

**MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**CONTRIBUIÇÕES AO ESTUDO DA  
ANISOTROPIA DA RADIAÇÃO CÓSMICA  
DE FUNDO**

**Carlos Alexandre Wuensche de Souza**

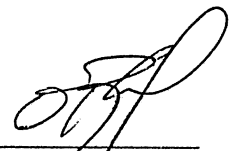
Tese de Doutorado em Astrofísica, orientada pelo  
Dr. Thyrso Villela Neto, aprovada em  
18 de dezembro de 1995

**INPE - São José dos Campos  
1995**



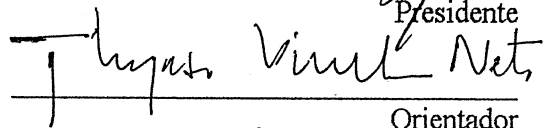
Aprovada pela Banca Examinadora em  
cumprimento a requisito exigido para a  
obtenção do Título de Doutor em Ciência  
Espacial

Dr. Odylio Denys de Aguiar



Presidente

Dr. Thyrso Villela Neto



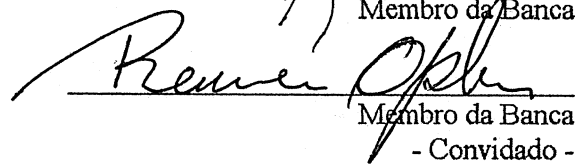
Orientador

Dr. Hugo Vicente Capelato



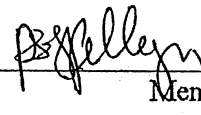
Membro da Banca

Dr. Reuven Opher



Membro da Banca  
- Convidado -

Dr. Paulo Sérgio de Souza Pelegrinni



Membro da Banca  
- Convidado -

Candidato: Carlos Alexandre Wuensche de Souza

São José dos Campos, 18 de dezembro de 1995



*Primavera e Luiza:*

*obrigado por existirem!*



## AGRADECIMENTOS

Muitas pessoas contribuíram, direta ou indiretamente, para a conclusão deste trabalho. De antemão, a todos, meu MUITO OBRIGADO.

Inicialmente, gostaria de agradecer ao Thyrso pelos anos de orientação, apoio, colaboração e amizade. Temos uma maneira muito semelhante de ver a Física e de atacar problemas, além de termos pontos de vista parecidos sobre muitas coisas, o que não impede de discordarmos um do outro quando achamos necessário. Essa liberdade foi fundamental no decorrer do trabalho, e crucial para que achasse meu próprio caminho. Como certamente continuaremos interagindo durante os próximos anos, terei ainda muitas oportunidades de aprender e trocar informações.

João Braga, procurador, vizinho e quebrador de galhos durante o tempo em que estive no exterior, meus mais sinceros agradecimentos. Como sou seu procurador atualmente, tenho a noção exata do trabalho enorme que isso dá, e percebo que sua atuação foi fundamental para que dinheiro (ou, mais precisamente, falta dele) não fosse algo que tirasse minha atenção do trabalho a ser desenvolvido.

Aos colegas da Divisão de Astrofísica em geral, particularmente a Udaya Jayanthi e Odylio Aguiar, meu muito obrigado pelo incentivo e diversas dicas preciosas.

Ao conceder-me a bolsa de doutorado-sanduíche, processo número 200833/91.0, o CNPq permitiu que eu tivesse contato com um grupo de excelente qualidade científica, abriu as portas para um trabalho produtivo e uma colaboração existente desde 1983 e que estender-se-á, pelo menos, pelos próximos cinco anos. As pessoas do CNPq com quem tive a oportunidade de interagir (Sandra Vilarinho e Marilene Farinasso) foram extremamente eficientes e solícitas, facilitando em muito minha vida durante o período no exterior. Muito obrigado a vocês.

Meus agradecimentos especiais a Philip Lubin, Todd Gaier, Peter Meinhold, Tim Koch, Mike Seiffert, Josh Gundersen, Mark Lim, John Staren, Jeff Childers, Jeff Schuster, Geoff Cook, Cara Ryan e Jatila van der Veen pelos dois anos e meio de convivência e aprendizado fantásticos em Santa Barbara. Especialmente Phil Lubin, com uma intuição física fantástica, me fez realizar inúmeras versões de análises e perceber a beleza dos métodos numéricos que julgava, até então, áridos e sem qualquer tipo de encanto. A Josh Gundersen, “my special thanks for all those cool Santa Barbara and Antartic working days” e a Mark Lim (“why this damn gondola doesn’t point where I want it to point?????”), por mostrar-me que físicos podem ser bons engenheiros e também por me apresentar à beleza do Aikido, meu muito obrigado. Todd, Peter, Mike, Jeff Childers, Jeff Schuster e John Staren, “thanks dudes!”. Cara Ryan, obrigado por tornar as tarefas burocráticas em outra língua uma coisa mais simples para um estrangeiro. Jatila, obrigado por me despertar

novamente a vontade de ensinar física básica. A convivência com Phil Lubin e os “Lubinoids” reafirmaram minha opinião que fazer ciência tem que ser, acima de tudo, um prazer. As discussões regadas a Peet’s Coffee e cookies durante inúmeras tardes e muitas madrugadas na Estação Polar Scott-Amundsen foram, tanto quanto as horas no laboratório ou sentado à frente do computador, aulas do que, na minha opinião, deve ser a interação entre cientistas. Enfim, foi uma etapa que julgo fundamental na minha formação.

Durante esses seis anos de trabalho, muita gente ajudou e participou da minha vida profissional de várias formas. Ao pessoal do SLB (Ricardo Varela, Elisete Rinke, Carlos Alberto Abrahão, Oscar Fernandes, Eduardo Franco, Luis Carlos, Alexandra Pinto, Nilton Renó, Arantes), ao pessoal do grupo de Astrofísica de Altas Energias (Magrão e Edinho) e aos “gerentes de sistema” (Conceição, Sofia e Viola), obrigado por todo o apoio.

À turma da Pós-Graduação da DAS (Flavio D’Amico, Flávio Elizalde, Marildo, Camilo, Newton, André, PC, Christine, Deonísio, Guga, Reinaldo, Clarissa, Roger, Gabriel, Angélica, José, Ceccato e outros que já saíram mas que estão “por perto”), ao SPG (Adélio, Trude, Cidinha e Edméa), a Ivone e à Cláudia (pela ajuda e todo o serviço de secretaria enquanto eu estive fora), ao Moacir (meu guru de Unix), à Thema Krug (que fez com que uma tarde de conversa sobre testes estatísticos substituíssem dias de consulta à biblioteca) e a todos os outros que não apareceram nessa lista bastante incompleta mas que merecem todo o meu carinho, meu MUITÍSSIMO OBRIGADO.

A meus pais, irmãos e avós, que incentivaram, torceram e ajudaram para que essa hora chegasse. Amo vocês. Não poderia deixar de agradecer especialmente ao velho “vô” Rudolph, grande incentivador da minha curiosidade científica e o primeiro a acreditar que o neto poderia trabalhar com ciências exatas, ser feliz e ter uma carreira sem necessariamente ter de ser engenheiro. Onde quer que você esteja, um beijo.



## RESUMO

Discutem-se neste trabalho a análise harmônica e topológica dos mapas de anisotropia da Radiação Cósmica de Fundo gerados pelo experimento DMR no satélite COBE e os resultados de medidas de anisotropia em média escala angular feitas pelos experimentos ACME-SP 94 e ACME-MAX. Para a análise harmônica foi desenvolvida uma técnica original, baseada no método de decomposição em valores singulares (SVD), que resolve diretamente o problema da cobertura incompleta do céu devido à remoção do Plano Galáctico no processo de análise, gerando um conjunto de funções de base ortonormal numa parte da esfera celeste. A análise topológica baseia-se no estudo do número de manchas quentes e frias num determinado mapa, caracterização de parâmetros como número médio, área e diâmetro das manchas e a determinação de sua significância estatística. Foram criados mapas sintéticos dos DMRs usando o método Monte Carlo com o objetivo de calibrar os resultados e permitir a comparação estatística com os mapas reais.

Um modelo de emissão Galáctica foi criado para auxiliar na caracterização de regiões de baixa emissividade na faixa de frequências de interesse para o estudo da Radiação Cósmica de Fundo em média escala angular. Cada mapa é uma combinação de levantamentos de emissão síncrotron e de poeira, levantamentos de fontes de regiões HII e radiofontes com índices espectrais medidos entre as frequências de 80 MHz e 22 GHz escalonado para uma determinada frequência e filtrado de acordo com as características do experimento. Esses mapas filtrados foram utilizados pelos experimentos ACME-SP (versões 91 e 94) e MAX IV durante a preparação da missão, para seleção de alvos e durante a análise de dados, para verificar a existência de contaminação Galáctica nas latitudes observadas.

O ACME-MAX e o ACME-SP 94 detectaram estruturas na Radiação Cósmica de Fundo em escalas angulares entre  $0,5^\circ$  e  $1,7^\circ$ . Os resultados obtidos são consistentes com a hipótese de que as estruturas são de origem cosmológica, com flutuações de temperatura  $\Delta T/T \approx 1 - 6 \times 10^{-5}$ , em concordância com resultados já obtidos anteriormente por versões anteriores dos dois experimentos e por outros grupos. Esses valores são também consistentes com diversos modelos de formação de estruturas que utilizam matéria escura fria como constituinte básico. Os parâmetros dos modelos são o índice espectral das flutuações,  $n$ , ( $0,8 \lesssim n \lesssim 1,0$ ) e o fator de ajuste da constante de Hubble,  $h$ , ( $0,5 < h < 0,7$ ). Esses resultados também sugerem que os modelos de formação de estruturas baseados em anisotropias criadas por texturas ou cordas cósmicas *utilizados nessa comparação* são inconsistentes com as medidas em média escala angular realizadas.

Os resultados da procura de manchas indicam a existência de manchas de origem primordial, sendo parcialmente consistente com um espectro de perturbações primordial do tipo Harrison-Zel'dovich, embora o melhor ajuste tenha sido obtido para o índice espectral  $n = 0,8$ . Os resultados combinados do COBE, MAX IV e ACME-SP (91 e 94) são consistentes com modelos de formação de estruturas constituídos de matéria escura fria com  $\Omega = 1,0$ ;  $h = 0,5 - 0,7$  e  $n = 0,8 - 1,0$ .



# CONTRIBUTIONS TO THE STUDY OF THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND ANISOTROPIES

## ABSTRACT

We discuss in this work the topological and harmonic analysis of the cosmic microwave background (CMB) anisotropy maps created by the COBE/DMR experiment, and the results of medium-scale anisotropy measurements made by the ACME-SP and ACME-MAX experiments. We developed an alternative technique based upon the singular value decomposition method (SVD), that directly solves the incomplete sky coverage problem due to the Galactic Plane removal in the analysis process. It creates an orthonormal set of basis functions for an incomplete sphere. The topological analysis studies the number of hot and cold spots in a given map, parameter definitions such as average number of spots, area, spot diameter and their statistical significance determination. Monte Carlo maps were used to calibrate the results and allow a statistical comparison with real data.

