o elétron cruzar o choque.

A densidade do plasma na região do choque é considerada constante até uma distância máxima, após ela a densidade vai para zero. Os elétrons relativísticos perdem grande quantidade de energia devido às perdas sincrotrônicas e Compton, quando estão nesta região.

Da teoria sincrotrônica (Pacholczyk, 1979), têm-se a densidade de fluxo da região opticamente fina do espectro, a frequência de turnover e a densidade de fluxo máxima na região do choque:

$$S_\nu \propto R^{-[4(s-1)+3a(s-2)]/6} \nu^{-s/2} \quad (2.19)$$

$$\nu_M \propto R^{-[4(s+2)+3a(s-1)]/[3(s+5)]} \quad (2.20)$$

$$S_M \propto \nu_M^{[(2s-5)(s+3a)]/[4(s+2)+3a(s+1)]} \quad (2.21)$$

onde, R é a dimensão perpendicular à linha de visada, s é o índice do espectro de energia dos elétrons relativísticos, $s = 1 - 2\alpha$ ($S \propto \nu^\alpha$), α é o índice espectral, $\alpha = \frac{\log(S_{22}/S_{45})}{\log(\nu_{22}/\nu_{45})}$ e a é o expoente que informa o quanto o campo magnético decresce com a frequência (usa-se $a=1$, se $\alpha_{espesso} = \frac{[3(2s+3)a+4s-19]}{[3(s+2)a+2(2s+1)]} < 0,65$, caso contrário usa-se $a=2$).

No estágio Compton, tem-se:

$$S_\nu \propto R^{[(11-s)-a(s+1)]/6} \nu^{-\frac{s}{2}} \quad (2.22)$$

$$\nu_M \propto R^{-(a+1)/4} \quad (2.23)$$

$$S_M \propto \nu_M^{-[(11-a)/(2(a+1))]} \quad (2.24)$$

No estágio adiabático, tem-se:

$$S_\nu \propto R^{-7a(s-1)/6} \nu^{-(s-1)/2} \quad (2.25)$$

$$\nu_M \propto R^{-a(7s+8)/[3(s+4)]} \quad (2.26)$$

$$S_M \propto \nu_M^{10a(s-1)/(7s+8)} \quad (2.27)$$

Para se encontrar a distância da origem até a região onde houve o evento, em épocas distintas, usa-se:

$$R_2 - R_1 = \beta_s c (t_2 - t_1) (1+z)^{-1} (1 - \beta_s \cos \theta)^{-1} \approx \Gamma_j \delta c (t_2 - t_1) (1+z)^{-1} \quad (2.28)$$

onde, Γ_j e δ são os fatores de Lorentz e Doppler do evento, t_2 e t_1 são os tempos correspondentes às épocas 2 e 1, respectivamente e β_s é a velocidade de expansão do choque.

2.6 Temperatura de brilhância

Não considerando possíveis expansões relativísticas, foi feito o seguinte algoritmo para se chegar na temperatura de brilhância de uma radiofonte.

Primeiro precisamos calcular a escala de tempo de variabilidade de uma componente, definida por Fanti, Padrielli et al., (1982):

$$\tau_{var} = (1+z)^{-1} \left(\frac{S_{max}}{\Delta S} \right) \Delta t \quad (2.29)$$

onde z é o desvio para o vermelho, S_{max} é o fluxo máximo da componente variável, Δt é a duração da explosão em anos, ΔS é a diferença entre o máximo e o mínimo da componente explosiva.

De posse do tempo de variabilidade, podemos calcular a dimensão linear de uma componente:

$$r_{var} = c\tau_{var} \quad (2.30)$$

onde c é a velocidade da luz.

Com a dimensão linear se calcula a dimensão angular:

$$\theta < \theta_{var} = \frac{2r_{var}}{D} = 2r_{var} (1+z)^2 \frac{H}{cz} \quad (2.31)$$

onde D é a distância do objeto, H é a constante de Hubble ($H=75$ km/sMpc e $q_0=1$).

E a temperatura de brilhância da radiofonte é calculada através da equação (3.10):

$$T_b \geq \frac{2c^2 S_\nu}{\pi k \nu^2 \theta_{var}^2} \quad (2.32)$$

onde k é a constante de Boltzmann, ν a frequência de observação, θ_{var} é a dimensão angular da componente e S_ν é a densidade de fluxo.

3 MÉTODO

Este trabalho foi realizado coletando dados mensais no Rádio-Observatório do Itapetinga nas frequências de 22 GHz e 43 GHz das fontes OV-236 e Virgo A.

3.1 Rádio-Observatório do Itapetinga

Foi inaugurado em 1974 e está situado em Atibaia, interior de São Paulo. Possui uma antena parabólica de 13,7 m de diâmetro e um refletor secundário de 1,10m de diâmetro. A antena é constituída de 72 painéis de alumínio repuxado sobre moldes de precisão, sendo que 24 constituem o anel interno de 5,3 m de diâmetro e os 48 restantes são externos. A montagem é altazimutal com foco Cassegrain.

Encontra-se no interior de uma redoma de aproximadamente 22 m de diâmetro, é constituída por 620 painéis triangulares dispostos de uma forma assimétrica numa geometria aleatória. A membrana utilizada denomina-se Esscolam V, à base de Tedlar, com espessura de 0,75 mm. A redoma é utilizada para reduzir o desgaste dos componentes da antena e para promover um melhor apontamento, pois evita deformações devido à variações de temperatura, sua superfície é, também, repelente a água. Na Figura 3.1.1 podemos ver uma imagem da redoma.



Figura 3.1.1 – Redoma que comporta no seu interior a antena do Itapetinga.

No foco da antena encontra-se uma corneta retangular, responsável por detectar a componente vertical da polarização. Cada frequência possui uma corneta específica. Pode-se ver na Figura 3.1.2 a corneta para 22 GHz.

