

SANDRO XAVIER COELHO

UM ESTUDO DAS ASSIMETRIAS NAS RADIOFONTES 3C275.1
E 3C352 COM O "VERY LARGE ARRAY"

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

UFSM
SANTA MARIA, RS, BRASIL
1999

UM ESTUDO DAS ASSIMETRIAS NAS RADIOFONTES 3C275.1 E 3C352
COM O "VERY LARGE ARRAY"

por

SANDRO XAVIER COELHO

Dissertação apresentada ao curso de Pós-Graduação em Física, Astrofísica, da
Universidade Federal de Santa Maria (RS), como requisito parcial para a
Obtenção do grau de MESTRE EM FÍSICA.

Santa Maria, RS - Brasil

1999

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

A comissão examinadora, abaixo assinada, aprova a dissertação

**Um estudo das assimetrias nas radiofontes 3C275.1
e 3C352 com o "Very Large Array"**

Elaborada por **Sandro Xavier Coelho** como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física

Comissão examinadora:



Everton Lüdke



Hanumant Shankar Sawant



Gervásio Annes Degrazia

Santa Maria, 20 de agosto de 1999.

Para

Levi e Raquel

SUMÁRIO

RESUMO	iv
ABSTRACT	v
LISTA DE TABELAS	vi
LISTA DE FIGURAS	vii
LISTA DE SIGLAS E SÍMBOLOS	ix
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Radiogaláxias e Quasares	1
1.2 Esquemas de Unificação de Radiogaláxias e Quasares	5
1.3 Objetivos e Organização da Pesquisa	7
2 PROCESSOS FÍSICOS	9
2.1 A Radiação Síncrotrônica	9
2.1.1 Distribuição Angular e Espectros de Freqüência da Radiação Emi- tida por uma Partícula Relativística	9
2.1.2 A Distribuição Espectral de um Ensemble de Elétrons	17
2.1.3 A Influência do Meio	18
2.2 A Polarização da Radiação Síncrotrônica	20
2.2.1 Polarização linear e circular. Parâmetros de Stokes	20
2.2.2 Ondas Quase-Monocromáticas	24
2.2.3 Grau de Polarização	26
2.3 Rotação de Faraday e a Depolarização	28
2.3.1 O Efeito Faraday de Rotação	28
2.3.2 Efeito Faraday Interno	30
2.3.3 Efeito Faraday Externo	31
2.3.4 A Depolarização	31
2.3.5 A Assimetria da Depolarização	32

2.3.6	As Radiofontes em Estudo	33
3	TÉCNICAS DE IMAGEAMENTO E INSTRUMENTAÇÃO	36
3.1	Interferometria e Síntese de Abertura	36
3.1.1	Resolução Angular. A Função de Coerência Mútua	36
3.1.2	Interferômetros com Correlação de Sinais	38
3.1.3	Síntese de Abertura	40
3.1.4	A Imagem Suja	43
3.1.5	O Algoritmo CLEAN	45
3.2	O Very Large Array	46
3.2.1	A Estrutura do VLA	46
3.3	Processamento dos Dados	48
3.3.1	Considerações Básicas	48
3.3.2	O Apontamento da Antena	48
3.3.3	A Equação de Síntese e as Coordenadas de Posição das Antenas	49
3.3.4	Calibração da Posição	50
3.3.5	Calibração do Atraso	51
3.3.6	Formalismo para a Calibração da Amplitude e Fase	52
3.3.7	O Calibrador	52
3.3.8	A Calibração em Amplitude e Fase	53
3.3.9	A Autocalibração	54
3.3.10	Interpolação	55
3.4	Calibração da Polarização	56
3.4.1	Polarimetria	56
3.4.2	Fatores de Correção e Calibração	57
4	REDUÇÃO DOS DADOS	59
4.1	As Observações	59
4.2	A Edição e a Calibração	60
4.3	Fluxos e Polarizações	61
5	DISCUSSÃO E CONCLUSÕES	71
5.1	Discussão dos Resultados	71

5.1.1 Índice Espectral	71
5.1.2 Medidas de Rotação e Depolarização	71
5.1.3 A Origem da Depolarização	73
5.1.4 Depolarização Associada a Halos de Raios X	75
5.2 Conclusões	77
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	78

RESUMO

UM ESTUDO DAS ASSIMETRIAS NAS RADIOFONTES 3C275.1 E 3C352 COM O "VERY LARGE ARRAY"

Autor: Sandro Xavier Coelho

Orientador: Dr. Everton Lüdke

As assimetrias na depolarização e nos índices espectrais de radiofontes com grande potência de emissão em rádio frequências tem sido explicada em termos de um efeito de orientação associado à ação do meio externo às fontes, o qual tem sido usualmente designado por efeito Laing-Garrington.

Neste trabalho foram investigadas as ações deste meio através de imageamento em alta resolução com o VLA, sob 6 e 3.6 cm, do que deduziu-se diferenças mínimas entre a depolarização do jato e a do contra-jato. Confirmou-se, entretanto, a assimetria no índice espectral. Também consideramos um modelo simples de halos depolarizantes de raios X, de modo a estimar o efeito do meio magnetoiônico nas cercanias das fontes. Os resultados encontrados levam a conclusão de que as dimensões estimadas para os halos que provocam estes efeitos é bem superior as dimensões das fontes vistas em imagens rádio.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação de Mestrado em Física
Santa Maria, 30 de julho de 1999

ABSTRACT**A STUDY OF THE ASSIMETRIES IN THE RADIOSOURCES
3C275.1 AND 3C352 WITH THE VERY LARGE ARRAY**

Author: Sandro Xavier Coelho
Supervisor: Dr. Everton Lüdke

Asymmetries in depolarization and spectral index distribution in luminous, extragalactic radio sources has been explained as an line-of-sight orientation of the radio components associated with the external medium of this sources and it is called the Laing-Garrington effect.

In this work, the properties of the medium on the synchrotron radiation has been studied with the Very Large Array in high resolution at 6 and 3.6 cm observing wavelengths. The data show that at high resolution there appears to be minimal differences between the depolarization at the jet sides and the counter-jet sides of 3C352 and 3C275.1. Moreover, the spectral index asymmetries are still verified at high resolutions. A simple depolarizing X-ray halo has been considered in order to estimate the effects of the magnetoionic material surrounding these radio sources. This model allows us to conclude that the required sizes for the depolarizing halos are far larger than the typical projected angular sizes of these objects seen in our radio images.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação de Mestrado em Física
Santa Maria, 30 de julho de 1999

LISTA DE TABELAS

1 Esquema Unificado para os AGNs	6
2 Propriedades das Radiofontes 3CR	59
3 Parâmetros Observacionais	60
4 Medidas da gama dinâmica das imagens	60
5 Calibradores primário e secundários para observações realizadas em 4.8 e 8.4 GHz com o VLA.	61
6 Medidas dos fluxos, picos de intensidades e índices espectrais.	62
7 Medidas das componentes de RM e DP	62

LISTA DE FIGURAS

1 Diagrama esquemático ilustrando a morfologia de uma radiofonte FR II.	3
2 Diagrama P-D ilustrando o tamanho linear das radiofontes em função da luminosidade em rádio-potência, sob 178 MHz.	4
3 Diagrama esquemático ilustrando as diferentes linhas de visada dos AGNs, segundo o modelo de BARTHEL.	5
4 Configuração da radiação de uma carga acelerada, em movimento instantaneamente linear	11
5 Sistema de coordenadas para uma partícula que se move numa trajetória instantaneamente circular	13
6 Ângulo de pitch da radiação sincrotrônica	15
7 A função $F(x)$ de Pacholczyk	16
8 Gráfico ilustrando a variação da intensidade específica da radiação com a frequência dada uma distribuição em lei de potências dos elétrons.	19
9 Polarização linear e circular.	21
10 Vetor campo elétrico elipticamente polarizado	23
11 Gráficos das medidas de dispersão de Faraday para uma amostra de 69 radiofontes	33
12 Espectro rádio de 3C275.1 ilustrando as medidas de polarização sobre os lados do jato e contra-jato.	34
13 Espectro rádio de 3C352 ilustrando as medidas de polarização sobre os lados do jato e contra-jato.	35
14 Interferômetro com correlação de sinais	38
15 Configuração geométrica e de coordenadas para a Síntese de Abertura	40
16 Esfera Celeste e Coordenadas de Posição.	41
17 Imageamento por Super-Síntese	43
18 Anéis de interferência	44
19 Ilustração de algumas antenas centrais do VLA	46

20	Configuração das 27 antenas do VLA	47
21	Relação entre os sistemas de coordenadas (L_X, L_Y, L_Z) e (u, v, w)	50
22	Imagens de uma fonte calibradora de 3C352, antes e depois da autocalibração.	55
23	Relação entre as coordenadas celestiais (H, δ) e a elevação e o azimute (E, A) de um ponto S visto por um observador na latitude \mathcal{L}	57
24	Mapa da intensidade total de 3C275.1 em 4.9 GHz com o VLA	63
25	Mapa de polarização de 3C275.1 em 4.9 GHz com o VLA	64
26	Mapa da intensidade total de 3C275.1 em 8.4 GHz com o VLA	65
27	Mapa de polarização de 3C275.1 em 8.4 GHz com o VLA	66
28	Mapa da intensidade total de 3C352 em 4.9 GHz com o VLA	67
29	Mapa de polarização de 3C352 em 4.9 GHz com o VLA	68
30	Mapa da intensidade total de 3C352 em 8.4 GHz com o VLA	69
31	Mapa de polarização de 3C352 em 8.4 GHz com o VLA	70
32	Mapas dos índices espectrais de 3C275.1 e 3C352, sob 4.9 - 8.4 GHz	72
33	Mapas das medidas de rotação de Faraday de 3C275.1 e 3C352	73
34	Mapas das medidas de depolarização de 3C275.1 e 3C352	74
35	Diagrama esquemático ilustrando o modelo do halo de raios X	76

LISTA DE SIGLAS E SÍMBOLOS

AGN - Núcleo Ativo de Galáxia

DP - Depolarização de Faraday

FRI - Fanaroff-Riley tipo I

FRII - Fanaroff-Riley tipo II

\vec{A} - vetor cujo módulo corresponde à potência irradiada, por unidade de ângulo sólido, por uma carga acelerada relativística

B - Linha de base do Interferômetro

\vec{B} - vetor indução magnética

\vec{B}_{\parallel} - componente do campo magnético ao longo da linha de visada

E - intensidade do vetor campo elétrico
energia de um ensemble de elétrons (seção 2.1.2)

$E(\phi)$ - fração da radiação com profundidade de Faraday ϕ

\vec{E} - vetor campo elétrico

F - operador transformada de Fourier

$F(x)$ - função de Pacholczyk

$F(\phi)$ - função de dispersão de Faraday

$\mathcal{G}_{jk}(t)$ - ganho complexo referente a linha de base jk

$G(x)$ - função de Bessel modificada de ordem 2/3 multiplicada pelo fator x

H - ângulo horário

$I(l, m)$ - distribuição de brilho da fonte

I_D - distribuição de brilho amostrada

I_{ν} - intensidade específica da emissão sincrotrônica, sob a frequência ν

$K_{1/3}$ - função de Bessel modificada de ordem 1/3

$K_{2/3}$ - função de Bessel modificada de ordem 2/3

$K_{5/3}$ - função de Bessel modificada de ordem 5/3

L_X, L_Y, L_Z - sistema de coordenadas para as antenas

$P(t)$ - potência total irradiada por uma carga elétrica

$P(\lambda^2)$ - grau de polarização dependente do comprimento de onda ao quadrado

$P(\phi)$ - polarização intrínseca

P_ν - potência total irradiada por uma partícula por unidade de frequência

R - distância entre a posição retardada de uma carga elétrica e o ponto de observação

 sinal de saída do correlacionador + integrador (seção 3.1)

S_ν - fluxo total da emissão sincrotrônica, sob a frequência ν

T - temperatura

V - visibilidade complexa

V_{jk} - visibilidade real

V'_{jk} - visibilidade observada referente ao par de antenas jk

V^S - função de visibilidade amostrada

$a_{jk}(t)$ - amplitude residual referente a linha de base jk

c - velocidade da luz

e - carga elétrica

$g_{jk}(t)$ - ganho complexo residual referente a linha de base jk

h - constante de Planck

k - constante de Boltzmann

l - extensão em parsecs

m - massa do elétron

m_λ - medida de polarização fracional

\vec{n} - vetor unitário dirigido ao longo da linha que une a posição retardada da carga ao ponto de observação

n_e - densidade eletrônica em cm^{-3}

p - expoente correspondente a distribuição espectral de um ensemble de elétrons relativísticos

\mathbf{s} - direção de propagação da onda eletromagnética proveniente da fonte

- u, v, w - coordenadas de posição do plano tangente a esfera celestial
 \vec{v} - vetor velocidade instantânea de um elétron
 x - razão entre a frequência angular crítica e a frequência angular
 Γ - função de coerência mútua
 α - índice espectral
 ângulo intrínseco de polarização (seção 2.3)
 ascensão reta (seção 3.3, seções do capítulo 4)
 $\vec{\beta}$ - razão entre o vetor \vec{v} e o parâmetro c .
 $\dot{\vec{\beta}}$ - derivada temporal do vetor $\vec{\beta}$
 γ - fator de Lorentz
 δ - declinação
 Δ - dispersão de Faraday
 ϵ - vetor unitário de polarização
 ε - amplitude dos campos vetoriais elétricos complexos
 η - coordenada de posição da esfera celeste
 θ - ângulo entre a direção de movimento de uma carga elétrica e o vetor \vec{n}
 λ - comprimento de ondad em metros
 ν - frequência linear
 ν_c - frequência linear crítica
 ξ - coordenada de posição da esfera celeste
 Π - grau de polarização linear
 ρ - medida de rotação de Faraday
 τ - tempo de atraso do sinal de saída
 ϕ - profundidade Faraday
 φ - ângulo de pitch
 χ - ângulo de polarização
 ângulo paraláctico (seção 3.4)
 ω - frequência angular
 ω_B - frequência de giro do elétron na presença de um campo magnético
 ω_c - frequência crítica dos pulsos
 Ω - ângulo sólido

1 INTRODUÇÃO

1.1 Radiogaláxias e Quasares

Todas as galáxias são fontes de rádio emissão em algum nível. Galáxias espirais normais como o nosso próprio sistema galáctico estão próximas de um limite inferior em rádio luminosidade. Neste sentido outras fontes de rádio emissão galácticas, como nebulosas planetárias, aglomerados globulares e o sol constituem radiofontes de baixa emissão. As radiofontes de origem extragaláctica, entretanto, como os núcleos ativos de galáxias elípticas são centenas ou mesmo milhares de vezes mais emissivas. Galáxias com alta emissão em rádio são geralmente denominadas *radiogaláxias*. Em sua maior parte são gigantes elípticas com magnitude absoluta em torno de -21.

A rádio emissão destas fontes freqüentemente origina-se em regiões bem separadas do objeto ótico associado, normalmente a centenas de kiloparsecs ou mesmo megaparsecs de distância. Em outros casos, entretanto, a maior parte da rádio emissão provém de regiões extremamente pequenas, com dimensões de apenas uns poucos parsecs. A forma do espectro de rádio frequência implica que a rádio-emissão é não térmica, sendo presumivelmente gerada por radiação sincrotrônica de elétrons ultra relativísticos, com energia típica em torno de 1 GeV, em movimento num campo magnético.

A morfologia básica destas radiofontes pode ser entendida no contexto do *modelo do feixe* [Blan 74]. Imagens rádio em alta resolução geralmente mostram uma componente muito compacta coincidente com um núcleo ativo de galáxia, ou quasar, a qual designa-se *máquina central*. Longos jatos bilaterais se estendem desta componente central em direção a lobos de emissão que circundam regiões compactas e brilhantes, com extensão em torno de 1 *kpc* ou menos, as quais denominam-se *hot-spots*. Estas são naturalmente interpretadas como aquelas regiões onde o feixe altamente colimado encontra o meio ambiente, criando um violento choque que converte uma fracção significativa da energia do feixe em partículas relativísticas.

Os termos *núcleo*, *jato*, *lobos* e *hotspots* requerem definições cuidadosas se forem usados na descrição dos elementos morfológicos das fontes, sob um imageamento em alta resolução. Usaremos as seguintes definições [Fern 93]:

1. **Núcleo** - componente central não resolvida coincidente, dentro dos erros observacionais, com a melhor posição disponível para a galáxia ótica.
2. **Jato** - (a) componente, no mínimo, quatro vezes mais longa do que larga; (b) separável, sob alta resolução, de outras estruturas extendidas, seja espa-

cialmente ou por contraste no brilho, e (c) alinhada com o núcleo da galáxia próxima associada.

3. **Lobos** - componentes que contém toda a rádio emissão produzida pela fonte, excluindo-se a emissão de (1) e (2).
4. **Hotspot** - se nenhum jato é detectado, o hotspot é a componente que (a) representa a estrutura mais brilhante do lobo, (b) tem um brilho maior do que quatro vezes o da emissão circunvizinha, e (c) possua uma resolução maior do que 5% do maior diâmetro da fonte. Se um jato é detectado, o hotspot deve apresentar, além disto, uma proximidade maior à extremidade do mesmo.

Baseando-se no *modelo do feixe* pode-se estabelecer duas sub-espécies distintas, as quais determinam a proeminência relativa dos elementos estruturais das radiofontes (medidas pela razão de suas densidades de fluxo integradas). A primeira consiste de radiofontes onde a luminosidade dos lobos é mais proeminente que a luminosidade do núcleo, as *lobe-dominated sources*; e a segunda, de radiofontes dominadas pela emissão nuclear, as *core-dominated sources*. Muitas destas últimas mostram formas de atividade indicativas de movimento relativístico em suas regiões centrais, sugerindo o fenômeno conhecido por *movimento superluminal*. Acredita-se, em função disto, que os efeitos relativísticos devam ser levados em conta para o entendimento apropriado destas rádio estruturas.

Dentro da descrição acima, os quasares distinguem-se das radiogaláxias fundamentalmente pela emissão ótica muito superior, com magnitude visual absoluta em torno de -24 a -31. Estes objetos caracterizam-se por apresentar componentes centrais proeminentes, podendo apresentar estruturas estendidas com um ou dois jatos. Normalmente recebem as denominações *radio-loud* ou *radio-quiet* conforme a intensidade de sua rádio emissão. Alguns quasares altamente emissivos parecem estar cercados por uma nebulosa cuja as dimensões, cor e brilho são típicos de galáxias gigantes elípticas, dando vazão assim a idéia de que estes objetos consistem em núcleos ativos de galáxias.

As galáxias subjacentes ou *hospedeiras* de quasares radio quiet parecem ser espirais, enquanto que as hospedeiras de quasares radio loud são provavelmente galáxias elípticas. Usa-se normalmente o termo AGN para descrever galáxias com proeminentes núcleos ativos, sendo os quasares aqueles objetos onde a aparência estelar domina, embora subentendam galáxias.

Radiofontes extragalácticas estendidas mostram uma mudança básica em sua morfologia sob luminosidade em torno de $P_{178MHz} = 5 \times 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$. Fontes abaixo desta luminosidade crítica apresentam estruturas estendidas mal definidas, na qual o brilho decai lentamente com o aumento da distância ao núcleo, as quais denominam-se *plumas*. Neste caso são denominadas objetos tipo FR I; se a luminosidade estiver acima de tal luminosidade crítica as fontes são denominadas objetos tipo FR II [Fana 74].

Quase todas as fontes FR I apresentam proeminentes componentes centrais, embora isto se deva ao baixo brilho de suas estruturas estendidas, principalmente quando comparadas com as fontes FR II. Muitas mostram jatos bilaterais, os

quais apresentam, em geral, grande simetria no brilho. Acredita-se que as estruturas estendidas constituam um fluxo turbulento de matéria num meio externo quase sempre identificado como aglomerados de galáxias. Fontes FR I são freqüentemente distorcidas por processos ocorridos nos aglomerados.

As fontes FR II diferenciam-se das FR I provavelmente na natureza de seus jatos, que acredita-se consistir em fluxos relativísticos de matéria. Por causa de sua maior luminosidade, as fontes FR II são identificadas como radiogaláxias e quasares distantes. A Figura 1 ilustra a morfologia típica de uma fonte do tipo FR II.

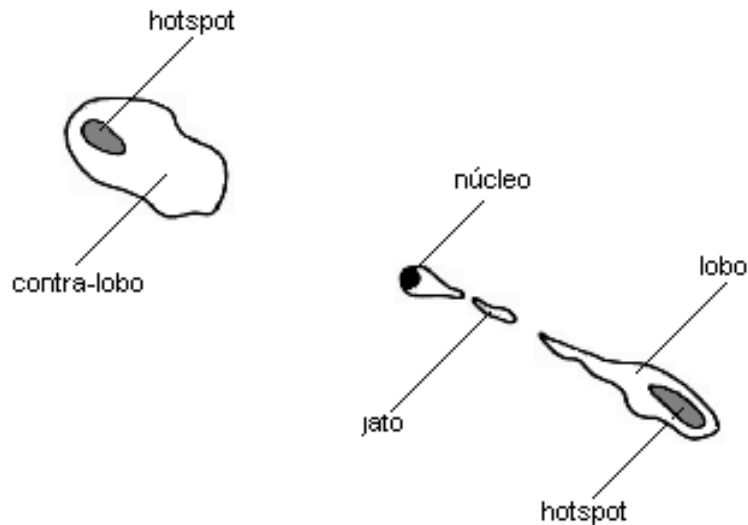


FIGURA 1: Diagrama esquemático ilustrando a morfologia de uma radiofonte FR II.

A característica morfológica dominante das fontes FR II manifesta-se nos lobos externos muito brilhantes nos quais salientam-se os hotspots. Estas estruturas normalmente apresentam uma componente central a qual conecta-se aos lobos externos por meio de jatos mais estreitos do que os das FR I, sendo geralmente unilaterais. As componentes centrais e os jatos nestas estruturas contém usualmente menos de dez por cento da luminosidade total da fonte, conferindo uma maior luminosidade aos lobos, o que resulta, às vezes, na não detecção de alguns núcleos em certos mapas. Quasares também compreendem fontes FR II. No entanto, as características relativas da morfologia geral destes objetos é freqüentemente diferente. Os lobos externos são também visíveis, mas a componente central e os jatos, normalmente unilaterais, são muito mais brilhantes, podendo ser de uma a duas ordens de magnitude mais altas do que para as galáxias.

Uma observação complementar com relação a tendências sistemáticas que as radiofontes extragalácticas costumam apresentar, diz respeito a dois parâmetros observacionais particulares: a luminosidade da fonte e o tamanho linear. A potência em rádio emissão e o tamanho linear de uma radiofonte podem ser relacionados por meio de um diagrama análogo ao diagrama de Hertzsprung-Russell para as estrelas. A Figura 2 ilustra o que é usualmente designado por Diagrama P-D das radiofontes extragalácticas. Neste diagrama as radiofontes

com forte emissão rádio mostram uma tendência evidente em apresentarem uma menor extensão angular.

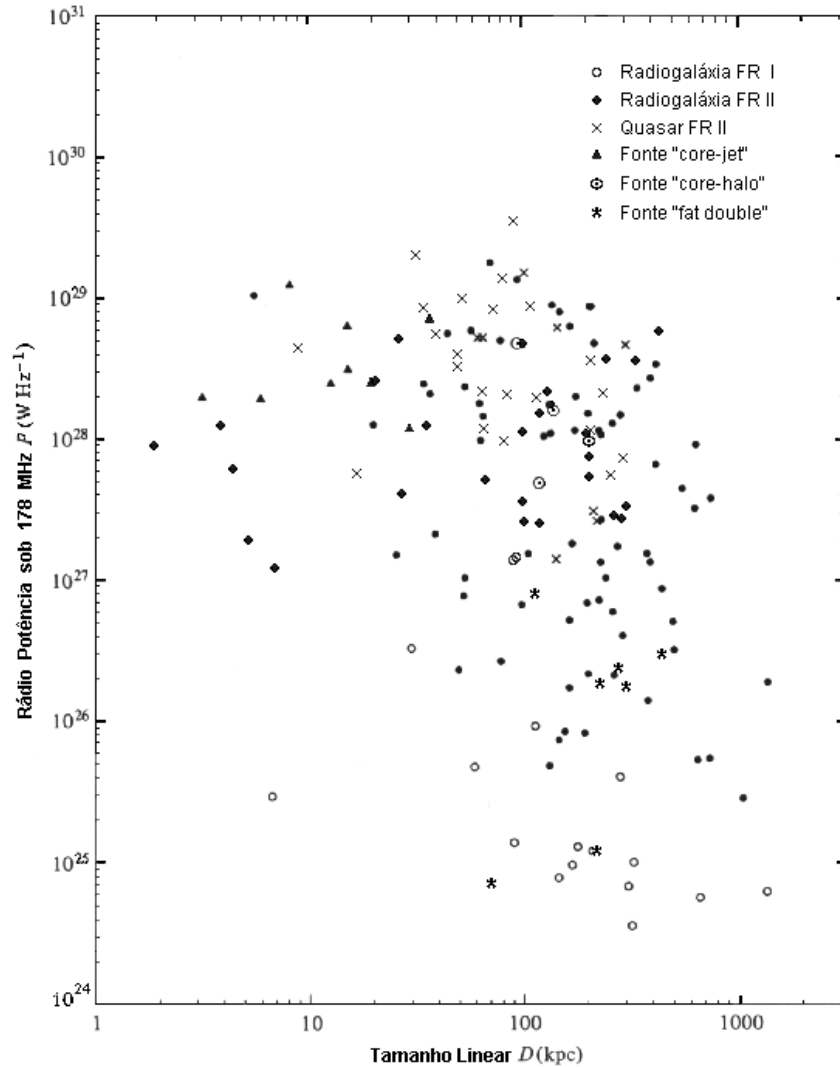


FIGURA 2: Diagrama P-D ilustrando o tamanho linear das radiofontes em função da luminosidade em rádio-potência, sob 178 MHz. Os símbolos denotam diferentes tipos de fontes. As extensões lineares e as luminosidades foram calculadas com uma cosmologia de Friedmann, onde $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e $q_0 = 0$.

Observa-se que as radiofontes com forte emissão em rádio mostram uma tendência evidente em apresentarem uma menor extensão angular. A interpretação do diagrama P-D é complicada por inúmeros fatores. A limitada sensibilidade dos telescópios pode excluir fontes estendidas com fraca emissão rádio, enquanto que as extensões lineares mínimas que podem ser resolvidas decrescem sob altos "redshifts" e, conseqüentemente, sob altas emissões em rádio. No entanto, esta distribuição tem sido útil no estabelecimento de informações a respeito dos traços evolucionários das radiofontes extragalácticas, e é utilizada neste trabalho para a seleção das fontes a serem estudadas.

1.2 Esquemas de Unificação de Radiogaláxias e Quasares

A aparência das radiofontes extragalácticas parece ser governada por três fatores principais: a potência dos jatos, a influência do meio e o ângulo formado pelos jatos e a linha de visada. Estas características intrínsecas das fontes tem motivado a construção de esquemas que se propõe a unificar quasares e radiogaláxias como membros do mesmo padrão AGN, observados sob orientações sistematicamente diferentes em relação à linha de visada [Fern 93]. Em particular, BARTHEL [Bart 91] sugeriu que as fontes estendidas de rádio com potência $P_{178MHz} = 10^{27} \text{ W Hz}^{-1}$ contém jatos semelhantes com velocidades relativísticas ($\gamma > 2$), mas cuja aparência dos objetos constituintes da fonte depende da orientação da linha de visada em relação ao observador (Figura 1). Ele propôs que um brilho óptico contínuo e uma região de largas linhas de emissão (BAL) são comuns a todos os objetos da fonte, mas que, no entanto, são ocultados por um obscuro torus de poeira se os jatos de rádio estiverem orientados numa direção próxima ao plano do céu. No modelo de Barthel, a transição das propriedades de radiogaláxia para quasar deve ocorrer em torno de 44° com relação à linha de visada.

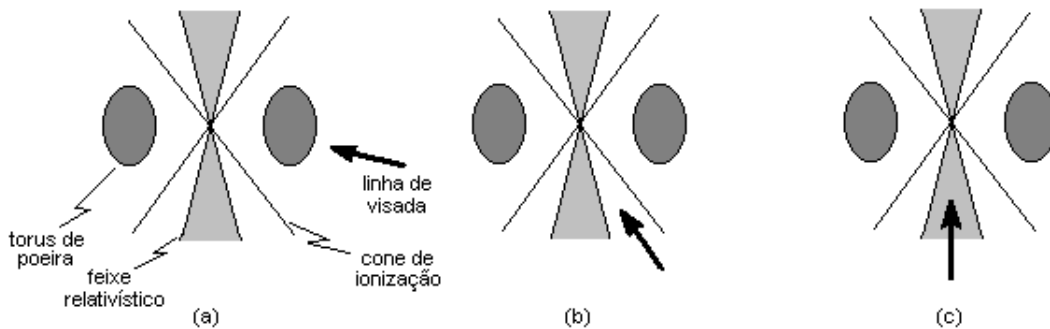


FIGURA 3: Diagrama esquemático ilustrando as diferentes linhas de visada dos AGNs, segundo o modelo de BARTHEL.

Um resumo do que se costuma designar por "esquemas unificados" para AGNs é ilustrado na Tabela 1. As três colunas da esquerda dividem a população de galáxias pela potência de sua rádio emissão. Objetos com potência de emissão rádio muito alta estão na terceira coluna; objetos com potência de emissão rádio intermediária são mostrados na segunda coluna, enquanto AGNs "radio-quiet" estão contidos na primeira. Estas três colunas delimitam classes de objetos intrinsecamente diferentes. As diferentes linhas se referem às *linhas de visada* com respeito ao "torus de poeira", ao "cone de ionização" ou ao eixo do rádio jato, de acordo com a última coluna a direita na Tabela, a qual faz referência as diferentes situações ilustradas pela Figura 1.

O modelo de Barthel prediz diferenças sistemáticas entre a proeminência, relativa aos lobos, dos jatos e contrajatos em quasares e radiogaláxias. Pois a

TABELA 1: Esquema Unificado para os AGNs. As diferentes linhas da tabela fazem referência às diferentes orientações das radiofontes com relação ao observador, de acordo com os três casos ilustrados pela Figura 1 para classes de objetos com potências distintas em radio-emissão.

RADIO-EMIÇÃO FRACA	RÁDIO-EMIÇÃO INTERMEDIÁRIA	RADIO-EMIÇÃO FORTE	LINHA DE VISADA
Galáxias Seyfert	Radiogaláxias com fracas linhas de emissão (FR I)	Radiogaláxias com linhas de emissão estreitas (NLRG), FR II	(I)
Galáxias Seyfert e quasares radio-quiet	Radiogaláxias com fracas linhas de emissão (FR I)	Radiogaláxias com linhas de emissão largas (BLRG), FR II; quasares radio-loud	(II)
Galáxias Seyfert "core-dominated"	Objetos BL Lac	Quasares "core-dominated"	(III)

emissão proveniente dos lobos não deve ser como a dos jatos, já que a maioria dos modelos mostram um movimento subrelativístico dentro dos lobos, sendo os ângulos de emissão da radiação dos elétrons relativísticos (ângulos de pitch) orientados randomicamente em relação ao campo magnético. A proeminência dos jatos relativamente aos lobos pode, portanto, ser um indicador da radiância nas amostras de fontes FR II.