A Galaxy emission model was developed to help target low emissivity regions in the appropriate frequency range to study medium scale cosmic microwave background anisotropies. Each map is a combination of synchrotron, H II and dust emission, as well as it includes some radio point source with spectral indexes measured in the frequency range between 80 MHz and 22 GHz. These data points and maps are scaled to the frequency of interest and filtered according to the experiment window function. These smoothed maps were used in the ACME-SP and ACME-MAX IV mission planning, for target selection and during the data analysis, to check for Galaxy contamination in the observed regions.

ACME-SP and ACME-MAX detected structure in the CMB in angular scales between  $0.5^\circ$  and  $1.7^\circ$ . The results are consistent with the hypothesis that the structures are from cosmological origin, with  $\Delta T/T \approx 1 - 6 \times 10^{-5}$ , in good agreement with previous ACME results and other groups' results as well. The above values are also consistent with several structure formation models that use cold dark matter (CDM) as their basic component. The model parameters are the fluctuation spectral index  $n(0, 8 \lesssim n \lesssim 1, 0)$  and the scale factor for the Hubble constant,  $h, (0, 5 < h < 0, 7)$ . These results suggest that the structure formation models using textures or cosmic strings as seeds *used in this comparison* are not consistent with the medium scale results presented.

The hot spots search points to the existence of primordial spots, being partially consistent with a primordial Harrison-Zel'dovich spectrum, although the best fit for the data was obtained for the spectral index  $n = 0.8$ . The combined results of COBE, ACME-MAX IV and ACME-SP (91 and 94) agree with each other within the quoted error bars and are consistent with structure formation models that use cold dark matter as seeds and  $\Omega_0 = 1, 0; h = 0, 5 - 0, 7$  e  $n = 0, 8 - 1, 0$  as parameters.



## SUMÁRIO

	Pág.
<b>LISTA DE FIGURAS</b> . . . . .	<b>xiv</b>
<b>LISTA DE TABELAS</b> . . . . .	<b>xvii</b>
<b>LISTA DE SÍMBOLOS</b> . . . . .	<b>xviii</b>
<b>CAPÍTULO 1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 O espectro da Radiação Cósmica de Fundo . . . . .	3
1.2 A distribuição angular da Radiação Cósmica de Fundo . . . . .	9
1.3 $\Delta T/T$ e os mecanismos de formação de estruturas . . . . .	13
1.4 Cosmologia experimental: o status nos últimos anos . . . . .	19
1.5 O ACME e as medidas em média escala angular . . . . .	27
1.6 Contribuições deste trabalho . . . . .	28
<b>CAPÍTULO 2 DESCRIÇÃO DOS EXPERIMENTOS</b> . . . . .	<b>31</b>
2.1 COBE: uma visão geral dos instrumentos . . . . .	31
2.2 DMR: Differential Microwave Radiometers . . . . .	35
2.3 ACME-SP - As missões na Antártica . . . . .	38
2.4 ACME-MAX - Millimeter-wave Anisotropy eXperiment . . . . .	43
<b>CAPÍTULO 3 YLM_DCMP: UM ALGORITMO PARA ANÁLISE HARMÔNICA DE MAPAS DO CÉU</b> . . . . .	<b>49</b>
<b>CAPÍTULO 4 MODELAGEM DA EMISSÃO GALÁCTICA</b> . . . . .	<b>57</b>
<b>CAPÍTULO 5 A ESTATÍSTICA DA RADIAÇÃO CÓSMICA DE FUNDO</b> . . . . .	<b>67</b>
5.1 As funções de correlação e os filtros . . . . .	68
5.2 Simulações Monte Carlo de mapas da Radiação Cósmica de Fundo . . . . .	74

5.3	A topologia das manchas . . . . .	76
5.4	A estratégia para procura de manchas . . . . .	77
5.5	Comparação com outros experimentos . . . . .	85
<b>CAPÍTULO 6 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS . . . . .</b>		<b>89</b>
6.1	As missões ACME . . . . .	89
6.2	A procura de manchas . . . . .	90
<b>CAPÍTULO 7 CONCLUSÃO . . . . .</b>		<b>95</b>
7.1	Perspectivas Futuras . . . . .	97
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>		<b>101</b>

## LISTA DE FIGURAS

		Pág.
1.1	Medidas do espectro da RCF feitas desde sua descoberta até 1983 . . . . .	5
1.2	Medidas do espectro da RCF de 1983 até a presente data . . . . .	6
1.3	Processo de fragmentação hierárquica “top-down”. . . . .	17
1.4	Processo de aglutinação “bottom-up” . . . . .	18
1.5	Espectro de potência em função do multipolo dos harmônicos esféricos para diversos modelos de formação de estruturas . . . . .	21
1.6	Espectro de potência em função do multipolo dos harmônicos esféricos para diversos modelos de formação de estrutura e os resultados de diversos experimentos em diferentes escalas angulares . . . . .	23
1.7	Curvas de emissão síncrotron, bremsstrahlung, de poeira e da temperatura e anisotropias de dipolo e <i>rms</i> da RCF . . . . .	26
2.1	Módulos científico e da eletrônica do COBE . . . . .	33
2.2	Campo de visada do experimento DMR . . . . .	36
2.3	Diagrama de blocos do experimento DMR . . . . .	37
2.4	Função-resposta dos DMR . . . . .	38
2.5	Diagrama de blocos do experimento ACME . . . . .	40
2.6	Representação esquemática lateral do ACME . . . . .	41
2.7	Representação esquemática frontal do ACME . . . . .	42
2.8	O experimento ACME na estação antártica Scott-Amundsen . . . . .	44
2.9	Vista da parte de trás do experimento e da caixa com os detectores HEMT	45
3.1	Teste de estabilidade da relação de recorrência para os polinômios de Legendre	52
3.2	Comportamento do ajuste a expansão em harmônicos esféricos para diversos $l$ usando as técnicas de SVD e NE . . . . .	53
3.3	Comportamento do ajuste a expansão usando as técnicas de SVD e NE para diferentes cortes do Plano Galáctico . . . . .	56
3.4	Tempo de processamento de um mapa do céu usando SVD e NE em função da ordem do ajuste . . . . .	56
4.1	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 35 GHz . . . . .	61

4.2	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 35 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento ACME . . . . .	61
4.3	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 40 GHz . . . . .	62
4.4	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 40 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento ACME . . . . .	62
4.5	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 45 GHz . . . . .	63
4.6	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 45 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento ACME . . . . .	63
4.7	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 180 GHz . . . . .	64
4.8	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 180 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento MAX . . . . .	64
4.9	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 270 GHz . . . . .	65
4.10	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 270 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento MAX . . . . .	65
4.11	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 360 GHz . . . . .	66
4.12	Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 360 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento MAX . . . . .	66
5.1	Função-janela de alguns dos experimentos mais recentes realizados para medir a anisotropia da RCF . . . . .	71
5.2	Função de autocorrelação dos DMR (ANO12) . . . . .	72
5.3	Função de autocorrelação dos mapas de Lubin, Fixsen e de simulação Monte Carlo . . . . .	73
5.4	Simulação Monte Carlo de flutuações supondo-se um espectro HZ puro. O mapa foi filtrado usando-se a função-janela dos DMR . . . . .	75
5.5	Simulação Monte Carlo de flutuações supondo-se um espectro HZ com ruído estatístico. O mapa foi filtrado usando-se a função-janela dos DMR . . . . .	76
5.6	Número de pixels quentes e frios em função do nível de corte para os mapas combinados A+B e A-B (ANO1) . . . . .	81
5.7	Número de pixels quentes e frios em função do nível de corte para os mapas combinados A+B e A-B (ANO12) . . . . .	82



5.8	Número de pixels quentes e frios em função do nível de corte para simulações Monte Carlo do canal 53 (ANO12), utilizando-se diversos índices espectrais	83
5.9	Número de pixels quentes e frios em função do nível de corte para simulações Monte Carlo do canal 53 (ANO12), utilizando-se diversos índices espectrais	84
6.1	$\chi^2/GDL$ x probabilidade para diversos índices espectrais de simulações Monte Carlo . . . . .	91
6.2	Espectro de potência em função do multipolo dos harmônicos esféricos para diversos modelos de formação de estrutura e os resultados de diversos experimentos em diferentes escalas angulares . . . . .	94
7.1	Projeto do experimento ACE feito por análise de elementos finitos. Não estão incluídos na figura os painéis solares . . . . .	99

## LISTA DE TABELAS

		Pág.
1.1	Medidas do espectro da RCF . . . . .	4
1.2	Medidas da anisotropia de dipolo da RCF . . . . .	10
1.3	Candidatos a Matéria Escura . . . . .	15
1.4	Limites superiores em escalas $\leq 1'$ . . . . .	22
1.5	Limites superiores e detecções em escalas entre $1' - 1^\circ$ . . . . .	24
1.6	Limites superiores e detecções em escalas $> 1^\circ$ . . . . .	25
1.7	Medidas da RCF feitas com o ACME . . . . .	27
2.1	Características do satélite e da órbita . . . . .	32
2.2	Características dos instrumentos do COBE . . . . .	34
2.3	Sensibilidade dos instrumentos do COBE . . . . .	35
5.1	Resultados dos testes de correlação (Spearman) entre as funções de autocorrelação dos DMRs, Lub85 e Fix83 . . . . .	74
5.2	Temperaturas médias, RMS e relação S/N dos mapas utilizados. . . . .	78
5.3	Número de manchas $N_\nu$ por nível de corte . . . . .	80
5.4	$\chi^2$ e $P(\Gamma)$ para os diversos índices espectrais das simulações Monte Carlo . . . . .	85
5.5	$\chi^2$ e $P(\chi^2)$ para os diversos índices espectrais das simulações Monte Carlo . . . . .	86
5.6	Resultados dos testes de correlação (Spearman) entre os DMR, Lub85 e Fix83 (dados brutos) . . . . .	87
5.7	Resultados dos testes de correlação (Spearman) entre os DMR, Lub85 e Fix83 (espectro de potência - dipolo incluído) . . . . .	87
5.8	Resultados dos testes de correlação (Spearman) entre os DMR, Lub85 e Fix83 (espectro de potência - sem dipolo, corte= $0^\circ$ ) . . . . .	88
5.9	Resultados dos testes de correlação (Spearman) entre os DMR, Lub85 e Fix83 (espectro de potência - sem dipolo, corte= $20^\circ$ ) . . . . .	88
6.1	Parâmetros calculados a partir da análise de probabilidade para o ACME-SP94 . . . . .	89
6.2	Resultados da série ACME utilizados neste trabalho . . . . .	90

## LISTA DE SÍMBOLOS

$A_\nu$  - área em função do nível de corte

$a_\nu$  - área de excursão total

ACE - Advanced Cosmic Explorer

ACME - Advanced Cosmic Microwave Explorer

B - largura de banda do receptor

$B_\nu$  - função de Planck

$b$  - fator de viés

$b^{II}$  - latitude Galáctica, coordenadas 2000

$C(\theta)$  - função de correlação

$c$  - velocidade da luz,  $\text{m.s}^{-1}$

CCD - Charged-Coupled Device, tipo de detector óptico

CDV - campo de visada,  $^\circ$

CDM - Cold Dark Matter (Matéria Escura Fria)