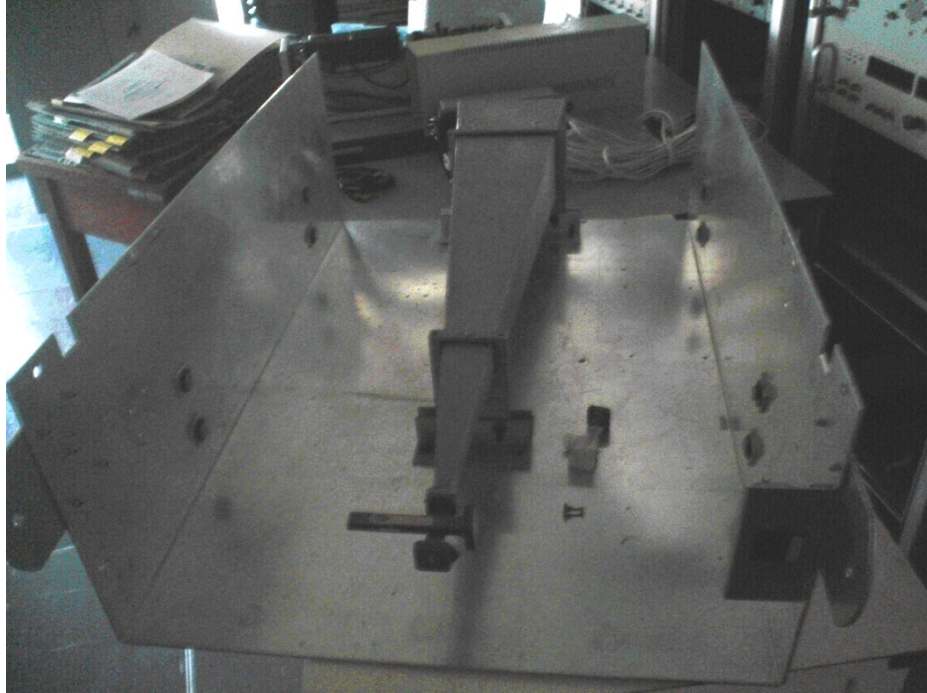


Figura 3.1.2 – Corneta retangular para a frequência de 22 GHz.

O monitoramento das fontes é realizado por dois computadores interligados: o computador de rastreamento e o computador de aquisição de dados.

A partir do programa do computador de rastreamento tem-se várias técnicas para o monitoramento de uma fonte. Nele podem-se obter o tempo sideral para o dia da observação, a posição da antena, a posição da fonte que se deseja observar e a distância angular que a antena está da fonte (Figura 3.1.3). Também é possível ver a data, o dia do ano e outras informações na tela “Time” (Figura 3.1.4). Pode-se ver as coordenadas da fonte: ascensão reta e declinação (Figura 3.1.5 e 3.1.6). Os gráficos do erro do rastreamento em azimute e elevação também são mostrados pelo programa (Figura 3.1.7), a tela que conecta os dois computadores (Figura 3.1.8), os tipos de rastreamento que existem, o que está sendo utilizado nas varreduras e o tempo de duração de cada varredura (Figura 3.1.9). Também se podem mudar os parâmetros da antena e do ganho dos motores da antena (Figura 3.1.10).



Figura 3.1.3 – Configurações da antena.

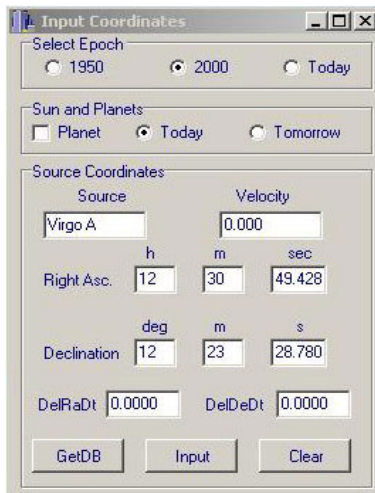


Figura 3.1.6 – Entrada de coordenadas.

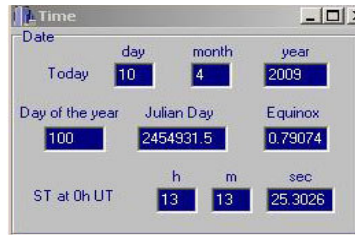


Figura 3.1.4 – Tempo.

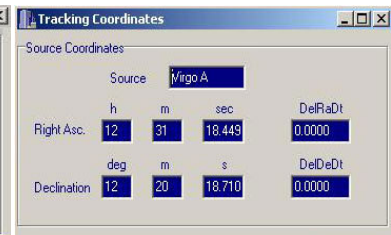


Figura 3.1.5 – Coordenadas da fonte.

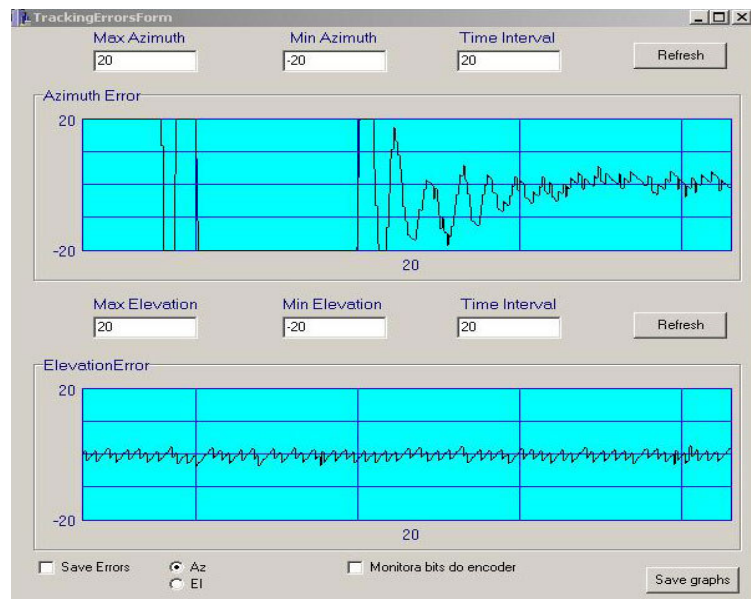


Figura 3.1.7 – Erros em azimute e elevação.



Figura 3.1.8 – Observação.

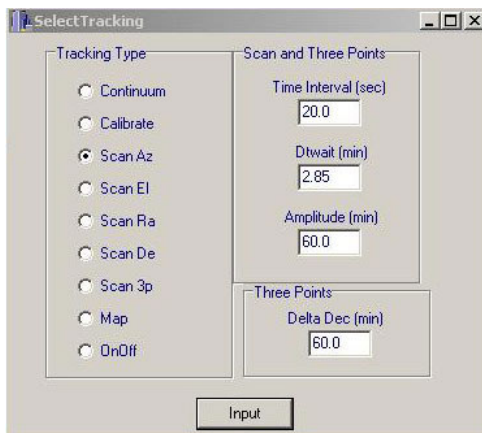


Figura 3.1.9 – Selecionar o scan.

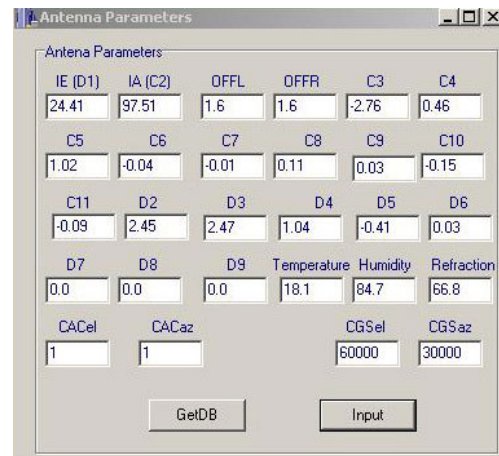


Figura 3.1.10 – Parâmetros da antena.