Modelos unificadores de fontes do tipo FR II, como os de Barthel, predizem diferenças sistemáticas entre a proeminência, relativa aos lobos, dos jatos e contra-jatos em quasares e radiogaláxias. Nos quasares, a emissão proveniente do jato seria irradiada em direção ao observador e a do contra-jato em direção oposta. Em radiogaláxias FR II, cujos jatos deveriam estar sistematicamente mais próximos do plano do céu, nenhum jato deve irradiar fortemente em relação ao observador. Quasares FR II devem, portanto, tender a apresentar jatos mais proeminentes relativamente a seus lobos do que aqueles das radiogaláxias. Os contra-jatos devem, entretanto, ser mais fáceis de detectar nas radiogaláxias, e a razão jato/contra-jato deve ser sistematicamente mais alta em quasares do que em radiogaláxias. A proeminência relativa (relações de densidade de fluxo integradas) de jatos, contra-jatos e lobos em radiogaláxias extendidas e quasares podem, portanto, prover bons testes para esquemas de unificação, tal como os de Barthel, se efeitos radiantes relativísticos forem dominantes.

Com relação aos esquemas de unificação, um outro modelo, o qual incorpora a idéia básica do modelo de Barthel, ou seja, a do efeito de orientação, basea-se na descoberta do fato de a depolarização da radiação (ver seção 2.3) ser sistematicamente assimétrica com relação aos lobos de fontes FR II, como predito originalmente por LAING [Lain 88] e por GARRINGTON [Garr 88,91a]. Estes autores encontraram, em amostras dominadas por quasares, uma diferença sistemática na depolarização da radiação proveniente dos lados do jato e contra-

jato. Eles sugeriram, então, que esta assimetria poderia depender da orientação, se tal observação resultasse da presença de um meio magnetoiônico oticamente espesso que cerca fontes FR II típicas, de modo que se todos AGNs são cercados por tal meio nós deveríamos esperar encontrar maior assimetria na depolarização nos quasares do que nas radiogaláxias.

Uma outra descoberta importante que tem sido explorada dentro dos modelos unificadores diz respeito à forte correlação existente entre a depolarização e o índice espectral dos lobos, sendo este último um parâmetro indicador da intensidade da emissão dos elementos da fonte. Liu & Pooley [Liu 91] descobriram que o lobo com o espectro mais acentuado é o menos depolarizado. Tomadas juntas, as correlações mencionadas implicam que o espectro da radiação proveniente dos lobos é mais acentuado sobre o lado do jato das fontes, levando a crer, portanto que efeitos intrínsecos e de orientação devam operar juntos.

Se os modelos unificados estiverem corretos, então o mecanismo intrínseco postulado para as radiogaláxias deve também operar em quasares, em competição com os efeitos de orientação. Evidentemente, o que é necessário é a observação com suficiente resolução, para que possamos medir as depolarizações bem como a distribuição dos índices espectrais dos lobos das fontes em estudo.

1.3 Objetivos e Organização da Pesquisa

Neste trabalho, a investigação é realizada sobre duas radiofontes, sendo uma delas um quasar e outra uma radiogaláxia. Os objetivos da pesquisa são os seguintes:

- Produzir imagens em alta resolução das radiofontes 3C275.1 e 3C352 usando técnica de Máxima Entropia e CLEAN;
- Efetuar um estudo da depolarização e índices espectrais da radiação sincrotrônica no lobo e contra-lobo a fim de caracterizar as suas dependências com a posição e comprimento das ondas de rádio observadas;
- Inspeccionar a distribuição bidimensional da rotação de Faraday no contra-lobo a fim de verificar a dispersão das medidas de rotação, que são indicadores do produto da densidade e campo magnético do meio externo que induz à depolarização.

O trabalho apresenta, após o capítulo introdutório, uma exposição detalhada sobre os processos físicos ocorridos nestes objetos, a saber o processo da radiação sincrotrônica, sua polarização e a influência do meio nas cercanias das radiogaláxias. O capítulo 3 contém uma exposição do princípio básico e técnicas de imageamento, bem como sobre o instrumental do qual fez-se uso nesta pesquisa. No capítulo 4 está resumido o processo de redução dos dados, e são mostrados os mapas em rádio obtidos e uma discussão baseada na associação dos perfis rádio com um modelo de halo emissor de raios X, do qual buscou-se elementos

que viessem a correlacionar o perfil espectral da depolarização com o meio Faraday ativo externo às radiofontes. A discussão, contida no capítulo final, basea-se em possíveis explicações para as medidas encontradas dos índices espectrais e depolarizações.

2 PROCESSOS FÍSICOS

2.1 A Radiação Síncrotrônica

O mecanismo de radiação presente nos AGNs, embora sabido se tratar de típica emissão não-térmica, permaneceu insatisfatoriamente explicado até as publicações de ALFVÉN & HERLOFSON [Alfv 50] e KIEPENHEUER [Kiep 50] em 1950. Estes autores propuseram que a radiação não térmica seria emitida por elétrons relativísticos movendo-se no campo magnético interestelar presente nas radiofontes. Tal solução mostrou-se correta e logo após isto GINZBURG [Ginz 65] e colaboradores desenvolveram esta idéia numa série de artigos, nos quais o mecanismo de emissão passou a ser designado por *radiação síncrotrônica* [Schw 49]. Deve-se mencionar que muito dos aspectos relevantes da teoria já haviam sido desenvolvidos entre 1907 e 1912 por SHOTT [Scho 12], o qual designou o processo de emissão síncrotron por "Magneto-Bremsstrahlung". Uma exposição completa da teoria incluiria ainda as propriedades de polarização da radiação, o que é encontrado nos trabalhos de PACHOLCZYK [Pach 75], nos de RYBICKI & LIGHTMAN [Rybi 79], e mais recentemente nos trabalhos de LONGAIR [Long 81].

No mecanismo de emissão síncrotrônica, como os elétrons que emitem radiação são altamente relativísticos as transformações de Lorentz tem que ser aplicadas à descrição do movimento. Os campos são, então, expressos aqui por meio dos potenciais retardados de Liénard-Wiechert para cargas em movimento. Tem interesse especial a radiação total emitida, a distribuição angular da radiação e o seu espectro de freqüências. No contexto da radioastronomia são descritos o processo de emissão de um ensemble de elétrons presente nas fontes de radiação cósmica, dada uma distribuição em lei de potências para os mesmos, e também o importante problema da polarização.

2.1.1 Distribuição Angular e Espectros de Freqüências da Radiação Emitida por uma Partícula Relativística

A exposição que segue abaixo sobre o mecanismo de radiação síncrotron, sua distribuição angular e espectros de freqüência está essencialmente baseada em [Jack 75].

Seu estudo deve principiar pela resolução das equações de movimento de uma partícula relativística com carga e e massa m , que move-se com velocidade

\vec{v} em um campo magnético com densidade de fluxo \vec{B} . Estas são dadas pelas componentes cartesianas do vetor força de Lorentz,

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1)$$

Assumindo uma variação harmônica para os campos, as equações em (1) podem ser resolvidas para as componentes da velocidade, do que inferimos que a partícula carregada percorrerá um caminho helicoidal com eixo de simetria coincidente com a direção do campo magnético \vec{B} , cuja frequência *angular* de giro é dada por

$$\omega_B = \frac{eB}{\gamma m} \quad (2)$$

As propriedades radiativas de cargas elétricas altamente aceleradas podem ser descritas mediante um formalismo que relacione as propriedades da trajetória da carga e do seu movimento à intensidade da radiação e sua polarização. Os campos eletromagnéticos podem ser calculados por meio do quadrvetor potencial do campo, avaliado nos instantes retardados (potenciais de Liénard-Wiechert). Obtém-se as seguintes expressões, na forma não covariante [Jack 75]:

$$\vec{B} = [\vec{n} \times \vec{E}]_{ret} \quad (3)$$

$$\vec{E} = e \left[\frac{\vec{n} - \vec{\beta}}{\gamma^2 (1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R^2} \right]_{ret} + \frac{e}{c} \left[\frac{\vec{n} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R} \right]_{ret} \quad (4)$$

onde \vec{n} é um vetor unitário dirigido ao longo da linha que une a posição retardada da carga ao ponto de observação, e R é a distância entre estas duas posições; $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ e γ é o fator de Lorentz. Em geral, no movimento relativístico os campos dependem da velocidade e também da aceleração. Podemos, então, calcular a distribuição angular da radiação emitida por uma carga acelerada por meio da componente radial do vetor de Poynting, usando o segundo termo da equação (4), do que obtemos a potência irradiada por unidade de ângulo sólido,

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \frac{|\vec{n} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}|^2}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^5} \quad (5)$$

Uma análise quantitativa da expressão (5) para diferentes relações angulares entre $\vec{\beta}$ e $\dot{\vec{\beta}}$ mostra que, sendo θ o ângulo formado pela direção do movimento da carga e o vetor \vec{n} , vale o seguinte resultado

$$2\theta \cong \frac{1}{\gamma} \quad (6)$$

Portanto, γ^{-1} corresponde a uma unidade angular natural. A expressão (6) é típica das configurações da radiação relativística, independentemente da relação vetorial entre $\vec{\beta}$ e $\dot{\vec{\beta}}$. Ela mostra que no movimento relativístico θ é muito pequeno, estando a radiação confinada num cone muito estreito em torno da direção do movimento (Figura 4).

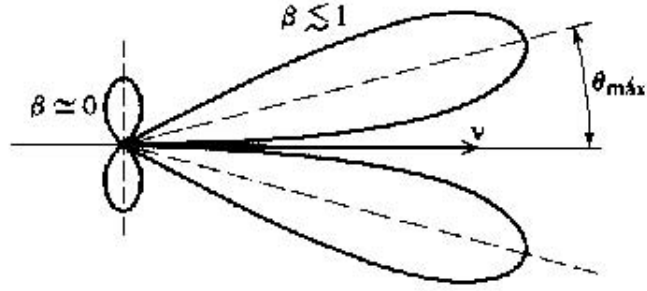


FIGURA 4: Configuração da radiação de uma carga acelerada em movimento instantaneamente linear. A configuração relativística ($\beta \leq 1$) está reduzida por um fator $\sim 10^2$ para a mesma aceleração do caso não relativístico ($\beta \simeq 0$) [Jack 75].

A respeito da relação angular entre os vetores $\vec{\beta}$ e $\dot{\vec{\beta}}$ dois casos particulares são notáveis. O exemplo mais simples é o do movimento linear, no qual $\vec{\beta}$ e $\dot{\vec{\beta}}$ são paralelos. O outro caso é o do movimento instantaneamente circular, no qual os dois vetores são perpendiculares. Quando uma partícula efetua um movimento extremamente relativístico arbitrário, a radiação emitida em qualquer instante pode ser imaginada como uma superposição coerente das contribuições das componentes da aceleração paralela e perpendicular a velocidade. No caso de forças paralela e perpendicular comparáveis, o cálculo das potências irradiadas, por meio da equação (5), mostra que a radiação da componente paralela é desprezível (da ordem de $1/\gamma^2$) em comparação com a da componente perpendicular. Portanto, a radiação emitida por uma partícula carregada num movimento ultra-relativístico arbitrário é aproximadamente a mesma que a emitida por uma partícula que se move instantaneamente ao longo de um arco de trajetória circular. Neste caso, a forma da distribuição angular da radiação corresponde, devido a pequena abertura angular do feixe, a um cone estreito apontando na direção do vetor velocidade instantânea da carga, o qual será percebido pelo observador, devido a alta velocidade da carga, como pequenos pacotes de radiação de curta duração. Mediante argumentos gerais sobre a análise de Fourier de um pacote de ondas finito, isto implica que o espectro de radiação conterá apreciável fração de componentes de frequência até uma determinada frequência crítica.

Os argumentos qualitativos acima podem ser estimados diretamente das integrais de Fourier sobre os pacotes de onda, de modo a obtermos uma distribuição do espectro de frequências da radiação. Isto pode ser obtido por meio do teorema de Parseval da análise de Fourier.

A forma geral da potência irradiada por unidade de ângulo sólido é

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = |\vec{A}(t)|^2 \quad (7)$$

onde

$$\vec{A} = \left(\frac{c}{4\pi}\right)^{1/2} [R\vec{E}]_{ret} \quad (8)$$

O campo elétrico é dado pela equação (4). Na equação (7), a potência instantânea está expressa no tempo do observador. A energia total irradiada por unidade de ângulo sólido é a integral no tempo de (7):

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{+\infty} |A(\vec{t})|^2 dt \quad (9)$$

Esta integral pode ser expressa, também, como uma integral sobre o espectro de frequência, mediante o uso da transformada de Fourier

$$\vec{A}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{A}(t) e^{i\omega t} dt \quad (10)$$

e a sua inversa

$$\vec{A}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{A}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (11)$$

Então, a equação (9) pode ser escrita

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' \vec{A}^*(\omega') \cdot \vec{A}(\omega) e^{i(\omega' - \omega)t} \quad (12)$$

A troca da ordem de integração entre o tempo e a frequência mostra que a integral no tempo é justamente a representação de Fourier da função delta $\delta(\omega' - \omega)$. Por isso, a energia irradiada por unidade de ângulo sólido fica

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{A}(\omega)|^2 d\omega \quad (13)$$

A igualdade de (13) e (9), com restrições apropriadas sobre a função $A(t)$, é um caso especial do teorema de Parseval. É usual integrar somente sobre as frequências positivas, pois o sinal da frequência não tem sentido físico. Então, a relação

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_0^{\infty} \frac{d^2 I(\omega, \vec{n})}{d\omega d\Omega} d\omega \quad (14)$$

define uma grandeza que é a *energia por unidade de ângulo sólido por unidade de frequência*:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = |\vec{A}(\omega)|^2 + |\vec{A}(-\omega)|^2 \quad (15)$$

Se $A(t)$ for real, é evidente, da equação (11), que $A(-\omega) = A^*(\omega)$. Então,

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = 2|\vec{A}(\omega)|^2 \quad (16)$$

Este resultado relaciona de maneira quantitativa, o comportamento da potência irradiada em função do tempo ao espectro de frequência da energia irradiada. Mediante a equação (4) para o campo elétrico de uma carga acelerada, obtemos uma expressão geral para a energia irradiada por unidade de ângulo sólido por unidade de intervalo de frequência em termos de uma integral sobre a trajetória da partícula. Deve-se, agora, calcular a transformada de Fourier (10) de $A(t)$ dada pela equação (8) usando-se a equação (4). Levando este resultado em (16)

encontra-se a energia por unidade de ângulo sólido por unidade de frequência. É possível mostrar, admitindo-se a hipótese de que o ponto de observação esteja muito afastado da região do espaço onde ocorre a aceleração da carga, que tal distribuição de intensidade é dada por [Jack 75]

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta}) e^{i\omega(t - \vec{n} \cdot \vec{r}/c)} dt \right|^2 \quad (17)$$

Em função da radiação emitida por uma partícula ultra-relativística, sujeita à acelerações arbitrárias, ser equivalente à emitida por uma partícula que se move instantaneamente a velocidade constante sobre uma órbita circular, convém estimarmos a distribuição de intensidades (17) sobre uma trajetória circular. A Figura 5 mostra um sistema de coordenadas apropriado.

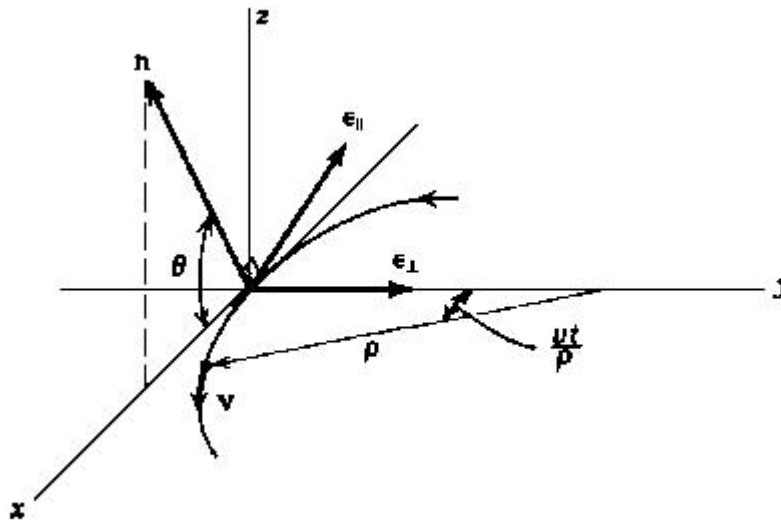


FIGURA 5: Sistema de coordenadas para uma partícula que se move numa trajetória instantaneamente circular.

Escrevendo a parte vetorial do integrando da equação (17) em função deste sistema obtemos, mediante uma mudança conveniente de variável e a introdução do parâmetro ξ ,

$$\xi = \frac{\omega \rho}{3c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^{3/2} \quad (18)$$

as seguintes componentes para a distribuição de energia:

$$A_{\parallel}(\omega) = \frac{\rho}{c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right) \int_{-\infty}^{\infty} y \exp \left[i \frac{3}{2} \xi \left(y + \frac{1}{3} y^3 \right) \right] dy$$

$$A_{\perp}(\omega) = \frac{\rho \theta}{c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[i \frac{3}{2} \xi \left(y + \frac{1}{3} y^3 \right) \right] dy$$

As integrais nestas equações correspondem as funções de Bessel modificadas:

$$\int_0^\infty y \operatorname{sen} \left[\frac{3}{2} \xi \left(y + \frac{1}{3} y^3 \right) \right] dy = \frac{1}{\sqrt{3}} K_{2/3}(\xi)$$

$$\int_0^\infty \cos \left[\frac{3}{2} \xi \left(y + \frac{1}{3} y^3 \right) \right] dy = \frac{1}{\sqrt{3}} K_{1/3}(\xi)$$

de modo que a distribuição de energia fica escrita como

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi^2 c} \left(\frac{\omega \rho}{c} \right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{(1/\gamma^2) + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \quad (19)$$

O primeiro termo entre colchetes corresponde à radiação polarizada no plano da órbita, e o segundo termo à radiação polarizada perpendicularmente a este plano. Uma integração de (19) sobre todos os ângulos nos levará a encontrar que a radiação de uma carga relativística é fortemente polarizada no plano do movimento.

As propriedades formais das funções de Bessel modificadas mostram que a intensidade da radiação é desprezível para $\xi \gg 1$. Da equação (18) vemos que esta condição aparece nos ângulos grandes. Quanto maior a frequência, tanto menor o ângulo crítico além do qual a radiação será desprezível. Isto mostra que a radiação fica largamente confinada no plano que contém o movimento, sendo o confinamento tão mais estreito quanto maior for a frequência. Se ω fica muito grande, no entanto, será desprezível a energia total emitida nesta frequência. A frequência crítica ω_c além da qual será desprezível a radiação emitida sob qualquer ângulo, pode ser definida por $\xi = 1$ para $\theta = 0$ como

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \left(\frac{c}{\rho} \right) = \frac{3}{2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3 \frac{c}{\rho} \quad (20)$$

Para um movimento realmente circular, c/ρ representará uma frequência angular de rotação ω_0 , e mesmo para um movimento arbitrário ela desempenhará o papel de uma frequência fundamental. Isto motiva a definição de uma frequência harmônica crítica $\omega_c = n_c \omega_0$, com o número harmônico

$$n_c = 3/2(E/mc^2)^3 \quad (21)$$

segundo a qual a maior parte da energia será irradiada. Para frequências comparáveis à ω_c , a radiação estará confinada em ângulos da ordem de γ^{-1} . Para frequências menores (maiores) e espalhamento angular será maior (menor).

A frequência crítica ω_c pode ser relacionada à frequência de giro ω_B , definida em (2), identificando o produto desta e do seno do ângulo φ formado entre o vetor \vec{v} e o vetor \vec{B} à frequência fundamental de rotação, do que encontramos

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_B \operatorname{sen} \varphi \quad (22)$$

O ângulo referido acima é denominado *ângulo de pitch* e está ilustrado na Figura 6.

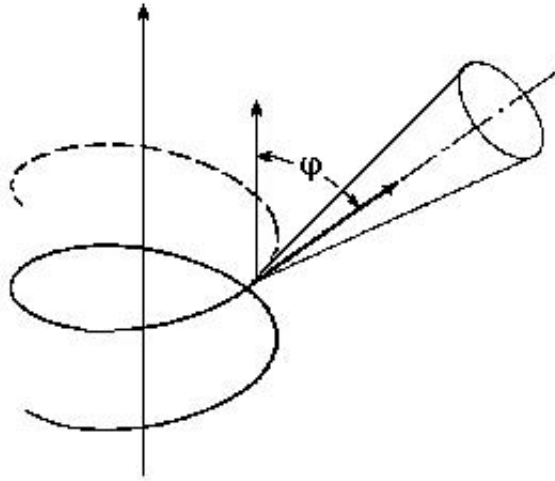


FIGURA 6: Ângulo de pitch da radiação sincrotrônica.

Podemos ainda estimar a duração de cada pulso de radiação, por exemplo. Observando que a abertura angular do feixe de radiação é da ordem de $2\gamma^{-1}$ a partícula percorrerá uma distância da ordem de

$$d = \frac{2\rho}{\gamma}$$

correspondente a um intervalo de tempo

$$\Delta t = \frac{\rho}{v} \frac{2}{\gamma}$$

durante o qual o observador estará recebendo a radiação, sendo v a velocidade da partícula e ρ o raio da órbita. Podemos estimar o intervalo Δt considerando um elemento de arco da trajetória. Neste intervalo, a borda frontal do pulso percorrerá uma distância dada aproximadamente por

$$D = c\Delta t = \frac{\rho}{\beta} \frac{2}{\gamma}$$

A borda posterior do pulso estará atrás da borda frontal por um pequeno intervalo de tempo

$$\frac{L}{c} = \frac{D - d}{c} = \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \frac{2\rho}{\gamma c} \simeq \frac{\rho}{c\gamma^3}$$

Identificando a quantidade c/ρ à frequência de giro multiplicada pelo fator $\sin \varphi$, obteremos para o intervalo de duração do *pulso*, aproximadamente

$$\Delta t' = \frac{1}{\gamma^3 \omega_B \sin \varphi} \quad (23)$$

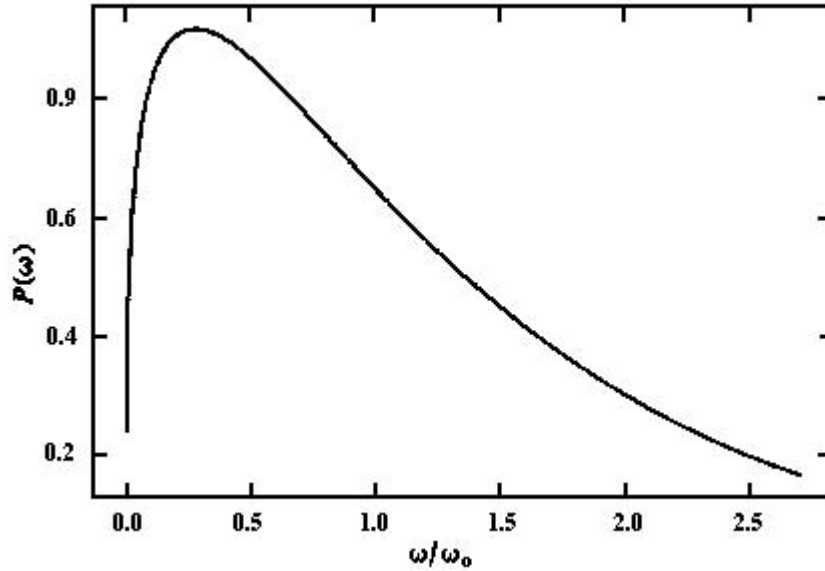


FIGURA 7: A função $F(x)$ de Pacholczyk. A potência irradiada por um único elétron é ilustrada como uma função da frequência angular [Pach 75, Ginz 65].

Por fim, a fórmula (19) deve ser integrada sobre todas as direções e polarizações para fornecer a potência total irradiada por um elétron, a qual designa-se $P(\omega)$. A integração sobre o cone de emissão de ângulo γ^{-1} , segundo o qual é emitida a maior parte da radiação, fornece os seguintes resultados para as componentes da potência emitida por unidade de frequência [West 59]:

$$P_{\perp}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \operatorname{sen} \varphi}{4\pi mc^2} [F(x) + G(x)] \quad (24)$$

$$P_{\parallel}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \operatorname{sen} \varphi}{4\pi mc^2} [F(x) - G(x)] \quad (25)$$

onde

$$F(x) \equiv x \int_x^{\infty} K_{5/3}(\zeta) d\zeta \quad (26)$$

$$G(x) \equiv x K_{2/3}(x) \quad (27)$$

sendo $x \equiv \omega/\omega_c$.

A potência total emitida por unidade de frequência para cada elétron é dada, então, pela soma das equações (24) e (25),

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \operatorname{sen} \varphi}{2\pi mc^2} F(x) \quad (28)$$

O comportamento da função $F(x)$ em função de $x = \omega/\omega_c$ é mostrado na Figura 7.

2.1.2 A Distribuição Espectral de um Ensemble de Elétons

A emissão sincrotrônica proveniente de distantes regiões com um campo magnético uniforme \vec{B} e extensão espacial L corresponde a emissão de elétrons sob o mesmo ângulo de pitch, essencialmente. Portanto, se o ensemble de elétrons é homogêneo e isotrópico, com uma distribuição por unidade de volume em função da energia dada por $N(E)dE$, no intervalo E a $E + dE$, a intensidade específica de emissão da região poderá ser expressa por

$$I(\nu) = \frac{L}{4\pi} \int_0^\infty N(E) P_\nu dE \quad (29)$$

Usando a equação (28) para expressar a distribuição de potência por elétron em função da frequência de vibração linear ν , obtemos:

$$I(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \text{ sen } \varphi L}{mc^2} \int_0^\infty N(E) \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^\infty K_{5/3}(\zeta) d\zeta dE \quad (30)$$

A função de distribuição $N(E)$, por sua vez, pode ser aproximada por meio de uma lei de potência de índice p , sobre um determinado intervalo de energias, isto é,

$$N(E)dE = N_0 E^{-p} dE \quad (E_1 < E < E_2) \quad (31)$$

De acordo com (30), no entanto, o fator de Lorentz γ aparece em (29) por meio de ν_c apenas. Este fato, por si só, é suficiente para derivar um importante resultado com relação ao espectro síncrotron. Usando a expressão para a energia total, $\gamma = E/mc^2$, de modo a eliminar-se o fator γ em (22), obtém-se

$$\nu_c = \mu E^2 \quad (32)$$

onde μ contém as constantes envolvidas na equação. Procedendo, então, à seguinte substituição na equação (29):

$$z = \frac{\nu}{\mu E^2}, \quad dE = -\frac{1}{2\sqrt{\mu}} \nu^{1/2} z^{-3/2} dz$$

obtem-se, omitindo fatores constantes, que

$$I(\nu) \propto \nu^{(1-p)/2} \int_{z_2}^{z_1} P(z) z^{(p-3)/2} dz \quad (33)$$

Os limites z_1 e z_2 correspondem aos limites E_1 e E_2 . Se eles forem suficientemente grandes pode-se aproximar $z_1 = 0$ e $z_2 = \infty$, de modo que (33) fique dada por

$$I(\nu) \propto \nu^{(1-p)/2} = \nu^{-\alpha} \quad (34)$$

Portanto, o espectro de energia dos elétrons relativísticos também é dado por uma lei de potências onde α e p estão relacionados por

$$p = 2\alpha - 1 \quad (35)$$

A hipótese de a lei de distribuição para os elétrons relativísticos ser dada por uma lei de potências tem consideráveis aplicações na radioastronomia, pois o rádio espectro de muitos objetos, tanto galácticos como extragalácticos, tem uma dependência dada nestes termos. Em função disso, conclui-se que os intervalos de energias dos elétrons, os quais contribuem significativamente para uma dada emissão sob uma frequência particular, dependem diretamente do *índice espectral* α , segundo (34). Usualmente esta relação de proporcionalidade é expressa em função do fluxo total, ou seja,

$$S(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad (36)$$

de modo que

$$\log S(\nu) = -\alpha \log \nu + \text{constante} \quad (37)$$

Logo, em um gráfico $\log S_\nu - \log \nu$ o índice espectral α será dado pelo coeficiente angular da reta plotada, sendo a intensidade específica e , conseqüentemente, o fluxo total da emissão tanto maiores quanto menor for o parâmetro α , para a mesma frequência ν .

2.1.3 A Influência do Meio

Os resultados descritos acima referem-se a processos ocorridos no vácuo. No entanto, a descrição anterior precisa ser revista ao levar-se em conta a presença de um meio magneto-iônico e sua influência sobre a radiação. Devido a absorção num plasma tênue a radiação síncrotron sob baixas frequências será afetada. Neste caso pode-se estimar um limite superior para a intensidade da radiação por meio da fórmula de Rayleigh-Jeans,

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 kT}{c^2} \quad (h\nu \ll kT) \quad (38)$$

onde kT mede a energia, por partícula, do gás emissor. Esta energia é dada justamente por γmc^2 , e da equação (32) temos que $\gamma \propto \nu^{1/2}$, contanto que a energia média dos elétrons corresponda um valor para a frequência próximo ao da frequência crítica. Concluimos disso, por meio da expressão (38), que

$$I_\nu \propto \nu^{5/2} \quad (39)$$

sob baixas frequências. Em comparação com a equação (34), a qual dá o comportamento da intensidade específica para as frequências altas, vê-se que o espectro da intensidade para as frequências baixas não depende do índice espectral α , definido em (35).

A Figura 8 mostra a dependência da intensidade em função da frequência para diferentes índices espectrais, ilustrando a dependência da intensidade específica da emissão com relação a α para as frequências altas.

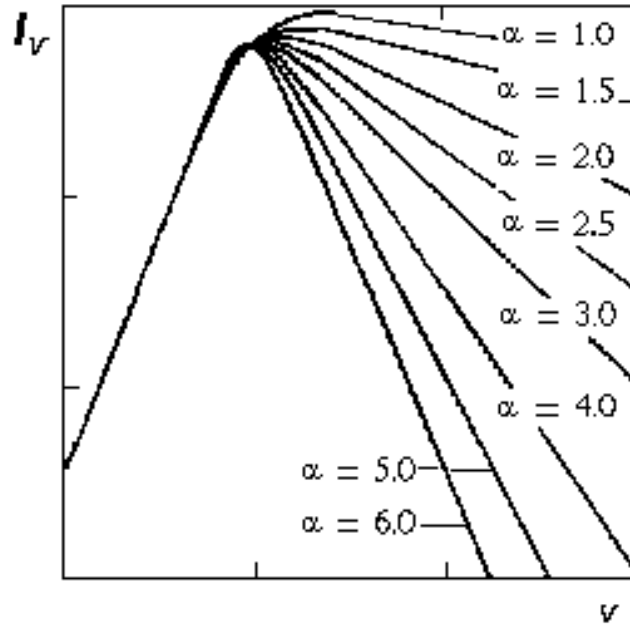


FIGURA 8: Gráfico ilustrando a variação da intensidade específica da radiação com a frequência dada uma distribuição em lei de potências dos elétrons [Pach 75].