CN - Cianeto, radical químico

COBE - COsmic Background Explorer

CS - Cold Spots (Manchas Frias)

D - dimensão fractal

DIRBE - Diffuse InfraRed Background Experiment

DMR - Differential Microwave Radiometer

EM - Emission Measure (Medida de Emissão)

FIRAS - Far InfraRed Absolute Spectrophotometer

FWHM - Full Width at Half Maximum (Largura Máxima à Meia Altura)

G - constante gravitacional

GDL - graus de liberdade

$h$  - parâmetro entre 0,4 e 1,0 que define a incerteza na determinação da constante de Hubble

$h$  - constante de Planck

$H_0$  - constante de Hubble  
 HDM - Hot Dark Matter (Matéria Escura Quente)  
 HEMT - High Electron Mobility Transistor  
 HS - Hot Spots (Manchas Quentes)  
 HZ - Harrison-Zel'dovich  
 I - Intensidade de fluxo  
 IPDU - Unit Power Distribution Unit (Unidade de distribuição de potência do instrumento)  
 IRAS - InfraRed Astronomical Satellite  
 $k$  - constante de Boltzmann  
 $k$  - vetor de onda  
 kbps - kilobits por segundo  
 $l$  - ordem da expansão dos harmônicos esféricos  
 $l^{II}$  - longitude Galáctica, coordenadas 2000  
 $\Lambda$ -CDM - constante cosmológica + CDM  
 $m$  - massa  
 $m_e$  - massa do elétron  
 MAX - Microwave Anisotropy eXperiment  
 MCP - Modelo Cosmológico Padrão  
 MDM - Mixed Dark Matter (Matéria Escura Misturada)  
 MSAM - Medium Scale Anisotropy Measurement  
 $N_\nu$  - número de manchas por nível de corte  
 $n$  - índice espectral do espectro de flutuações de temperatura  
 $\vec{n}$  - vetor unitário  
 $n_e$  - densidade numérica de elétrons  
 $n_i$  -  $i$ -ésima componente do vetor unitário  $\vec{n}$   
 $n_B$  - densidade numérica de bárions  
 $n_X$  - densidade numérica da espécie X  
 NE - Normal Equations (Equações normais, método de resolução de sistemas lineares)

NPPTS - número de pontos utilizado num determinado processo  
 $P(\Gamma)$  - Probabilidade de exceder  $\chi^2$ , utilizando-se a função  $\Gamma$   
 $P(\chi)$  - Probabilidade de exceder  $\chi^2$   
 $P_l$  - polinômios de Legendre de ordem  $l$   
 $P_l^m$  - polinômios de Legendre de ordem  $l, m$   
 $Q_{rms-PS}$  - fator de normalização do espectro de potência das flutuações  
 $R$  - fator de escala  
 RCF - Radiação Cósmica de Fundo  
*rms* - root mean square  
 rpm - rotações por minuto  
 $S/N$  - Signal/Noise (relação sinal-ruído)  
 $S_{ij}$  - conjunto de medidas associadas aos pixels  $i$  e  $j$   
 SIS - Superconductor-Insulator-Superconductor  
 SP - South Pole (Pólo Sul)  
 SUE - Superfície de Último Espalhamento  
 SVD - Singular Value Decomposition (Decomposição em Valores Singulares)  
 SW - Sachs-Wolfe  
 $T_{ant}$  - temperatura de antena  
 $T_e$  - temperatura de elétrons  
 $T_p$  - temperatura da poeira  
 $T_{sis}$  - temperatura de ruído do sistema  
 TRG - Teoria da Relatividade Geral  
 $U$  - número de manchas num determinado mapa  
 $\bar{U}$  - número médio de manchas num determinado mapa  
 $\vec{v}$  - vetor velocidade,  $\text{km.s}^{-1}$   
 VAR1 - variância de um mapa do céu  
 $W$  - função-janela de um experimento  
 $w$  - peso estatístico

WIMPs - Weak Interactive Massive Particles (Partículas Massivas que Interagem Fracamente)

$X$  - fração de massa de Hidrogênio

$Y$  - fração de massa de Hélio

$Y_{lm}$  - harmônicos esféricos de ordem  $l, m$

$y$  - parâmetro de comptonização

$Z$  - número atômico

$z$  - redshift (desvio para a faixa vermelha dos comprimentos de onda)

### Símbolos gregos

$\alpha$  - ascensão reta, h

$\beta$  - índice espectral para emissão síncrotron e bremsstrahlung

$\beta$  - razão entre uma velocidade qualquer e a velocidade da luz

$\gamma$  - expoente de lei de potência para emissão síncrotron e bremsstrahlung

$\delta$  - declinação, °

$\delta k$  - flutuação associada ao vetor de onda  $k$

$\delta\rho/\rho$  - flutuações de densidade de matéria-energia

$\delta_{ll'}$  - função delta de Dirac para os índices  $l, l'$

$\delta_B$  - flutuação na densidade de matéria bariônica

$\delta_{ME}$  - flutuação na densidade de matéria escura

$\delta_{nB}$  - flutuação na densidade numérica dos bárions

$\delta_{nX}$  - flutuação na densidade numérica da espécie  $X$

$\delta_R$  - flutuação na densidade de radiação

$\delta_R$  - flutuação na entropia

$\delta T/T$  - flutuações primordiais de temperatura

$\Delta T/T$  - flutuações de temperatura em relação à temperatura da RCF

$\delta\nu$  - banda de frequência

$\varepsilon$  - emissividade por unidade de volume

$\phi$  - ângulo azimutal dos harmônicos esféricos  
 $\phi_k$  - potencial gravitacional associado ao vetor de onda  $k$   
 $\Lambda$  - constante cosmológica  
 $\lambda$  - comprimento de onda  
 $\mu$  - potencial químico  
 $\mu$  - estimativa para a massa do autoestado massivo do fóton  
 $\nu$  - frequência  
 $\nu$  - nível de corte  
 $\rho$  - densidade, especificada em função do subscrito  
 $\Omega$  - densidade de matéria-energia do Universo  
 $\Omega_0$  - densidade atual de matéria-energia  
 $\Omega_B$  - densidade de matéria bariônica  
 $\Omega_c$  - densidade crítica, correspondente à densidade necessária para que o Universo continue se expandindo assintoticamente  
 $\chi^2/GDL$  - chi quadrado por grau de liberdade  
 $\sigma$  - abertura associada à uma curva gaussiana  
 $\sigma$  - desvio padrão  
 $\sigma$  - erro estatístico associado à uma medida  
 $\sigma_T$  - seção de choque para uma dada temperatura  $T$   
 $\tau$  - profundidade óptica  
 $\Theta$  - ângulo entre dois pontos quaisquer no céu, escala angular  
 $\Theta_{dec}$  - distância angular do horizonte na época do desacoplamento  
 $\theta$  - ângulo polar dos harmônicos esféricos  
 $\theta_c$  - ângulo de correlação de um experimento, °

### **Símbolos especiais**

$\Delta$  - indicador de variação de uma grandeza  
 $\langle \rangle$  - indicador de média estatística de uma grandeza

# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

Desde sua descoberta, em 1964, por Arno Penzias e Robert Wilson (Penzias e Wilson 1965), a Radiação Cósmica de Fundo em Microondas, doravante denominada RCF, tem sido objeto de enorme interesse por parte de físicos e astrônomos. Ela é hoje a mais antiga fonte de informação direta disponível sobre o Universo jovem e diferentes medidas, feitas por diferentes experimentos, indicam que essa radiação é descrita por uma função de corpo negro, com uma temperatura de  $2,726 \pm 0,010$  K. A confirmação de que a RCF é realmente uma curva de corpo negro foi divulgada em 1990 (Mather *et al.* 1990) com o resultado do experimento FIRAS, lançado a bordo do satélite COBE, e do experimento a bordo de foguete da Universidade da Colúmbia Britânica (Gush, Halpern e Wishnow 1990). A medida mais recente e mais precisa também foi feita pelo COBE/FIRAS (Mather *et al.* 1994), fornecendo a temperatura acima mencionada.

Acredita-se que a RCF seja o resíduo da Grande Explosão (chamada na literatura de “Big Bang”) que deu origem ao Universo, entre 10 e 20 bilhões de anos atrás, quando a temperatura do plasma primordial permitiu a formação dos primeiros átomos de H e a livre propagação dos fótons que hoje a constituem. De acordo com a Teoria da Relatividade Geral (doravante TRG), uma das soluções possíveis para as equações de campo gravitacional prevê a existência de uma singularidade no espaço-tempo. Esse instante é considerado como o instante  $t = 0$  s, a partir do qual começou-se a estudar a evolução do Universo.

Nesse estado inicial, o Universo era muito mais denso e quente do que atualmente. Matéria e radiação encontravam-se em equilíbrio termodinâmico, num processo constante de produção e aniquilação de partículas elementares. Resultados observacionais e experimentais recentes vêm sendo colocados lado a lado com a TRG para formar um paradigma usado na descrição do Universo, conhecido como o Modelo Cosmológico Padrão, doravante MCP (Weinberg 1972; Weinberg 1980; Silk 1989; Kolb e Turner 1990; Riordan e Schramm 1992; Padmanabhan 1993; Turner 1993). Embora existam outras alternativas ao “Big Bang” (Ellis 1984; Peterson 1993), o MCP é o que melhor se ajusta ao status observacional atual, com o menor número de hipóteses *ad hoc*. O trabalho de revisão de Ellis (1984) sobre outros modelos cosmológicos é ainda bastante atual e recomendado para aqueles que desejam uma visão geral sobre outros possíveis cenários. Entretanto, no restante desse trabalho, o MCP será utilizado como o modelo de Universo. Ele está fundamentado nos seguintes pontos:



- 1) não há região no Universo que ocupe uma posição preferencial em relação a qualquer outra (Princípio Cosmológico);
- 2) o Universo é suficientemente homogêneo e isotrópico em largas escalas de distância, podendo ser adequadamente descrito pela métrica de Robertson Walker e
- 3) a existência da RCF, a abundância do H, He<sup>3</sup>, He<sup>4</sup>, D e Li e a velocidade de recessão das galaxias, que formam a base observacional que suporta a hipótese do MCP.

O estudo do espectro e da isotropia da RCF no céu são fatores importantes na discriminação entre os diversos tipos de modelos cosmológicos e, conseqüentemente, no entendimento da física do Universo primordial.

O MCP, fundamentado na física de partículas atual e na TRG clássica, descreve de forma satisfatória os processos que ocorreram a partir de  $t \gtrsim 10^{-43}$  s após o Big Bang ( $T \lesssim 10^{19}$  GeV); esse período é conhecido como a Era de Planck. Em instantes anteriores ao definido pelo tempo de Planck, as quatro forças (gravitacional, nuclear forte, nuclear fraca e eletromagnética) estavam unificadas, num período conhecido como período da Supersimetria. À medida que o Universo se expandia e sua temperatura diminuía, transições de fase, com conseqüente quebra de simetria entre as interações fundamentais, foram ocorrendo durante o processo de resfriamento. A primeira marcou o fim da Supersimetria ( $T \sim 10^{19}$  GeV,  $t \sim 10^{-43}$  s) e, a partir desse instante, a força gravitacional passou a ser independente das demais. Quando a temperatura caiu para valores da ordem de  $10^{14}$  GeV ( $t \sim 10^{-34}$  s) houve o fim da Grande Unificação e a força nuclear forte separou-se da eletrofraca. Já próximo de  $t \sim 10^{-11}$  s, quando a temperatura atingiu valores menores que 1 TeV, uma nova transição de fase separou a força nuclear fraca da eletromagnética. Kolb e Turner (1990) e referências ali mencionadas discutem de forma detalhada a teoria de transições de fase no Universo primordial, bem como seus resultados mais recentes.