A partir do programa no computador de aquisição de dados pode-se inicializar a observação da fonte, organizando o arquivamento dos dados coletados.

Antes de começar a observação, é realizada a calibração com o tubo de ruídos e carga à temperatura ambiente (Figura 3.1.11).

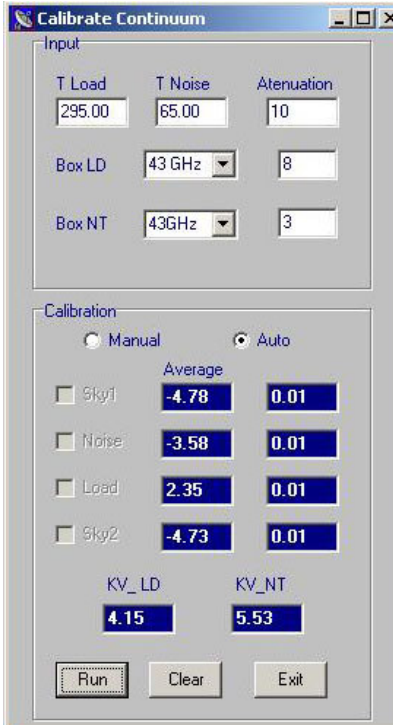


Figura 3.1.11 – Tela do computador de aquisição de dados ao fazer a calibração.

Quando a observação é iniciada se pode verificar o nome da fonte, suas coordenadas, a posição da antena em azimute e elevação no momento que realizou o scan, o tempo sideral, as constantes da antena, o tipo de scan e o tipo de observação (no nosso caso observação no contínuo) (Figura 3.1.12).

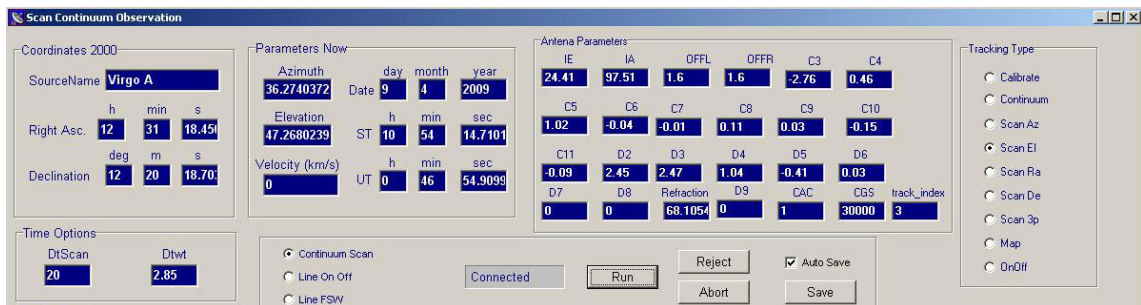


Figura 3.1.12 – Tela do computador de aquisição de dados ao fazer a observação, parte superior.

Verifica-se o total de scans para cada observação, a posição x_0 do pico da gaussiana, a temperatura máxima T_{max} e a largura à meia altura HPMW. Também se acompanha quantas varreduras já foram realizadas e o andamento das observações pelos gráficos

“Last Observation” (representando a última observação realizada) e o gráfico “Average Observation” (representando a integração no tempo das observações realizadas) (Figura 3.1.13).

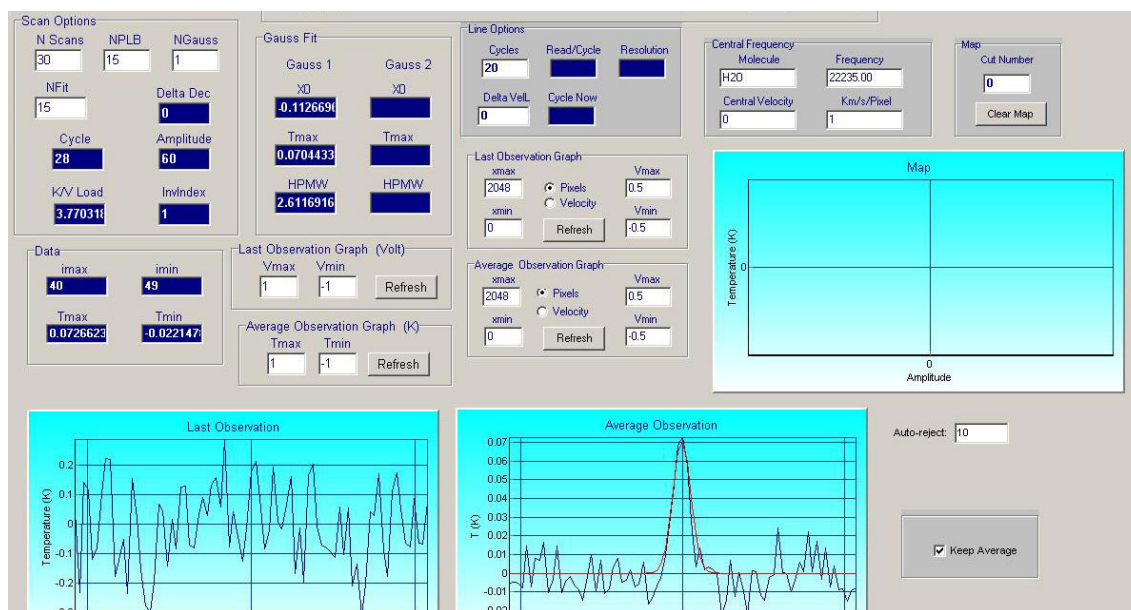


Figura 3.1.13 – Tela do computador de aquisição de dados ao fazer a observação, parte inferior.

3.1.1 Coleta de Dados

As observações foram realizadas nas frequências de 22 e 43 GHz, sendo que em 22 GHz a largura do feixe à meia potência é cerca de $4,2'$, com amplitude de $60'$ e em 43 GHz a largura do feixe à meia potência é cerca de $2,1'$, com amplitude de $30'$, sendo que as respectivas amplitudes são ajustadas antes de realizar as observações, possibilitando a verificação do apontamento da antena (Botti, 1990).

As observações foram feitas no Rádio-Observatório do Itapetinga para o quasar OV-236 e a rádio-galáxia VIRGO A. Foi utilizado o método de varredura repetidas em azimute e elevação.

É preciso fazer uma calibração antes de cada observação, com um “noise source” (tubo de ruídos) e um “load” (carga) à temperatura ambiente, sendo o valor do “load” de aproximadamente 295 K.

São feitas 30 varreduras de 20 segundos de duração, totalizando 10 minutos para cada observação, o tempo de 20 segundos está associado ao fato de que varreduras rápidas são menos afetadas por efeitos de instabilidade atmosférica.

Os dados são coletados por intermédio de um computador que integra o sinal da varredura em um sexto de segundo e armazenando-os no computador de aquisição de dados. O computador automaticamente descarta os 3 primeiros e os 3 últimos segundos da varredura, pois a antena oscila muito nestes períodos, que é o tempo em que ela inverte o sentido do movimento.