Num tratamento rigoroso um coeficiente de emissão \mathcal{E}_ν e um coeficiente de absorção κ_ν são calculados; o primeiro por meio de uma estimativa exata baseada na expressão (30) [Pach 75], e o segundo levando-se em conta os processos de absorção e emissão estimulada dos fótons que interagem com as cargas no campo magnético [Rybi 79, Pach 75], os quais podem ser inter-relacionados por meio dos coeficientes de Einstein para os níveis de energia quânticos. Então, a influência da emissão e da absorção sobre a radiação total é determinada por meio de uma equação de transferência radiativa, a qual consiste numa expressão fenomenológica que fornece a variação espacial da intensidade específica em função da emissão e da absorção decorrente do amortecimento exponencial da radiação com a distância. A resolução desta equação diferencial recobra os resultados fornecidos em (34) e (39).

Observa-se que as regiões para as quais ocorre um grande amortecimento exponencial com a distância pela ação do meio condutor, as quais usa-se denominar *regiões óticamente espessas*, ocorrem sob baixas frequências, produzindo uma baixa frequência crítica do espectro. As regiões que ocorrem sob frequências mais altas são denominadas *regiões óticamente finas*, correspondendo ao espectro de emissão da radiação sincrotrônica para frequências acima de 600 MHz.

2.2 A Polarização da Radiação Síncrotrônica

2.2.1 Polarização linear e circular. Parâmetros de Stokes

Vimos que a radiação síncrotrônica é altamente direcional, ou seja, os elétrons emitem radiação apenas numa estreita faixa em torno de sua direção de movimento instantâneo. Desse modo, se o campo magnético for razoavelmente uniforme e alinhado, a radiação síncrotrônica normalmente se polarizará. Isto implica numa direção preferencial para as ondas eletromagnéticas. A polarização é a única característica da radiação síncrotrônica que possibilita identificar esse processo físico nas radiofontes.

O estado de polarização de uma onda eletromagnética é usualmente determinado pelos *parâmetros de Stokes*, propostos por G. G. Stokes, em 1852. Estes parâmetros são quadráticos na intensidade do campo e podem ser determinados através apenas de intensidades. As medidas determinam completamente o estado de polarização da onda.

Ondas eletromagnéticas planas, transversais e com variação harmônica no tempo são ditas, em função de sua propagação unidirecional, linearmente polarizadas, com vetor de polarização apontando na direção de propagação da onda. Duas destas ondas eletromagnéticas, com vetores de propagação linearmente independentes, podem ser combinadas vetorialmente para descrever uma onda plana homogênea mais geral,

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = (\hat{e}_1 \mathcal{E}_1 + \hat{e}_2 \mathcal{E}_2) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} \quad (40)$$

onde \hat{e}_1 e \hat{e}_2 são vetores unitários de polarização e as amplitudes \mathcal{E}_1 e \mathcal{E}_2 , números complexos. Levando estas grandezas complexas em (40), obtemos que o campo elétrico *real* será dado por

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = (\hat{e}_1 \mathcal{E}_{1\Re} + \hat{e}_2 \mathcal{E}_{2\Re}) \cos(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t) \mp (\hat{e}_1 \mathcal{E}_{1\Im} + \hat{e}_2 \mathcal{E}_{2\Im}) \sin(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t) \quad (41)$$

onde os índices \Re e \Im indicam as componentes real e imaginária do vetor campo elétrico, respectivamente. Há duas representações particulares para o vetor $\vec{E}(\vec{x}, t)$ que são convenientes.

A primeira pode ser obtida impondo que as amplitudes estejam *em fase*. Isto pode ser feito por meio de uma escolha apropriada das partes real e imaginária das mesmas. Fazendo $\mathcal{E}_{1\Im} = \mathcal{E}_{2\Im} = 0$ de modo que as amplitudes sejam puramente reais, obtemos

$$\begin{aligned} E_x(\vec{x}, t) &= \mathcal{E}_{1\Re} \cos(kz - \omega t) \\ E_y(\vec{x}, t) &= \mathcal{E}_{2\Re} \cos(kz - \omega t) \end{aligned} \quad (42)$$

Então, o vetor campo elétrico real fica expresso pela parte real de

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = (\hat{e}_1 \mathcal{E}_{1\Re} + \hat{e}_2 \mathcal{E}_{2\Re}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} \quad (43)$$

A representação em (42) e (43) corresponde a descrição de uma *onda linearmente polarizada* (Figura 9a).

Outra possível representação é obtida impondo-se que as amplitudes tenham *diferentes fases*. Isto pode ser feito por meio da escolha $\mathcal{E}_{2\Re} = \mathcal{E}_{1\Im} = 0$ e $\mathcal{E}_{1\Re} = \mathcal{E}_{2\Im} = \mathcal{E}_0$, por exemplo, de modo que a diferença de fase seja de 90° , com o que ficamos

$$\begin{aligned}\vec{E}_x(\vec{x}, t) &= \mathcal{E}_0 \cos(kz - \omega t) \\ \vec{E}_y(\vec{x}, t) &= \mp \mathcal{E}_0 \sin(kz - \omega t)\end{aligned}\quad (44)$$

O vetor campo elétrico real pode, então, ser escrito da parte real de

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \mathcal{E}_0(\hat{\epsilon}_1 \pm i\hat{\epsilon}_2)e^{i(\vec{k}\cdot\vec{x} - \omega t)} \quad (45)$$

onde \mathcal{E}_0 é a amplitude real comum as duas ondas componentes. Num ponto fixo do espaço os campos dados pelas componentes da equação (45) têm o vetor elétrico de módulo constante girando num círculo, com uma frequência ω , conforme está na Figura 9b. Com o sinal positivo da equação (45), a rotação se dá no sentido anti-horário, quando o observador está de frente para a onda que se aproxima. Diz-se que esta onda tem *helicidade positiva*. Com o sinal negativo da mesma equação, a rotação se dá no sentido horário. Diz-se, então, que a onda tem *helicidade negativa*. Tal representação corresponde a descrição de uma *onda circularmente polarizada*.

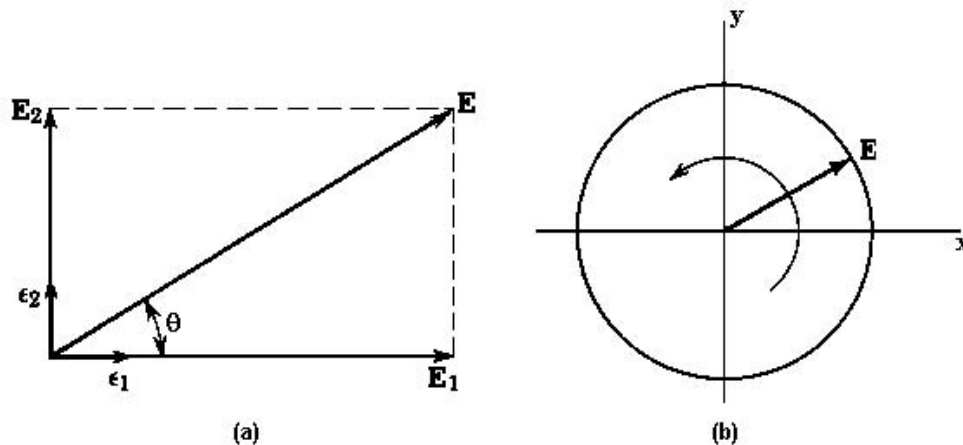


FIGURA 9: Polarização linear e circular

É importante observar que os vetores de polarização $(\hat{\epsilon}_1 + i\hat{\epsilon}_2)$ e $(\hat{\epsilon}_1 - i\hat{\epsilon}_2)$ também formam, assim como $\hat{\epsilon}_1$ e $\hat{\epsilon}_2$, uma base vetorial adequada para a descrição dos campos de polarização. De (45) conclui-se, então, que duas ondas circularmente polarizadas e com helicidades opostas formam um conjunto de campos básicos que também são aceitáveis para a descrição de um estado geral de polarização. Introduzindo os vetores unitários ortogonais

$$\hat{\epsilon}_R = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\epsilon}_1 + i\hat{\epsilon}_2)$$

$$\hat{\epsilon}_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\epsilon}_1 - i\hat{\epsilon}_2) \quad (46)$$

tem-se que uma representação geral, equivalente a (40), é dada por

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = (\hat{\epsilon}_R \mathcal{E}_R + \hat{\epsilon}_L \mathcal{E}_L) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} \quad (47)$$

onde \mathcal{E}_R e \mathcal{E}_L são amplitudes complexas.

Por meio da representação (47) obtém-se, da mesma forma que obtido por meio da representação (40) para a base $(\hat{\epsilon}_1, \hat{\epsilon}_2)$, os casos particulares referentes à polarização linear em (43) e à polarização circular em (45), a partir de escolhas apropriadas das componentes real e imaginária das amplitudes complexas, por meio de um desenvolvimento análogo ao feito na equação (41) para a base vetorial $(\hat{\epsilon}_R, \hat{\epsilon}_L)$. Em (47), se \mathcal{E}_R e \mathcal{E}_L têm módulos diferentes, mas a mesma fase, a onda será elipticamente polarizada com os eixos da elipse nas direções de $\hat{\epsilon}_1$ e $\hat{\epsilon}_2$. A razão entre o semi-eixo maior e o semi-eixo menor é $|(1+r)/(1-r)|$, onde $E_-/E_+ = r$. Quando as amplitudes têm entre elas uma diferença de fase, a razão E_-/E_+ é igual a $r \exp i\alpha$, e pode-se mostrar que a elipse gerada pelo vetor \vec{E} tem os seus eixos deslocados de um ângulo $(\alpha/2)$ (Figura 10). Para $r = \pm 1$ recai-se no caso da onda linearmente polarizada [Jack 75].

Para obtermos maior generalidade precisamos ainda introduzir uma informação sobre as fases das ondas componentes, bem como considerarmos diferentes amplitudes para as ondas no caso da polarização circular. Isto pode ser feito multiplicando as componentes por um fator de fase e um fator de módulo. Para esta última representação define-se cada coeficiente escalar em (40) e (47) como:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= E_1 e^{i\delta_1}, \mathcal{E}_2 = E_2 e^{i\delta_2} \\ \mathcal{E}_R &= E_R e^{i\delta_R}, \mathcal{E}_L = E_L e^{i\delta_L} \end{aligned} \quad (48)$$

Em ambos os casos, as componentes reais do vetor campo elétrico poderão ser escritas como

$$\begin{aligned} E_x &= E_a \cos(kz - \omega t + \delta_a) \\ E_y &= E_b \cos(kz - \omega t + \delta_b) \end{aligned} \quad (49)$$

onde

$$\delta_a - \delta_b = \delta \quad (50)$$

é a diferença de fase entre as ondas, que tem vetores de polarização perpendiculares, e se propagam na direção positiva do eixo z, dado um sistema de coordenadas retangulares. Os índices a e b denotam um dos pares de índices 1,2 ou R,L referentes as componentes de amplitude de polarização linear ou circular, respectivamente, definidas em (53). O caminho descrito pelo vetor campo elétrico, projetado no plano xy , quando as ondas polarizadas (linearmente ou circularmente) se somam vetorialmente pode ser obtido eliminando a fase das ondas por meio de

$$\tau = kz - \omega t \quad (51)$$

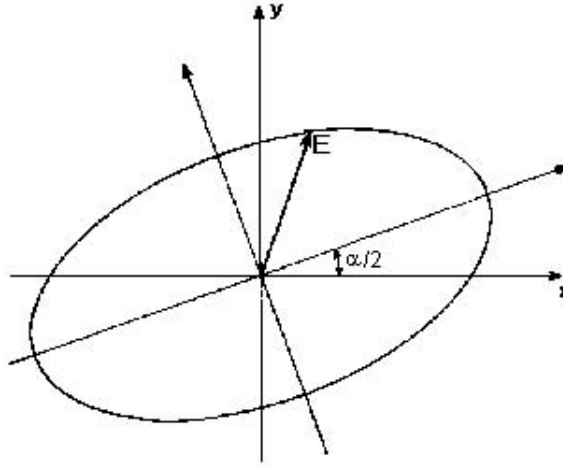


FIGURA 10: Vetor campo elétrico elípticamente polarizado.

Reescrevendo as duas equações (49) como

$$\begin{aligned}\frac{E_x}{E_a} &= \cos \tau \cos \delta_a - \sin \tau \sin \delta_a \\ \frac{E_y}{E_b} &= \cos \tau \cos \delta_b - \sin \tau \sin \delta_b\end{aligned}\tag{52}$$

temos que

$$\begin{aligned}\frac{E_x}{E_a} \sin \delta_b - \frac{E_y}{E_b} \sin \delta_a &= \cos \tau \sin (\delta_b - \delta_a) \\ \frac{E_x}{E_a} \cos \delta_b - \frac{E_y}{E_b} \cos \delta_a &= \sin \tau \sin (\delta_b - \delta_a)\end{aligned}$$

Elevando estas equações ao quadrado e somando-as obtemos

$$\left(\frac{E_x}{E_a}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_b}\right)^2 - 2 \frac{E_x E_y}{E_a E_b} \cos \delta = \sin^2 \delta\tag{53}$$

a qual consiste numa equação quadrática com discriminante não negativo. A equação (53) representa a equação de uma elipse com eixos, em geral, não coincidentes com os eixos x e y , sendo E_a e E_b os comprimentos dos semi-eixos. Logo, o campo ondulatório resultante da combinação linear das ondas que se propagam na direção dos vetores básicos (\hat{e}_1, \hat{e}_2) ou (\hat{e}_R, \hat{e}_L) é dito *elípticamente polarizado*, pois seu vetor campo elétrico percorrerá uma trajetória elíptica, conforme a Figura 10.

Podemos observar que a introdução dos fatores de fase e módulo por meio da equação (48) tende, pela introdução das fases, a levar o vetor campo elétrico polarizado linearmente a percorrer uma trajetória elíptica em vez de linear, e o vetor campo elétrico polarizado circularmente a ter alterada a posição angular dos semi-eixos da elipse; e pela introdução dos módulos, a alterar a excentricidade da elipse. Estas observações decorrem todas da equação (53) para escolhas particulares dos módulos e das fases. A fração de polarização de uma onda eletromagnética plana ficará determinada se a onda puder ser escrita sob a forma

da equação (40) ou da equação (47), com os coeficientes conhecidos ($\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$) ou ($\mathcal{E}_R, \mathcal{E}_L$).

Em radioastronomia o que se busca é determinar, a partir de observações sobre o feixe, qual o estado de polarização com todas as suas peculiaridades (módulos e fases). Um instrumento útil para este fim são os parâmetros de Stokes, os quais podem ser introduzidos pela observação de que, numa onda propagando-se na direção z , os produtos escalares

$$\hat{\epsilon}_1 \cdot \vec{E}, \quad \hat{\epsilon}_2 \cdot \vec{E}, \quad \hat{\epsilon}_R^* \cdot \vec{E}, \quad \hat{\epsilon}_L^* \cdot \vec{E} \quad (54)$$

são as amplitudes da radiação com polarização linear na direção x , polarização linear na direção y , helicidade positiva e helicidade negativa, respectivamente. Os quadrados destas amplitudes dão uma medida da intensidade de cada tipo de polarização. A informação referente às fases é obtida por meio dos produtos vetoriais. Em termos da base ($\hat{\epsilon}_1, \hat{\epsilon}_2$) da polarização linear, os parâmetros de Stokes são

$$\begin{aligned} I &= |\hat{\epsilon}_1 \cdot \vec{E}|^2 + |\hat{\epsilon}_2 \cdot \vec{E}|^2 = E_1^2 + E_2^2 \\ Q &= |\hat{\epsilon}_1 \cdot \vec{E}|^2 - |\hat{\epsilon}_2 \cdot \vec{E}|^2 = E_1^2 - E_2^2 \\ U &= 2 \operatorname{Re} [(\hat{\epsilon}_1 \cdot \vec{E})^* (\hat{\epsilon}_2 \cdot \vec{E})] = 2E_1 E_2 \cos(\delta_2 - \delta_1) \\ V &= 2 \operatorname{Im} [(\hat{\epsilon}_1 \cdot \vec{E})^* (\hat{\epsilon}_2 \cdot \vec{E})] = 2E_1 E_2 \operatorname{sen}(\delta_2 - \delta_1) \end{aligned} \quad (55)$$

Quando se usa a base ($\hat{\epsilon}_r, \hat{\epsilon}_l$) da polarização circular, as definições ficam

$$\begin{aligned} I &= |\hat{\epsilon}_r^* \cdot \vec{E}|^2 + |\hat{\epsilon}_l^* \cdot \vec{E}|^2 = E_R^2 + E_L^2 \\ Q &= 2 \operatorname{Re} [(\hat{\epsilon}_r^* \cdot \vec{E})(\hat{\epsilon}_l^* \cdot \vec{E})] = 2E_R E_L \cos(\delta_2 - \delta_1) \\ U &= 2 \operatorname{Im} [(\hat{\epsilon}_r^* \cdot \vec{E})(\hat{\epsilon}_l^* \cdot \vec{E})] = 2E_R E_L \operatorname{sen}(\delta_2 - \delta_1) \\ V &= |\hat{\epsilon}_R^* \cdot \vec{E}|^2 - |\hat{\epsilon}_L^* \cdot \vec{E}|^2 = E_R^2 - E_L^2 \end{aligned} \quad (56)$$

O parâmetro I mede a intensidade relativa da onda, nos dois casos. O parâmetro Q dá a preponderância da polarização linear em x sobre a polarização linear em y , enquanto que U e V , na base linear, dão informações sobre a fase. Em (56), V é a diferença entre as intensidades relativas das helicidades positiva e negativa, enquanto que na mesma base, Q e U referem-se às fases [Jack 75].

Os parâmetros de Stokes não são independentes, uma vez que satisfazem à seguinte relação

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (57)$$

2.2.2 Ondas Quase-Monocromáticas

Os feixes de radiação, mesmo quando suficientemente monocromáticos, são constituídos na realidade pela superposição de trens de onda finitos. Pelo teorema de Fourier, portanto, contém um intervalo de frequências e não são completamente

monocromáticos. Se o sinal for limitado a um intervalo de frequências $\Delta\nu$, o qual é pequeno quando comparado a frequência média de vibração $\bar{\nu}$, isto é,

$$\Delta\nu/\bar{\nu} \ll 1 \quad (58)$$

então a radiação será dita *quase-monocromática* e poderá ser estimada sobre um intervalo de tempo grande, quando comparado à frequência, por meio da expressão

$$I(P) = \langle \vec{E}(P, t) \vec{E}^*(P, t) \rangle \quad (59)$$

onde os parênteses quebrados indicam média temporal. A equação (59) é a intensidade observável da radiação e pode ser interpretada como o fluxo médio do vetor de Poynting, tomado sobre o intervalo de tempo relativamente grande.

Seja, então, uma onda monocromática de frequência $\bar{\nu}$ propagando-se na direção z :

$$E_x(t) = a_1(t)e^{i[\phi_1(t) - 2\pi\bar{\nu}t]} \quad E_y(t) = a_2(t)e^{i[\phi_2(t) - 2\pi\bar{\nu}t]} \quad (60)$$

onde E_x e E_y são os "sinais analíticos" associados às componentes reais da onda elétrica, e $a_1(t)$ e $a_2(t)$ as amplitudes complexas definidas em (48), de acordo com o tipo de polarização (linear ou circular). Se a componente y estiver com um atraso de fase ε com relação à componente x , então o vetor campo elétrico na direção θ será dado por

$$\vec{E}(t; \theta, \mathcal{E}) = E_x \cos \theta + E_y e^{i\varepsilon} \sin \theta \quad (61)$$

e a intensidade neste ângulo de polarização ficará

$$\begin{aligned} I(\theta, \mathcal{E}) &= \langle \vec{E}(t; \theta, \mathcal{E}) \vec{E}^*(t; \theta, \mathcal{E}) \rangle \\ &= J_{xx} \cos^2 \theta + J_{yy} \sin^2 \theta + J_{xy} e^{-i\varepsilon} \cos \theta \sin \theta + J_{yx} e^{i\varepsilon} \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (62)$$

cujo os elementos J_{xx} , J_{yy} , J_{xy} , J_{yx} podem ser dispostos numa matriz 2×2 da seguinte forma:

$$J = \begin{pmatrix} \langle \vec{E}_x \vec{E}_x^* \rangle & \langle \vec{E}_x \vec{E}_y^* \rangle \\ \langle \vec{E}_y \vec{E}_x^* \rangle & \langle \vec{E}_y \vec{E}_y^* \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle a_1^2 \rangle & \langle a_1 a_2 e^{i(\phi_1 - \phi_2)} \rangle \\ \langle a_1 a_2 e^{-i(\phi_1 - \phi_2)} \rangle & \langle a_2^2 \rangle \end{pmatrix} \quad (63)$$

a qual é designada *matriz de coerência* da onda quase-monocromática.

Usando a desigualdade de Schwarz temos

$$|J_{xy}| \leq |J_{xx}| |J_{yy}|$$

de modo que

$$|J| = J_{xx} J_{yy} - J_{xy} J_{yx} \geq 0 \quad (64)$$

As propriedades da polarização podem, então, ser completamente descritas por meio de escolhas adequadas dos módulos e das fases das componentes da matriz de correlação acima. Para uma onda linearmente polarizada, por exemplo,

teremos $\delta = m\pi$ ($m = 0, \pm 1, \dots$) de modo que a matriz de coerência será escrita como

$$J = \begin{pmatrix} a_1^2 & a_1 a_2 e^{i\delta} \\ a_1 a_2 e^{-i\delta} & a_2^2 \end{pmatrix}$$

Para uma onda circularmente polarizada, teremos $a_1 = a_2$ e $\phi_1 - \phi_2 = \pm\pi/2$ de modo que a matriz de coerência será dada por

$$J = \frac{1}{2}I \begin{pmatrix} 1 & \pm i \\ \mp i & 1 \end{pmatrix}$$

Em particular, faremos aqui a descrição da polarização em termos dos parâmetros circulares. Escrevemos, então, os parâmetros de Stokes de uma onda quase monocromática como uma generalização das expressões (56):

$$\begin{aligned} I &= \langle E_R^2(t) \rangle + \langle E_L^2(t) \rangle \\ Q &= 2\langle E_R(t)E_L(t) \cos(\delta_2 - \delta_1) \rangle \\ U &= 2\langle E_R(t)E_L(t) \sin(\delta_2 - \delta_1) \rangle \\ V &= \langle E_R^2(t) \rangle - \langle E_L^2(t) \rangle \end{aligned} \quad (65)$$

Comparando estas expressões com (63) vê-se que os parâmetros de Stokes e a matriz de coerência são intimamente relacionados pelas expressões

$$\begin{aligned} I &= J_{xx} + J_{yy} \\ Q &= J_{xy} + J_{yx} \\ U &= i(J_{yx} - J_{xy}) \\ V &= J_{xx} - J_{yy} \end{aligned} \quad (66)$$

as quais podem ser invertidas, fornecendo

$$\begin{aligned} J_{xx} &= 1/2(I + V) \\ J_{yy} &= 1/2(I - V) \\ J_{xy} &= 1/2(Q + iU) \\ J_{yx} &= 1/2(Q - iU) \end{aligned} \quad (67)$$

Para ondas parcialmente polarizadas, se reescrevermos a equação (64) em termos dos parâmetros de Stokes, obteremos

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2 \quad (68)$$

em vez de (57), que é válida para ondas estritamente monocromáticas.

2.2.3 Grau de polarização

Uma importante propriedade dos campos ondulatórios, em geral, é que eles podem ser expressos pela superposição de campos independentes. Por independente entende-se não haver relações fixas entre as fases das ondas componentes,

e além disso, sobre uma escala de tempo significativa, as fases relativas podem ser consideradas como randomicamente e uniformemente distribuídas sobre o intervalo $[0, 2\pi]$. Logo, um campo ondulatório quase-monocromático parcialmente polarizado pode ser considerado, por exemplo, como a superposição de um campo completamente polarizado e um campo completamente não polarizado, de modo que esta composição seja única [Rybi 79].

Uma consequência importante da equação (68) é que podemos definir o *grau de polarização* da radiação em termos da razão entre a intensidade da parte polarizada e a intensidade total, segundo a expressão

$$\Pi \equiv \frac{I_{pol}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (69)$$

a qual é usualmente dada em termos de porcentagens. Uma vez que os parâmetros de Stokes podem ser expressos, de acordo com (66), como a soma ou diferença das componentes da matriz de coerência, os parâmetros de Stokes dos diversos campos ondulatórios poderão ser obtidos a partir da soma dos parâmetros de Stokes dos campos independentes.

No caso da radiação sincrotrônica tratada aqui, a radiação de uma única carga é elipticamente polarizada. Para uma distribuição de partículas que varie suavemente com o ângulo de pitch, no entanto, as componentes elípticas da polarização se cancelarão, em função da distribuição simétrica no cone de radiação. Portanto, a radiação será polarizada linearmente parcialmente, para o que teremos $V = 0$. Tal radiação pode ser analisada usando um filtro polarizador linear (ou dipolo de antena), o qual seleciona a componente do campo elétrico em uma direção. A medida consiste em girar o filtro até que o valor máximo da intensidade seja encontrado. O valor máximo I_{max} ocorrerá quando o filtro estiver alinhado com o plano de polarização e o valor mínimo quando o filtro estiver alinhado perpendicularmente ao plano de polarização. A intensidade não polarizada contribuirá apenas sobre uma metade da intensidade medida, uma vez que a intensidade *total* será tomada sobre duas direções perpendiculares. Portanto, os valores máximo e mínimo da intensidade serão dados por

$$I_{max} = \frac{1}{2}I_{\tilde{n}pol} + I_{pol} \quad (70)$$

$$I_{min} = \frac{1}{2}I_{\tilde{n}pol} \quad (71)$$

onde

$$I_{\tilde{n}pol} = I - \sqrt{Q^2 + U^2}$$

$$I_{pol} = \sqrt{Q^2 + U^2}$$

Da equação (69) obtém-se, finalmente,

$$\Pi = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (72)$$

A radiação sincrotrônica pode ser perfeitamente caracterizada por meio de suas potências por unidade de frequência $P_{\parallel}(\omega)$ e $P_{\perp}(\omega)$ nas direções paralela e

perpendicular à projeção do campo magnético no plano do céu. Substituindo, então, as equações (24), (25) em (72) obtemos o grau de polarização linear para as partículas com energia E :

$$\Pi(\omega) = \frac{P_{\perp}(\omega) - P_{\parallel}(\omega)}{P_{\perp}(\omega) + P_{\parallel}(\omega)} = \frac{G(x)}{F(x)} \quad (73)$$

A polarização obtida pela integração sobre as freqüências fornece um valor igual a 75% da polarização total [Patch 75].

Para partículas com uma distribuição de energias dada em lei de potências, equação (31), pode-se mostrar que o grau de polarização é dado por [Patch 75]

$$\Pi = \frac{p + 1}{p + \frac{7}{3}} \quad (74)$$

Para valores típicos de p ($p=2$ a 4), $\Pi \simeq 0.75$.

2.3 Rotação de Faraday e a Depolarização

2.3.1 O Efeito Faraday de Rotação

Do que foi exposto na seção 2.2.3, o que se espera é que a emissão sincrotrônica seja polarizada linearmente parcialmente. Para um campo ondulatório que se propague no vácuo, uma determinação do ângulo de polarização da emissão sincrotrônica resulta imediatamente na orientação da sua componente de campo magnético transversal a linha de visada, no plano do céu. Entretanto, na prática a situação não é tão simples, pois o plano de polarização pode ser girado durante a propagação por "efeito Faraday".

Uma onda linearmente polarizada pode ser decomposta em duas outras circularmente polarizadas, com helicidades opostas, conforme o exposto na subseção 2.2.1. Se a onda encontra um meio magneto-iônico enquanto propaga-se, estas duas componentes circularmente polarizadas apresentarão velocidades de fase diferentes no meio, o que efetivamente fará seu plano de polarização girar por uma determinada quantidade. A fim de estimar-se este valor define-se uma polarização linear complexa P como $pe^{2i\chi}$, onde p e χ são o grau e o ângulo de polarização, respectivamente, de modo que a quantidade com que o plano de polarização é girado seja dada por

$$\chi = \alpha(\vec{r}) + \phi(\vec{r})\lambda^2 \quad (75)$$

onde $\alpha(\vec{r})$ é o ângulo intrínseco de polarização e

$$\phi(\vec{r}) = 8.1 \times 10^5 \int_0^r n_e \vec{B}_{\parallel} d\vec{l} \quad (76)$$

é a profundidade de Faraday do ponto \vec{r} com relação a um observador na origem. Nas equações (75) e (76) n_e é a densidade eletrônica em cm^{-3} , λ é o comprimento de onda em metros, B_{\parallel} é a componente do campo magnético ao longo da linha de visada, em gauss, e l é o comprimento do caminho em parsecs.

Um valor positivo de ϕ indica que a componente do campo magnético ao longo da linha de visada é dirigida em relação ao observador. Se a medida de rotação foi determinada para uma fonte, a quantidade com que o plano de polarização foi girado a qualquer frequência pode ser predita e os ângulos de polarização medidos e corrigidos para dar o ângulo de posição intrínseco sob a emissão, e, conseqüentemente, a orientação da componente de campo magnético transversal à linha de visada. Na prática, frequentemente as porcentagens de polarização linear medidas são consideravelmente menores do que o sugerido pela equação (75). Isto pode ser devido a vários fatores, instrumentais ou físicos. Primeiramente, se a rotação de Faraday é grande o bastante o plano de polarização da componente linearmente polarizada pode girar significativamente através do intervalo de frequência observado, reduzindo o aparente grau de polarização. A largura finita do feixe de um radiotelescópio também pode causar efeito semelhante se a orientação da componente transversal do campo magnético muda em uma escala menor do que a do feixe do telescópio ou um número de regiões de emissão com diferentes planos de polarização existam simultaneamente dentro do feixe, o que ocorre quando o campo é turbulento. Neste caso, a medida de rotação χ varia ao longo do feixe do telescópio, de modo a adicionar-se vetorialmente sinais polarizados que foram girados por quantidades diferentes. A esta redução das quantidades de emissão polarizada denomina-se *depolarização de Faraday*.

BURN [Burn 66] sugeriu que a depolarização observada nas radiofontes seria devido a rotação de Faraday ocorrida dentro ou nos arredores das próprias fontes. Sendo assim, definiu a *função de dispersão de Faraday* como

$$F(\phi) = E(\phi)P(\phi) \quad (77)$$

onde $E(\phi)$ é a fração da radiação com profundidade de Faraday ϕ definida em (76), e $P(\phi)$, a polarização intrínseca. Sendo assim, pode-se então obter uma relação transformada de Fourier,

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\phi)e^{2i\phi\lambda^2} d\phi \quad (78)$$

que convém inverter, de modo a obter-se a função de dispersão de Faraday por meio da seguinte relação,

$$F(\phi) = \pi^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\lambda^2)e^{-2i\phi\lambda^2} d(\lambda^2) \quad (79)$$

Entretanto, para avaliar-se a integral em (79) é necessário conhecer $P(\lambda^2)$ para $\lambda^2 < 0$ e esta não é uma quantidade observável. A inversão de (78) é, no entanto, possível sob a condição

$$\alpha(\phi) = \text{constante} \quad (80)$$

,ou seja, o ângulo de polarização intrínseco da radiação deve ser independente da profundidade de Faraday. Também, para um grande número de amostra de fontes deve existir aproximadamente igual número de fontes com campo magnético em ambos os sentidos. Estas propriedades permitem prever o comportamento de $P(-\lambda^2)$, a partir de $P(\lambda^2)$, tornando possível a inversão da equação (78).