Após a temperatura do Universo atingir valores abaixo de 10 MeV ( $t \sim 0,1$  s), a produção e a aniquilação de pares cessaram, deixando como resultado os primeiros elementos químicos. Esse processo de criação e aniquilação é conhecido como nucleossíntese primordial. Existe um consenso sobre os resultados da nucleossíntese primordial, que indicam um Universo com a seguinte composição química: uma fração X de H da ordem de 0,75 - 0,76; uma fração Y de He<sup>4</sup> da ordem de 0,24 - 0,25 e uma parcela muito pequena de outros elementos mais pesados (D, He<sup>3</sup> e Li<sup>7</sup>) (Krauss e Kernan 1994 e referências ali mencionadas). Deve-se lembrar que esses valores são fortemente dependentes da razão fóton-bárion e da energia de ligação das espécies em questão (vide Kolb e Turner 1990, equação 4.7). Também restaram, ao final do período de produção e aniquilação, prótons, nêutrons, neutrinos, elétrons e fótons.

Com o Universo em expansão e conseqüente resfriamento, a temperatura foi diminuindo até atingir cerca de 3000 K, aproximadamente  $3 \times 10^5$  anos após a explosão. Nesse momento, prótons e elétrons livres combinaram-se para formar o Hidrogênio neutro e o plasma primordial foi, gradativamente, deixando de existir. Esse período é conhecido como recombinação e a hipersuperfície onde ocorreram as últimas interações entre fótons que formaram a RCF e elétrons livres é chamada de Superfície de Último Espalhamento

(SUE). Com a recombinação, o processo que acoplava os fótons à matéria (espalhamento Thomson) deixou de existir. A seção de choque para espalhamento Thomson de fótons por H neutro é muito menor que a do espalhamento de fótons por elétrons, de modo que, após a recombinação, os fótons passaram a ter um caminho livre médio da ordem do raio do Universo e elétrons livres praticamente deixaram de existir. O Universo tornou-se então transparente à radiação e quaisquer marcas ou efeitos deixados por processos físicos anteriores ao desacoplamento ficaram então congelados no campo de radiação. De acordo com o MCP, a partir desse momento a matéria estava livre para condensar-se, por atração gravitacional, e iniciar o processo de formação de estruturas que evoluiu nas galáxias e aglomerados hoje observados.

## 1.1 O espectro da Radiação Cósmica de Fundo

O artigo de Penzias e Wilson (1965) referente à descoberta da RCF foi publicado em conjunto com um trabalho teórico (Dicke *et al.* 1965) que explicava a importância da descoberta da radiação isotrópica extragaláctica observada, associando-a com o brilho residual de um Universo inicialmente muito mais homogêneo e uniforme. A importância desse resultado em termos astrofísicos e cosmológicos foi enorme, criando uma sub-área nova na Cosmologia, chamada de Cosmologia Experimental. Depois do trabalho de Penzias e Wilson, diversas outras medidas de temperatura foram feitas por outros grupos em diferentes frequências, utilizando os mais diversos tipos de detectores, lançados a bordo de balões, foguetes, satélites e acoplados a grandes radiotelescópios no solo. A Tabela 1.1 lista os resultados mais importantes de medidas de temperatura até 1993 e as Figuras 1.1 e 1.2 mostram, ao longo de quase três ordens de magnitude, os melhores valores obtidos durante 30 anos de pesquisa. Pode-se ver a evolução “histórica” da magnitude dos erros associados a essas medidas, comparando-se as medidas feitas antes e depois de 1983.

As medidas mais precisas do espectro da RCF feitas até o presente momento foram as do satélite COBE (Mather *et al.* 1990; 1994) e as da Universidade da Colúmbia Britânica (Gush, Halpern e Wishnow 1990). Embora medidas do espectro tenham que superar uma série de dificuldades, devido à baixíssima intensidade do sinal e à enorme quantidade de fatores contaminantes (atmosfera, emissão Galáctica e poeira interestelar são alguns deles), a maior parte das missões realizadas na década de 80 foi bem sucedida, parte graças a novas tecnologias desenvolvidas na área de criogenia e microondas e parte devido à disponibilidade de novos sítios (como a Antártica) e à utilização de satélites dedicados como o Relikt e o COBE.

Tabela 1.1 - MEDIDAS DO ESPECTRO DA RCF

Referência	Frequência (GHz)	Altitude (km)	Descrição do instrumento	Abertura (°)	T <sub>RCF</sub> (K)
Penzias e Wilson (1965)	4,08	0	-	-	3,3 ± 1,0
Roll e Wilkinson (1966)	9,37	0	-	20	3,0 ± 0,5
Howell e Shakeshaft (1967)	0,41	0	-	15	3,7 ± 1,2
Howell e Shakeshaft (1967)	1,41	0	-	13 × 15	2,8 ± 0,6
Penzias e Wilson (1967)	1,415	0	-	-	3,2 ± 1,0
Stokes et al. (1967)	9,37	3,8	-	4	2,69 <sup>+0,16</sup> <sub>-0,21</sub>
Stokes et al. (1967)	19,0	3,8	-	4	2,78 <sup>+0,12</sup> <sub>-0,17</sub>
Welch et al. (1967)	20,0	3,8	-	12	2,45 ± 1,0
Ewing et al. (1967)	32,5	3,8	-	20	3,09 ± 0,26
Wilkinson (1967)	35,05	3,8	-	4	2,56 <sup>+0,17</sup> <sub>-0,22</sub>
Boynnton et al. (1968)	90,4	3,4	-	-	2,46 <sup>+0,40</sup> <sub>-0,44</sub>
Kislyakov et al. (1971)	83,8	3	-	10	2,4 ± 0,7
Millea et al. (1971)	90,4	3,1	-	6,6	2,61 ± 0,25
Boynnton e Stokes (1974)	90,0	14,9	-	-	2,48 <sup>+0,50</sup> <sub>-0,54</sub>
Smoot et al. (1983)	2,5	4,0	Radiômetro	12,5	2,62 ± 0,25
Smoot et al. (1983)	4,75	4,0	Radiômetro	12,5	2,71 ± 0,2
Friedman et al. (1984)	10,0	4,0	Radiômetro	12,5	2,91 ± 0,19
De Amici et al. (1984)	33,0	4,0	Radiômetro	7,5	2,87 ± 0,21
	90,0	4,0	Radiômetro	7,5	2,4 ± 0,1
Meyer e Jura (1984) <sup>a</sup>	113	Lick	Reticon	-	2,73 ± 0,04
	227	Observatory			2,80 ± 0,30
De Amici et al. (1985)	33,0	3	Carga fria		2,81 ± 0,12
Mandolesi et al. (1986)	4,75	3	Carga fria		2,70 ± 0,07
Johnson e Wilkinson (1987)	24,8	Balão		-	2,783 ± 0,025
Bersaneli et al. (1989)	90	3	Carga fria		2,60 ± 0,09
Meyer et al. (1985) <sup>a</sup>	113	Lick	Reticon	-	2,76 ± 0,07
	227	Observatory			2,83 ± 0,09
Gush, Halpern e Wishnow (1990)	30 - 600	150	Interferômetro	6	2,736 ± 0,017
Kaiser e Wright (1990) <sup>a</sup>	227	Lick	Reticon	-	2,75 ± 0,04
		Observatory			
Mather et al. (1990)	30-600	900	Interferômetro	7	2,735 ± 0,060
Sironi et al. (1990)	0,6	2,1	Radiômetro	15 × 18	3,0 ± 1,2
De Amici et al. (1991)	3,8	2,8	Radiômetro	3	2,64 ± 0,07
Sironi, Bonelli e Limon (1991)	0,60	2,8			2,7 ± 1,6
Levin et al. (1992)	7,5	2,8	Carga fria		2,64 ± 0,06
Mather et al. (1993)	30-600	900	Interferômetro	7	2,726 ± 0,010

a) Medidas usando transições rotacionais em moléculas de CN interestelar.

Em baixas frequências ( $\nu \lesssim 15$  GHz), a emissão Galáctica é bem mais intensa e medidas precisas são mais difíceis de serem realizadas (vide Figura 1.7). Entretanto, uma colaboração EUA/Itália, da qual participam a Universidade da Califórnia, Berkeley, e a Universidade de Roma, iniciada no começo da década de 80, vem conseguindo resultados bastante satisfatórios em frequências entre 0,6 GHz e 5 GHz (Smoot *et al.* 1983; Friedman 1984; De Amici 1984; De Amici *et al.* 1985; Mandolesi *et al.* 1986; Bersanelli *et al.* 1989; Kogut *et al.* 1990; Sironi *et al.* 1990; De Amici *et al.* 1991; Sironi, Bonelli e Limon 1991; Levin *et al.* 1992). Johnson e Wilkinson (1987) realizaram um experimento lançado a bordo de balão com os mesmos objetivos, cujo resultado encontra-se também na Tabela 1.1. Embora algumas medidas tenham sido feitas entre 1971 e 1983 (dos levantamentos e pesquisas realizadas foram omitidos dois resultados), o presente trabalho optou por omitir seus resultados, uma vez que não eram anunciadas medidas e sim limites superiores. A Tabela 1 do artigo de Danese e de Zotti (1977) e a seção 1 do artigo de Partridge (1988) contém as referências a tais trabalhos.