Após algumas varreduras o programa de aquisição de dados faz uma regressão linear dos pontos no extremo de cada varredura e também faz a média dos 81 pontos para cada varredura, sempre subtraindo a contribuição do céu. Com isso ele adapta os dados em uma gaussiana com aproximadamente 14 pontos centrais da média das varreduras (Figura 3.1.1.1).

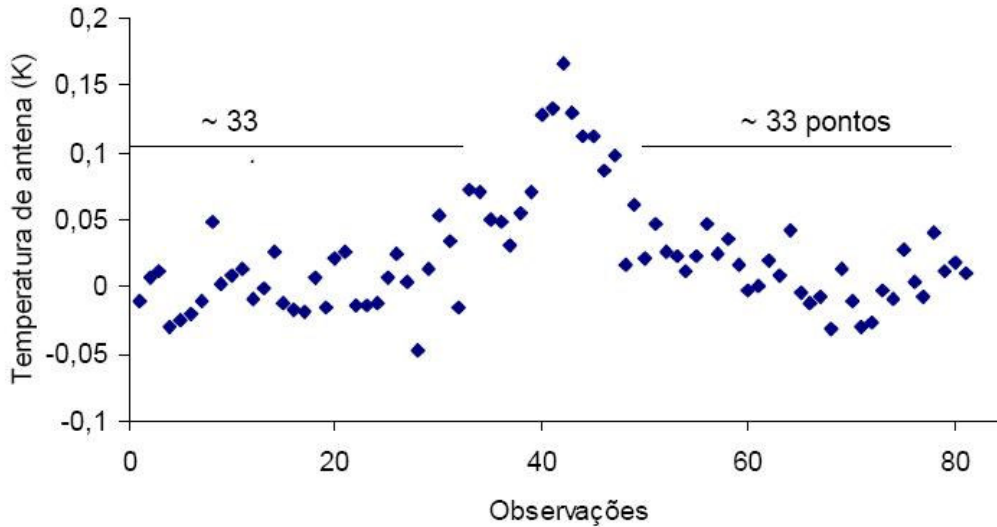


Figura 3.1.1.1 – Exemplo de “scan” de VIRGO A em 43 GHz, mostrando os 81 pontos de cada varredura.

Fonte: Gastaldi (2006).

No final de cada observação é gerado um arquivo que fica armazenado no computador de aquisição de dados, contendo o nome da fonte, as coordenadas em azimute e elevação, a data da observação, o tempo sideral, temperatura do céu e temperatura da antena (Figura 3.1.1.2).

```

SOURCE      = 'OV236'
DATE-OBS    = '12/04/9'
DATE-KEPT   = '12/04/9'
LST         = '15:46:22'
SCAN        = 29
RA          = 19.2527
DEC         = -29.1326
L           = 5.4245
B           = 5.1175
TC          = 295.00
TSYS       = 65.00
DUR         = 580.00
NCH         = 81
AZ          = 109.367
EL          = 40.920
RMS         = 1
V           = 0.0
DV          = 0.53625
NU          = 22235.000
DNU         = 1.000
VELDEF      = 'LSR RADIO'
DATA
-0.033399
0.018353
-0.003609
-0.004683
0.010096
0.069498
0.008541
0.037680

```

Figura 3.1.1.2 – Exemplo do arquivo armazenado no computador de aquisição de dados no final de cada observação, contendo as informações da fonte.

3.2 Correção dos dados

Os dados de temperatura de antena que são obtidos através das observações, precisam de algumas correções para que o valor que será estudado seja um dado mais refinado. Neste trabalho foram feitas as correções dos erros do apontamento da antena e da absorção atmosférica.

3.2.1 Correção dos erros do apontamento da antena

As observações são feitas em duas direções ortogonais, azimute e elevação, se o erro em uma das coordenadas é x_0 , a temperatura medida na outra coordenada será (supondo um perfil gaussiano para o feixe):

$$T(x) = T_0 \cdot e^{\left[\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2} \right]} \quad (3.1)$$

onde, T_0 é a temperatura de antena inicial, $(x-x_0)$ é o desvio da gaussiana e $\sigma = \frac{HPBW}{\sqrt{8 \ln 2}}$, onde HPBW é a largura do feixe a média potencia.

3.2.2 Correção da absorção atmosférica

A atmosfera influencia os dados ou emitindo ou absorvendo-os, por isso é preciso corrigir este fato para se ter dados mais confiáveis.

Para isto se utiliza a equação (3.2):

$$T_f = T \cdot K'(E) \quad (3.2)$$

onde T é a temperatura da fonte e K'(E) é dado pela equação (3.3):

$$K'(E) = \frac{\alpha'}{\eta} \left(\alpha' - 1 + \frac{NT}{LD} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

onde NT é a medida em kelvin/volt de um tubo de ruídos, LD é a medida em kelvin/volt do load, ambos medidos na hora da calibração, η é o fator de transmissão da redoma que para 22 GHz tem o valor de 0,77 e em 43 GHz tem o valor de 0,66 e $\alpha' = \eta \frac{T_{c\u00e1u}}{T_{load}}$.

3.3 Conversão dos dados

As observações foram feitas entre junho de 2008 e junho de 2009, nas frequências de 22 GHz (devido a alguns imprevistos não foi possível efetuar muitas observações nesta frequência) e 43 GHz, para a construção dos gráficos de cada fonte para verificar a possível variabilidade.

Para a construção é necessária a conversão de temperatura de antena para densidade de fluxo, esta conversão é indispensável, pois com ela pode-se verificar se houve uma variação significativa na densidade de fluxo da fonte observada.

Foi adotada como fonte calibradora VIRGO A, que em tese não varia sua densidade de fluxo, mantendo-se constante. Em 22 GHz sua densidade de fluxo é 21,5 Jy e em 43 GHz é 11,5 Jy (Gordon et al., 1974).

Foi utilizado para a construção do gráfico a última observação em elevação e a última em azimute e foi calculado o desvio padrão pela equação (3.4) (Bisquerra et al., 2004):

$$Erro = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (T_{obs} - T_{med})^2}{n}} \quad (3.4)$$

onde, T_{obs} são os valores de temperatura de antena de cada observação, realizadas a cada dez minutos e T_{med} são as médias de T_{obs} para cada dia.

De posse das últimas medidas da temperatura de antena ajustada, em elevação e azimute e do desvio padrão foi feito o gráfico de temperatura de antena versus tempo para VIRGO A em 22 e 43 GHz.