Para $\chi \propto \lambda^2$ com $\lambda^2 > 0$ e $\lambda^2 < 0$ pode-se escrever

$$\chi(\lambda^2) = \rho\lambda^2 \quad (81)$$

onde ρ é a medida de rotação da fonte, do que se exige que a função de dispersão, $F(\phi)$, seja simétrica sobre alguma medida de rotação. Isto obtém-se substituindo (81) em (78),

$$F(\phi - \rho) = F^*(\rho - \phi) \quad (82)$$

Das relações (79) e (82) é então possível calcular a função de dispersão de Faraday diretamente a partir da polarização observada através da equação

$$F(\phi) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \text{Re}[P(\lambda^2)e^{2i\phi\lambda^2}]d\lambda^2 \quad (83)$$

2.3.2 Efeito Faraday Interno

Um caso de depolarização que é particularmente relevante com relação às observações da difusa emissão de fundo galáctica ocorre quando a emissão sincrotrônica e o plasma que causa rotação de Faraday coexistem. Até mesmo se o campo magnético na região é uniforme, o plano de polarização da radiação da parte posterior da região pode ser girado por um ângulo grande antes de emergir de sua face frontal, resultando em grande depolarização da emissão total da região. Este efeito, frequentemente conhecido por depolarização "front-back", foi considerado por Burn [Burn 66], que mostrou que para o caso de uma geometria simples (uniform slab) com emissão uniforme, profundidade L e campo magnético regular com uma componente B_{\parallel} ao longo da linha de visada e um plasma térmico de densidade eletrônica n_e , o grau observado de polarização P_λ é dado por

$$P(\lambda) = \frac{P_0 \text{sen}(\chi\lambda^2)}{\chi\lambda^2} \quad (84)$$

de modo que o ângulo de posição χ gira em função de λ^2 na região $0 \leq \chi \leq \pi/2$ e, então, muda regularmente apresentado uma variação "sawtooth" (Laing 1984). Em geometrias mais realistas, P_λ não tem zeros e o ângulo de polarização terá uma rotação, em função de λ^2 , de no máximo 90° .

2.3.3 Efeito Faraday Externo

Os efeitos de flutuação do campo magnético das radiofontes sobre a polarização intrínseca das mesmas são interpretadas como o indício do estado de movimento turbulento de um gás externo a fonte, que produz efeitos Faraday ao amplificar o campo magnético acelerando as partículas relativísticas. A ação deste meio Faraday irregular pode ser aproximada por meio de um conjunto de células definidas pela escala e dimensões de microturbulência do gás. Neste caso haverá o que usualmente se denomina *depolarização celular* [Burn 66].

A existência de uma estrutura em pequena escala do campo magnético, em um meio Faraday ativo, é relevante para produzir rotação e depolarização. Numa situação ideal o meio é composto por células de tamanho e densidade eletrônica uniformes, e apresenta uma orientação randômica para as linhas de campo magnético. As medidas de rotação observadas ao longo da linha de visada são geradas por um processo estatístico, de modo que o grau de polarização em relação ao comprimento de onda é governado pela seguinte proporcionalidade [Burn 66]:

$$P(\lambda^2) \propto \exp(-\lambda^4) \quad (85)$$

para radiofontes com depolarização externa ao plasma que emite radiação sincrotrônica. Neste caso, a largura da função gaussiana de dispersão é inversamente proporcional a dispersão estatística dos valores do produto $n_e \vec{B}$ que caracterizam cada célula.

2.3.4 A Depolarização

A depolarização como função do comprimento de onda depende da função $F(\phi)$ definida em (79). No entanto, como foi mencionado esta função não pode ser deduzida diretamente da observação. Em vez disso busca-se estimar a grandeza observável designada por DP , que é a quantidade que fornece a razão entre as porcentagens de polarização fracional medidas para dois comprimentos de onda diferentes:

$$DP = \frac{m_{\lambda_2}}{m_{\lambda_1}} \quad (86)$$

onde m refere-se a medida de polarização fracional definida em (69). Assumindo uma distribuição gaussiana para $F(\phi)$, com desvio padrão Δ , a depolarização DP pode ser estimada com base em (85) e (86), do que se obtém

$$DP = \exp[-2k^2\Delta^2(\lambda_1^4 - \lambda_2^4)/(1+z)^4] \quad (87)$$

onde o produto $-2k^2\Delta^2$ está associado a variância da gaussiana sugerida em (85), com Δ e ϕ definidas em $cm^{-3}\mu G pc$. Nestas unidades $k = 0.81$, de modo que

$$\Delta = 22(1+z)^2(-\ln DP)^{1/2} \quad (88)$$

A grandeza Δ é usualmente referenciada como *a medida de dispersão do espectro de polarização*. Uma medida comum para a depolarização é tomada muitas vezes em relação ao comprimento de onda característico $\lambda_{1/2}$, para o qual a medida de polarização cai pela metade de seu valor máximo. Neste caso a dispersão fica dada por

$$\Delta = 0.73/\lambda_{1/2}^2 \quad (89)$$

As relações (34) e (35), ou (36), fornecem assim um perfil da função $F(\phi)$.

2.3.5 A Assimetria da Depolarização

Trabalhos recentes sobre radiofontes duplas com jatos unilaterais tem mostrado grande assimetria na depolarização proveniente do lobo e contra-lobo [Lain 88, Garr 88]. De um modo sistemático tem-se constatado que o lado do contra-jato depolariza mais do que o lado do jato. Uma assimetria também tem sido verificada no índice espectral destas rádio estruturas, onde os contra-lobos apresentam um espectro mais acentuado [Garr90b, Liu 91].

Na Figura 11 valores da dispersão Δ para a radiação proveniente do lado do jato e do contra-jato são mostrados para uma amostra de 69 radiofontes [Garr 90b]. A assimetria na depolarização consiste no maior número de pontos acima da linha bisetritz do gráfico, para o qual 49 fontes mostraram uma maior depolarização sobre o lado do contra-jato.

O efeito descrito acima é denominado *efeito Laing-Garrington*, e tem sido interpretado como um efeito de orientação do eixo rádio em relação à linha de visada, associado a distribuição irregular de um gás ionizado que se sobrepõe às estruturas estendidas das radiofontes. A radiação proveniente do lado do jato, por estar apontando para o observador, sofreria uma amplificação por efeito Doppler relativístico, motivo pelo qual o jato se mostraria bem visível. Ao contrário, o contra-jato quase não seria detectado para a maioria das radiogaláxias em função de sua emissão ser muito fraca, embora haja uns poucos exemplos onde isto ocorra (*Cygnus A*). Deste modo, a radiação proveniente do lado do contra-jato, estando a uma profundidade maior de material depolarizante, sofreria mais rotação de Faraday e depolarização.

Estudos recentes sobre fontes do tipo *Compact Steep Spectrum* (CSS) [Lud 97a,97b], as quais consistem em radiogaláxias e quasares de dimensões lineares sub-galácticas, associa os efeitos Faraday relacionados à depolarização assimétrica dos lados do jato e contra-jato a um ambiente magneto-iônico externo com distribuição simétrica de densidade. Este meio depolarizante externo, segundo uma função estrutural particular das profundidades Faraday, explicaria o efeito Laing-Garrington nesta classe de objetos, sugerindo um mecanismo comum de produção de efeitos Faraday para fontes mais estendidas.

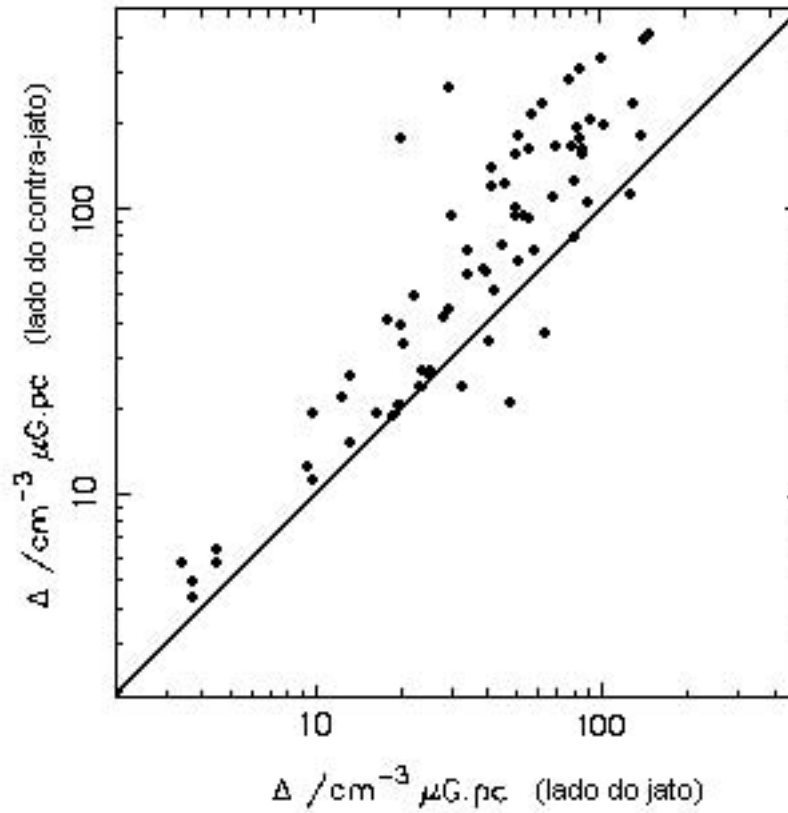


FIGURA 11: Gráficos das medidas de dispersão de Faraday para uma amostra de 69 radiofontes. O maior número de pontos sobre a reta do gráfico mostra a predominância da depolarização do lado do contra-jato sobre o lado do jato.

Alguns resultados importantes também fazem referência as relações entre a dispersão de Faraday, o redshift e a dimensão linear de radiofontes duplas [Garr 90b], de modo que a dispersão de Faraday do lado do contra-jato, Δ_{cj} , aumenta com o redshift, diminuindo com a dimensão linear da fonte.

2.4 As Radiofontes em Estudo

Duas radiofontes estendidas do tipo FR II são estudadas aqui, estando uma delas associada a um quasar e outra a uma radiogaláxia. Ambas as fontes apresentam características estruturais típicas de fontes Fanaroff-Ryle do tipo II, segundo o padrão sugerido pelo diagrama PD apresentado na seção 1.1.

3C275.1. Este quasar situa-se no centro de um aglomerado com forte emissão em raios X e tem sido interpretado, por meio de análises espectroscópicas, em termos de um cooling flow [Hes 96]. Imagens óticas e em [OII] λ 3737 [Hipp 96]

mostram uma nebulosidade que se sobrepõe a região do contra-lobo em espectros rádio; observações realizadas em 20 e 6 cm revelam uma assimetria significativa na depolarização do contra-jato com relação ao lado do jato, bem como no índice espectral [Garr 91b] (Figura 12).

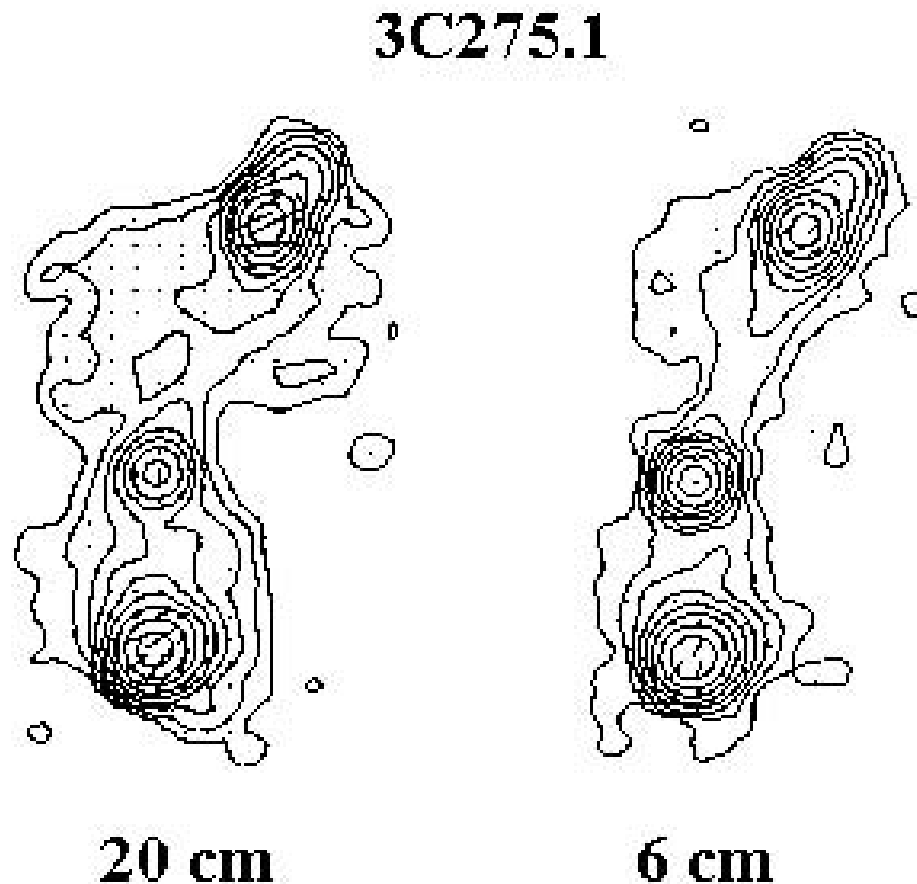


FIGURA 12: Espectro rádio de 3C275.1 ilustrando as medidas de polarização sobre os lados do jato e contra-jato [Garr 91b].

3C352. Esta radiogaláxia apresenta uma região estendida de linhas de emissão com vários objetos em seu campo apresentando emissão $[OII]\lambda 3727$. Isto indica que este objeto é - muito provavelmente - membro de um aglomerado. HIPPELEIN & MEISENHEIMER [Hipp 96] indicam a presença de uma nuvem de gás próxima a região do contra-lobo em espectros rádio, sugerindo que esta nuvem pode ser excitada por interação com o halo que cerca a galáxia central. Observações em rádio, sob 20 e 6 cm, apontam uma assimetria significativa na depolarização do contra-jato com relação ao jato, bem como no índice espectral (Figura 13).

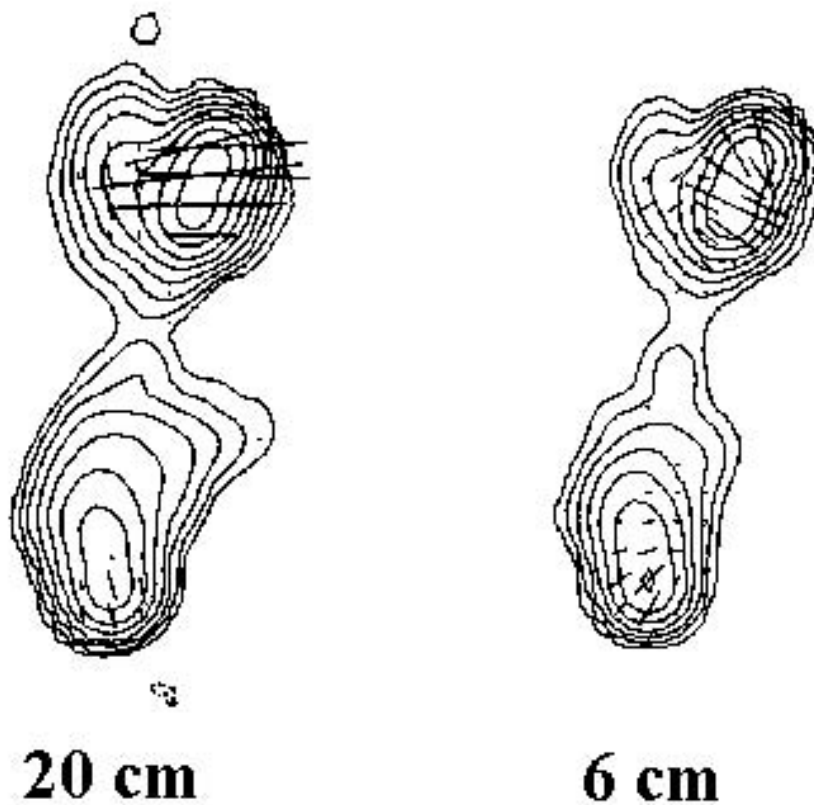
3C352

FIGURA 13: Espectro rádio de 3C352 ilustrando as medidas de polarização no jato e contra-jato. Nesta fonte é evidente a maior depolarização sobre o lado do contra-jato, o que pode ser constatado pelo menor comprimento dos vetores de polarização, em relação ao lado do jato [Garr 91a].

3 TÉCNICAS DE IMAGEAMENTO E INSTRUMENTAÇÃO

3.1 Interferometria e Síntese de Abertura

3.1.1 Resolução Angular. A Função de Coerência Mútua

A teoria da difração mostra que a resolução angular de um telescópio é dada por

$$\delta \propto \frac{\lambda}{D}$$

onde δ é a menor separação angular para a qual duas fontes pontuais possam ser reconhecidas como dois objetos distintos, λ é o comprimento de onda da radiação recebida, e D é o diâmetro do telescópio. O aumento da resolução angular de um telescópio depende portanto de que o diâmetro do mesmo possa ser aumentado. Os limites práticos para a consecução desta idéia motivou os radioastrônomos a melhorarem o poder de resolução observacional ligando dois ou mais telescópios separados em um chamado arranjo interferométrico. Deste modo, a distância entre dois telescópios quaisquer, a que denominamos *linha de base*, desempenha o mesmo papel do parâmetro D na expressão acima, podendo esta distância variar de alguns metros ou quilômetros, alcançando até mesmo distâncias intercontinentais.

A idéia principal que norteia o funcionamento de um arranjo desta natureza basea-se no fato de que a direção de propagação de uma onda eletromagnética proveniente de uma fonte puntual qualquer é perpendicular aos planos de fase constante da onda, isto é, aos planos que cortam as cristas ou vales das ondas perpendicularmente à direção de propagação. Deste modo, cada telescópio do interferômetro atua como um detector a correlacionar as fases das ondas detectadas pelos outros telescópios. Uma frente de onda proveniente da fonte encontrará o plano de cobertura formado pelas antenas. O interferômetro implementará, então, por meio de um sistema eletrônico, um processo de correlação da radiação captada por cada par de antenas do arranjo que, por meio de uma operação transformada de Fourier, fornecerá o brilho da fonte.

Para que um interferômetro funcione apropriadamente, no entanto, é preciso que o campo eletromagnético recebido possa ser bem descrito por um campo ondulatório com frequência, fase e comprimento de onda bem definidos. Isto é simples e direto para um campo monocromático. Longe de uma situação ideal, entretanto, o que se encontra nas situações reais é uma superposição de campos com diferentes fases e comprimentos de onda dando origem a trens de onda de duração e extensão finitas. Supõe-se, então, que a radiação proveniente dos objetos astronômicos seja espacialmente incoerente. Entretanto, para examinar as

implicações da hipótese de incoerência convém derivar-se a resposta obtida para o caso geral de uma fonte parcialmente coerente. Segue-se que o princípio dos campos de radiação eletromagnética parcialmente coerentes devem ser discutidos apropriadamente.

Uma medida útil da coerência deve estar baseada em algum tipo de tempo-médio, já que a radiação recebida pode variar muito rapidamente como função da frequência. Define-se a *função de coerência mútua*, em termos da correlação de sinais recebidos de dois diferentes pontos da fonte em diferentes instantes de tempo, pela expressão

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} E(P_1, t) E(P_2, t - \tau) dt \quad (90)$$

O fator τ representa o atraso atribuído a diferença de caminho percorrido pelas duas ondas, o qual é subtraído pela eletrônica do sistema para que a correlação dos sinais possa ser feita com sincronismo.

O campo elétrico $E(P, t)$ pode ser expresso em termos das integrais de Fourier, sendo o espectro de frequências fornecido pela transformada de Fourier do campo, com respeito a frequência e o tempo. No que segue, considera-se que a radiação recebida seja quase monocromática, isto é, que a largura da banda de frequências do sinal seja muito pequena. De fato, isto pode ser conseguido por meio da inserção de filtros na entrada do instrumento. Deste modo, a resposta total aos sinais recebidos será a soma (incoerente) das respostas de todas as componentes captadas sob um intervalo particular de frequência.

Como $E(P, t)$ é um processo randômico, isto é, o campo é incoerente, variando de $-\infty$ à $+\infty$, tal função não satisfará as condições de existência de uma transformada de Fourier. Contudo, as técnicas da análise de Fourier podem ainda ser estendidas a tais casos, em uma análise generalizada, por meio da adoção de funções truncadas, na qual o campo elétrico é representado por meio de sinais complexos. Tal representação do campo caracteriza por meio de suas partes reais e imaginárias a *transformada de Hilbert*, uma da outra. O campo, representado desta forma, é denominado *sinal analítico*.

Em vista das condições de existência da transformada de Fourier é vantajoso, então, definir a função de coerência da fonte por meio de sinais analíticos complexos, segundo a equação (90), como segue

$$\begin{aligned} \Gamma(P_1, P_2, \tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} E(P_1, t) E^*(P_2, t - \tau) dt \\ &= \langle E(P_1, t) E^*(P_2, t + \tau) \rangle \end{aligned} \quad (91)$$

onde o asterisco em (91) denota o conjugado complexo do campo elétrico. A natureza complexa dos campos deve ser pensada aqui, portanto, como parte da realidade física, em vez de uma simples conveniência matemática.

Desta forma, o que se espera é que a função de coerência mútua descreva as características do campo ondulatório, fornecendo informações a respeito do grau de coerência e intensidade do brilho da radiação. Pois, é possível mostrar por meio de argumentos de coerência que medidas interferométricas podem ser usadas para mapear a distribuição de brilho de uma radiofonte. Neste caso, haverá

uma relação entre a função de coerência mútua $\Gamma(u, 0)$, tomada em termos do espaçamento relativo entre os pares de antenas, e a distribuição de brilho da fonte, relação esta descrita por meio de uma transformada de Fourier. Uma vez introduzidos os espaçamentos u , desde que seja possível medir $\Gamma(u, \tau)$ para valores de u muito maiores do que o maior dos diâmetros de telescópio possível, a resolução da distribuição de brilho obtida da inversão da transformada de Fourier acima será muito maior do que a obtida pelo uso de telescópios que formem imagens diretas da fonte.

A relação de transformada mencionada acima é conhecida por meio do *teorema de van Cittert-Zernike da ótica*, e é o fundamento teórico sobre o qual se baseia a síntese de imagens cósmicas obtida por meio de arranjos interferométricos.

3.1.2 Interferômetros com Correlação de Sinais

Nesta secção implementaremos as idéias decorrentes das considerações feitas acima sobre a questão da coerência em radioastronomia. Para isto, consideremos dois telescópios T_1 e T_2 sensíveis apenas à radiações sob o mesmo estado de polarização, e que estão separados por uma distância B (Figura 14).

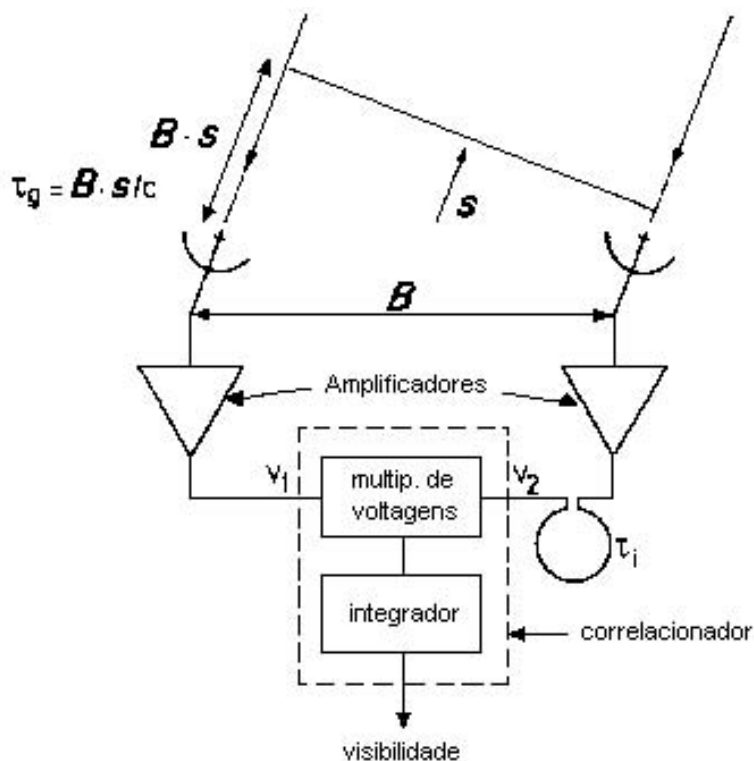


FIGURA 14: Interferômetro com correlação de sinais.

Em um interferômetro correlacionador os sinais de entrada são enviados a um

dispositivo multiplicador, o qual incorpora um filtro para selecionar a banda de frequência desejada, de modo que o sinal de saída seja expresso por

$$R(\tau) \propto \frac{E^2}{T} \int_0^T \cos \omega t \cos \omega(t - \tau) dt$$

Se T é um tempo muito maior do que o tempo de uma oscilação completa, $T \gg 2\pi/\omega$, então a média sobre o tempo T não irá diferir muito da média sobre o período completo, de modo que

$$R(\tau) \propto \frac{\omega}{2\pi} E^2 \left[\cos \omega \tau \int_0^{2\pi/\omega} \cos^2 \omega t dt + \sin \omega \tau \int_0^{2\pi/\omega} \sin \omega t \cos \omega t dt \right]$$

após expansão do fator $\cos \omega(t - \tau)$ na expressão anterior resulta, então, que

$$R(\tau) \propto \frac{1}{2} E^2 \cos \omega \tau. \quad (92)$$

Portanto, o sinal de saída do correlacionador + integrador varia periodicamente com τ , o tempo de atraso; este sinal corresponde ao obtido pela função de coerência mútua (91), tomada para dois únicos pontos de correlação. Se a orientação relativa da linha de base do interferômetro, \mathbf{B} , e a direção de propagação da onda, \mathbf{s} , permanecem constantes, τ também permanecerá e deste modo $R(\tau)$. Mas, se \mathbf{s} está variando lentamente devido a rotação da Terra, então τ variará, e o que se medirá são franjas de interferência como função do tempo.

Se a distribuição de brilho em rádio do céu é dada por I_ν , a potência recebida por intervalo de frequência $d\nu$, sob um elemento de ângulo $d\Omega$, será $A(\mathbf{s})I_\nu(\mathbf{s})d\Omega d\nu$, onde $A(\mathbf{s})$ é a área coletora efetiva da antena, na direção \mathbf{s} (assume-se o mesmo \mathbf{s} para cada uma das antenas). Omitindo fatores de ganho constante, o sinal de saída do correlacionador para a radiação que se propaga na direção \mathbf{s} será dado, portanto, por

$$r = A(\mathbf{s})I_\nu(\mathbf{s})e^{i\omega\tau} ds d\nu \quad (93)$$

onde τ é a diferença entre o atraso geométrico e instrumental, τ_g e τ_i , respectivamente. Se \mathbf{B} é o vetor linha de base das duas antenas, então

$$\tau = \tau_g - \tau_i = \frac{1}{c} \mathbf{B} \cdot \mathbf{s} - \tau_i \quad (94)$$

e a resposta total é obtida integrando a equação (93) sobre toda a fonte, ou seja,

$$R(\mathbf{B}) = \int \int A(\mathbf{s})I_\nu(\mathbf{s}) \exp \left[i\omega \left(\frac{1}{c} \mathbf{B} \cdot \mathbf{s} - \tau_i \right) \right] ds d\nu \quad (95)$$

A função $R(\mathbf{B})$ está, obviamente, intimamente associada a função de coerência (91), mas, devido ao padrão de recepção $A(\mathbf{s})$ das antenas individuais ela não é idêntica a $\Gamma(\mathbf{B}, \tau)$. Para antenas bem construídas, $A(\mathbf{s})$ é diferente de zero apenas para uma região limitada do feixe principal, de modo que (95) é integrada apenas sobre esta região.

3.1.3 Síntese de Abertura

Síntese de Abertura é a designação do método pelo qual se resolve a equação interferométrica (95) para $I(\mathbf{s})$, por meio da medida de $R(\mathbf{B})$ e valores apropriados para a orientação \mathbf{B} . Para se conseguir isto é conveniente introduzir um sistema de coordenadas em termos das grandezas \mathbf{s} e \mathbf{B} , onde a primeira é um vetor unitário dirigido em relação a um ponto qualquer da esfera celestrial, onde a radiação a ser investigada se origina, e \mathbf{B} , a distância entre os telescópios.