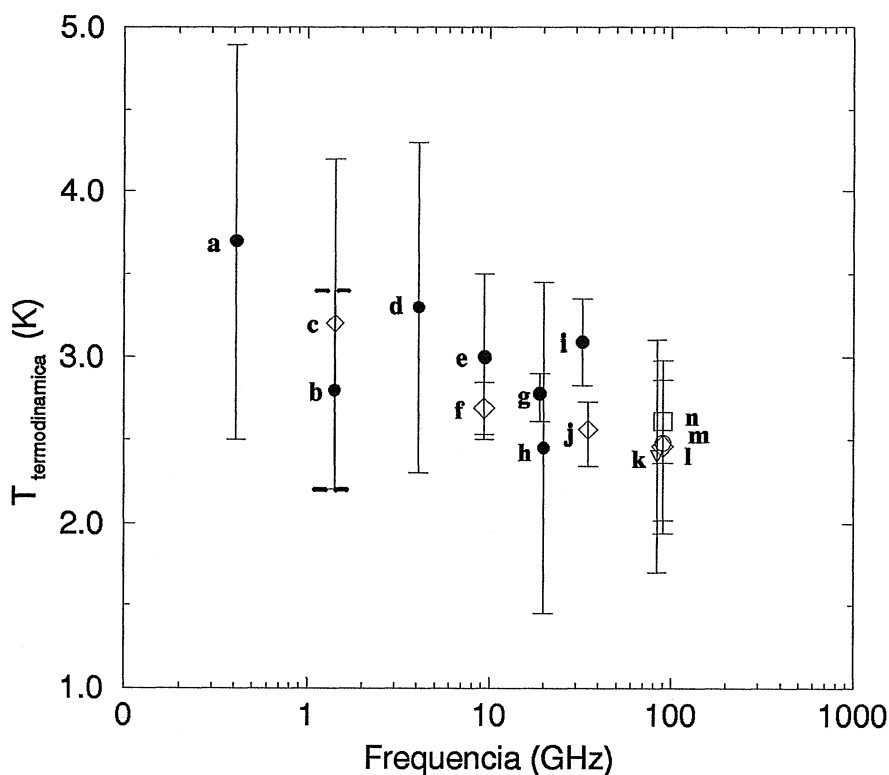


Fig. 1.1 - Medidas do espectro da RCF feitas desde sua descoberta até 1983. Baseada em: a) Howell 1967a, b) Howell 1967b, c) Penzias e Wilson 1967, d) Penzias e Wilson 1965, e) Roll e Wilkinson 1966, f) Stokes 1967a, g) Stokes 1967b, h) Welch 1967, i) Ewing 1967, j) Wilkinson 1967, k) Kysliakov 1971, l) Boynton e Stokes 1974, m) Milea 1971 n) Boynton *et al.* 1968.

Nas frequências intermediárias (faixa correspondente à região de Rayleigh-Jeans:  $15 \text{ GHz} \lesssim \nu \lesssim 100 \text{ GHz}$ ), os resultados do COBE são os mais recentes e os melhores, tanto em termos de precisão (erros extremamente pequenos) quanto em termos de cobertura espectral (maior banda coberta por um mesmo instrumento - FIRAS - no intervalo de frequência entre 30 e 600 GHz). As implicações dessas medidas, que caracterizam o espectro da RCF como sendo um espectro de corpo negro a uma temperatura de  $2,726(\pm 0,010) \text{ K}$ , com precisão melhor que 1%, são extremamente importantes, pois um espectro Planckiano é consequência direta de um Universo jovem em equilíbrio termodinâmico, bem como limita a possibilidade de um Universo reionizado após a recombinação por liberação de energia durante o processo de formação das primeiras galáxias.

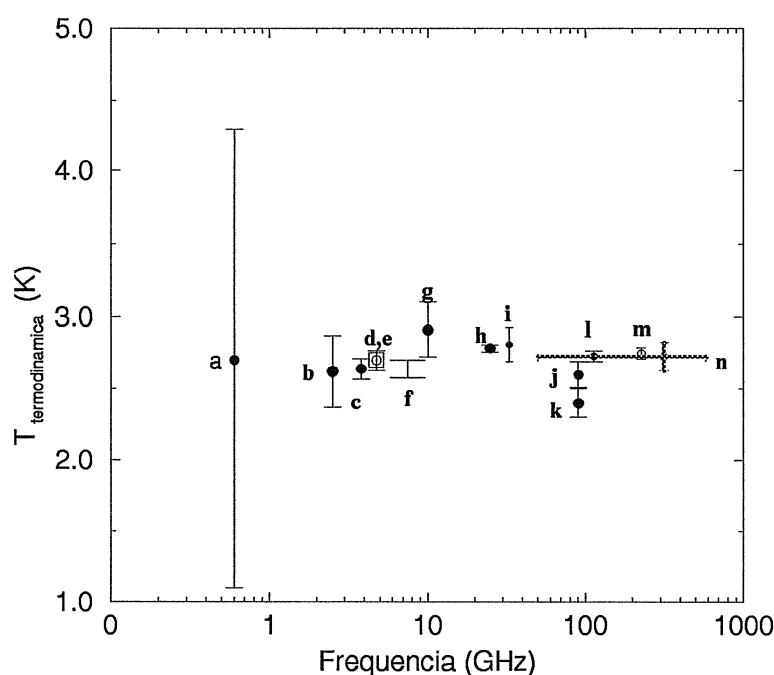


Fig. 1.2 - Medidas do espectro da RCF feitas desde 1983 até a presente data. Baseada em: a) Sironi, Bonneli e Limon 1991, b) Smoot *et al.* 1983, c) De Amici *et al.* 1985, d) Smoot *et al.* 1983, e) Mandolesi *et al.* 1986, f) Levin *et al.* 1992, g) Friedman *et al.* 1984, h) Johnson 1987, i) De Amici *et al.* 1985, j) De Amici 84, k) Bersanelli *et al.* 1989, l) Meyer e Jura 1985, m) Kaiser e Wright 1990, n) Mather *et al.* 1993.

A possibilidade de haver distorções espectrais, ou seja, desvios da forma de um corpo negro perfeito, vem sendo levantada praticamente desde a descoberta da RCF, sendo que Danese e de Zotti (1977) fizeram uma revisão detalhada sobre o problema. Baseados na causa das distorções espectrais, elas podem ser classificadas em intrínsecas (de origem cosmológica) e extrínsecas (de origem não-cosmológica). Discute-se também a possibilidade de haver distorções causadas por processos físicos primordiais ou processos "recentes" (ocorridos após a recombinação). Entre outros processos, as distorções po-

dem ser causadas por movimentos primordiais turbulentos, ondas gravitacionais, cordas cósmicas, buracos negros, estrelas supermassivas, decaimento de partículas elementares instáveis, núcleos ativos de galáxias e perturbações na distribuição de energia cinética e potencial no processo de formação de galáxias e aglomerados de galáxias.

Perturbações que ocorrem antes da recombinação são chamadas de perturbações intrínsecas. Existem duas formas possíveis de se produzir distorções espectrais durante a época de equilíbrio termodinâmico (antes da recombinação): liberação ou conversão de energia (vide parágrafo anterior) no intervalo de “redshift”  $10^6 \gtrsim z \gtrsim 3 \times 10^5$ . A liberação produz uma distribuição de Bose-Einstein no intervalo de “redshift” acima mencionado. O mesmo processo ocorrendo na faixa de “redshift”  $z \lesssim 10^5$  produz um espectro comptonizado (distorcido por interação Compton), que é uma distribuição de uma soma de corpos negros numa determinada faixa de temperatura. No caso da distribuição de Bose-Einstein, a lei de Planck é modificada pela inclusão de um parâmetro adimensional, o potencial químico  $\mu$ . Já no caso da soma dos corpos negros em “redshifts” menores, o espectro formado é descrito pela equação de Kompaneets, parametrizada pelo valor de  $\gamma$  (o parâmetro de comptonização). O FIRAS impõe limites bastante restritos para  $\mu$  e  $\gamma$  ( $\mu \leq -12 \pm 11 \times 10^{-5}$  e  $\gamma \leq 3 \pm 11 \times 10^{-6}$ ). Ambos os resultados foram obtidos com um nível de confiabilidade de 95% (Mather *et al.* 1993; Wright *et al.* 1994b).

Distorções espectrais extrínsecas são possivelmente causadas por processos associados a mecanismos de formação de estruturas e formação estelar. Para “redshifts”  $1000 \gtrsim z \gtrsim 5$  (entre a recombinação e a formação dos primeiros quasares), os processos que poderiam distorcer a RCF são, basicamente, injeção de energia devido a explosões de supernovas originadas de estrelas de população III, poeira intergaláctica e distorção Compton causada por elétrons semi-relativísticos.

O caso do efeito Sunyaev-Zeldovich, onde fótons da RCF são espalhados por gás de elétrons quente presente em aglomerados de galáxias, será estudado na seção que descreve as anisotropias angulares.

Existe também a possibilidade de que a distorção do espectro da RCF seja causada pela existência de um estado massivo para o fóton, proposto em alguns trabalhos envolvendo variações do modelo padrão de física de partículas, em que a componente massiva, à semelhança das oscilações de neutrinos (comentada, mas nunca observada), poderia introduzir oscilações no espectro da RCF. Um dos primeiros trabalhos detalhados sobre as consequências da possível existência de um estado massivo para o fóton foi publicado em 1971 (Goldhaber e Nieto 1971) e possíveis implicações cosmológicas desse fato foram descritas por Georgi, Ginsparg e Glashow (1983), de Bernardis *et al.* (1984), e Villela, Figueiredo e Wuensche (1995). Os dois primeiros trabalhos surgiram como consequência da distorção espectral na RCF anunciada por Woody e Richards (1979) e depois atribuída a um problema na instrumentação do detector utilizado. Georgi, Ginsparg e Glashow (1983) e de Bernardis *et al.* (1984) estimaram um limite superior para a massa do fóton da ordem de  $10^{-51}$  g, sendo que a existência desse estado massivo reflete-se na distribuição espectral da RCF superpondo uma componente oscilatória sobre a função de Planck  $I(\nu_{sem}, T)$ , tal que

$$I(\nu_{sem}, \nu_{com}, T_{sem}, T_{com}) = I(\nu_{sem}, T_{sem}) + I_{pert}(\nu_{sem}, \nu_{com}, T_{sem}, T_{sem}), \quad (1.1)$$

em que  $I_{total}$  é a soma dos espectros de corpo negro normal e perturbado,  $I(\nu_{sem}, T_{sem})$  é

a função de Planck e  $I_{pert}$  é a função de Planck perturbada, dada por

$$I_{pert} = [I(\nu_{sem}, T_{sem}) - I(\nu_{sem}, T_{com})] \times \text{sen}^2 2\phi \text{sen}^2(\pi\nu_{com}/\nu_{sem}). \quad (1.2)$$

e  $\nu_{com} = 3\mu^2 c^4 \tau / 10h^2$ .  $\phi$  é o ângulo de fase dos autoestados do fóton (Georgi, Ginsparg e Glashow),  $\mu$  é a massa estimada do autoestado massivo do fóton e  $\tau$  é a profundidade óptica do Universo. Os parâmetros  $\nu_{sem}, \nu_{com}, T_{sem}, T_{com}$  são, respectivamente, as frequências do fóton normal e massivo e as temperaturas (em K) dos fótons normal e massivo. de Bernardis *et al.* (1984) usaram a possibilidade de um fóton massivo introduzir oscilações na componente de dipolo e, na ausência das mesmas, determinaram um limite para o autoestado massivo do fóton. Villela, Figueiredo e Wuensche (1995) utilizam os resultados da componente de dipolo, medida pelo COBE, aplicados ao mesmo formalismo, para estimar o melhor limite superior até a presente data ( $\mu \leq 10^{-52}$  g). Entretanto, esse valor ainda se encontra cerca de 13 ordens de magnitude acima do limite quântico deduzido a partir do Princípio da Incerteza de Heisenberg ou a partir de considerações cosmológicas onde, usando-se o modelo de Universo esférico de de Sitter, pode-se escrever a constante cosmológica  $\Lambda$  a partir de duas expressões:  $\Lambda = 3/(ct)^2$  e  $\Lambda = 0,5[2\pi\mu c/h^2]$ . Nessas expressões,  $c$  é a velocidade da luz,  $t$  é a idade do Universo em unidades de  $10^{10}$  anos e  $\mu$  é a massa do fóton no autoestado massivo.