Com os dados de temperatura de antena de VIRGO A foi feito o mesmo ajuste para a temperatura de antena para OV-236, utilizando sempre as últimas medidas em azimute e elevação, e para a conversão de temperatura de antena para densidade de fluxo foi utilizada as seguintes equações (Gastaldi, 2006):

$$F_{22\text{ GHz}} = \frac{21,5}{T_{VIRGO\ A(22)}} \cdot T_{Fonte(22)} \quad (3.5)$$

$$F_{43\text{ GHz}} = \frac{11,5}{T_{VIRGO\ A(43)}} \cdot T_{Fonte(43)} \quad (3.6)$$

4 RESULTADOS

Aqui são apresentados os gráficos de Temperatura de Antena versus Tempo (para VIRGO A) e Densidade de Fluxo versus Tempo (para OV-236), dados estes coletados entre junho de 2008 e junho de 2009, nas frequências de 22 e 43 GHz tanto para VIRGO A como para OV-236. A discussão sobre os gráficos e a aplicação do modelo de Marscher e Gear (1985) serão discutidos e apresentados na Conclusão.

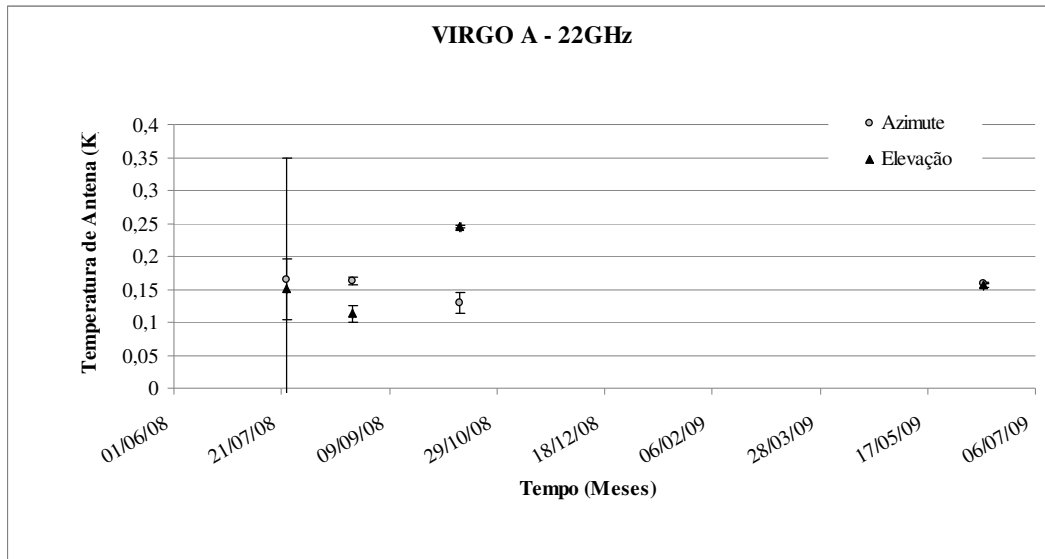


Figura 4.1 – Comportamento temporal da Temperatura de Antena de VIRGO A em 22 GHz de julho de 2008 a junho de 2009.

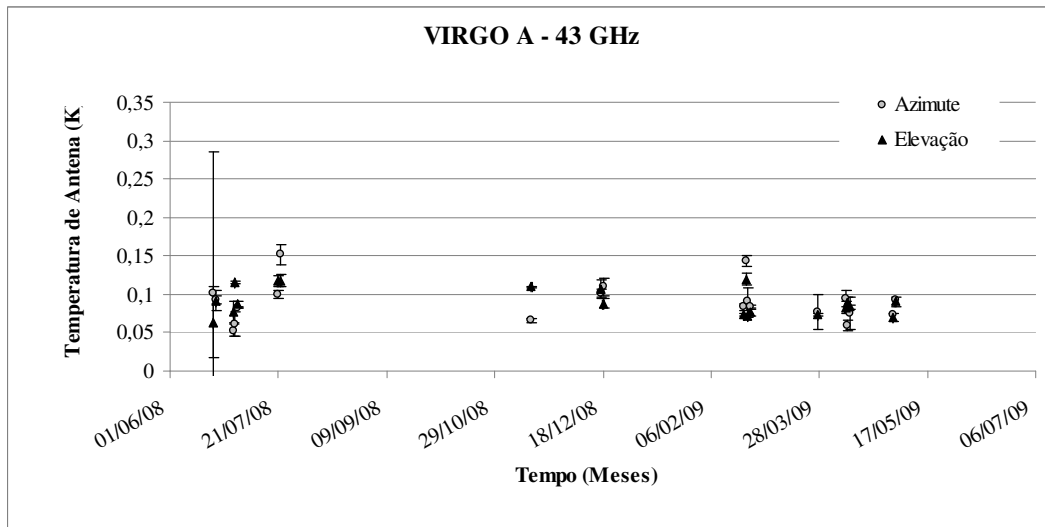


Figura 4.2 – Comportamento temporal da Temperatura de Antena de VIRGO A em 43 GHz de junho de 2008 a junho de 2009.

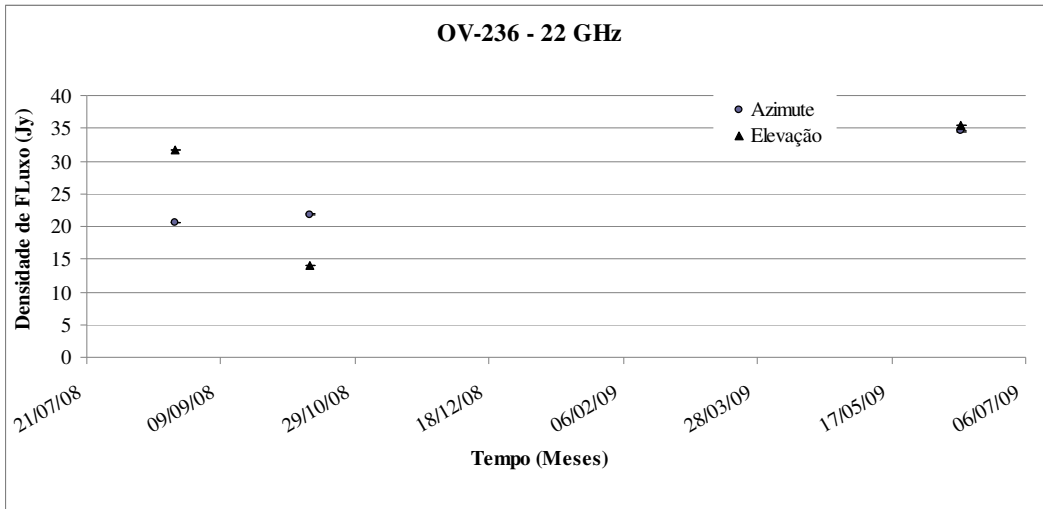


Figura 4.3 – Comportamento temporal do quasar OV-236 em 22 GHz, no período de agosto de 2008 a junho de 2009.