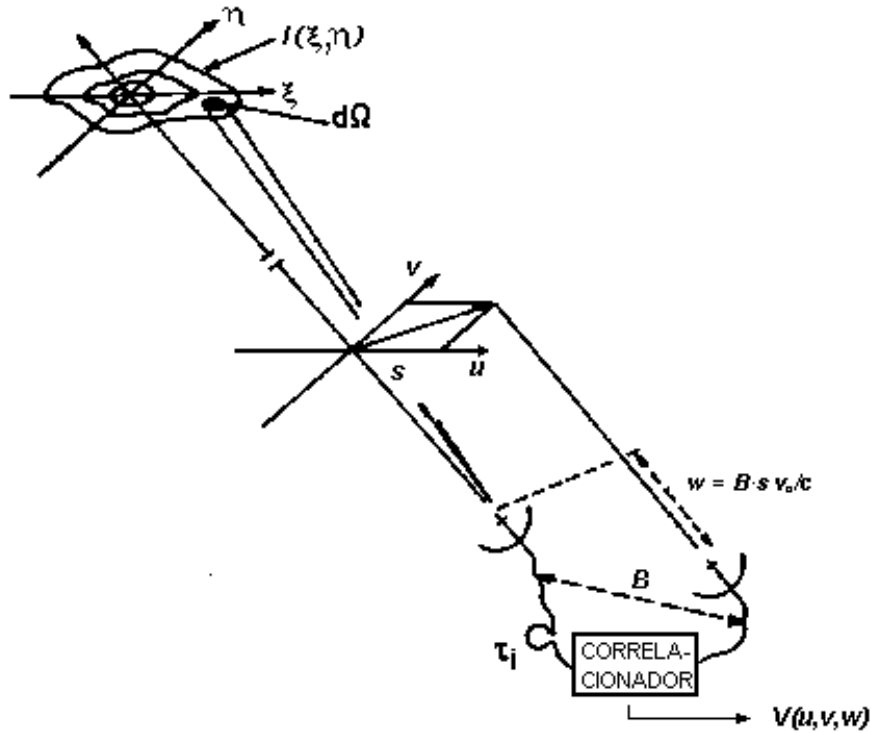


FIGURA 15: Configuração geométrica e de coordenadas para a Síntese de Abertura

Quando se observa é normal especificar uma posição na qual o campo de visão sintetizado esteja centrado. Normalmente, designa-se esta por *posição de referência de fase* definindo-a como

$$\mathbf{s} = \mathbf{s}_0 + \sigma, \quad |\sigma| = 1$$

onde \mathbf{s}_0 é uma posição convenientemente próxima do centro da região a ser investigada. Substituindo-a em (95), obtém-se

$$R(\mathbf{B}) = \exp \left[i\omega \left(\frac{1}{c} \mathbf{B} \cdot \mathbf{s}_0 - \tau_i \right) \right] \int \int A(\sigma) \exp \left(i\frac{\omega}{c} \mathbf{B} \cdot \sigma \right) d\sigma \quad (96)$$

O fator exponencial extraído da integral descreve uma onda plana que define a fase de $R(\mathbf{B})$ para o centro do mapa. A integral restante é chamada *função de visibilidade* V da distribuição de intensidades $I(\sigma)$,

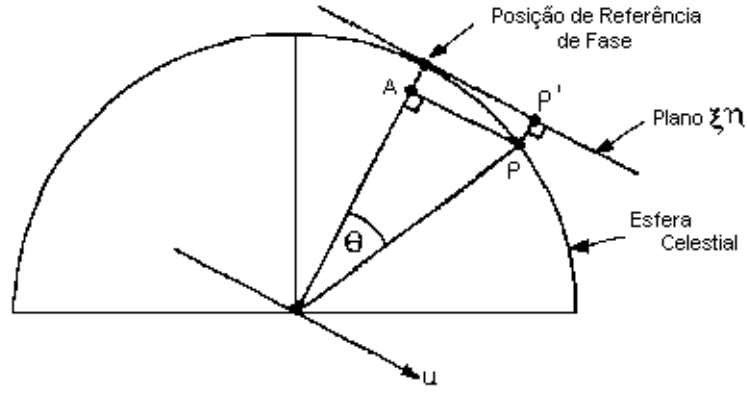


FIGURA 16: Esfera Celeste e Coordenadas de Posição.

$$V(\mathbf{B}) = \int \int A(\sigma) I(\sigma) \exp\left(\frac{i\omega}{c} \mathbf{B} \cdot \sigma\right) d\sigma \quad (97)$$

A visibilidade é uma grandeza complexa cuja magnitude tem a dimensão de densidade de fluxo da potência espectral ($\text{W m}^2 \text{Hz}^{-1}$). Ela pode ser entendida como uma medida não normalizada da coerência do campo elétrico proveniente da fonte. A distribuição de brilho da fonte é obtida a partir do dado de visibilidade, V , por inversão da transformada de Fourier na equação (97). A aplicação prática desta equação requer, entretanto, a adoção de um sistema de coordenadas apropriado, o qual é escolhido de modo que

$$\frac{\omega}{2\pi c} \mathbf{B} = (u, v, w)$$

onde u, v, w são medidos em unidades de comprimento de onda $\lambda = 2\pi c/\omega$ sendo a direção $(0,0,1)$ paralela a \mathbf{s}_0 com u apontando em uma direção local a leste e v apontando para o norte; o vetor $\sigma = (\xi, \eta, \sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2})$ é definido de tal modo que ξ e η sejam as direções dos cossenos relacionados aos eixos u e v . Logo, o plano $\xi\eta$ representa a projeção da esfera celeste em um plano tangente, com ponto tangente (e origem) sob \mathbf{s}_0 (Figura 16).

Neste sistema de coordenadas a equação (97) é escrita como

$$V(u, v, w) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\xi, \eta) I(\xi, \eta) \times \exp[2\pi i(u\xi + v\eta + w\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2})] \frac{d\xi d\eta}{\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2}} \quad (98)$$

Em função de $A(s) \neq 0$ apenas para uma limitada região associada ao feixe primário, convém considerar a radiação como proveniente de uma pequena porção angular da esfera celeste, de modo que a dependência sobre ξ e η seja pequena o suficiente para que se possa escrever

$$\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2} \approx 1$$

Sob esta condição a equação (98) se torna uma integral de Fourier em duas dimensões,

$$V(u, v, w) = e^{2\pi wi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\xi, \eta) I(\xi, \eta) e^{2\pi(u\xi + v\eta)i} d\xi d\eta \quad (99)$$

É usual mover o fator em frente a integral na equação (99) para o lado esquerdo da equação, considerando a quantidade

$$V(u, v, w) e^{-2\pi wi} \cong V(u, v, 0)$$

onde a visibilidade no segundo membro corresponde a função de coerência relativa a direção \mathbf{s}_0 . Substituindo esta última em (99) obtém-se a transformada de Fourier inversa

$$I'(\xi, \eta) = A(\xi, \eta) I(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} V(u, v, 0) e^{-2\pi(u\xi + v\eta)i} dudv \quad (100)$$

que é a intensidade $I(\xi, \eta)$ modificada pela forma do feixe primário $A(\xi, \eta)$.

O fator de conversão $e^{-2\pi wi}$ para a fase de V é preciso no centro do mapa ($\xi = \eta = 0$) apenas, resultando num erro de fase de $\pi(\xi^2 + \eta^2)w$ para a radiação em outro ponto (ξ, η) . Isto produzirá uma distorção do mapa.

O problema da Síntese de Abertura se resume neste ponto em lidar com a função de visibilidade $V(u, v, 0)$ para os telescópios distribuídos no plano uv . Muitas configurações são possíveis, pois tudo que é preciso é uma cobertura razoavelmente densa do plano e uma medida simultânea dos valores de V . Assim, em princípio, tudo que é necessário é um simples par de telescópios movendo-se no plano uv . Obviamente, se mais do que dois telescópios são disponíveis, $V(u, v, 0)$ pode ser medido mais rapidamente, e em seguida, transformado pelas integrais de Fourier a fim de estimar-se a medida de brilho $I(\xi, \eta)$.

Há, entretanto, mais um modo de cobrir o plano UV sem mover as antenas individuais, fazendo-se uso da rotação da Terra para causar a variação dos vetores-posição \mathbf{B} dos pares de telescópios. Este procedimento é designado, às vezes, por *super-síntese* e está ilustrado na Figura 17. O problema encontrado na síntese por rotação está em que os vetores de correlação B_i geralmente não permanecerão sobre um plano quando o arranjo de telescópios for girado com a Terra. Assim, teremos num problema tridimensional, o que representará uma complicação adicional. Apenas se os telescópios estiverem arranjados sobre uma linha leste-oeste as linhas de base se manterão coplanares com a rotação da Terra. Neste caso, o eixo w estará na mesma direção dos pólos, o que tornará possível mapear todo o hemisfério usando a transformada de Fourier inversa

$$\frac{A(\xi, \eta) I(\xi, \eta)}{\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} V(u, v) e^{-2\pi(u\xi + v\eta)i} dudv \quad (101)$$

Para um interferômetro alinhado com a direção leste-oeste, u e v serão dados por

$$u = \frac{\nu L}{c} \cos H \quad (102)$$

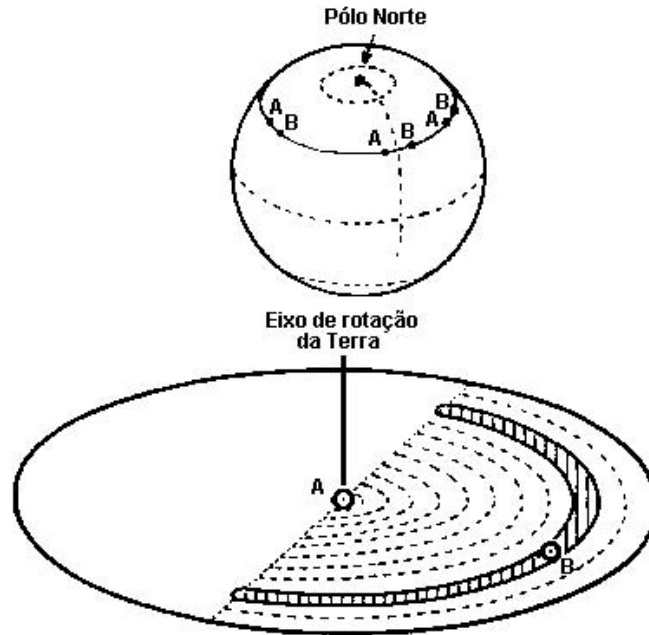


FIGURA 17: Imageamento por super-síntese.

$$v = \frac{\nu}{c} L \sin H \sin \delta_0$$

onde L é o comprimento da linha de base do interferômetro, H o ângulo horário com relação ao centro do campo, e δ_0 a declinação em relação ao mesmo ponto.

As coordenadas ξ e η sob a esfera celestial tem sua origem no centro do campo (t, δ_0) também, e são paralelas a u e v . Na situação descrita acima a linha de base projetada do interferômetro descreverá uma elipse no plano uv ; se a síntese for efetuada por vários telescópios alinhados na direção leste-oeste várias elipses concêntricas serão traçadas simultaneamente. Das equações (102) observa-se que estas elipses são comprimidas na direção v pelo fator $\sin \delta_0$: para $\delta_0 = \pm 90^\circ$ os traços serão círculos; para $\delta_0 = 0$ eles degenerarão em linhas retas. Portanto, o espaçamento projetado dos pares de antenas para fontes próximas do equador celestial torna-se seriamente reduzido na direção v . Assim, para fontes nesta parte do céu é necessário usar arranjos alinhados na direção norte-sul, embora o fato de os vetores linha de base não permanecerem coplanares implique em diferenças de fase medidas e conseqüente distorções dos mapas, como mencionado antes, as quais deverão ser corrigidas.

3.1.4 A Imagem Suja

Contanto que a função de visibilidade $V(u, v)$ seja conhecida para todo o plano uv , em amplitude e fase, a distribuição de intensidade modificada $I'(\xi, \eta)$ pode ser determinada por meio da transformada de Fourier (100). No entanto, em uma situação realística $V(u, v)$ é conhecida apenas sob pontos discretos ao

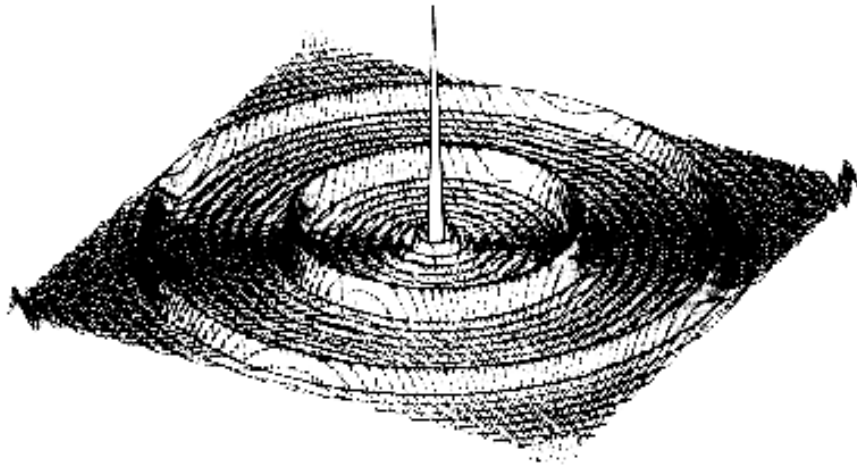


FIGURA 18: Anéis de interferência.

longo das trajetórias elípticas percorridas pelos vetores linha de base, sendo que em algumas regiões do plano uv ela nem é medida devido a grande redução do espaçamento projetado dos vetores \vec{B} .

A amostragem dos pontos observados pode ser feita por meio de uma função delta de Dirac bidimensional,

$$S(u, v) = \sum_{k=1}^M \delta(u - u_k, v - v_k) \quad (103)$$

É útil, em seguida, introduzir uma segunda função generalizada, a função de visibilidade amostrada V^S , dada em termos da função (103),

$$V^S(u, v) \equiv \sum_{k=1}^M \delta(u - u_k, v - v_k) V'(u_k, v_k) \quad (104)$$

de modo que $V^S = SV'$, onde V' é a visibilidade observada. A distribuição de intensidade $I(\xi, \eta)$ expressa em termos da função de visibilidade amostrada V^S fica dada, então, pela transformada de Fourier direta (DFT), na qual (104) é somada apenas sobre a amostra de pontos observados, de modo que

$$I^D(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(u, v) V'(u, v) e^{2\pi i(u\xi + v\eta)} dudv \quad (105)$$

a qual é usualmente referida como *imagem suja*, consistindo numa aproximação discreta da distribuição de brilho.

Se F denotar o operador transformada de Fourier, a equação (105) pode, agora, ser reescrita como

$$I^D = FV^S = F(SV') \quad (106)$$

Pelo *teorema da convolução*, o qual estabelece que a transformada de Fourier de um produto de funções é a convolução de suas transformadas de Fourier, temos

$$I^D = FS * FV' \quad (107)$$

onde $*$ denota convolução.

A computação de (107), até mesmo para uma pequena quantidade de dados, consome muito tempo e, portanto, outro método baseado no algoritmo *Coolley-Tukey Fast Fourier Transform* (FFT) é normalmente usado para inverter (99). Para usar o FFT a função de visibilidade deve ser obtida por meio de uma grade regular expressa por meio de funções delta bidimensionais, onde cada célula contenha uma amostra de pontos a serem medidos. Com esta função, em seguida é realizado um processo de convolução, de modo análogo ao realizado em (107), a fim de estimar-se a distribuição de brilho observada [Perl 91a]. A imagem obtida por transformada de Fourier das visibilidades observadas conterá defeitos em função da limitada amostragem de pontos do plano uv . Para minimizar a perturbação causada, que se apresentará na forma de anéis elípticos ruidosos (Figura 18), os intervalos de linha de base ΔL deveriam ser pequenos. Mas, como o interferômetro é composto por telescópios de diâmetro D , o menor intervalo possível é $\sim D$, e assim os anéis ruidosos são inevitáveis. No entanto, em grande parte das situações práticas os ruídos podem ser eliminados quase que completamente usando procedimentos de restauração como o *CLEAN*, a ser descrito a seguir.

3.1.5 O Algoritmo CLEAN

O algoritmo CLEAN, desenvolvido por J. HOGBOM [Högb 74] fornece uma solução para a equação de convolução por meio de um processo numérico de deconvolução aplicado no domínio (ξ, η) . O procedimento é expressar a distribuição de brilho por um número de fontes pontuais e então substituir cada uma das respostas destas fontes por feixes *limpos*, isto é, feixes livres dos lobos secundários.

Os principais passos para se executar esta tarefa seguem abaixo:

1. Encontra-se a posição e intensidade do ponto de maior brilho na imagem suja (ou numa área específica da imagem, chamada *janela clean*).
2. Subtrai-se da imagem suja, sob o ponto de pico, o feixe sujo incluído dos lobos secundários mais altos, sendo o feixe multiplicado pela amplitude de pico e um fator γ designado por *ganho de loop*.
3. Retorna-se ao passo 2 até que a amplitude subtraída seja aproximadamente igual ao ruído do mapa.
4. Efetua-se a convolução do modelo de fontes pontuais representados por funções delta no plano $\xi - \eta$ com o feixe CLEAN, o qual é usualmente ajustado por uma gaussiana na região central do feixe sintetizado.
5. Adiciona-se a distribuição de brilho residual da imagem suja ao mapa CLEAN obtendo-se a nova imagem.

3.2 O Very Large Array

O arranjo interferométrico que utilizamos neste trabalho para a observação das fontes foi o Very Large Array (VLA). Este arranjo consiste num conjunto de 27 antenas localizado nas planícies de San Agustin, no deserto do Novo México, USA (Figura 19). Foi projetado com o objetivo de cobrir completamente o céu do hemisfério norte além de produzir imagens da estrutura completa de fontes em um curto período de observação (~ 5 à 15 min). O local foi escolhido devido ao clima semi-árido que serve para minimizar as flutuações de fase associadas com o vapor d'água na atmosfera.

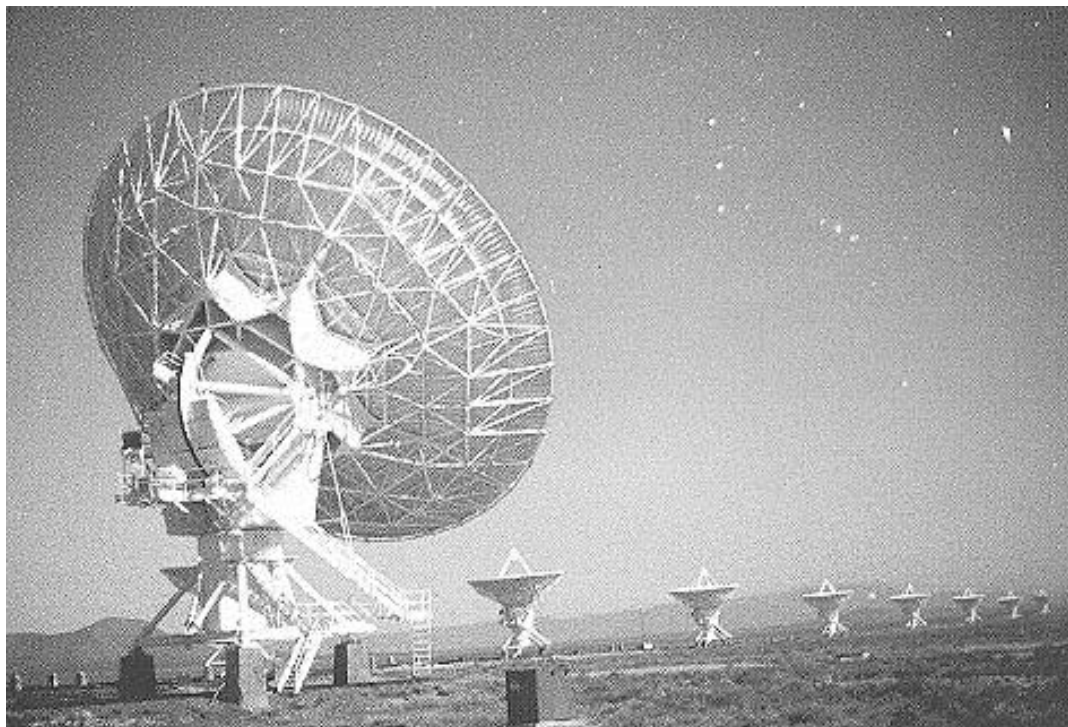


FIGURA 19: Ilustração de algumas antenas centrais do VLA.

3.2.1 A Estrutura do VLA

O VLA consiste em um arranjo formado por 27 antenas em montagem auto-azimutal dispostas em forma de **Y**. Cada braço do **Y** tem aproximadamente 21 km de extensão ao longo dos quais as antenas podem ser deslocadas para diferentes posições, aumentando a versatilidade do arranjo. O VLA apresenta 351 pares de antenas ($N(N-1)/2$, $N=27$ antenas) operando simultaneamente, desta forma uma imagem completa de qualquer fonte pode ser obtida com uma única passagem da fonte sobre o arranjo.

Cada antena apresenta uma superfície refletora de 25 m de diâmetro de alta precisão afim de otimizar a eficiência quando usada no modo Cassegrain (Figura 19) para comprimentos de onda de 1,3 à 21 cm. As antenas são equipadas com receptores resfriados criogenicamente e estão conectadas por guias de onda.

O desenho escolhido para o VLA incorpora quatro configurações:

- configuração A \Rightarrow antena mais distante à 21 km
- configuração B \Rightarrow antena mais distante à 6,4 km
- configuração C \Rightarrow antena mais distante à 1,95 km
- configuração D \Rightarrow antena mais distante à 0,59 km,

a partir do centro do arranjo. Estas configurações referem-se a localização das antenas sobre os braços do **Y**. Em nenhuma destas configurações as antenas ficam igualmente espaçadas, mas localizadas de forma a se obter uma melhor cobertura do plano uv (Figura 20). Através de estudos realizados por CHOW [Chow 72] chegou-se a conclusão que o espaçamento deveria obedecer uma distribuição em lei de potências, na qual a distância da n -ésima antena a partir do centro do **Y** em cada braço seria proporcional a n^α , onde n refere-se as estações onde as antenas são posicionadas e $\alpha = 1,716$ ($\log_2 3,285$, onde 3,285 é o fator de escala entre configurações adjacentes).

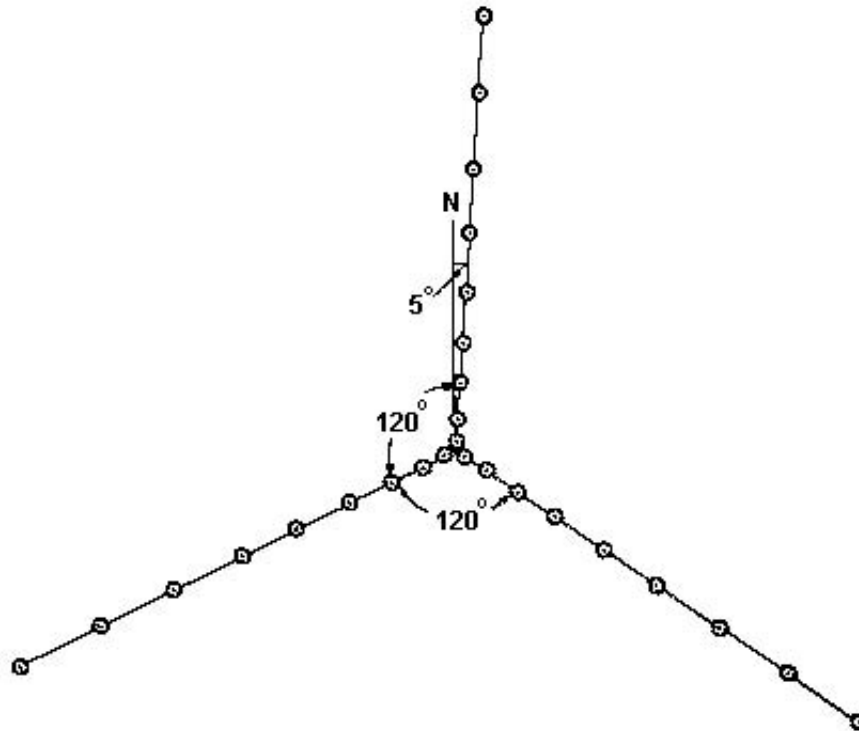


FIGURA 20: Configuração das 27 antenas do VLA.

3.3 Processamento dos Dados

3.3.1 Considerações Básicas

O propósito básico e fundamental de qualquer arranjo interferométrico é medir a função de correlação mútua da radiação recebida, por meio das funções de visibilidade fornecidas pelas antenas do arranjo, quando tomadas aos pares. Se o sinal de saída medido não concorda com a função de correlação teoricamente esperada, fatores complexos de calibração tem que ser determinados, de modo que o produto destes pelas visibilidades seja igual, em amplitude e fase, aos valores teóricos. Designa-se esta etapa por *calibração dos dados*.

Entretanto, antes mesmo do início das observações, vários outros parâmetros de ordem instrumental devem ser determinados. Estes incluem o apontamento da antena, atrasos e posições. Chama-se a este procedimento prévio de *calibração inicial*. Em quase todos os casos esta etapa deve ser cumprida antes mesmo que as observações iniciem. Logo em seguida deve-se proceder a calibração da amplitude e da fase da radiação, cuja visibilidade observada difere da real em função de vários fatores físicos e instrumentais. No entanto, para que isto seja conseguido é preciso que um parâmetro particularmente importante seja determinado: o *calibrador* (ou *fonte calibradora*). Este desempenha o papel de um sinal teste usado para monitorar o ganho do sistema, consistindo numa fonte cujo o fluxo irradiado é constante para intervalos de tempo não muito longos e cuja posição no céu é conhecida com precisão.

3.3.2 O Apontamento da Antena

O *erro de apontamento da antena* consiste na diferença entre a posição de apontamento da antena (a localização do centro do feixe primário) e a posição desejada. Esta diferença tem uma dependência direcional complicada devido ao mau alinhamento dos eixos polar ou de elevação, deformação gravitacional da estrutura, não perpendicularidade dos eixos, refração atmosférica e outros efeitos. O erro de apontamento da antena é também uma função do tempo devido ao aquecimento diferencial da estrutura. Esta mudança no apontamento pode ser estimada com *tilt-meters* (inclinômetro) colocados em partes apropriadas da estrutura da antena, podendo alguns graus de aquecimento serem controlados pelo próprio isolamento contra aquecimento solar. Cargas de vento na antena também causam erros de apontamento na ordem de segundos. Muitos arranjos encerram as operações quando os ventos tornam-se excessivos.

Um método acurado para a determinação da dependência direcional do erro de apontamento consiste na observação de radiofontes de posições conhecidas em várias partes do céu. Estes erros são então ajustados por um modelo matemático

capaz de descrever os defeitos da antena.

Dois tipos de observações são usados para determinar a posição de apontamento a partir de uma fonte calibradora: observação da potência total, que pode ser realizada por um único telescópio, observando o brilho da fonte estendida; e observações interferométricas, que oferecem maior estabilidade, pois permitem soluções de apontamento com base na antena, fornecendo maior precisão.

3.3.3 A Equação de Síntese e as Coordenadas de Posição das Antenas

Como o objetivo básico dos arranjos de antenas é medir a função de correlação mútua da radiação, a fórmula de síntese proposta para a calibração será dada pela expressão (99), ou seja, pela função de visibilidade modificada pelo padrão de recepção dos elementos do interferômetro. Neste caso, as visibilidades e as coordenadas espaciais u, v precisam ser especificadas como funções do tempo t e dos pares de antenas (i, j) , de modo que os atrasos e as posições possam ser ajustados (*calibrados*). Teremos, então, a seguinte expressão

$$V_{ij}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_\nu(\xi, \eta) I_\nu(\xi, \eta) e^{-2\pi i[u_{ij}(t)\xi + v_{ij}(t)\eta]} d\xi d\eta \quad (108)$$

Mas, para que a calibração possa ser realizada adequadamente é preciso estabelecer um sistema de coordenadas apropriado para a especificação das posições das antenas do arranjo. Em um interferômetro de dois elementos é às vezes conveniente especificar o vetor linha de base em termos de seu comprimento e do ângulo horário e declinação de sua direção. Quando um número maior de antenas está envolvido é mais conveniente especificar as *posições relativas das antenas* para algum ponto de referência medido em um sistema de coordenadas Cartesianas. Para isso, é definido um sistema de coordenadas (L_X, L_Y, L_Z) onde o plano $L_X L_Y$ é paralelo ao plano do equador terrestre, com L_X apontando para leste e a coordenada L_Z apontando para o pólo norte, de modo que a direção de L_Y fique determinada pela orientação positiva do sistema de eixos (right-handed system). Em termos do ângulo horário H e da declinação δ , (L_X, L_Y, L_Z) são definidos por $(H = 0, \delta = 0)$, $(H = -6^h, \delta = 0)$ e $(\delta = 90^\circ)$, respectivamente. Então, se L_X , L_Y e L_Z são as correspondentes diferenças das coordenadas de duas antenas, as componentes da linha de base (u, v, w) são dadas por

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \frac{1}{\lambda} \begin{bmatrix} \text{sen } H & \cos H & 0 \\ -\text{sen } \delta \cos H & \text{sen } \delta \text{sen } H & \cos \delta \\ \cos \delta \cos H & -\cos \delta \text{sen } H & \text{sen } \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L_X \\ L_Y \\ L_Z \end{bmatrix} \quad (109)$$

onde H e δ são usualmente o ângulo horário e a declinação da posição de referência de fase. Os elementos da matriz de transformação acima representam as direções dos cossenos dos eixos (u, v, w) com respeito aos eixos (L_X, L_Y, L_Z) e podem ser obtidos por meio da Figura 21.

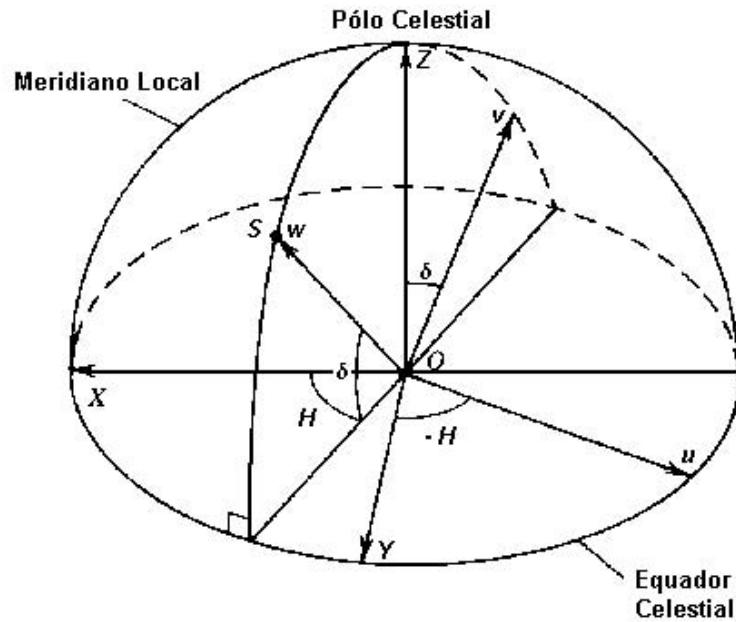


FIGURA 21: Relação entre os sistemas de coordenada (L_X, L_Y, L_Z) e (u, v, w) . O ponto S no diagrama refere-se a posição da fonte, em relação a qual o sistema (u, v, w) está orientado

Se o comprimento da linha de base projetada de duas antenas, medido no plano (u, v, w) , não está correto ou se a fonte não está na posição de referência de fase, ou mesmo se existe um erro no tempo de referência, a fase de visibilidade observada, correspondente ao termo exponencial da equação (108), será afetada. Pois, neste caso, a fase variará com o tempo afetando a coerência, e conseqüentemente, a função de correlação mútua da radiação. A equação (108) fornece a base sobre a qual o ajuste das coordenadas de posição das antenas pode ser realizado a fim de evitar erros nas medidas de coerência.

3.3.4 Calibração da Posição

Para arranjos de multielementos a fase dos dados utilizados tem referência na fase de uma única antena. Alguns fatores como erros nas dimensões das linhas de base $(\Delta L_X, \Delta L_Y, \Delta L_Z)$ referentes a esta antena, aqueles na posição da fase $(\Delta \alpha, \Delta \delta)$ e o erro no tempo δt (equivalente a um deslocamento do ponto zero na ascensão reta) podem ser determinados ajustando o tempo e variações do ângulo destas fases pelo uso da equação:

$$\begin{aligned} \Delta\phi_g = 2\pi\nu\Delta\tau_g = (2\pi/\lambda)[\Delta L_X \cos H \cos \delta - \Delta L_Y \sin H \cos \delta + \Delta L_Z \sin \delta \\ + \Delta\alpha \cos \delta(L_X \sin H + L_Y \cos H) \\ + \Delta\delta(-L_X \cos H \sin \delta + L_Y \sin H \cos \delta + L_Z \cos \delta)] \end{aligned} \quad (110)$$

onde ϕ_g é a diferença de fase geométrica produzida pela variação do atraso geométrico τ_g , em função da radiação proveniente da fonte n ao coincidir com a direção de referência, ou da linha de base diferir daquela assumida. Esta equação, a qual é derivada da equação (109) usando as coordenadas astrométricas mostradas na Figura (21), é a base de toda a análise interferométrica das coordenadas de posição das antenas e da determinação das posições astronômicas.