Outras medidas recentes da temperatura da RCF impuseram também limites bastante restritos para a ocorrência de processos que pudessem causar distorções espectrais. De Amici *et al.* (1985), Mandolesi *et al.* (1986), Johnson e Wilkinson (1987), Bersanelli *et al.* (1989), Kogut *et al.* (1990), Sironi *et al.* (1990), Sironi, Bonelli e Limon (1991), De Amici *et al.* (1991), Levin *et al.* (1992) fizeram medidas de temperatura em baixas e médias frequências (entre 0,5 e 25 GHz). Meyer e Jura (1985) e Kaiser e Wright (1990) fizeram medidas indiretas, usando a transição rotacional 1-0 do CN em 113 e 227 GHz. Todos esses dados são consistentes com os resultados do COBE e, embora o ideal fosse que as barras de erro não apresentassem uma dispersão tão grande, pode-se notar que, ao longo de quase 2 ordens de magnitude em frequência, a temperatura máxima não ultrapassa 3,7 K e a mínima, 2,4 K. As medidas feitas no fim da década de 80 e no começo da década de 90 possuem barras de erro da ordem de menos de 5% da intensidade medida da temperatura. Na Figura 1.2, por exemplo, a barra de erro média da medida do FIRAS (Mather *et al.* 1993) está aumentada de um fator 10 e ainda assim é muito menor que todas as medidas feitas antes de 1989.

Embora os resultados do COBE limitem severamente a possibilidade de alteração da curva de corpo negro que descreve a RCF, independentemente dos processos físicos que possam ocorrer no Universo jovem, ainda se pode obter alguns resultados a partir de medidas do espectro da RCF. Por exemplo, muito ainda pode ser feito para se medir o espectro em baixas frequências (principalmente entre 1-20 GHz). Nessa faixa, os fenômenos comentados anteriormente podem distorcer levemente o espectro e essa distorção, caso exista, será mais facilmente observada na parte de Rayleigh-Jeans da curva de Planck. Medidas com precisão melhor que  $1 \text{ mK}/\sqrt{Hz}$  poderão ser obtidas dentro de um ou dois anos e proporcionarão um melhor entendimento do comportamento do espectro em baixas frequências.

## 1.2 A distribuição angular da Radiação Cósmica de Fundo

Uma das motivações de se estudar a RCF é verificar o grau de isotropia de sua distribuição de temperatura e suas características. A separação entre escalas angulares deve-se ao fato que, na época do desacoplamento, o Universo conectado causalmente (também definido como horizonte, ou Universo observável) subentendia uma escala angular de

$$\Theta_{dec} = 0,87^\circ \Omega_0^{1/2} \left( \frac{z_{dec}}{1100} \right)^{-1/2}. \quad (1.3)$$

Dessa forma, pequenas escalas angulares subentendem comprimentos de onda co-móveis que se encontravam dentro do horizonte na época do desacoplamento; grandes escalas angulares correspondem a comprimentos de onda co-móveis maiores que as dimensões do horizonte na época do desacoplamento.

O colapso gravitacional causado por flutuações de densidade é considerado, atualmente, o paradigma para explicar o processo de formação de estruturas no Universo. O quadro aceito pela maioria dos especialistas aponta para flutuações de densidade como sendo as responsáveis pela instabilidade gravitacional que deu origem ao colapso das nuvens de gás primordial e que evoluiu então para formar as estruturas hoje observadas. Vários outros processos podem também causar flutuações em escalas angulares menores que a do efeito SW. A esses processos denominaremos, genericamente, anisotropias angulares. Suas causas podem ser:

- 1) Movimento do observador em relação ao referencial da RCF;
- 2) Espalhamento da radiação por matéria com velocidades peculiares em relação à RCF;
- 3) Processos físicos ocorrendo na linha de visada entre o observador e a SUE.
- 4) Flutuações intrínsecas na densidade de energia da SUE ( $\delta\rho/\rho \propto \delta T/T$ );
- 5) Variação no potencial gravitacional local da SUE (efeito Sachs-Wolfe);

Por outro lado, existem efeitos dissipativos que podem apagar as flutuações causadas pelos processos acima mencionados e que não serão discutidos no presente trabalho. Os fatores 1, 2 e 3 são, em geral, considerados como efeitos extrínsecos. O movimento do observador em relação ao referencial da RCF, por exemplo, causa um desvio Doppler conhecido como o efeito de dipolo.

A anisotropia de dipolo é conhecida praticamente desde a descoberta da RCF e todas as medidas, sem exceção, apresentam uma componente dipolar cerca de 1000 vezes menor que a temperatura da RCF, cuja origem pode ser explicada em termos do movimento da Terra em relação ao referencial determinado pela RCF. O efeito Doppler causado pelo deslocamento da Terra em relação à RCF faz com que o observador detecte um dipolo “quente-frio” quando observa a esfera celeste. Esse efeito pode ser visto mesmo ao mapear-se pequenas porções do céu. Uma série de experimentos lançados a bordo de balão na década de 80 deu origem aos primeiros mapas do céu em microondas (Fixsen *et*



*al.* 1983; Lubin *et al.* 1985; Lubin e Villela 1986). A combinação dos resultados desses experimentos estimaram a amplitude da componente de dipolo com precisão melhor que 5%. A temperatura da anisotropia de dipolo, nada mais que um harmônico de primeira ordem na expansão em harmônicos esféricos da temperatura da RCF, é dada por:

$$T(\Theta) = T_{RCF} \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{(1 - \beta \cos \Theta)}, \quad (1.4)$$

em que  $\beta = v/c$  é a velocidade relativa do observador e  $\Theta$  é o ângulo entre a direção do movimento e a linha de visada. Os valores publicados por Kogut *et al.* (1993) são os mais precisos até a presente data, com  $T_{dipolo} = 3,365 \pm 0,027$  mK e  $\beta = (1,23 \pm 0,01) \times 10^{-3}$ .

As medidas mais recentes da componente de dipolo da RCF são apresentadas na Tabela 1.2. Pode-se ver que a dispersão entre os valores medidos é de 120  $\mu$ K; os valores estimados são bastante próximos aos atuais e mesmo as barras de erro desses experimentos são relativamente pequenas, se comparadas com a magnitude atual do resultado obtido pelo COBE (menos de 1% do valor do dipolo). Uma das conseqüências desses trabalhos foi estimar a magnitude e direção do movimento da Terra em relação ao referencial definido pela RCF. Os resultados publicados por Kogut *et al.* (1993) indicam que a Terra se move em relação à RCF na direção ( $l^{II}, b^{II} = 264,4^\circ \pm 0,3^\circ; 48,4^\circ \pm 0,5^\circ$ ). A intensidade da velocidade do Grupo Local em relação à RCF é  $\vec{v} = 627 \pm 22$  km.s<sup>-1</sup> numa direção cerca de 45° afastada do aglomerado de Virgem ( $l^{II}, b^{II} = 276^\circ \pm 3^\circ; 30^\circ \pm 3^\circ$ ). Esses valores são bastante próximos dos calculados por Lubin e Villela (1986) 6 anos antes!

Tabela 1.2 - MEDIDAS DA ANISOTROPIA DE DIPOLO DA RCF

Referência	$T_{dip}$ (mK)	Direção ( $l^{II}, b^{II}$ )
Princeton (Fixsen et al. 1983)	$3,17 \pm 0,21$	$264,0^\circ; 44,2^\circ$
Berkeley (Lubin et al. 1985)	$3,44 \pm 0,17$	$266,7^\circ \pm 3,0^\circ; 47,6^\circ \pm 3,0^\circ$
Relikt (Strukov et al. 1988)	$3,16 \pm 0,12$	$267,1^\circ \pm 1,5^\circ; 48,6^\circ \pm 2,5^\circ$
FIRAS (Fixsen et al. 1993)	$3343 \pm 0,016$	$264,4^\circ; 48,4^\circ$
DMR (Kogut et al. 1993)	$3,365 \pm 0,027$	$264,4^\circ \pm 0,3^\circ; 48,4^\circ \pm 0,5^\circ$

O caso 2 pode ser exemplificado como a variação em  $\Delta T/T$  observada no campo de velocidades peculiares. O espalhamento da RCF por matéria com velocidade peculiar  $v$  em relação a um referencial co-móvel pode causar uma anisotropia na distribuição angular dos fótons. A idéia é que, como a matéria deveria possuir velocidades peculiares diferentes em pontos diferentes da SUE (correspondendo, portanto, a diferentes regiões no céu hoje), isso acarretaria num espalhamento irregular dos fótons, gerando, portanto, uma anisotropia. A expressão que descreve as flutuações de temperatura causada por velocidades peculiares é:

$$\Delta T/T = -\vec{v} \cdot \vec{n} = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right) \frac{1}{4\pi G\rho R} \left(\frac{\partial\phi}{\partial x_i}\right)n_i \quad (1.5)$$

em que  $R$  é o fator de escala,  $G$  é a constante gravitacional,  $\rho$  é a densidade da radiação,  $n_i$  é o vetor unitário apontando do observador para a fonte e  $\frac{\partial\phi}{\partial x_i}$  é a variação do potencial gravitacional. A equação 1.5 toma, no espaço de Fourier, a seguinte forma (Padmanabhan 1993, pág. 232):

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = \dot{R} \left( \frac{\delta k}{k^2} \right) (i\vec{k} \cdot \vec{n}). \quad (1.6)$$

Assim, a contribuição das anisotropias causadas por espalhamento devido à velocidades peculiares para as flutuações de temperatura é dada por:

$$\left\langle \left( \frac{\Delta T}{T} \right)_k^2 \right\rangle \propto \frac{k^2 |\delta_k|^2}{k^4} d^3k \propto |\delta_k|^2 k \left( \frac{dk}{k} \right) \quad (1.7)$$

A teoria de evolução linear das perturbações mostra que a quantidade  $k^3 |\delta_k|^2$  varia de acordo com  $\lambda^{2\alpha-3}$  para  $\lambda < d_H(t_{desac})$  e  $\lambda^{2\alpha-5}$  para  $\lambda > d_H(t_{desac})$ . A dependência angular, nesse caso, será:

$$\left( \frac{\Delta T}{T} \right)_k \propto k^{-1} [k^3 |\delta_k|^2]^{1/2} \simeq \begin{cases} \lambda^{\alpha-1/2} \propto \Theta^{\alpha-1/2} & (\Theta < \Theta_H) \\ \lambda^{\alpha-5/2} \propto \Theta^{\alpha-5/2} & (\Theta > \Theta_H) \end{cases} \quad (1.8)$$

Para um espectro invariante em escala ( $\alpha = 3/2$ , relacionado ao índice espectral das flutuações  $n$  através da expressão  $2\alpha = 4 - n$ ), tem-se:

$$\left( \frac{\Delta T}{T} \right) \simeq \begin{cases} \Theta & (\Theta < \Theta_H) \\ \Theta^{-1} & (\Theta > \Theta_H) \end{cases} \quad (1.9)$$

Pode-se ver que o efeito devido ao espalhamento por velocidades peculiares cai rapidamente para distâncias angulares maiores que a distância angular definida pelo raio de Hubble. Isso é esperado, uma vez não se deve encontrar contribuições significativas devidas a este processo em largas escalas angulares.