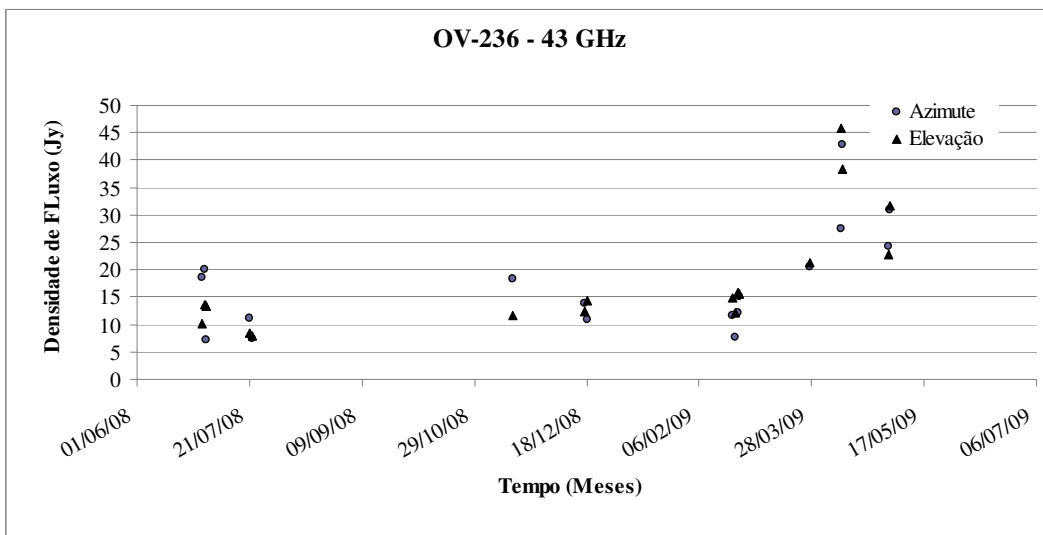


Figura 4.4 – Comportamento temporal do quasar OV-236 em 43 GHz, no período de junho de 2008 a junho de 2009.

5 CONCLUSÕES

5.1 Análise dos gráficos

Analisando as Figuras 4.1 e 4.2 podemos notar que VIRGO A não apresentou uma variabilidade considerável, podendo considerar que a temperatura de antena foi constante durante o tempo nas frequências de 22 e 43 GHz, confirmando que esta pode ser utilizada como uma boa fonte calibradora.

Pela Figura 4.3, apesar da escassez de dados em 22 GHz, OV-236 apresentou certa variabilidade na sua densidade de fluxo. No período de agosto de 2008 a outubro de 2008 manteve-se constante e somente em junho de 2009 se observa uma ascensão.

Pela Figura 4.4, podemos analisar melhor o comportamento de OV-236 em 43 GHz. No período de junho de 2008 à fevereiro de 2009 a densidade de fluxo se manteve constante, e a partir deste período até o presente momento (maio de 2009) a densidade de fluxo da radiofonte vem aumentando, devido a algum evento que está ocorrendo nos lóbulos dos jatos.

5.2 Cálculo da temperatura de brilhância

Seguindo o algoritmo para cálculo da temperatura de brilhância (capítulo 2.6) obtivemos os seguintes resultados:

$$\tau_{var} = 0,33 \text{ anos}$$

$$r_{var} = 3,15535 \cdot 10^{15} \text{ m}$$

$$\theta_{var} = 2,7 \cdot 10^{-13} \text{ rad}$$

$$T_b = 3,1 \cdot 10^{10} \text{ K}$$

5.3 Aplicação do modelo de Marscher e Gear

Na Tabela 5.3.1 podemos ver os valores encontrados para as variáveis em azimute e elevação:

Tabela 5.3.1 – Valores das variáveis em azimute e elevação para OV-236

	α	s	α_{espelho}	a
Azimute	-0,161717266	1,323434531	0,187345777	1
Elevação	-0,171711119	1,343422238	0,197324243	1

De posse destes dados podemos aplicar o modelo, obtendo os seguintes valores:

Fase Compton (azimute)

$$S_v \propto R^{0,919141367} v^{-0,661717266}$$

$$v_M \propto R^{-0,5}$$

$$S_M \propto v_M^{-10}$$

Fase Compton (elevação)

$$\begin{aligned}S_v &\propto R^{0,914144441} v^{-0,671711119} \\v_M &\propto R^{-0,5} \\S_M &\propto v_M^{-10}\end{aligned}$$

Fase Sincrotrônica (azimute)

$$\begin{aligned}S_v &\propto R^{0,735958281} v^{-0,661717266} \\v_M &\propto R^{-0,649617149} \\S_M &\propto v_M^{-0,502052241}\end{aligned}$$

Fase Sincrotrônica (elevação)

$$\begin{aligned}S_v &\propto R^{0,596044335} v^{-0,671711119} \\v_M &\propto R^{-0,648620559} \\S_M &\propto v_M^{-0,492405066}\end{aligned}$$

Fase Adiabática (azimute)

$$\begin{aligned}S_v &\propto R^{-0,377340287} v^{-0,161717266} \\v_M &\propto R^{-1,081008988} \\S_M &\propto v_M^{0,187345777}\end{aligned}$$

Fase Adiabática (elevação)

$$\begin{aligned}S_v &\propto R^{-0,400659277} v^{-0,171711119} \\v_M &\propto R^{-1,088693456} \\S_M &\propto v_M^{0,197324243}\end{aligned}$$

Portanto variando o valor de R podemos ter uma idéia da densidade de fluxo na frequência desejada, a frequência de máximo e a densidade de fluxo máxima.

REFERÊNCIAS

- Abraham Z., Kaufmann P., Botti, L. C. L.. Search for Short-Term Variability in Nonthermal Radio Sources. *The Astronomical Journal*, Volume 87, Number 3, p. 532-536, 1982.
- Andrew, B. H.; Macleod, J. M.; Harvey, G. A.; Medd, W. J. A ten-year study of extragalactic variable sources at centimeter wavelengths. *Astronomical Journal*, vol. 83, p. 863-899, ago. 1978.
- Bisqueria, R.; Sarriera, J. C.; Martínez, F. Introdução à estatística – Enfoque informático com o pacote estatístico SPSS. Artmed, 2004.
- Botti, L. C. L. Estudo da Variabilidade e do Espectro de Radiofontes em 22 43 GHz. 1990. Tese (Doutorado em Ciência Espacial). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1990.
- Dent, W. A.; Balonek, T. J. A dramatic radio outburst in the quasar 1921-29. *Nature*, vol. 283, p. 747, 748, fev. 1980.
- Epstein, E. E.; Landau, R.; Rather, J. D. G. Variable radio sources - 90-GHz. flux densities. *Astronomical Journal*, vol. 85, p. 363-367, abr. 1980.
- Gastaldi, M. R. Estudo de Variabilidade Espectral e Temporal de Radiofontes. Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, 2007.
- Gear, W. K.; Robson, E. I.; Ade, P. A. R.; Griffin, M. J.; Smith, M. G.; Nolt, I. G. Multifrequency observations of OV236 (1921-293) reveal an unusual spectrum. *Nature*, v. 303: 46-47, maio 1983.
- Gear, W. K.; Robson, E. I.; Ade, P. A. R.; Smith, M. G.; Clegg, P. E.; Cunningham, C. T.; Griffin, M. J.; Smith, M. G.; Nolt, I. G.; Radostitz, J. V. Millimeter-wave observations of flat spectrum radio sources. *The Astrophysical Journal*, v. 280: 102-106, maio 1984.
- Gilmore, G. Is PKS1921-29 a quasar with correlated radio and optical variations? *Nature*, v. 287: 612-613, out. 1980.
- Guth, A. H. O Universo Inflacionário. Basic Books, 1998.
- Haddock, T. F. Frequent observations of extragalactic compact sources at 24 GHz. Doctoral Thesis. Variability of Michigan, 1984.
- Hughes, P. A. Beams and Jets in Astrophysics. Cambridge Astrophysics Series, 1991.
- Impey, C. D., Brand, P. W. J. L., Wolstencroft, R. D., Williams, P. M. Infrared Polarimetry and Photometry of BL Lac Objects. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, V. 200: 19-40, jul. 1982.