3.3.5 Calibração do Atraso

A expressão (108) corresponde a uma equação de síntese *monocromática*. No entanto, os modernos arranjos interferométricos são projetados para operar sobre amplas larguras de banda. Isto é requerido, é claro, para que o sinal emitido por fracas fontes de rádio possa ser captado. A resposta à frequência sobre tal largura de banda deve ser coerente.

Se $\Delta\nu$ denotar a largura de banda operada, então a diferença de fase $\Delta\phi$ entre as extremidades da banda, resultantes de um atraso residual $\Delta\tau_g - \Delta\tau_i$ é dada por

$$\Delta\phi = 2\pi\Delta\nu(\Delta\tau_g - \Delta\tau_i) \quad (111)$$

onde τ_g é o atraso geométrico e τ_r o atraso instrumental. Neste caso, a função de visibilidade será dada por

$$V_{ij}(t) = \int_0^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_\nu(\xi, \eta) I_\nu(\xi, \eta) e^{-2\pi i \Delta\tau_g} d\xi d\eta \right) e^{2\pi i \nu \Delta\tau_i} \mathcal{G}_{ij}(\nu) d\nu \quad (112)$$

em contraste com a função de visibilidade (108), a qual é definida para uma frequência única. Em (112), $\mathcal{G}_{ij}(t)$ é o ganho complexo, decorrente dos fatores de calibração, definido como uma função da frequência.

Uma perda significativa de coerência através da banda ocorrerá se $\Delta\phi$ for maior que cerca de 1 radiano. Logo, o atraso entre os sinais deve ser menor do que cerca de $160/\Delta\nu$ nanosegundos assumindo $\Delta\nu$ em MHz.

Embora o atraso geométrico possa ser precisamente calculado, conhecendo-se a posição das antenas, um pequeno atraso residual permanecerá devido a diferença no tempo de propagação do sinal através das diferentes partes da eletrônica. Este sinal variará em frequência e polaridade em cada antena, bem como entre as antenas. A calibração do atraso normalmente se refere a medida destes pequenos, mas importantes, atrasos residuais. O procedimento usual é observar uma fonte isolada com forte emissão e ir variando os atrasos em pequenas distâncias até que um máximo na coerência seja encontrado.

3.3.6 Formalismo para a Calibração da Amplitude e Fase

Um arranjo interferométrico produz visibilidades observadas que, em boa aproximação, normalmente são funções lineares da entrada (visibilidades reais). Além disso, a resposta associada a um par de antenas não depende da resposta de qualquer outro par de antenas. A fórmula básica de calibração pode, portanto, ser escrita como

$$V'_{ij}(t) = \mathcal{G}_{ij}(t)V_{ij}(t) + \epsilon_{ij}(t) + \eta_{ij}(t) \quad (113)$$

onde t é o tempo de observação; $\mathcal{G}_{ij}(t)$ é o ganho complexo dependente da linha de base jk , $\epsilon_{jk}(t)$ é um *offset* complexo, também dependente da linha de base, e $\eta_{jk}(t)$ é o ruído estocástico complexo. $V_{jk}(t)$ e $V'_{jk}(t)$ são as visibilidades real e observada, respectivamente.

Observa-se que o uso de números complexos é conveniente, pois descreve a combinação de duas saídas do correlacionador (frequentemente designadas por saídas *Real* e *Imaginária* ou saídas *Cosseno* e *Seno*) em uma quantidade complexa. Portanto, o *offset complexo* e o *ruído complexo* são meramente as resultantes dos offsets e ruídos de dois correlacionadores independentes.

3.3.7 O Calibrador

Neste ponto convém que a fonte calibradora seja determinada, pois dependerá diretamente disso a determinação do ganho complexo $\mathcal{G}_{ij}(t)$ para cada linha de base.

Assume-se que a fonte calibradora seja uma fonte puntual com densidade de fluxo e posição conhecidas; a verdadeira amplitude da visibilidade complexa é tomada como sendo S , ou seja, a amplitude é S Jy e a fase é zero graus. Deste modo, o ganho complexo como função da linha de base é definido por

$$\mathcal{G}_{ij}(t) = \frac{V'_{ij}(t)}{S} \quad (114)$$

Em palavras, a estimativa do ganho é dada pela visibilidade complexa do calibrador dividida por sua densidade de fluxo.

O calibrador também é utilizado na determinação de condições temporais, associadas principalmente as variações da refração sobre o arranjo, causadas pelas camadas turbulentas da troposfera e ionosfera, como as nuvens de vapor de água. Em relação a este fato é necessário levar-se em conta a dependência direcional residual da amplitude e fase do ganho, com a diferença na densidade das camadas atmosféricas em função da distância. Esta dependência pode ser minimizada se a fonte calibradora estiver direcionalmente próxima da fonte observada.

3.3.8 A Calibração em Amplitude e Fase

Grande parte da corrupção dos dados ocorre antes mesmo que o par de sinais seja correlacionado, sendo portanto apropriado que o ganho complexo $\mathcal{G}_{ij}(t)$ seja definido como o produto de dois ganhos complexos distintos $g_i(t)$ e $g_j(t)$, referentes as antenas j e k , para cada frequência e polarização, de modo que

$$\mathcal{G}_{ij}(t) = g_i(t)g_j^*(t) = a_i(t)a_j(t)e^{i(\phi_i(t)-\phi_j(t))} \quad (115)$$

onde $a_i(t)$ é uma *correção de amplitude* e $\phi_i(t)$ é uma *correção da fase*. Observações das fontes calibradoras determinam $\mathcal{G}_{ij}(t)$ para cada uma das $N(N-1)/2$ linhas de base, onde N é o número de antenas.

Para sermos mais precisos devemos fazer o ganho complexo $\mathcal{G}_{ij}(t)$ incorporar um fator adicional devido ao ganho complexo residual referente a linha de base jk . Este ganho residual é conhecido como erro de *closure* e é designado por g_{ij} . Deste modo, $\mathcal{G}_{ij}(t)$ fica expresso por

$$\mathcal{G}_{ij}(t) = g_i(t)g_j^*(t)g_{ij}(t) \quad (116)$$

Nota-se que se o ganho complexo \mathcal{G}_{ij} puder ser perfeitamente fatorado em um produto de ganhos de antenas, então $g_{ij} = 1$. Para sistemas bem planejados o ganho residual está dentro de 1% da unidade. Em função disto, $g_{ij}(t)$ costuma ser útil na análise da qualidade da calibração.

A equação (116) pode, então, ser separada numa componente de amplitude e outra de fase, de modo que

$$\mathcal{A}_{ij}(t) = a_i(t)a_j(t)a_{ij}(t) \quad (117)$$

e

$$\Phi_{ij}(t) = \phi_i(t) - \phi_j(t) + \phi_{ij}(t) \quad (118)$$

onde $a_{ij}(t)$ é a amplitude residual e $\phi_{ij}(t)$ é a fase residual ou fase de *closure*. Deste modo, a equação (116) pode ser escrita na forma concisa

$$\mathcal{G}_{ij}(t) = \mathcal{A}_{ij}(t)e^{i\Phi_{ij}(t)} \quad (119)$$

onde $\mathcal{A}_{ij}(t)$ é dada por (117) e Φ_{ij} por (118).

Representa-se as visibilidades real e observada por

$$V_{ij} = A_{ij}e^{i\varphi_{ij}}$$

$$V'_{ij} = A'_{ij}e^{i\varphi'_{ij}}$$

respectivamente. Então, para uma fonte calibradora puntual de densidade de fluxo S , temos

$$A_{ij} = S$$

$$\varphi_{ij} = 0$$

As equações de calibração tornam-se, então,

$$A'_{ij} = a_i a_j a_{ij} S \quad (120)$$

$$\varphi'_{ij} = \phi_i - \phi_j + \phi_{ij} \quad (121)$$

as quais podem ser facilmente resolvidas para a_i e para ϕ_i para todas as N antenas do arranjo, contanto que o termo de *closure* g_{ij} seja aproximadamente igual a unidade.

3.3.9 A Autocalibração

O principal problema da calibração ordinária provém das variações temporais e espaciais da atmosfera (e ionosfera) através da qual a frente de onda passa, antes de alcançar os elementos do arranjo. Valores para $g_j(t)$ a partir de observações de uma fonte calibradora podem não se aplicar a uma fonte em instantes de tempo diferentes e em diferentes partes do céu. Conseqüentemente, o efeito dos ganhos não pode ser completamente removido e erros residuais permanecerão.

Outro obstáculo para a calibração ordinária é a extensão dos calibradores ou qualquer estrutura estendida que estes possam apresentar. Em algumas circunstâncias pode não ser possível encontrar uma fonte calibradora não resolvida com emissão suficientemente forte em algum lugar próximo da fonte de interesse.

O princípio básico da *autocalibração* consiste em fazer dos ganhos individuais parâmetros livres em relação a fase de *closure*, ou seja, fazer com que esta seja independente dos erros (*shifts*) das fases introduzidos pelas antenas individuais e de suas variações temporais. ROGER JENNISON [Jenn 58] percebeu que uma soma apropriada das fases das visibilidades em torno de um *loop* fechado de linhas de base é livre do erro relacionado aos elementos individuais. Isto pode ser visualizado tomando a equação de calibração (121), em termos das fases:

$$\varphi'_{ij}(t) = \phi_{ij}(t) + \theta_i(t) - \theta_j(t) + \text{termo de ruído} \quad (122)$$

onde $\theta_i(t)$ é o argumento de $g_i(t)$. Suponha agora que um loop de três linhas de base seja formado pelos elementos i , j e k . Então, a quantidade $C'_{ijk}(t)$, designada por *fase de closure observada*, é dada por

$$\begin{aligned} C'_{ijk}(t) &= \varphi'_{ij}(t) + \varphi'_{jk}(t) + \varphi'_{ki}(t) \\ &= \varphi_{ij}(t) + \varphi_{jk}(t) + \varphi_{ki}(t) + \text{termo de ruído} \\ &= C_{ijk}(t) + \text{termo de ruído} \end{aligned} \quad (123)$$

Para um arranjo composto de N elementos existem $\frac{1}{2}N(N-1) - (N-1)$ fases de *closure* independentes.

A *amplitude de closure* Γ_{ijkl} pode ser definida para qualquer loop de 4 antenas por

$$\Gamma_{ijkl}(t) = \frac{|V'_{ij}(t)| |V'_{kl}(t)|}{|V'_{ik}(t)| |V'_{jl}(t)|} \quad (124)$$

As amplitudes dos ganhos complexos se cancelam fora destas razões. Logo, exceto pelo ruído, as amplitudes real e de *closure* devem ser idênticas. Há $\frac{1}{2}N(N-1) - N$ amplitudes de *closure*.

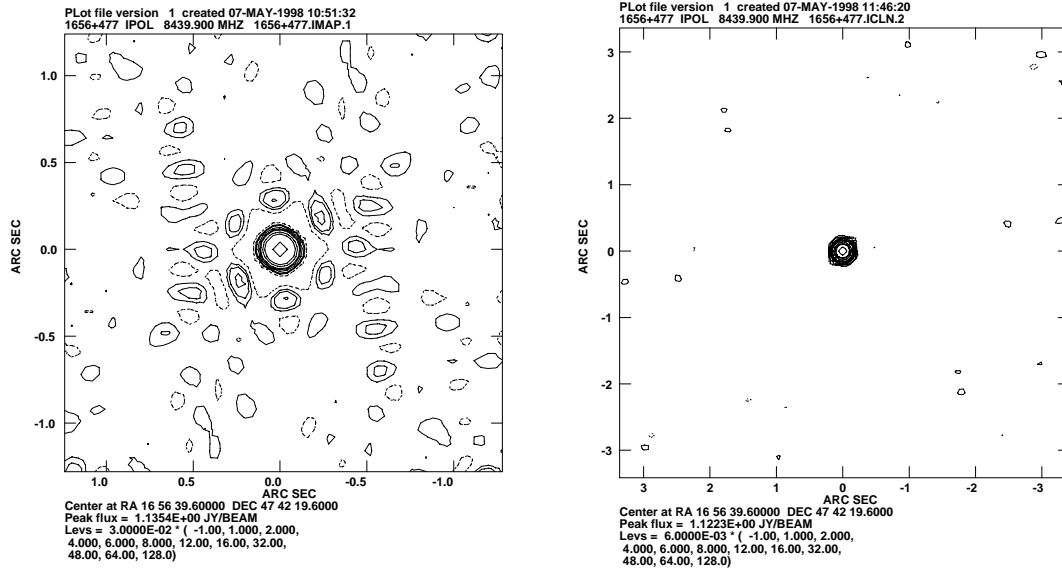


FIGURA 22: Imagens de uma fonte calibradora de 3C352, antes e depois de aplicada a autocalibração.

3.3.10 Interpolação

A calibração do arranjo usando radiofontes produz uma tabela de calibração de amplitude e fase para cada antena, frequência e polarização no tempo médio do scan do calibrador. Estes valores são separados por intervalos de tempo entre as observações do calibrador, ou seja, entre as observações calibrador-fonte-calibrador. Estes são os intervalos de tempo para os quais não temos solução para a amplitude e a fase. Dentro de limites aceitáveis para as variações da calibração, um esquema de interpolação linear das soluções para os tempos entre as observações do calibrador deve ser utilizado, sendo as soluções aplicadas aos dados das fontes.

3.4 A Calibração da Polarização

3.4.1 Polarimetria

Como foi mostrado no Capítulo 2 a radiação sincrotrônica apresenta um significativo grau de polarização linear, o qual aumenta com a resolução angular, sendo este fato de utilidade no estudo da distribuição do campo magnético dentro da fonte. Isto faz com que as medidas de polarização sejam muito importantes em radioastronomia.

Conforme explicado na secção 2.2.2 a polarização da radiação proveniente das radiofontes é definida por meio de um processo de correlação expresso formalmente pelas componentes da matriz de coerência (63), as quais são convertidas em visibilidades pelo interferômetro.

No VLA cada antena é constituída de dois canais de polarização para cada freqüência, os quais constituem polarizadores circulares. Cada um destes canais separa a radiação incidente em ondas com helicidade positiva (canal R), e em ondas com helicidade negativa (canal L), segundo o formalismo complexo exposto na secção (2.2.1) para as ondas circularmente polarizadas. De outro modo pode-se dizer que os sinais recebidos pelas antenas são convertidos em *sinais analíticos*. Assim, a voltagem na saída de cada antena será igual a soma das voltagens V_R e V_L associadas aos canais de polarização. O correlacionador complexo, o qual conecta o sistema de feeds para cada par de antenas, realizará, então, as correlações definidas pela matriz de coerência, por meio dos sinais fornecidos pelos dois canais, produzindo assim as visibilidades complexas V_{RR} , V_{LL} , V_{RL} e V_{LR} .

Como a polarização é descrita pelos parâmetros de Stokes I , Q , U e V , correspondentes às funções de visibilidade designadas por V_I , V_Q , V_U e V_V , nós podemos fazer uso das equações (67) para relacionar as visibilidades complexas, associadas aos elementos de correlação da matriz de coerência, às visibilidades associadas aos parâmetros básicos de Stokes. Fazendo isto, as quatro funções de correlação serão dadas pelas seguintes combinações lineares:

$$\begin{aligned} V_{RR} &= V_I + V_V \\ V_{LL} &= V_I - V_V \\ V_{RL} &= (V_Q + iV_U)e^{-2i\chi} \\ V_{LR} &= (V_Q - iV_U)e^{2i\chi} \end{aligned} \quad (125)$$

onde χ é o ângulo paralático, o qual determina a orientação do feed com respeito ao céu.

O ângulo paralático é o ângulo entre o meridiano da fonte e a elevação do círculo máximo das antenas do VLA, conforme a Figura 23. Para uma montagem auto-azimutal o ângulo paralático é uma função do tempo e da posição, dado por:

$$\operatorname{tg}\chi = \frac{\cos \phi \operatorname{sen} H}{\operatorname{sen} \phi \cos \delta - \cos \phi \operatorname{sen} \delta \cos H} \quad (126)$$

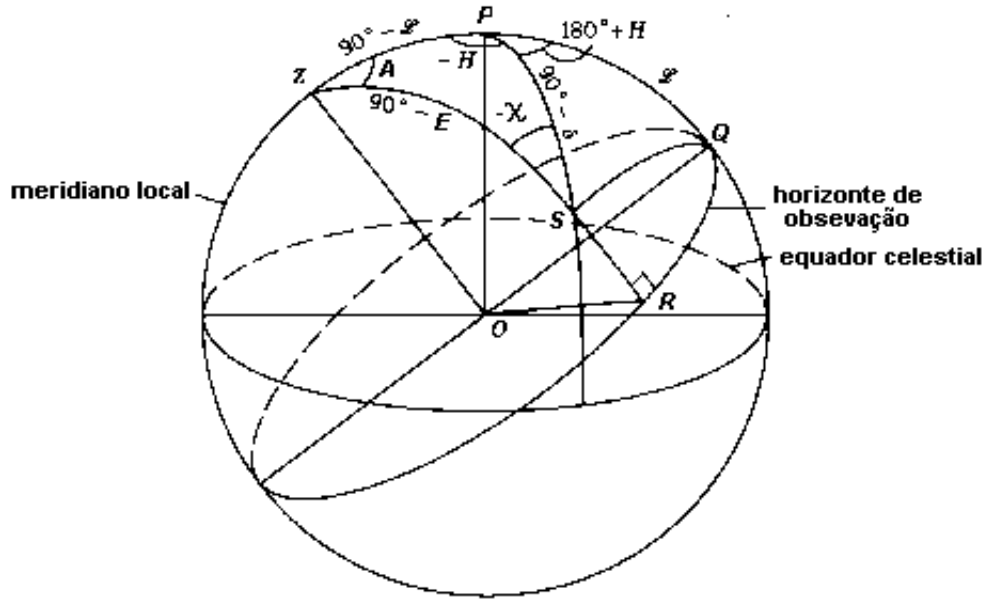


FIGURA 23: Relação entre as coordenadas celestiais (H, δ) e a elevação e o azimute (E, A) de um ponto S visto por um observador na latitude \mathcal{L} . P é o polo celestial e Z o zênite. O ângulo paralático é o ângulo de posição do observador medido a partir da linha vertical, de norte para leste.

Portanto, com a medida das correlações (125), feita pelo interferômetro, é possível separar as respostas para as visibilidades associadas aos parâmetros I, Q, U, V . A variação de cada um destes parâmetros pode, então, ser mapeada individualmente e a polarização da radiação emitida em qualquer ponto pode ser determinada.

3.4.2 Fatores de Correção e Calibração

Considerando que, na prática, as visibilidades observadas são afetadas por fatores instrumentais, teremos que levar em conta os ganhos complexos do sistema, bem como os chamados termos de "contaminação", decorrentes do fato de os feeds não serem precisamente ortogonais. Este último fator, em particular, implica que uma pequena quantidade de polarização circular correspondente ao canal R contamina o canal L e vice-versa. Esta contaminação é definida do seguinte modo: se as voltagens produzidas nos canais R e L forem v_R e v_L , e os campos elétricos induzidos forem E_R e E_L , então

$$\begin{aligned} v_R &= G_R (E_R e^{-i\chi} + D_R E_L e^{i\chi}) \\ v_L &= G_L (E_L e^{i\chi} + D_L E_R e^{-i\chi}) \end{aligned} \quad (127)$$

onde G_R e G_L correspondem aos ganhos complexos introduzidos pela eletrônica do sistema, e os coeficientes D_R e D_L aos termos de contaminação dos canais L

e R , respectivamente. Os sinais de saída medidos pelo correlacionador complexo, para cada par de antenas (j, k) , serão fornecidos por

$$\begin{aligned} V_{jkRR} &= v_{jR}v_{kR}^* \\ V_{jkLL} &= v_{jL}v_{kL}^* \\ V_{jkRL} &= v_{jR}v_{kL}^* \\ V_{jkLR} &= v_{jL}v_{kR}^* \end{aligned} \quad (128)$$

Das relações (127) e (128) obtém-se, portanto,

$$\begin{aligned} V_{jkRR} &= G_{jR}G_{kR}^* (E_{jR}E_{kR}^* + E_{jR}E_{kL}^* e^{-2i\chi} D_{kR}^* + \\ &\quad E_{jLE_{kR}^*} e^{2i\chi} D_{jR} + E_{jLE_{kL}^*} D_{jR}D_{kR}^*) \end{aligned} \quad (129)$$

$$\begin{aligned} V_{jkLL} &= G_{jL}G_{kL}^* (E_{jLE_{kL}^*} + E_{jLE_{kR}^*} e^{-2i\chi} D_{kL}^* + \\ &\quad E_{jRE_{kL}^*} e^{2i\chi} D_{jL} + E_{jRE_{kR}^*} D_{jL}D_{kL}^*) \end{aligned} \quad (130)$$

$$\begin{aligned} V_{jkRL} &= G_{jR}G_{kL}^* (E_{jRE_{kL}^*} e^{-2i\chi} + E_{jRE_{kR}^*} D_{kL}^* + \\ &\quad E_{jLE_{kL}^*} D_{jR} + E_{jLE_{kR}^*} e^{2i\chi} D_{jR}D_{kL}^*) \end{aligned} \quad (131)$$

$$\begin{aligned} V_{jkLR} &= G_{jL}G_{kR}^* (E_{jLE_{kR}^*} e^{-2i\chi} + E_{jLE_{kL}^*} D_{kR}^* + \\ &\quad E_{jRE_{kR}^*} D_{jL} + E_{jRE_{kL}^*} e^{2i\chi} D_{jL}D_{kR}^*) \end{aligned} \quad (132)$$

Na prática, para o VLA, os termos D 's são responsáveis por valores inferiores a 2,5% da polarização total; e a polarização linear, à valores inferiores a 10%. Os termos cruzados $E_{jR}E_{kL}^*$ e $E_{jL}E_{kR}^*$ correspondem à valores inferiores a 10% dos termos $E_{jR}E_{kR}^*$ e $E_{jL}E_{kL}^*$. Desprezando, então, a influência destes termos menores e notando que as correlações $E_{jR}E_{kR}^*$, $E_{jL}E_{kL}^*$, $E_{jR}E_{kL}^*$ e $E_{jL}E_{kR}^*$ correspondem às visibilidades definidas em (125), temos, a partir das equações (129), (130), (131) e (132) que as quatro correlações observáveis são dadas por

$$\begin{aligned} V_{jkRR} &= G_{jR}G_{kR}^*(V_I + V_V) \\ V_{jkLL} &= G_{jL}G_{kL}^*(V_I - V_V) \\ V_{jkRL} &= G_{jR}G_{kL}^* \\ V_{jkLR} &= G_{jL}G_{kR}^* \end{aligned} \quad (133)$$

As equações (133) descrevem como um conjunto de quatro constantes complexas por antena, G_{jR} , G_{jL} , D_{jR} e D_{jL} são suficientes para descrever completamente as relações entre as visibilidades reais e as visibilidades instrumentais.

Na prática, usa-se uma fonte puntual calibradora não polarizada - com parâmetros I , Q , U e V conhecidos - que fornece as visibilidades reais por meio das equações (125). Então, a partir da medida das visibilidades instrumentais (do calibrador) pode-se resolver as equações (133) de modo a obter-se os fatores complexos G_{jR} , G_{jL} , D_{jR} e D_{jL} . A introdução destes fatores na mesma equação fornece, em seguida, a medida corrigida e calibrada das visibilidades reais V_I , V_Q , V_U e V_V da fonte observada.

4 REDUÇÃO DOS DADOS

4.1 As Observações

Os dados de que dispomos neste trabalho provém de observações de duas fontes constantes no terceiro catálogo de Cambridge de radiofontes [Spin 91], as quais são usualmente denominadas radiogaláxias 3CR. Ambas as fontes possuem densidades de fluxo total maiores do que 10 Jy, sob 178 MHz, e extensões angulares superiores a $10''$, o que caracteriza típicas fontes FR II, de acordo com o diagrama PD referido na seção 1.1. As características das duas fontes em estudo estão resumidas na Tabela 2, onde as posições óticas e os redshifts foram obtidos da escala de Baars [Baar 91]. Os parâmetros expressos nas três últimas colunas da tabela foram calculados por meio de uma cosmologia apropriada [Leah 91]. A potência em rádio emissão em 178 MHz indica valores acima da transição Fanaroff - Ryle ($5 \times 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$) para as duas radiofontes. A maior extensão angular (LAS) e a extensão linear (D) foram calculadas com os melhores mapas disponíveis. Para isto adotou-se uma cosmologia de Friedmann com $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e $q_0 = 0$.

TABELA 2: Propriedades das Radiofontes 3CR.

Fonte	$\alpha(1950)$ $\delta(1950)$	Tipo Ótico	z	P_{178} ($10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$)	LAS ($''$)	D (Kpc)
3C275.1	12 41 27.58 16 39 18.00	Q	0.555	45	19.5	158
3C352	17 09 18.00 46 05 06.00	G	0.806	80	15.5	153

NOTA: As unidades de ascensão de reta são horas, minutos e segundos; e as unidades de declinação são graus, minutos de arco e segundos de arco.

As observações foram realizadas com o Very Large Array (VLA), em 4.9 e 8.4 GHz, com uma largura de banda de 50 MHz para cada frequência, as quais foram em seguida interpoladas, fornecendo os mapas em uma frequência efetiva. Observações em banda C e banda X são convenientes para o estudo do espectro do núcleo, jato e hotspots. A Tabela 3 lista para cada fonte observada as datas de observação, a configuração do arranjo, as frequências, as bandas de frequência, os tempos de integração e os observadores.

A Tabela 4 lista os valores dos ruídos (RMS) das imagens obtidas após o processamento dos dados. Estes foram medidos interativamente sobre as mesmas. A "gama dinâmica", a qual é definida como a máxima densidade de fluxo encontrada, dividida pelo ruído do sinal sobre uma determinada frequência, está listada na quinta coluna da tabela. Os valores da gama dinâmica servem como

TABELA 3: Parâmetros Observacionais.

Fonte	Data	Config. VLA	Freq. (GHz)	Banda (MHz)	Duração (min)	Observ.
3C275.1	13/09/87	A	4.9	C	198	AG247
	13/09/87	B	4.9	C	18	AG247
	13/12/92	B	8.4	X	57	AL280
3C352	13/09/87	A	4.9	C	227	AG247
	13/09/87	B	4.9	C	10	AG247
	13/12/92	B	8.4	X	59	AL280

TABELA 4: Medidas da gama dinâmica das imagens.

Fontes	Frequência (GHz)	RMS (μJy)	Gama Dinâmica
3C275.1	4.8	32	5600
	8.4	68	4500
3C352	4.8	81	3300
	8.4	48	3600

um parâmetro indicador da qualidade dos mapas obtidos.

4.2 A Edição e a Calibração

O primeiro procedimento em relação ao processamento dos dados consistiu na "edição", segundo o qual os dados ruins ou discrepantes foram identificados e eliminados. Imprecisão do rastreamento das antenas, condições atmosféricas impróprias, mal funcionamento dos receptores e parâmetros de observação incorretos são alguns dos problemas que podem corromper os dados.

Para todas as observações, o calibrador primário e o calibrador do ângulo de posição da polarização foi 3C286, para a qual nós assumimos densidades de fluxo de 7.4 e 5.2 Jy sob 4.8 e 8.4 GHz, respectivamente, e um ângulo de polarização de 66° sob as duas frequências. A densidade de fluxo de 3C286 é aquela da escala de Baars fornecida pelo manual de calibradores do VLA (1990). A Tabela 5 lista os calibradores primário e secundários de densidade de fluxo usados em 4.8 e 8.4 GHz.

Após os procedimentos usuais de calibração, as fontes foram mapeadas

TABELA 5: Calibradores primário e secundários para observações realizadas em 4.8 e 8.4 GHz com o VLA.

(a) Calibradores usados nas configurações A e B do VLA, em 6 cm.

Fonte	Calibrador	α (1950)			δ (1950)			Fluxo (Jy)
		hh	mm	ss.ss	gg	mm	ss.ss	
3C275.1	1252+119	12	52	07.71	11	57	20.86	0.65
	0212+735	02	12	49.92	73	35	40.10	2.20
3C352	1738+476	17	38	36.31	47	39	28.60	0.91
	0212+735	02	12	49.92	73	35	40.10	2.20
3C286	1328+307	13	28	49.65	30	45	58.64	7.40

(b) Calibradores usados nas configurações A e B do VLA, em 3.6 cm.

Fonte	Calibrador	α (1950)			δ (1950)			Fluxo (Jy)
		hh	mm	ss.ss	gg	mm	ss.ss	
3C275.1	1252+119	12	52	07.71	11	57	20.86	0.63
3C352	1656+477	16	56	39.60	47	42	19.60	1.11
3C286	1328+307	13	28	49.65	30	45	58.64	5.20

usando-se o software AIPS¹. Aos dados foi aplicada uma transformada de Fourier seguida de um processo de deconvolução, por meio da tarefa MX do software. Logo após isto procedeu-se a uma auto-calibração em fase para corrigir erros atmosféricos residuais. As fontes foram também auto-calibradas em amplitude, sendo as correções em amplitude e fase aplicadas a todas as polarizações e usadas para produzir os mapas dos parâmetros de Stokes I, Q e U. Estas fases do processamento estão explicadas na seção 3.3.

4.3 Fluxos e Polarizações

Os valores dos fluxos e das polarizações para cada componente da fonte foram encontrados por meio de uma técnica interativa que limita a imagem àquelas áreas dentro das quais conhecidamente existe emissão. Áreas retangulares ou "caixas" são tomadas diretamente sobre o mapa, de modo que os valores integrados dos parâmetros I, Q e U possam ser medidos.

Os índices espectrais α ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$), calculados entre 3 e 3.6 cm, foram encontrados por meio das densidades de fluxo S , medidas interativamente. Os

¹O AIPS é o software pertencente ao "The Nacional Radio Astronomy Observatory" (NRAO), o qual é operado por "Associated Universities, Inc", em cooperação com "The Nacional Science Foundation".

TABELA 6: Medidas dos fluxos, picos de intensidade e índices espectrais.

(a) Fluxos, picos de intensidade e índices espectrais para 3C275.1.

	S_{5GHz} (mJy)	I_{pico} (mJy/b)	S_{8GHz} (mJy)	I_{pico} (mJy/b)	α
Núcleo	205	180	307	281	- 0.69
Jato	278	89	157	59	0.98
C-Jato	372	57	174	34	1.31

(b) Fluxos, picos de intensidade e índices espectrais para 3C352.

	S_{5GHz} (mJy)	I_{pico} (mJy/b)	S_{8GHz} (mJy)	I_{pico} (mJy/b)	α
Núcleo	3	3	4	3.3	- 0.31
Jato	270	64	176	43	0.73
C-Jato	176	25	89	15	1.29

valores dos fluxos, bem como os dos picos de fluxo para cada frequência, estão listados na Tabela 6 junto aos valores dos índices espectrais. Estes foram calculados por meio da relação (37), a qual expressa o parâmetro α em função da declinação da reta plotada sobre o gráfico $\log S_\nu \times \log \nu$. As razões S_{jato}/S_{c-jato} , dos fluxos, e I_{jato}/I_{c-jato} , das intensidades máximas, indicam valores maiores do que 1 sob as duas frequências, exceto para 3C275.1, que apresenta uma razão de fluxos menor do que 1. Os mapas da intensidade total produzidos estão plotados, a seguir, nas Figuras 24, 26, 28 e 30.