O efeito Sunyaev-Zel'dovich, causado pelo espalhamento de fótons da RCF por gás quente em aglomerados de galáxias (Sunyaev e Zel'dovich 1972; 1980) é o melhor exemplo do caso 3. Sunyaev e Zel'dovich sugeriram o espalhamento de fótons da RCF por gás quente de elétrons como meio de entender os processos físicos responsáveis pela produção de raios-X em aglomerados de galáxias. Uma fração dos fótons que atravessam a nuvem de gás quente (proporcional à profundidade óptica  $\tau$  da nuvem) recebe energia por espalhamento Compton inverso e é deslocada para o pico e para a região de Wien do espectro de corpo negro. Como existe a conservação do número de fótons, o resultado desse processo é um deslocamento lateral do espectro. A variação na intensidade pode ser expressa por (Sunyaev e Zel'dovich 1980):

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{x e^x}{e^x - 1} \left( \frac{x}{\tanh(x/2) - 4} \right) \int_0^\tau \frac{k T_e}{m_e c^2} d\tau, \quad (1.10)$$

sendo  $x = h\nu/kT$ , onde  $k$  e  $h$  são, respectivamente, as constantes de Boltzmann e Planck;  $\nu$  é a frequência do fóton;  $T$  é a temperatura da RCF;  $T_e$  é a temperatura dos elétrons;  $m$  é a massa dos elétrons e  $\tau$  é a profundidade óptica da nuvem. O decréscimo de temperatura na região de Rayleigh-Jeans do espectro é dado por (Padmanabhan 1993):

$$\frac{\delta T}{T_{RJ}} \sim -\frac{2T_e}{m_e} \tau \quad \rightarrow \quad \Delta T/T_{RCF} = -2 \int \sigma_T n_e \frac{k T_e}{m_e c^2} dl \quad (1.11)$$

Embora não existam medidas independentes de  $T_e$  e  $\tau$ , parâmetros típicos de nuvens de gás quente ( $T_e \approx 5$  keV e  $\tau \approx 1/80$ ) fornecem valores para  $\delta T/T$ , consistentes com medidas feitas nos últimos anos (Birkinshaw e Gull 1984a; 1984b; Jones *et al.* 1993; Wilbanks *et al.* 1994; Herbig *et al.* 1995). Jones *et al.* (1993) fizeram um mapa bidimensional do aglomerado de Abell 2218 e mediram um decréscimo na temperatura entre 0,6 e 1,1 mK, usando interferômetro com linha de base (Ryle Telescope) entre 18 e 36 m, numa frequência de 15 GHz. Wilbanks *et al.* (1994) mediram um decréscimo de 1 mK na direção do aglomerado de Abell 2163 usando um arranjo de bolômetros operando em 136 GHz no Caltech Submillimeter Observatory (CSO). Medidas do efeito SZ são também importantes por poderem, em conjunto com observações em raios-X, auxiliar na determinação da constante de Hubble, um dos problemas chave da cosmologia moderna.

Os efeitos intrínsecos 4 e 5 devem-se a processos ocorridos antes ou durante a recombinação. O efeito Sachs-Wolfe (Sachs e Wolfe 1967, doravante efeito SW) é a contribuição determinante para causar flutuações em larga escala angular, ou seja,  $\Theta \gg 1^\circ$ . As dimensões dos comprimentos de onda correspondentes ao efeito SW são muito maiores que as dimensões do horizonte, de modo que processos microfísicos (aqueles cujo comprimento de onda é muito menor que o horizonte) são desprezíveis. Isso faz com que as flutuações por ele causadas sejam mais fáceis de ser tratadas, já que um formalismo linear é suficiente para descrever a evolução das perturbações. Essa “falta de sensibilidade” a pequenas escalas angulares também faz com que o estudo de flutuações causadas pelo efeito SW permita a exploração do espectro original de flutuações primordiais, não alterado por processos microfísicos. No caso de um Universo plano, essas flutuações são dadas por:

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{R_o^2 H_o^2}{2(2\pi)^3} \int k^{-2} \delta_k e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}} d^3k, \quad (1.12)$$

em que  $\frac{\Delta T}{T(\hat{x})}$  descrevem flutuações de temperatura na direção  $\hat{x}$ ,  $R_o$  é o raio atual do Universo,  $H_o$  é a constante de Hubble,  $k$  é o vetor de onda e  $\delta_k$  é a flutuação associada ao vetor de onda  $k$ , de acordo com a expressão

$$\delta_k = -\frac{k^2}{4\pi G \rho_o R(t)^2} \phi_k, \quad (1.13)$$

em que  $\phi_k$  = potencial gravitacional associado ao vetor de onda  $k$ ,  $R(t)$  é o fator de escala e  $\rho_o$  é a densidade de matéria do Universo.

A outra causa intrínseca de anisotropias na RCF deve-se a flutuações de temperatura na SUE causadas por flutuações de densidade no campo de radiação local. Como  $\rho_{rad} \propto T^4$ ,  $\delta\rho/\rho \propto 4T^3\delta T$ , logo  $\delta T/T \propto 1/4 (\delta\rho_{rad}/\rho_{rad}) = \delta_{rad}$ . Um cálculo detalhado de  $\delta_{rad}$  só pode ser feito resolvendo-se as equações diferenciais acopladas que governam a evolução espacial e temporal das flutuações de densidade bariônica, densidade de matéria escura e densidade do campo de radiação. Entretanto, os pontos essenciais desse resultado podem ser obtidos com base nos seguintes argumentos. Em escalas menores que a escala definida pelo raio de Hubble, o espalhamento Thomson mantém fótons e bárions fortemente acoplados. Pode-se mostrar que (Padmanabhan, pag. 184, 1993), nesse caso,  $\delta_R \approx (4/3)\delta_B$ . Logo, combinando as expressões acima, obtém-se que  $\Delta T/T \approx (1/3)\delta_B(t_{desac})$ , ou seja, as flutuações de temperatura são determinadas essencialmente pelo valor das flutuações de matéria bariônica na época do desacoplamento. Entretanto,

o valor de  $\delta_B$  na SUE depende da natureza da matéria escura. Perturbações na matéria escura começam a crescer logo após a época de equilíbrio entre matéria e radiação ( $t \approx 10^4 \text{anos}$ ) enquanto que perturbações na matéria bariônica somente podem começar a crescer após a época da recombinação. Conseqüentemente, no instante do desacoplamento,  $\delta_{ME}$  será maior que  $\delta_B$  por um fator proporcional ao tempo em que as flutuações para cada constituinte começou a crescer ( $R_{desac}/R_{eq} \simeq 20\Omega h^2$ ). Obtem-se, então:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{3}\delta_B(t_{desac}) = \frac{1}{60\Omega h^2}\delta_{ME}. \quad (1.14)$$

Tomando, para  $\delta_{ME}$  um valor da ordem de  $10^{-3}$  na época do desacoplamento (de modo que as perturbações possam evoluir de acordo com a expansão do Universo, atingindo um valor da ordem de 1 hoje), a previsão de anisotropias intrínsecas hoje é:

$$\frac{\delta T}{T} \simeq 1,6(\Omega h^2)^{-1} \times 10^{-5}, \quad (1.15)$$

Considerando-se  $\Omega = 1, h = 0,5$ , obtem-se um valor para  $\Delta T/T$  cerca de duas a três vezes maior que os obtidos por Gundersen *et al.* (1993), Myers *et al.* (1993), Wollack *et al.* (1993), Bennett *et al.* (1994), Clapp *et al.* (1994), Devlin *et al.* (1994) e Dragovan *et al.* (1994) e quatro vezes menor que os resultados de com as detecções anunciadas recentemente por Cheng *et al.* (1994), de Bernardis *et al.* (1994) e Gundersen *et al.* (1995). Cálculos mais detalhados, baseados na integração numérica das equações diferenciais acopladas prevêm anisotropias da ordem de  $1 \times 10^{-5}$  para  $\Omega = 1, h = 0,5$ , valores estes em excelente concordância com os resultados mais recentes (vide resultados nas Tabelas 1.5 e 1.6).

### 1.3 $\Delta T/T$ e os mecanismos de formação de estruturas

A questão da formação de estruturas está ligada diretamente ao conhecimento e conseqüente entendimento dos processos que ocorreram nos primeiros instantes do Universo primordial. Em outras palavras, existe um problema de condições de contorno desconhecidas. Devido ao estado de equilíbrio termodinâmico em que se encontravam matéria e radiação nesse período e à quase-uniformidade da RCF medida em diversas escalas angulares sabe-se que a matéria estava uniformemente distribuída e qualquer perturbação na distribuição de matéria teria sido rapidamente suavizada pelo campo de radiação. O problema crucial que se tenta resolver é como essa distribuição homogênea de matéria evoluiu para formar estruturas cerca de 30 ordens de magnitude mais densas que a densidade média do Universo. A possível chave para a solução do problema é o entendimento do acoplamento entre  $\delta T$  e  $\delta\rho$  em diferentes escalas angulares. A determinação do espectro de potência das flutuações da RCF pode auxiliar na identificação dos processos físicos predominantes nas diferentes escalas angulares estudadas e, combinado com resultados de medidas de estrutura em larga escala, pode ser usado na criação de um modelo cosmológico coerente.

Recentemente o satélite COBE apresentou resultados de observações de anisotropia na RCF em escalas angulares  $> 10^\circ$ . Isso permitiu que se fizesse a normalização de todo o espectro em função da amplitude das flutuações na escala angular do COBE, ou

seja, determina-se as amplitudes das flutuações em uma escala angular qualquer em relação à amplitude determinada a partir das medidas pelo COBE (Gouda e Sugiyama 1992; Smoot *et al.* 1992; Wright *et al.* 1992; White, Scott e Silk 1994). Entretanto, medidas em larga escala não têm resolução suficiente para determinar a evolução da estrutura da RCF na fase pós-desacoplamento. A necessidade da complementação vem do fato que, em largas escalas, o observador está limitado ao tamanho dos pixels no céu (número pequeno de regiões independentes observadas no céu) e ao problema da variância cósmica (causado pela impossibilidade de observarmos outros Universos). O problema da variância cósmica será comentado mais detalhadamente na seção 5.3.

Medidas em larga escala angular mapeiam regiões que não estavam em contato causal antes e na época do desacoplamento, propiciando com isso o acesso a informações sobre o espectro de flutuações ainda não contaminado por outros processos físicos. Por outro lado, flutuações em média escala ( $0,5^\circ$ -  $2^\circ$ ) ocorrem na escala em que hoje são observados aglomerados e superaglomerados de galáxias. Isso sugere que flutuações em média escala angular e formação de estruturas estão, de alguma maneira, relacionadas. As flutuações na distribuição de temperatura são, provavelmente, o reflexo das flutuações de densidade de matéria e, embora não haja ainda um “modelo-padrão” de formação de estruturas, o quadro mais aceito atualmente é o de aglutinação devido a instabilidade gravitacional. Nesse quadro, flutuações causadas por variações no potencial gravitacional local (o efeito SW) fariam com que determinados fótons saíssem da “superfície” da SUE antes de outros, desbalanceando a distribuição de temperatura local.