- Kellermann, K. I., Pauliny-Toth, I. I. Compact radio sources. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1981, 19, 373-410.
- Krichbaum, D. A., Graham, A. G., Greve, A., Wink, J. E., Alcolea, J., Colomer, F., De Vicente, P., Baudry, A., Gómez-Gonzalez, J., Grewing, M., Witzel, A. 215 GHz VLBI observations of bright Active Galactic Nuclei. *Astron.Astrophys*,323,L17- L20 1997.
- Manners, J. C. Obscuration and x-ray Variability of Active Galactic Nuclei, Tese (Doutorado em Filosofia) Universidade de Edinburg, Edinburg, 2002.
- Marscher, A.P; Gear, W.K. “Models for high frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared of 3C273”, *The Astrophysical Journal*, 298, 114-127, 1985.
- O’Dea, C.P.; Dent, W. A.; Balonek, T. J.; Kapitzky, J. E. 2.7-GHz observations of four radio polarization rotators. *The Astrophysical Journal*, 88 (11), p.1616-1625, nov. 1983.
- Pacholczyk, A. G. *Procesos no térmicos em fontes galácticas y extragalácticas*. Barcelona, Reverte, 1979. 283p.
- Peterson, B.M. “An introduction to active galactic nuclei”. Cambridge University Press, 1997.
- Penzias, A. A.; Burrus, C. Millimeter-wavelength radio-astronomy techniques. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Palo Alto, CA, Annual Reviews, 1973. V.11, p. 51-71.
- Pringle, J. E. Accretion discs in *Astrophysics*. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. v. 19, p. 137-162, 1981.
- Rees, M. F. Studies in radio source structure I. A relativistically expanding model for variable quasi-stellar radio sources. *Monthly Notices of the Astronomical Society*, 137(4): 429-444, Dec 1967 b.
- Rees, M. F. Studies in radio source structure III. Inverse Compton radiation from radio sources. *Monthly Notices of the Astronomical Society*, 135(4): 345-360, May 1967 a.
- Roellig, T.L.; Becklin, E.E.; Impey, C.D.; Werner, N.W. Simultaneous submillimeter and infrared observations of flat-spectrum radio sources. *The Astrophysical Journal* 304 (2), p. 646-650, maio, 1986.
- Shklovsky, J. Possible secular variation of the flux and spectrum of radio-emissions of source 1934-63. *Nature*, 206 (4880): 176-177, Apr. 1965.
- Shen, Zhi-Qiang., Edwards, P. G., Lovell, J. E. J., Kameno, S. VSOP Studies of the Bright Radio Source PKS 1921-293. *Astrophysical Phenomena Revealed by Space VLBI*, p. 155-158, 2000.

Shen, Zhi-Qiang., Edwards, P. G., Lovell, J. E. J., Fukisawa, K., Kamenno, S. High Resolution VSOP Image of the Southern Blazar Pks 1921-293 at 18cm. *Advances in Space Research*, Volume 26, Issue 4, p. 685-687, 2000.

Shen, Z.Q., Moran, J.M., Kellermann, K.I.. The Central Parsecs of the Bright Quasar PKS 1921-293. *The Proceedings of the IAU 8th Asian-Pacific Regional Meeting*, Volume II, p. 401-402, 2002.

Slish, V. I. Angular size of radio stars. *Nature*, 199 (4894): 682-682, Aug. 1963.

Tornikoski, M., Valtaoja, E., Terasranta, H., Karlamaa, K., Lainela, M., Nilsson, K., Kotilainen, J., Laine, S., Lahteenmaki, A, Knee, L.B.G., Botti, L.C.L. SEST Observations of Extragalactic Radio Sources at 3 mm and 1.3 mm. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 116, 157-165, 1996.

APÊNDICE A - DENSIDADE DE FLUXO DE OV-236

Aqui é apresentado uma tabela com a densidade de fluxo e temperatura de antena de OV-236 em 22 e 43 GHz relativas as observações efetuadas no Radio-Observatório do Itapetinga, durante o período de junho de 2008 e junho de 2009.

Tabela A.1 – Densidade de fluxo e temperatura de antena de OV-236 em 22 GHz em azimute.

DATA	TEMPERATURA DE ANTENA	DENSIDADE DE FLUXO	ERRO
23/08/08	0,155724259	20,61507978	0,022029685
10/10/08	0,135369247	2,848054253	0,003861347
12/10/08	0,130633962	21,85991502	0,021806399
12/06/09	0,256615771	34,55758572	0,007617742

Tabela A.2 – Densidade de fluxo e temperatura de antena de OV-236 em 22 GHz em elevação.

DATA	TEMPERATURA DE ANTENA	DENSIDADE DE FLUXO	ERRO
23/08/08	0,166384082	31,70316183	0,009050138
10/10/08	0,127529043	2,062054069	0,017407158
12/10/08	0,160996129	14,10237696	0,024178286
12/06/09	0,259599072	35,48569733	0,007594077

Tabela A.3 – Densidade de fluxo e temperatura de antena de OV-236 em 43 GHz em azimute.