Mapas da densidade de fluxo polarizada $(Q^2 + U^2)^{1/2}$ e do ângulo de posição χ foram produzidos dos valores integrados de Q e U, medidos interativamente, por meio dos quais calculou-se também a polarização fracional, definida em (69). Os valores das medidas de rotação de Faraday e depolarização estão listados na Tabela 126.

Os mapas de polarização obtidos, são apresentados nas Figuras 25, 27, 29 e 31. Os comprimentos dos vetores sobre os mapas indicam o grau de polarização fracional; suas direções indicam as direções do vetor campo elétrico.

TABELA 7: Medidas das componentes de RM (rad/m²) e DP . A tabela fornece as medidas dos valores de rotação de Faraday e depolarização, do lobo e contra-lobo, para as duas fontes do estudo.

Fontes	RM_j	RM_{cj}	DP_j	DP_{cj}
3C275.1	-18	-36	0.67	0.66
3C352	+33	-70	1.34	1.15

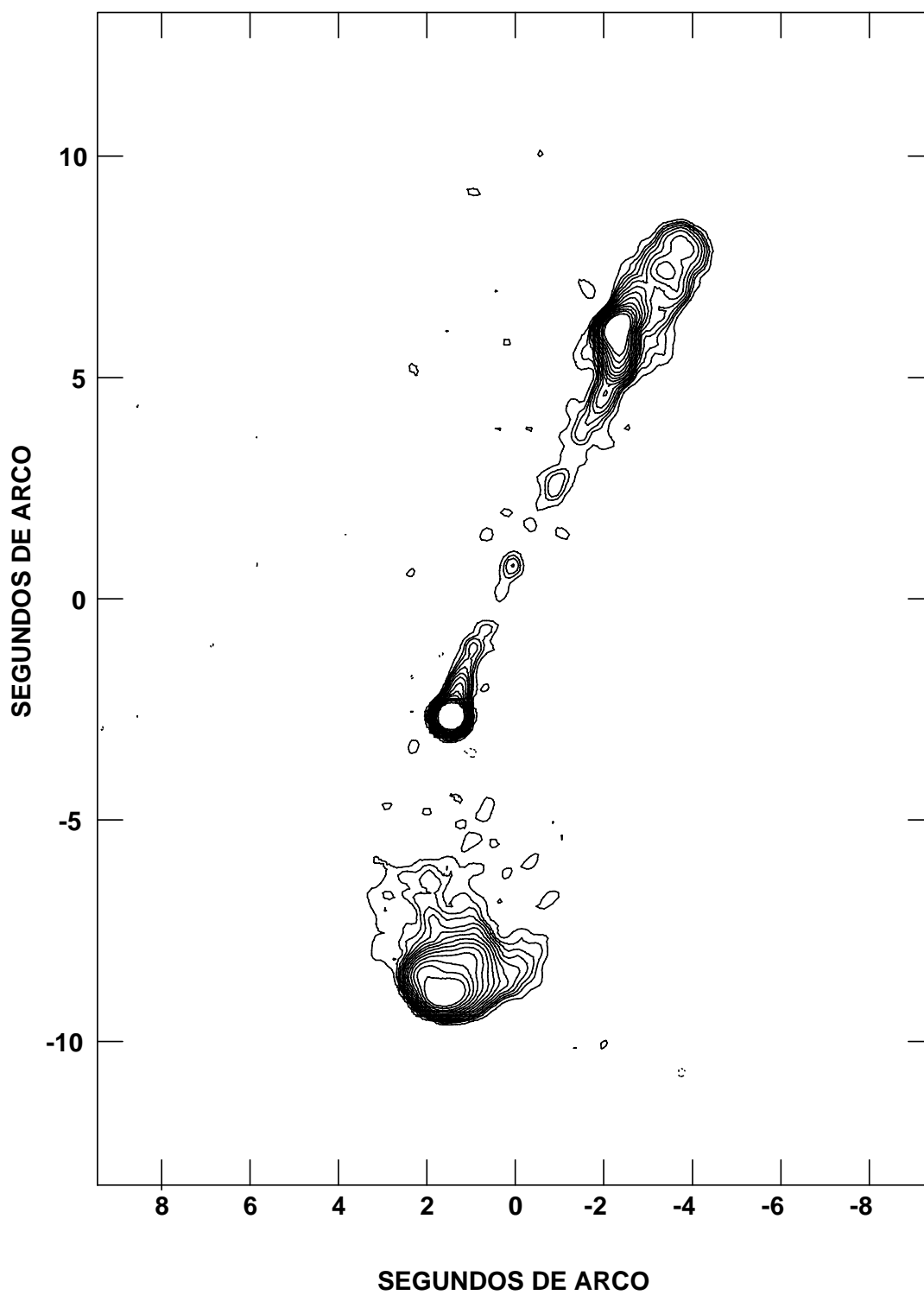


FIGURA 24: (a) Mapa da intensidade total de 3C275.1, em 5 GHz. Os níveis de contorno são $0.15 \times (-1.41, 1.41, 2.83, 4, 5.66, 8, 11.31, 16, 22.63, 32, 45.25, 64, 90.51, 128, 181)$ mJy beam^{-1} , e o pico de fluxo ocorre na região correspondente ao núcleo do quasar.

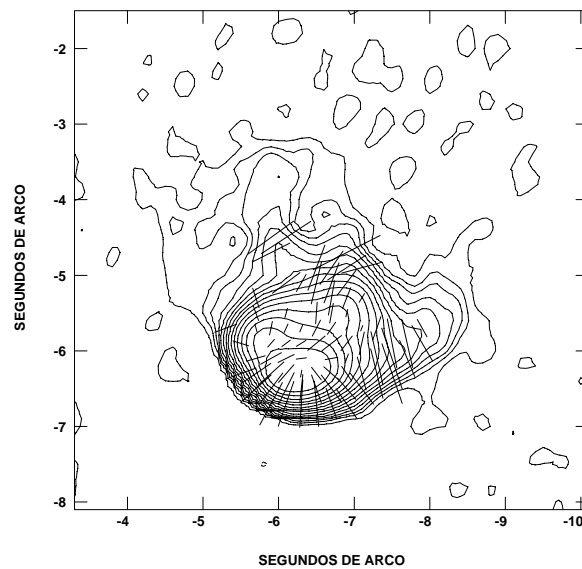
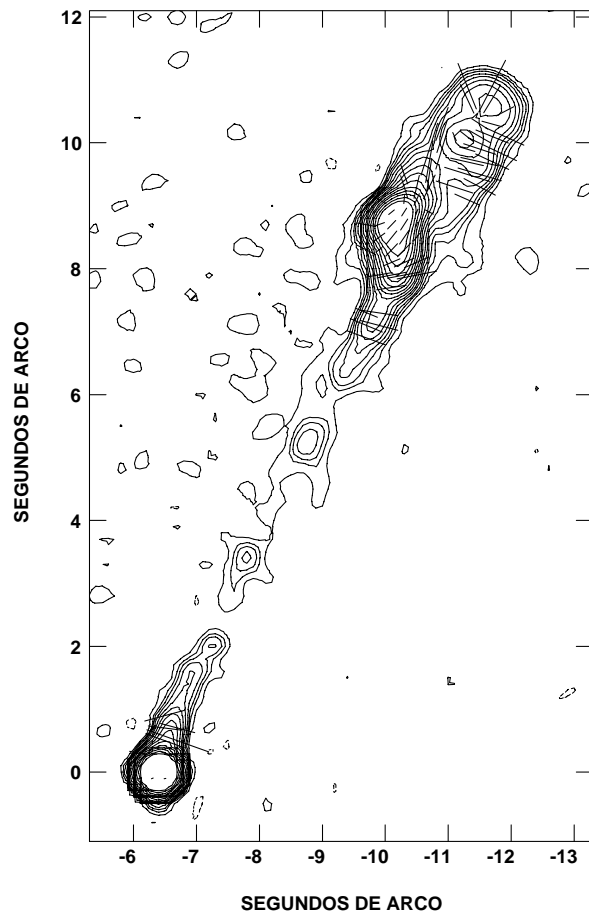


FIGURA 25: Acima: Mapa de polarização do lobo de 3C275.1, em 5 GHz. Um vetor de 1" corresponde a aproximadamente 42% de polarização fracional. Abaixo: Mapa de polarização do contra-lobo, em 5 GHz. Um vetor de 1" corresponde a aproximadamente 56% de polarização fracional.

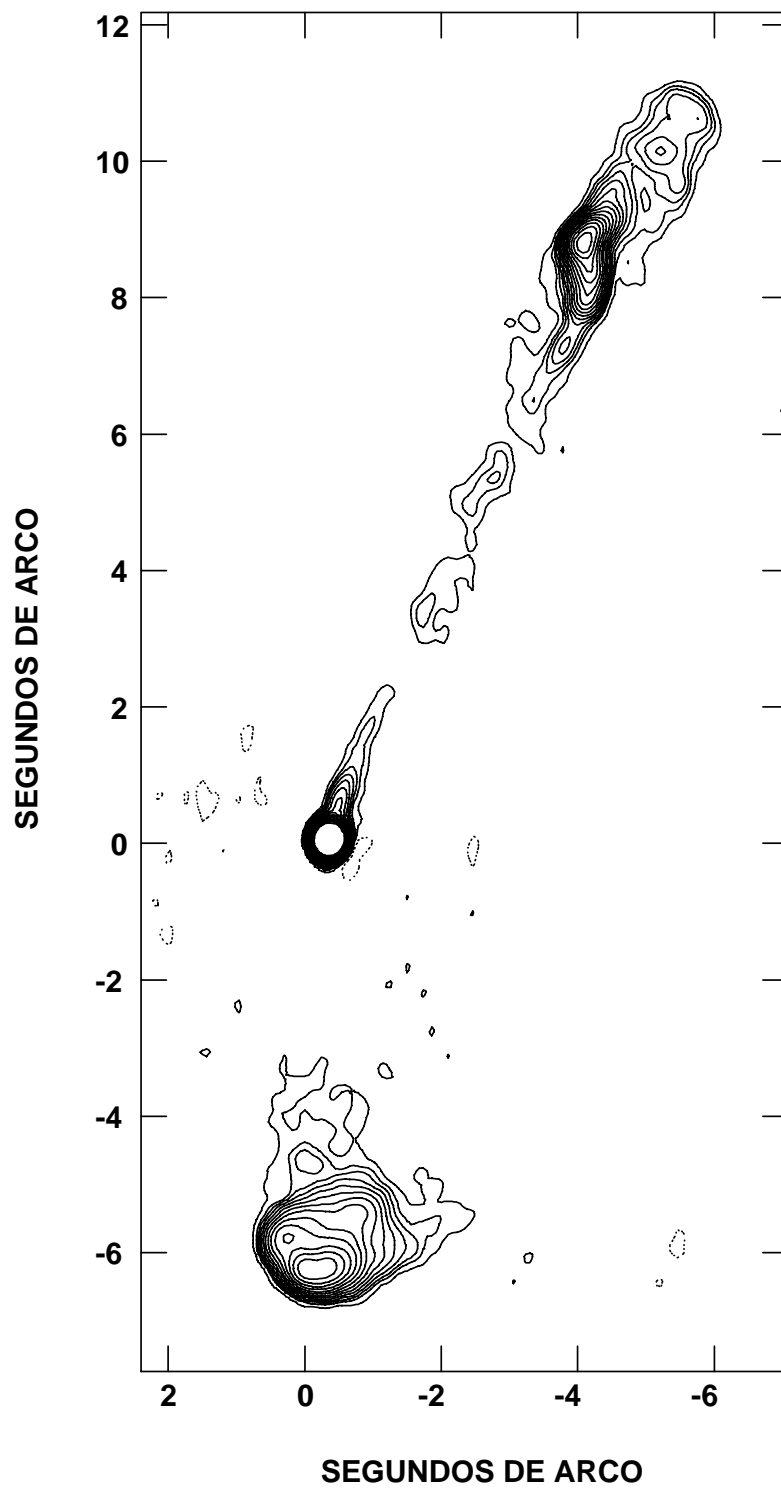


FIGURA 26: (a) Mapa da intensidade total de 3C275.1, em 8 GHz. Os níveis de contorno são $0.14 \times (-1.41, 1.41, 2.83, 4, 5.66, 8, 11.31, 16, 22.63, 32, 45.25, 64, 90.51, 128, 181) \text{ mJy beam}^{-1}$, e o pico de fluxo ocorre na região correspondente ao núcleo do quasar.

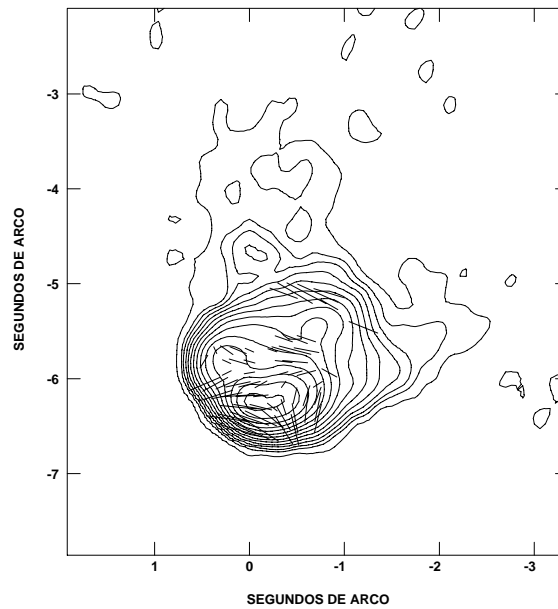
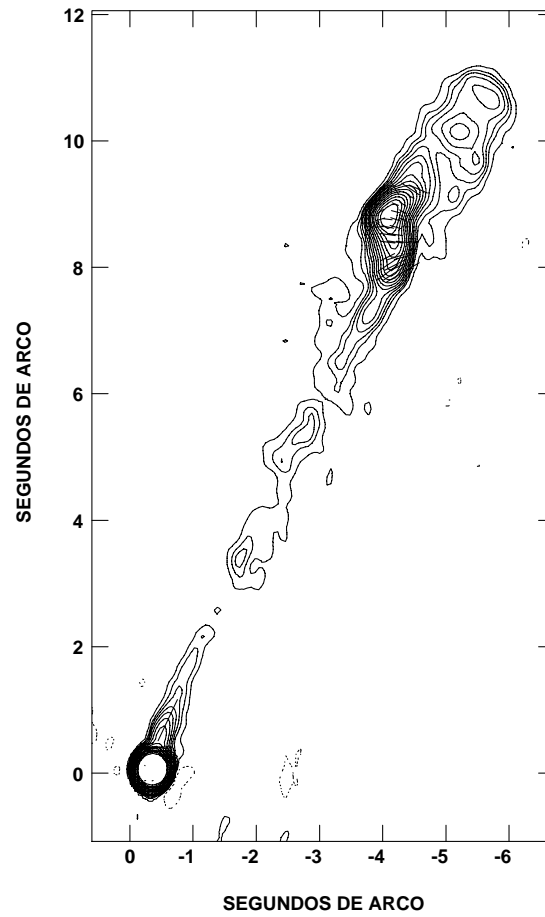


FIGURA 27: Acima: Mapa de polarização do lobo de 3C275.1, em 8 GHz. Um vetor de 1" corresponde a aproximadamente 42% de polarização fracional. Abaixo: Mapa de polarização do contra-lobo, em 8 GHz. Um vetor de 1" corresponde a aproximadamente 56% de polarização fracional.

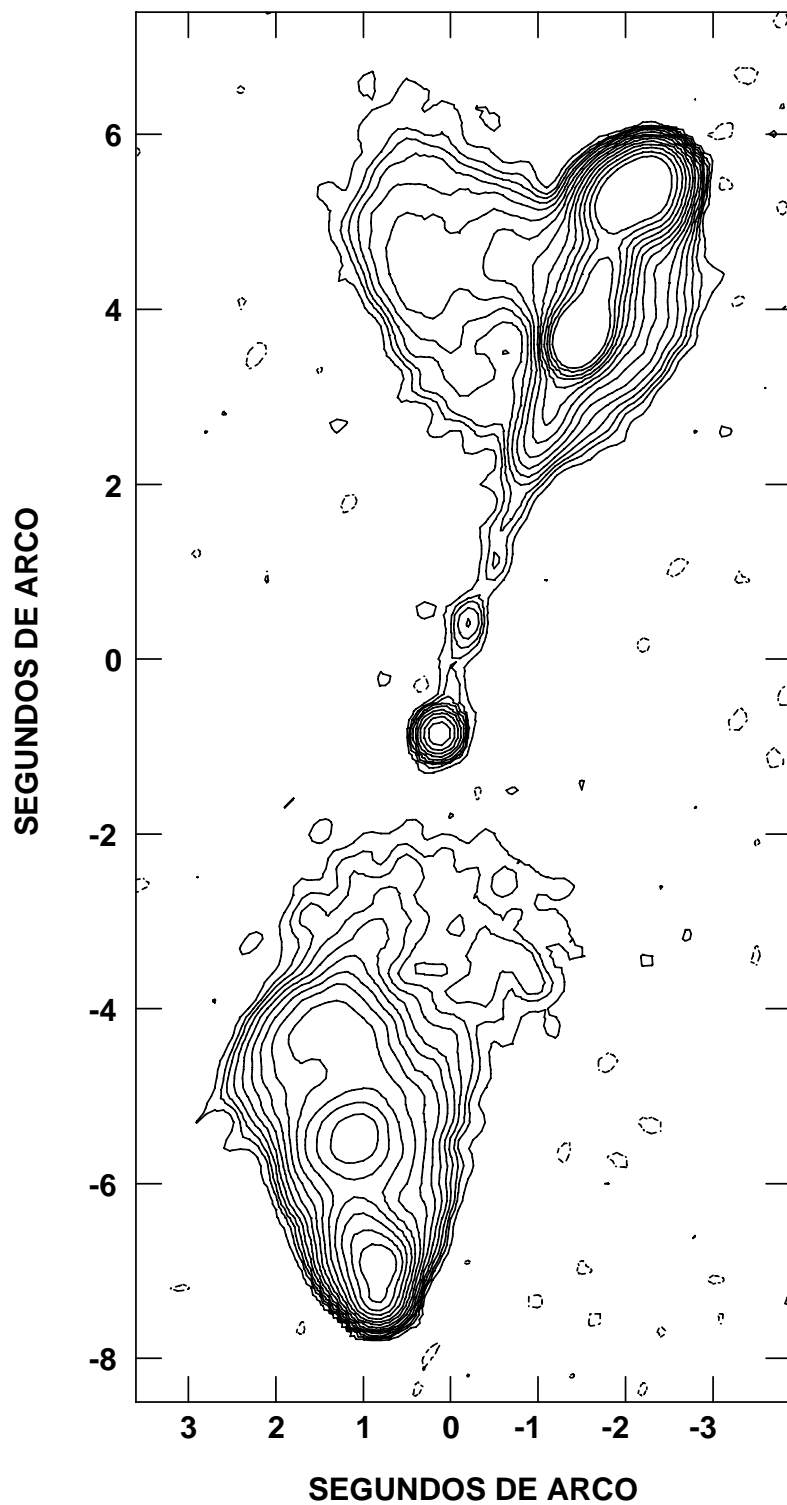


FIGURA 28: (a) Mapa da intensidade total de 3C352, em 5 GHz. Os níveis de contorno são $6.50 \cdot 10^{-5} \times (-1.41, 1.41, 2.83, 4.00, 5.66, 8.00, 11.31, 16.00, 22.63, 32.00, 45.25, 64.00, 90.51, 128.00, 181.00)$ mJy beam⁻¹, e o pico de fluxo ocorre na região correspondente ao lobo.

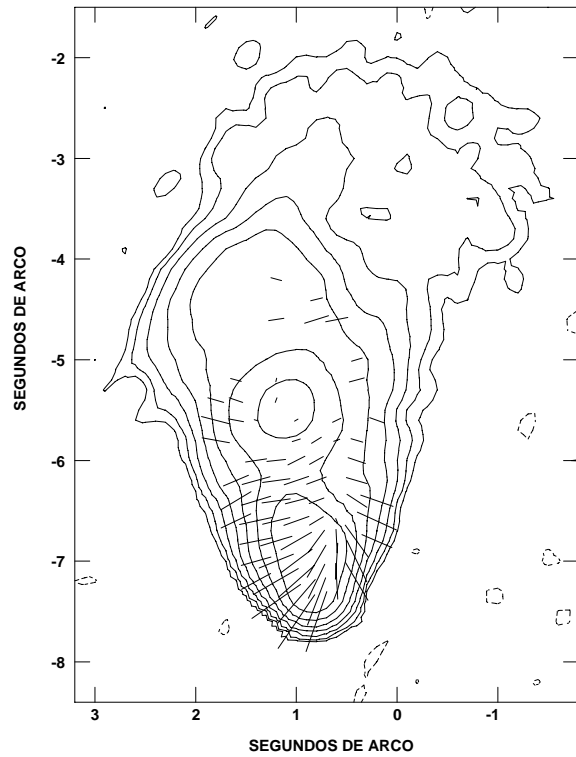
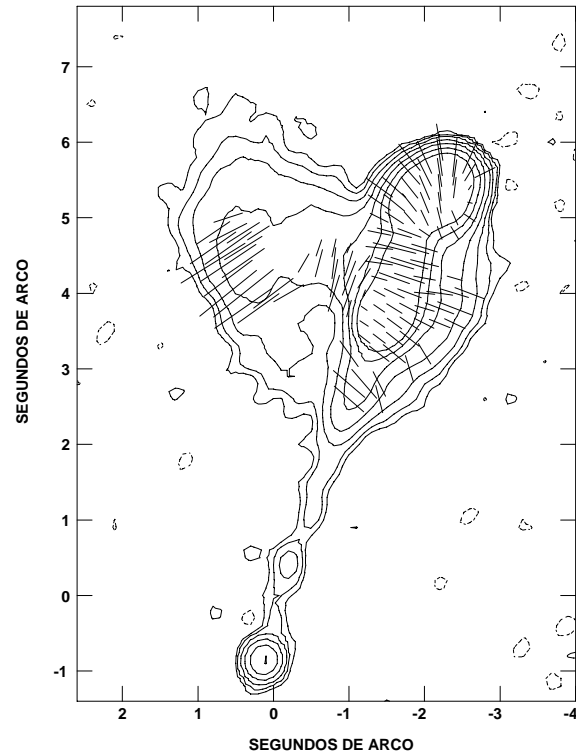


FIGURA 29: Acima: Mapa de polarização do lobo de 3C275.1, sob 5 GHz. Um vetor de 1" corresponde a uma polarização fracional em torno de 62%. Abaixo: Mapa de polarização do contra-lobo, sob 5 GHz. Um vetor de 1" corresponde a uma polarização fracional de 62%.

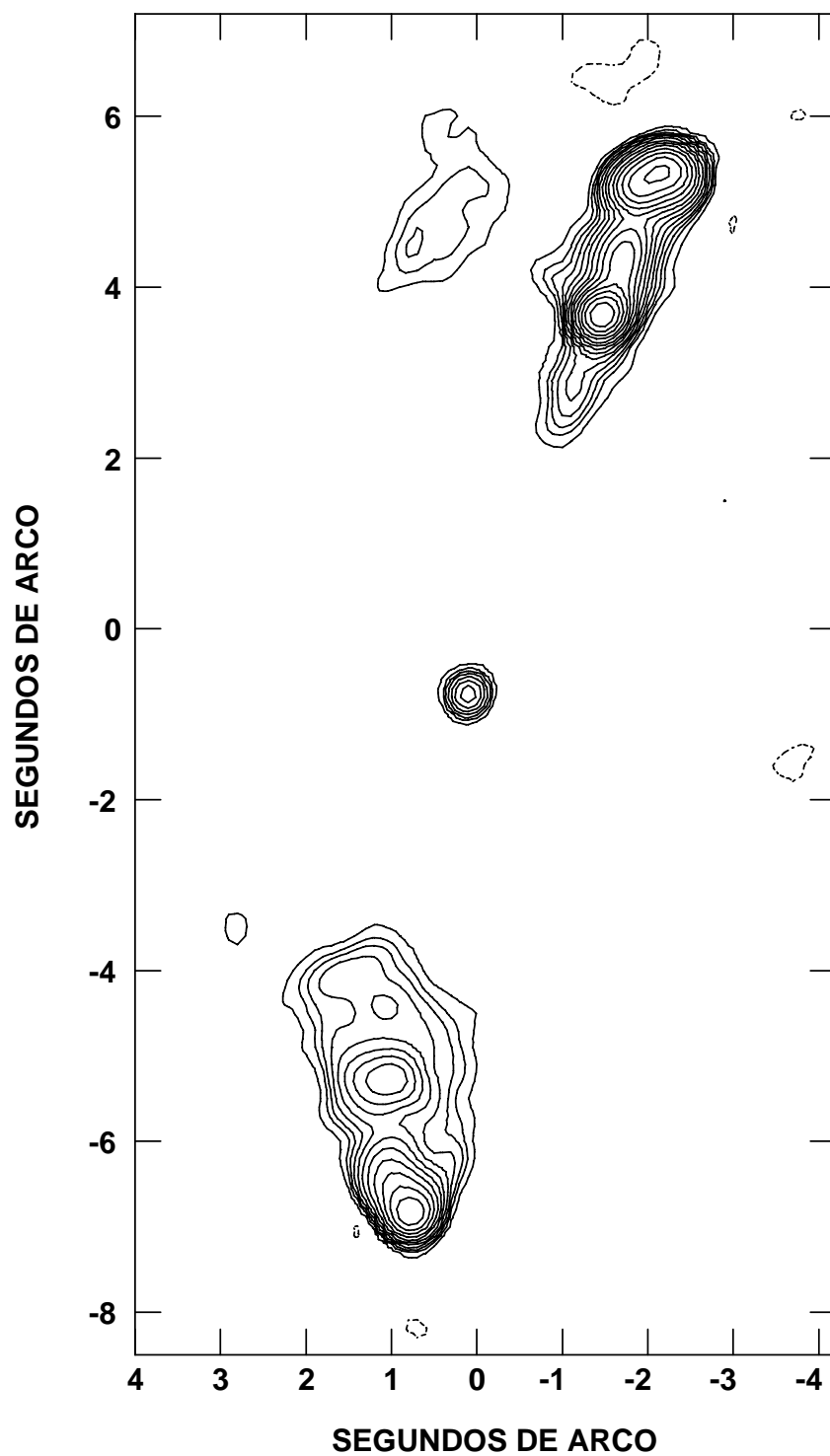


FIGURA 30: (a) Mapa da intensidade total de 3C352, em 8 GHz. Os níveis de contorno são $0.14 \text{ mJy} \times (-1.41, 1.41, 2.83, 4, 5.66, 8, 11.31, 16, 22.63, 32, 45.25, 64, 90.51, 128, 181) \text{ mJy beam}^{-1}$, e o pico de fluxo ocorre na região correspondente ao lobo.

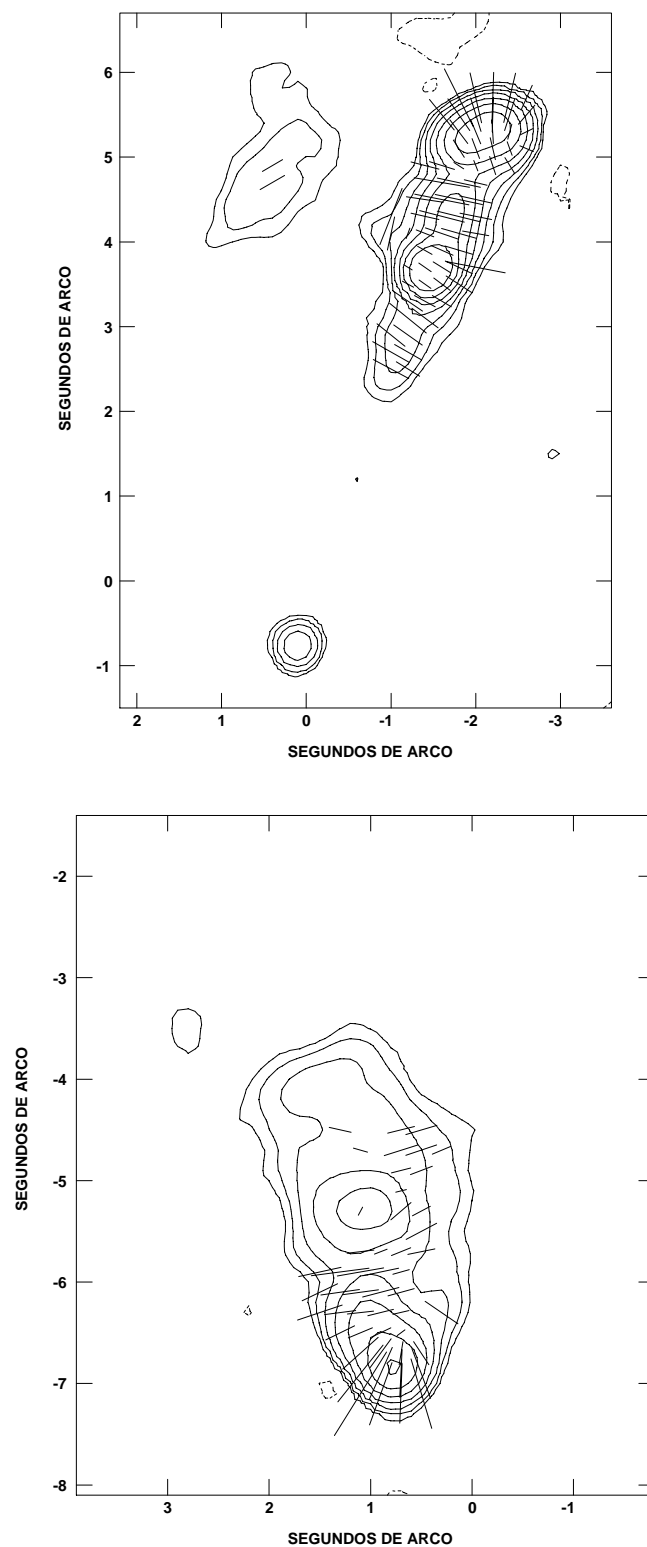


FIGURA 31: Acima: Mapa de polarização do lobo de 3C352, em 8 GHz. Um vetor de 1" corresponde a aproximadamente 42% de polarização. Abaixo: Mapa de polarização do contra-lobo, em 8 GHz. Um vetor de 1" corresponde a aproximadamente 56% de polarização.

5 DICUSSÃO E CONCLUSÕES

5.1 Discussão dos Resultados

Os resultados obtidos são discutidos com vistas a uma interpretação astrofísica dos efeitos Faraday, no que diz respeito a forte correlação que tem sido verificada entre a depolarização e o índice espectral dos lobos [Liu 91], e com relação ao efeito Laing-Garrington [Lain 88, Garr 88].

5.1.1 Índice Espectral

Os valores dos índices espectrais exibidos na Tabela 6, determinados a partir das respectivas densidades de fluxo, indicam para ambas as fontes clara tendência de um espectro mais acentuado em relação ao lado do jato. A diferença $\alpha_j - \alpha_{cj}$, entre os índices espectrais do lobo e contra-lobo, é - 0.33 e - 0.56 para 3C275.1 e 3C352, respectivamente. Tal resultado confirma a assimetria no índice espectral. Uma vez que os hotspots apresentam, geralmente, um espectro mais acentuado do que seus lobos associados, esta assimetria tem sido atribuída a uma tendência de o hotspot do lado do jato ser o mais brilhante dos dois.

A Figura 32 apresenta os mapas dos índices espectrais obtidos entre 4.9 e 8.4 GHz. A distribuição dos índices é fornecida pela escala cinzenta dos mapas, os quais ilustram os lados do lobo e contra-lobo separadamente para cada fonte.

5.1.2 Medidas de Rotação e Depolarização

As medidas de rotação de Faraday (RM) foram obtidas da diferença entre os ângulos de polarização χ , fornecidos pela expressão (75), medidos sob 6 e 3.6 cm. Os valores encontrados - correspondentes as rotações ocorridas no lado do jato e contra-jato - estão listados nas duas primeiras colunas da Tabela 7.

As duas últimas colunas apresentam os valores das medidas de depolarização, de acordo com a definição (86). A depolarização é causada por diferentes variações das quantidades de rotação de Faraday ocorridas em algumas regiões polarizadas. A questão de saber onde a depolarização está ocorrendo, ou seja, se é interna ou externa à fonte, é relevante para que se investigue a natureza do meio nas cercanias destes objetos. Esta questão é levantada na seção seguinte. Podemos verificar, entretanto, com os valores apresentados na Tabela 7, que não há

diferença significativa entre as medidas de depolarização, entre os lados do jato e contra-jato, para as duas radiofontes. Isto nos leva a concluir que para frequências > 5 GHz os valores encontrados para a depolarização são negligenciáveis, não se verificando o efeito Laing-Garrington.

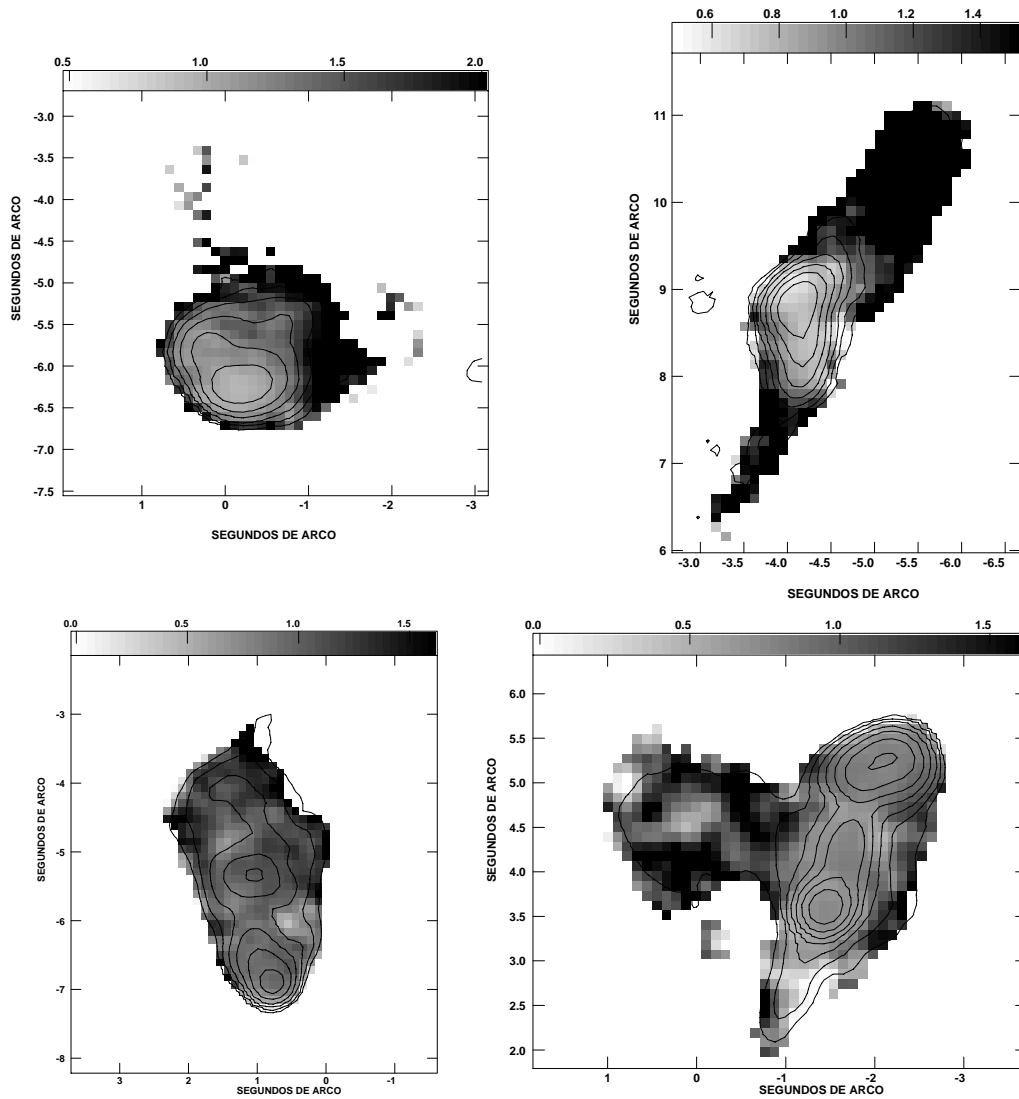


FIGURA 32: Mapas dos índices espectrais de 3C275.1 e 3C352, sob 4.9 - 8.4 GHz. Os valores dos índices espectrais são dados pela escala cinzenta. Contornos dos mapas de intensidade, em 8.4 GHz, são superpostos a todos os mapas. Os níveis de contorno são $0.1 \times (2.0, 4.0, 16.0, 32.0, 64.0, 128.0)$ mJy beam $^{-1}$. Acima estão os mapas de 3C275.1, do lobo e contra-lobo, com intervalo de graduação de 0.5 (branco) a 2.0 (preto). Abaixo estão os mapas de 3C352 com intervalo de graduação de 0.5 (branco) a 1.5 (preto).

As distribuições das medidas de rotação, bem como as de depolarização, estão ilustradas pelos mapas das Figura 33 e 34.

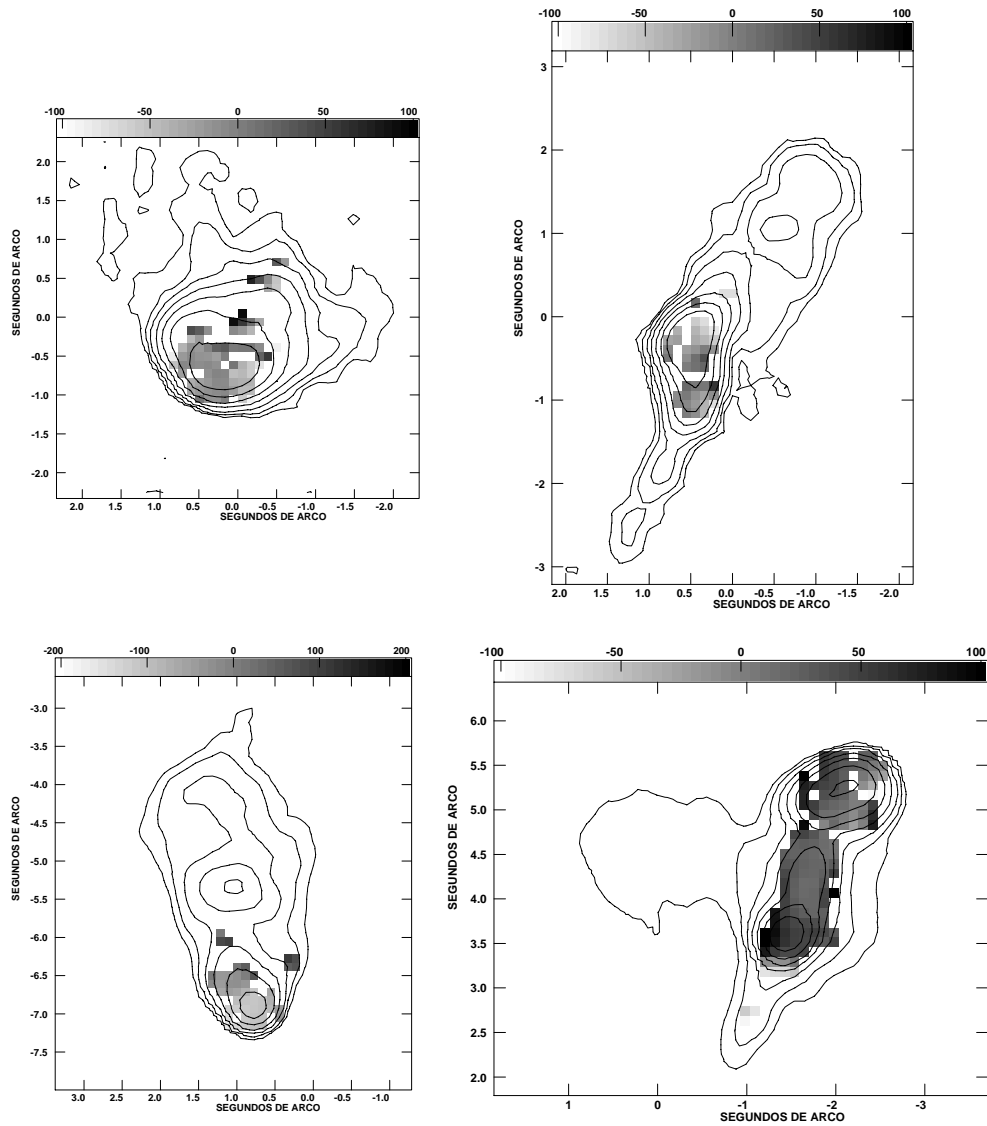


FIGURA 33: Mapas das medidas de rotação de Faraday (RM), superpostos aos contornos de intensidade total sob 6 cm. Acima: mapas do contra-lobo e lobo de 3C275.1. Abaixo: mapas do contra-lobo e lobo de 3C352.

5.1.3 A Origem da Depolarização

Os efeitos Faraday de rotação e a depolarização foram introduzidos na Seção 2.3 do Capítulo 2. Uma análise moderna das medidas de rotação de Faraday principia pela tentativa de distinguir a rotação ocorrida nas regiões que se interpõe entre a fonte e o observador (foreground rotation) das regiões de emissão propriamente ditas (internal rotation). A Rotação Interna ocorrida nas fontes se caracteriza, segundo o que foi exposto em 2.3.2, por apresentar forte depolarização e um comportamento distinto daquele pelo qual as medidas de rotação

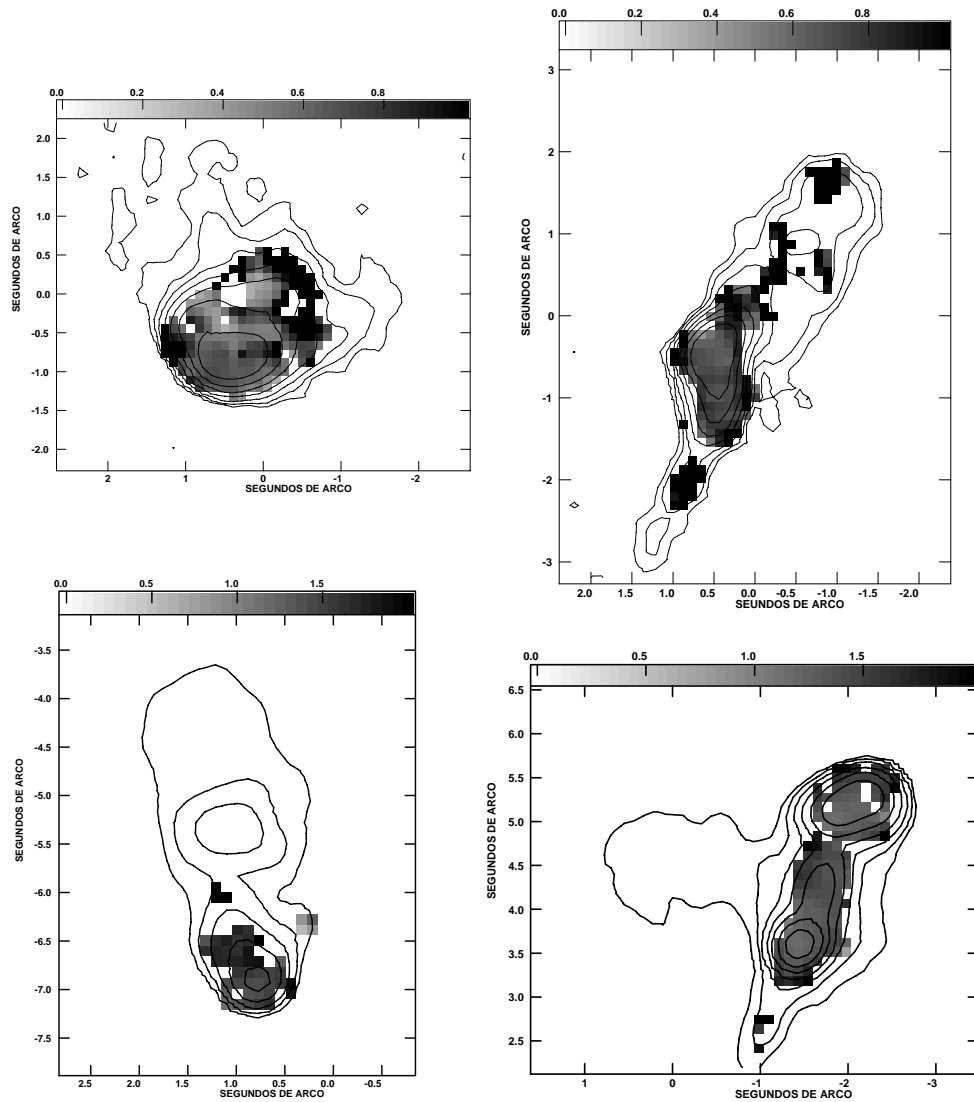


FIGURA 34: Mapas das medidas de depolarização $DP = m_{6cm}/m_{3.6cm}$, superpostos aos contornos de intensidade total sob 6cm. Acima: mapas do contra-lobo e lobo de 3C275.1. Abaixo: mapas do contra-lobo e lobo de 3C352. Valores altos de DP indicam depolarização menor.

são diretamente proporcionais a λ^2 , onde uma rotação de $\pi/2$ é observada. Vários casos são conhecidos onde o ângulo de rotação se dá segundo λ^2 por um ângulo muito maior do que $\pi/2$, e em direções opostas em diferentes partes da fonte, de modo que a maior parte da rotação é claramente externa, consistindo muito provavelmente num gás quente ao redor das radiofontes. Mais uma possibilidade é a de uma camada limítrofe turbulenta, onde o campo relativamente forte do rádio plasma é amplificado e misturado com o meio externo de densidade relativamente alta. Onde um meio externo é claramente identificado, a rotação de Faraday está ocorrendo dentro de 10 kpc em relação ao centro de uma grande galáxia ou em um denso meio aglomerado. Fora destas regiões, medidas de polarização integradas implicam que profundidades de Faraday são muito menores (mas não zero). À parte estes casos, restam as situações onde ambas as rotações, internas e externas, são possibilidades viáveis.

A investigação sobre a natureza da depolarização ocorrida nas radiogaláxias tem se baseado em modelos estatísticos, segundo os quais os espectros de dispersão nas regiões internas às fontes são relacionados às profundidades de Faraday. A distribuição destas últimas ao longo da linha de visada, sendo governada por uma estatística "random-walk", sugere que as medidas de Δ e ϕ derivadas para uma região uniforme com campo magnético irregular estão relacionadas por [Garr 91a]

$$\Delta = \phi_c N^{1/2} / 5 = 0.8\Phi \quad (134)$$

onde ϕ_c é a profundidade de Faraday de uma única célula e N o número de células. Portanto, sendo a natureza da depolarização de origem interna, a correlação entre as medidas de Δ e ϕ - as quais diferem por um simples fator numérico - deverá estar evidente nos dados.

O trabalho de GARRINGTON & CONWAY [Garr 91a], o qual contempla uma amostra de 69 fontes, observadas com menor resolução, não indica correlação entre as medidas de Δ e Φ , nem onde a depolarização ocorre. Acredita-se, portanto, que os efeitos Faraday dominantes ocorram externamente às fontes, e que a assimetria verificada na depolarização se deva à rotação de Faraday externa.

O mesmo trabalho citado acima considera a possibilidade da depolarização estar associada à extensas regiões de gás quente que cercam as radiofontes. Radiogaláxias com grande potência em rádio emissão freqüentemente apresentam um gás ionizado que se estende por várias dezenas de kiloparsecs a partir do núcleo, numa configuração usualmente designada por regiões estendidas de linhas estreitas de emissão (ENLR) [Car 91b]. Em virtude de sua alta densidade, tal gás pode causar forte depolarização de Faraday, e em várias fontes a depolarização é vista em clara associação espacial com as ENLR [Breu 84]. Em particular, a excitação do gás presente nestas regiões tem sido considerada no contexto dos "esquemas de unificação" de radiogaláxias e quasares [Bart 91], envolvendo fotoionização do gás por radiação proveniente dos núcleos ativos [Bart 91]. Entretanto o levantamento estatístico realizado - o qual inclui as duas fontes deste trabalho - não indica correlação entre a assimetria verificada na depolarização e as ENLR, de modo que até o momento não tem-se um modelo adequado que de conta desta associação.

5.1.4 Depolarização associada à Halos de Raio-X

Vários trabalhos tem associado a assimetria observada na depolarização a um perfil de densidade eletrônica com forte emissão em raios-X [Jone 96].

A emissão em raios-X proveniente de galáxias elípticas e de aglomerados de galáxias tem revelado a presença de halos de gás a altas temperaturas, entre 10^7 e 10^8 K, com densidades que variam entre 10^{-3} e 10^{-1} cm^{-3} . Neste modelo, o halo simétrico presente nas cercanias das radiofontes causará uma assimetria na depolarização se o tamanho da fonte e o diâmetro do halo forem comparáveis, e se o ângulo formado pelo jato e a linha de visada não for muito grande. Desta forma, a assimetria que tem sido verificada na depolarização surge como consequência

de um efeito geométrico, segundo o qual a radiação proveniente do contra-jato é detectada depois de percorrer um caminho maior através do meio depolarizante, conforme ilustra a Figura 35 (efeito Laing-Garrington).

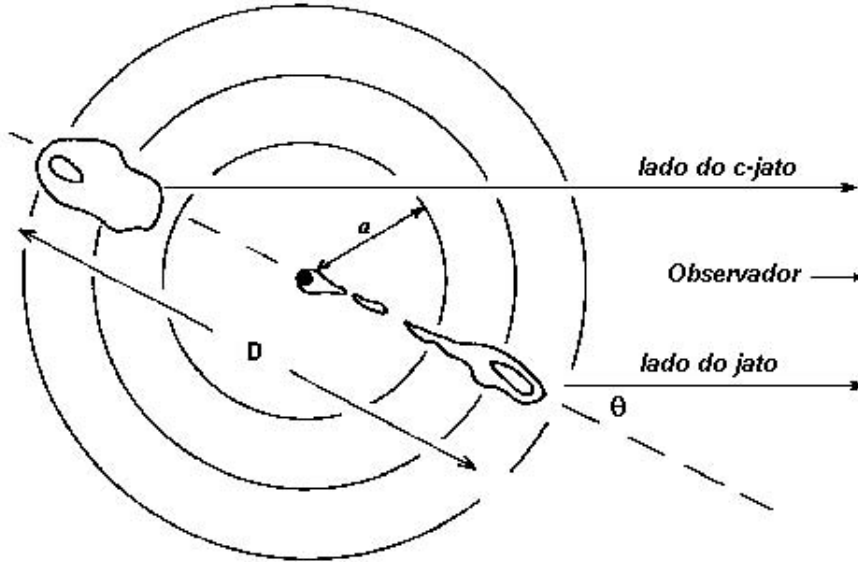


FIGURA 35: Diagrama esquemático ilustrando o modelo do Halo de raios X.

Numa situação realista, a distribuição de densidades do gás é usualmente descrita por meio de um modelo isotérmico esfericamente simétrico com perfil radial dado por [King 62],

$$n_e(r) = n_0(1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta/2} \quad (135)$$

onde n_0 é a densidade eletrônica central, β uma constante empírica com valor típico em torno de 0.5, e r_c o raio da região correspondente ao halo de gás quente.

Pode-se, com isto, estimar o valor da variância σ associada ao perfil do espectro de polarização representado pela função gaussiana sugerida em (85). Neste caso, obtém-se que [Felt 96]

$$\sigma_{RM} = \frac{623B}{(1 + r^2/r_c^2)^{(6\beta-1)/4}} \sqrt{\frac{\Gamma(3\beta - 0.5)}{\Gamma(3\beta)}} n_0 M^{1/2} l \quad (136)$$

onde M é o número de células por unidade de r_c e l é o tamanho de cada célula em kpc (~ 0.74). O perfil da distribuição de brilho de regiões emissoras de raios-X sugerem que $\beta = 0.6 \pm 0.1$. Para $\beta = 0.7$ obtém-se

$$\sigma_{RM} \approx \frac{575Bn_e}{(1 + r^2/r_c^2)^{0.8}} M^{1/2} l \quad (137)$$

Neste modelo nós calculamos os valores de σ_{RM} a fim de encontrarmos como as medidas de dispersão Δ_{ej} variam com o tamanho do halo e o produto $n_e B$.

Qualitativamente, podemos dizer que se o halo for muito maior do que a fonte, então haverá pouca assimetria em função do baixo valor de $n_e B$, mas se a fonte for muito maior do que o diâmetro do halo um valor discrepante (alto demais) de $n_e B$ estará associado a depolarização observada.

Como o tamanho projetado $D \sin \theta$ das fontes é $\sim 150 \text{ kpc}$, se tomarmos o diâmetro do halo da mesma ordem de grandeza que o tamanho da fonte, o parâmetro r_c deverá ser igual a um valor em torno de 100 kpc (assumindo-se que $\theta \sim 45^\circ$). Os valores de Δ_{cj} , calculados por meio de (137), indicam para $n_e B$ um valor aproximado de $4 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3} \mu\text{G}$, para 3C275.1, e o dobro deste valor para 3C352. Este resultado sugere, em comparação com os valores médios obtidos por GARRINGTON & CONWAY ($n_e B \sim 1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$), que os halos de raios-X nas cercanias das fontes tem, na realidade, dimensões muito superiores às dimensões das próprias radiofontes.

Estudos recentes sobre radiofontes do tipo FR I tem revelado configurações que mostram os halos de raios-X com dimensões de várias ordens de grandeza superiores às das fontes do aglomerado, e intensos campos magnéticos nas regiões correspondentes ao meio intergaláctico ($5 - 10 \mu\text{G}$) [Fere 99].

5.2 Conclusões

Duas radiofontes do tipo FR II foram apresentas neste trabalho, com o objetivo de verificar-se as assimetrias da emissão rádio sob comprimentos de onda de 6 e 3.6 cm.

Ambas as fontes apresentaram uma assimetria no índice espectral ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$), evidenciando um espectro mais acentuado do lado do jato. No entanto, não verificou-se diferenças significativas nos valores das medidas de depolarização do lobo e contra-lobo, como encontrado para as mesmas fontes na análise de GARRINGTON & CONWAY [Garr 91b], realizada com menor resolução, entre comprimentos de onda de 6 e 20 cm. Tal resultado nos leva a supor que o efeito Laing-Garrington não se verifica para frequências superiores a 5 GHz.

Nós consideramos aqui um modelo simples de halo de raios X utilizando parâmetros caraterísticos do meio emissor [Jone 96] a fim de estimar o valor do produto da densidade eletrônica central pelo campo magnético. Nossa estimativa ($\sim 4 - 8 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3} \mu\text{G}$) induz a conclusão de que os halos associados as radiofontes, os quais são parâmetros importantes nas considerações referentes as medidas de depolarização, apresentam dimensões muito superiores às das fontes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [Alfv 50] ALFVÉN, H., HERLOFSON, N. **Physics Review**, v.78, p.616 (Letter), 1950.
- [Baar 91] BAARS, J. W. M., GENZEL, R., PAULINY-TOTH, I. I. K., & WITZEL, A. **Astronomy & Astrophysics**, v.61, p.99, 1977.
- [Bart 91] BARTHEL, P. D. **Physics of Active Galactic Nuclei**, eds. Duschl, W. J. e Wagner, S.J. p.637-641, 1991.
- [Blan 74] BLANDFORD, R. D. & REES, M. J. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.169, p.395, 1974.
- [Born 64] BORN, M. & WOLF, E. **Principles of Optics**, Pergamon Press, London, 1959.
- [Breu 84] van BREUGEL, W. J. M., MILEY, G. K. & HECKMAN, T. A. **Astrophysical Journal**, v.89, p.5, 1984.
- [Burn 66] BURN, B. J. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.133, p.67-83, 1966.
- [Cham 87] CHAMBERS, K. C., MILEY, G. K. & VAN BREUGEL, W. **Nature**, v.329, p.604, 1987.
- [Chow 72] CHOW, Y. L. **IEEE Trans. Antennas Propagat.**, v.AP-20, p.30-35, 1972.
- [Cla 73a] CLARK, B. G. **VLA Telescope Pointing Analysis**, VLA Computer Memorandum, NRAO, No.104, 1973a.
- [Cla 73b] CLARK, B. G. **Hephemeris Routines for the VLA - Specification Considerations**, VLA Computer Memorandum, NRAO, No.105, 1973b.
- [Cla 82a] CLARK, B. G. **The New IAU Procession Procedures**, VLA Scientific Memorandum, NRAO, No.145, 1982a.
- [Coop 70] COOPER, B. F. C. **Aust. Journal Physics**, v.23, p.521-527, 1970.
- [Coop 62] COOPER, B. F. C. & PRICE, R. M. **Nature, Lond**, v.195, p.1084, 1962.
- [Corn 81] CORNWELL, T. J. **An Error Analysis of Calibration**, VLA Scientific Memorandum, NRAO, No.135, 1981.
- [Fana 74] FANAROFF, B. L., RILEY, J. A. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.167, p.31, 1974.

- [Felt 96] FELTEN, J. E. In: **Trimble V. Reisenegger A. ASP Conference Series**, v.88, p.271, 1996.
- [Fere 99] FERRETI, L., DALLACASA, D., GOVONI, F., TAYLOR, G. B. & KLEIN, U. **Astronomy & Astrophysics**, v.344 p.472-482, 1999.
- [Fern 93] FERNINI, ILIAS, BRIDLE, A. H., & PERLEY, R. A. **The Astrophysical Journal**, v.105, p.1690, 1993.
- [Garr 91a] GARRINGTON, S. T. & CONWAY, R. G. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.250, p.198-208, 1991.
- [Garr 91b] GARRINGTON, S. T., CONWAY, R. G. & LEAHY, R. G. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.250, p.171, 1991.
- [Garr 88] GARRINGTON, S. T., LEAHY, J. P., CONWAY, R. G. et al **Nature**, v.331, p.147, 1988.
- [Ginz 65] GINZBURG, V. & SIROVATSKII, S. **Ann. Rev. Astron. Astrophys.**, v.3, p.297, 1965
- [Högb 74] HÖGBOM, J. **Astrophysical Journal**, v.15, p.417-426, 1974.
- [Hes 96] HES, R., BARTHEL, P. D. & FOSBURY, R. A. E. **Astronomy & Astrophysics**, v.313 p.423-438, 1996.
- [Hes 96] HINTZEN, P., ROMANISHIN, W. **Astrophysical Journal**, v.311, L1, 1986.
- [Hipp 96] HIPPELEIN, H. & MEISENHEIMER, K. **Astronomy & Astrophysics**, v.264 p.472-482, 1992.
- [Jack 75] JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**, Wiley & Sons, Inc., 1975.
- [Jack 91] JACKSON, N. & BROWNE, I. W. A. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.250, p.422, 1991.
- [Jenn 58] JENNISON, R. C. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.118, p.276-284, 1958
- [Jone 96] JONES, C. & FORMAN, W. **Astrophysical Journal**, v.276, p.38, 1984.
- [Kapa 90] KAPAHI, V. K. **Parsec Scale Jets**, eds.Zensus, J. A. e Pearson, T. J., Cambridge University Press, 1990.
- [Kiep 50] KIEPENHEUER, K. O. **Physics Review**, v.79, p.138 (Letter), 1950.
- [King 62] KING, I. R. **Astrophysical Journal**, v.67, p.471, 1962.
- [Lain 85] LAING, R. A. **Physics of Energy Transport in Extragalactic Radio Sources**, eds.Bridle, A. H., Eilek, J. A., NRAO, 1985.

- [Lain 88] LAING, R. A. **Nature**, v.331, p.149, 1988.
- [Leah 91] LEAHY, J. P. In: **Beams and Jets in Astrophysics**, ed.Hughes, P. A., Cambridge University Press, p.100, 1991.
- [Liu 91] LIU, R., POOLEY, G. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.249, p.343, 1991.
- [Liu 92] LIU, R., POOLEY, G. & RILEY, J. M. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.257, p.545-571, 1982.
- [Long 81] LONGAIR, M. S. **High Energy Astrophysics**, Cambridge University Press, Cap. 3,18, 1981.
- [Lüd 97a] LÜDKE, E. **Young Galaxies and QSO Absorption-Line Systems**, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, eds.Viegas, S.M., Gruenwald, R. e Carvalho, R. R. v.114, p.103-106, 1997.
- [Car 91a] Mc CARTHY, P., VAN BREUGEL, W. & KAPAHI, V. K. **Astrophysical Journal**, v.371, p.478, 1991.
- [Car 91b] Mc CARTHY, P. & VAN BREUGEL, W. **Extra-nuclear Activity in Galaxies**, p.55, eds Meurs, E.J.A. & Fosbury, R.A.E., European Southern Observatory, 1989.
- [NRAO 92] **An Introduction to the NRAO Very Large Array**, ed. Hjellming, R. M., 1992.
- [Pach 75] PACHOLCZYK, A. G. **Radio Astrophysics**, Freeman, 1975.
- [Perl 91a] PERLEY, R. A., SCHWAB, F. R. & BRIDLE, A. H. **Synthesis Imaging in Radio Astronomy**, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v.6, cap.6, 1991.
- [Rawl 91] RAWLINGS, S. & SAUNDERS, R. **Nature**, v.349, p.138, 1991.
- [Rybi 79] RYBICKI, G. B. & LIGHTMAN, A. P. **Radiative Processes in Astrophysics**, John Wiley & Sons, Inc., 1979.
- [Scho 12] SCHOTT, G. A. **Eletromagnetic Radiation**, Cambridge University Press, 1912.
- [Schw 49] SCHWINGER, J. **Physics Review**, v.75, 1912.
- [Spin 91] SPINRAD, H., et al. **The Revised 3C Catalog of Radio Sources** (versão eletrônica), 1991.
- [Trib 92] TRIBBLE, P. C. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.256, p.281-290, 1992.
- [West 59] WESTFOLD, K. C., **Astrophysical Journal**, v.130, p.241, 1959.