DATA	TEMPERATURA DE ANTENA	DENSIDADE DE FLUXO	ERRO
30/06/08	0,085722765	18,62947049	0,005
01/07/08	0,106083059	20,09681009	0,002
02/07/08	0,051214041	7,233132632	0,013
21/07/08	0,096044	11,09073194	0,009
22/07/08	0,096512338	7,318616608	0,011
15/11/08	0,105379726	18,39982935	0,009
17/12/08	0,121576711	13,80503799	0,000
18/12/08	0,104563232	10,98668244	0,009
21/02/09	0,08458669	11,67244678	0,009
22/02/09	0,096049457	7,678375004	0,010
23/02/09	0,096673649	12,12695227	0,009
24/02/09	0,110908028	15,17912893	0,010
27/03/09	0,138097688	20,62145682	0,001272792
10/04/09	0,225690574	27,54585817	0,036646726
11/04/09	0,22097047	42,71317129	0,0276225

01/05/09	0,158043588	24,2868346	0,014778532
02/05/09	0,197970459	31,00817933	0,016991272

Tabela A.4 - Densidade de fluxo e temperatura de antena de OV-236 em 43 GHz em elevação.

DATA	TEMPERATURA DE ANTENA	DENSIDADE DE FLUXO	ERRO
30/06/08	0,068008895	10,09101268	0,009
01/07/08	0,138164324	13,73093904	0,009
02/07/08	0,101699423	13,29442038	0,025
21/07/08	0,084816508	8,342864858	0,007
22/07/08	0,081641972	7,977872882	0,036
15/11/08	0,110602675	11,60562016	0,011
17/12/08	0,114369723	12,26866813	0,001
18/12/08	0,109256421	14,31523032	0,002
21/02/09	0,095912063	14,86833179	0,009
22/02/09	0,126346152	12,16458962	0,009
23/02/09	0,098537946	15,82425946	0,005
24/02/09	0,103829549	15,63898813	0,004
27/03/09	0,136718416	21,2632781	0,000565685
10/04/09	0,329627181	45,73218079	0,005681769
11/04/09	0,297167609	38,25266611	0,000920145
01/05/09	0,164654965	22,72820168	0,005444722
02/05/09	0,192838878	31,62842372	0,001778576

APÊNDICE B – TEMPERATURA DE ANTENA DE VIRGO A

Aqui é apresentado uma tabela com a temperatura de antena de VIRGO A em 22 e 43 GHz relativas as observações efetuadas no Radio-Observatório do Itapetinga, durante o período de junho de 2008 e junho de 2009.

Tabela B.1 – Temperatura de antena de VIRGO A em 22 GHz em azimute.

DATA	TEMPERATURA DE ANTENA	ERRO
23/07/08	0,164050144	0,011
23/08/08	0,162408858	0,02893641
10/10/08	1,021904273	0,041073106
12/10/08	0,128483124	0,079690934
12/06/09	0,159653488	0,020125307

Tabela B.2 - Temperatura de antena de VIRGO A em 22 GHz em elevação.

DATA	TEMPERATURA DE ANTENA	ERRO
23/07/08	0,150230473	0,019
23/08/08	0,112835994	0,032424515
10/10/08	1,329681146	0,038188131
12/10/08	0,245449173	0,082943625
12/06/09	0,157285342	0,008582133

Tabela B.3 – Temperatura de antena de VIRGO A em 43 GHz em azimute.

DATA	TEMPERATURA DE ANTENA	ERRO
21/06/08	0,101223681	0,185
22/06/08	0,092648818	0,005
30/06/08	0,052916791	0,008
01/07/08	0,060703921	0,016
02/07/08	0,081425505	0,000
21/07/08	0,099588197	0,006
22/07/08	0,151653236	0,005
15/11/08	0,06586294	0,009482088
17/12/08	0,101276953	0,01350574
18/12/08	0,109448614	0,002899138
21/02/09	0,08333702	0,005305971
22/02/09	0,143854495	0,011380502
23/02/09	0,09167571	0,00498088
24/02/09	0,084026055	0,006536309
27/03/09	0,077013153	0,017158671
09/04/09	0,094222572	0,002370654
10/04/09	0,059493602	0,023428046

11/04/09	0,074834835	0,010147413
01/05/09	0,073421282	0,006772001
02/05/09	0,092700825	0,021198487

Tabela B.4 - Temperatura de antena de VIRGO A em 43 GHz em elevação.

DATA	TEMPERATURA DE ANTENA	ERRO
21/06/08	0,063783743	0,047
22/06/08	0,091845758	0,013
30/06/08	0,077504837	0,014
01/07/08	0,115716028	0,002
02/07/08	0,087972498	0,004
21/07/08	0,116913058	0,007
22/07/08	0,117685841	0,007
15/11/08	0,109596105	0,000404145
17/12/08	0,107204124	0,012303658
18/12/08	0,087770075	0,006217985
21/02/09	0,074183758	0,001621471
22/02/09	0,119443466	0,008223695
23/02/09	0,071610705	0,002240536
24/02/09	0,076350197	0,004793051
27/03/09	0,073942587	0,001991649
09/04/09	0,08288939	0,008061844
10/04/09	0,089338283	0,006977762
11/04/09	0,083312007	0,002710935
01/05/09	0,070115638	0,005559601
02/05/09	0,090162241	0,005553002

ANEXO A - SIGNIFICADOS DOS SÍMBOLOS UTILIZADOS EM 2.3.1 E 2.3.2

Tabela A.1 - Símbolos e significados utilizados nas equações em 2.3.1 e 2.3.2.
Fonte: Hughes, 1991.

Símbolos	Significados
a_{\parallel}, a_{\perp}	componentes da aceleração
B	campo magnético
B_{\perp}	componente de B projetada no céu
c	velocidade da luz
c_3, c_5	constantes da expressão para j_{ν}
$c_{\gamma 1}$	constante da expressão para j_{ν}
c_{E1}	constante da expressão para j_{ν}
e	carga do elétron
E	energia da partícula
$E_{L,U}$	limites inferior e superior para o espectro de energia da partícula
j_{ν}	emissão espectral
m_e	massa do elétron
$n(E), n(\gamma)$	número de partículas relativísticas que tem energia
$n_{E0}, n_{\gamma 0}$	constantes na lei de potência para $n(E)$ e $n(\gamma)$
P, P_S	potência irradiada, potência sincrotrônica irradiada
P_{\parallel}, P_{\perp}	componentes da potência irradiada em direções ortogonais
r_0	raio clássico do elétron
$v, v_{\parallel}, v_{\perp}$	velocidade, componentes da velocidade paralela e perpendicular do campo magnético
α	índice espectral ($S \propto \nu^{-\alpha}$)
γ	fator de Lorentz para fluxo ou uma partícula
γ_L, γ_U	limites inferior e superior do fator de Lorentz para a lei de potência do espectro da energia
Γ	função gama
δ	índice de energia do elétron relativístico ($n \propto E^{-\delta}$)
ϵ_0	permissividade do vácuo
θ	ângulo entre o campo magnético e a linha de visada
μ_0	permeabilidade do vácuo
ν	frequência (linear)

ν_L, ν_U	limites inferior e superior para a frequência do espectro
π_L	razão linear da polarização
σ_T	secção transversal de Thomson
ω	frequência (circular)
ω_c	frequência crítica no espectro sincrotrônico
Ω_e	giro-frequência do elétron