Os mecanismos que causam essas flutuações podem ser claramente divididos em dois tipos: flutuações adiabáticas (ou de curvatura) e flutuações isotérmicas (ou de isocurvatura). Flutuações adiabáticas são flutuações na densidade de energia que podem ser caracterizadas como flutuações na curvatura local, onde perturbações em uma das componentes implicam em variações na outra ( $\delta\rho \neq 0$ ). Nesse processo ocorre a conservação do número de partículas, de acordo com

$$\delta \equiv \frac{\delta n_B}{n_B} = \frac{\delta n_X}{n_X} = \frac{\delta s}{s} \Rightarrow \frac{\delta T}{T} = \frac{1}{3}\delta, \quad (1.16)$$

em que considera-se o fato que as variações da densidade numérica de uma determinada espécie  $\delta(n_X/s) = 0$  e  $s \propto T^3$  ( $s$  é a entropia associada a uma determinada espécie, B refere-se aos bárions e X a qualquer outra espécie). Desenvolvendo a relação  $\delta(n_X/s) = 0$ , nota-se que a média das flutuações na densidade numérica local de qualquer partícula em relação à entropia é igual a zero, justificando o nome *adiabática*.

Já flutuações isotérmicas sugerem a aglutinação de matéria independentemente do comportamento da radiação ( $\delta\rho = 0$ ). Elas correspondem a variações na equação de estado local e não a perturbações no valor local da curvatura espacial. A expressão que dá origem ao termo flutuação isotérmica vem da relação

$$\delta\rho = \delta\left(\sum_i m_{X_i} n_{X_i} + const \times T^4\right) = 0. \quad (1.17)$$

Tem-se, então, que

$$\frac{\delta T}{T} = -\frac{1}{4} \sum \frac{\rho_{X_i}}{\rho_R} \frac{\delta n_{X_i}}{n_{X_i}}. \quad (1.18)$$

O somatório se dá sobre todas as  $i$  partículas da espécie  $X$  existentes no Universo e a densidade de energia da radiação é proporcional a  $T^4$ . Na era da radiação, quando  $\rho_R \gg \rho_{X_i}$ , o lado direito da Equação 1.18 tende a zero, daí o nome isotérmico. Entretanto, ela não deve ser considerada como uma prova rigorosa (já que, nesse caso, o termo isotérmico seria empregado de maneira incorreta devido à aproximação utilizada), mas como uma dedução simplificada. Uma possibilidade de se gerar flutuações isotérmicas é considerar uma distribuição de perturbações de densidades locais num plasma isotérmico.

Ainda em função desse quadro, deve-se ressaltar a existência de dois períodos distintos (e qualitativamente diferentes) de evolução: um período inicial em que as perturbações ainda não entraram no horizonte ( $\lambda > H^{-1}$  ou  $k/HR < 1$ ) e processos microfísicos são desprezíveis, e outro, em que as perturbações já entraram no horizonte e os processos microfísicos passam a ser importantes na descrição das perturbações. No primeiro caso, o tratamento é basicamente relativístico devido ao fato de que a velocidade de propagação das perturbações (expansão Newtoniana) tende a crescer mais do que a velocidade da luz e o tratamento Newtoniano torna-se inadequado. No segundo, o tratamento Newtoniano é suficiente para descrever os processos. O crescimento das perturbações dá-se somente no segundo caso - e somente após o início da era da matéria, devido a determinados modos não estarem mais congelados e poderem se desacoplar do processo de expansão.

Existem duas situações-limite no caso do colapso gravitacional: a primeira ocorre quando a escala de amortecimento  $\lambda_D$  é, aproximadamente,  $\lambda_{EQ} \approx 13(\Omega_0 h^2)^{-1}$  Mpc, que é a escala das WIMPs primordiais (Weak Interactice Massive Particles, ou "Partículas Massivas que Interagem Fracamente"), representadas basicamente por neutrinos leves. Nesse caso, a escala é muito maior que a escala de tamanho que corresponde a uma perturbação galáctica - ela está muito mais próxima da escala de aglomerados. Esse caso limite é conhecido como *matéria escura quente*, doravante HDM (do inglês *Hot Dark Matter*). O segundo caso ocorre quando  $\lambda_D \leq 1$ Mpc, que ocorre para WIMPs residuais que se tornaram não-relativísticas muito antes da era da matéria. Nesse caso, o processo de formação de sistemas ligados ocorre para estruturas cuja massa é menor que a massa de uma galáxia. Esse caso é conhecido como *matéria escura fria*, doravante CDM (do inglês *Cold Dark Matter*). A Tabela 1.3 lista os prováveis candidatos a matéria escura.

Tabela 1.3 - CANDIDATOS A MATÉRIA ESCURA

Partícula	Massa	Origem (t, T)	Abundância (cm <sup>-3</sup> )
Áxion	10 <sup>-5</sup> eV	10 <sup>-30</sup> s, 10 <sup>12</sup> GeV	10 <sup>9</sup>
Neutrino leve	30 eV	1 s, 1 MeV	100
Fotino-gravitino	keV	10 <sup>-4</sup> s, 100 MeV	10
Fotino-Sneutrino- Neutralino-Axino- Neutrino pesado	GeV	10 <sup>-3</sup> s, 10 MeV	10 <sup>-5</sup>
Monopolo magnético	10 <sup>16</sup> GeV	10 <sup>-34</sup> s, 10 <sup>14</sup> GeV	10 <sup>-21</sup>
"Nuggets" de quarks	≈ 10 <sup>15</sup> g	10 <sup>-5</sup> s, 300 MeV	10 <sup>-44</sup>
Buracos negros primordiais	≥ 10 <sup>15</sup> g	≥ 10 <sup>-12</sup> , ≤ 10 <sup>3</sup> GeV	≤ 10 <sup>-44</sup>

Fonte: Adaptada de Kolb e Turner (1990), pág. 323

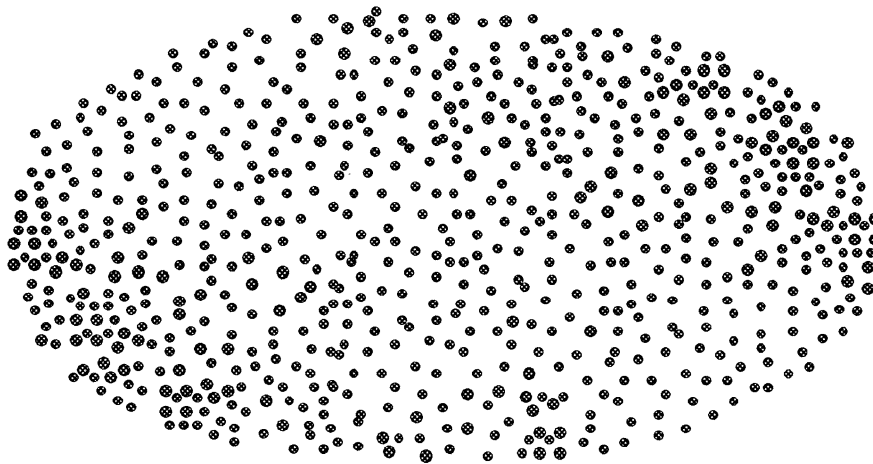
O processo de formação também depende, em princípio, do tipo de matéria escura contida na nuvem de gás primordial. Modelos que utilizam HDM geralmente

evoluem da seguinte forma: as perturbações de densidade ocorrem em grandes escalas, devido à baixa capacidade de interação da matéria escura quente (neutrinos relativísticos). A escala de amortecimento, nesse caso, é  $\lambda_D \approx 40(m_\nu/30eV)^{-1}$  Mpc, implicando na formação de estruturas tipicamente deste tamanho. Essas perturbações induzem a nuvem ao colapso, em geral não esfericamente simétrico, em uma de suas dimensões. Forma-se então uma estrutura “bi-dimensional”, semelhante a uma panqueca. Na dimensão do colapso as perturbações são não-lineares; a partir desse momento os bárions podem então colidir entre si e dissipar sua energia, permitindo a fragmentação da nuvem e a condensação em objetos de tamanho menor. Como essa hierarquia começa com uma nuvem grande (do tamanho típico de um superaglomerado) fragmentando-se em estruturas menores (tipicamente do tamanho de aglomerados), ela é chamada de “top-down”. Uma representação esquemática do processo “top-down” pode ser vista na Figura 1.3

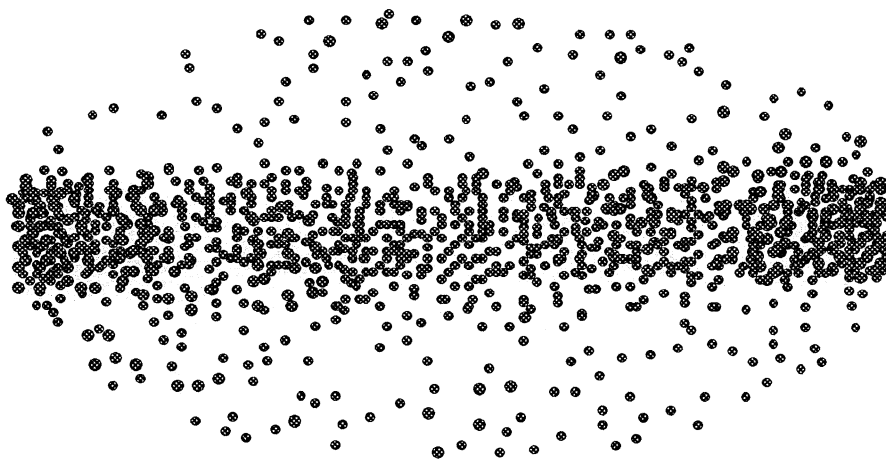
Já a matéria escura fria, constituída de partículas com  $v \ll c$ , só admite variações de densidade em pequenas escalas na nuvem, já que partículas não-relativísticas não conseguem atravessá-la numa escala de tempo menor que a escala em que os processos dissipativos apagam as flutuações. Com isso, flutuações de baixa amplitude evoluem em objetos sub-galácticos e entram em equilíbrio após um período de relaxação. Ocorre então a formação de halos galácticos e, como WIMPs e bárions colapsam em tempos diferentes, a galáxia formada a partir de matéria escura fria possui um halo, constituído basicamente de um ou mais tipos de WIMPs (já que eles interagem muito menos e não colapsam para formar o núcleo), e um disco, constituído de bárions. As estruturas maiores formam-se por efeitos de maré e fusão de pequenas estruturas, ou seja, galáxias atraem-se mutuamente para formar aglomerados. Nesse caso, a hierarquia é estruturas menores se agruparem para formar estruturas maiores, sendo chamada de “bottom-up” (Figura 1.4).

Holtzman (1989); Martínez-González e Sanz (1989); Sugiyama, Gouda e Sasaki (1990); Suto, Gouda e Sugiyama (1990); Gouda, Sugiyama e Sasaki (1991); Gouda e Sugiyama (1992); Mucciacia *et al.* (1993) e Steinhardt (1994), entre outros, compararam os resultados teóricos da evolução das equações diferenciais acopladas que descrevem a dinâmica da expansão com as medidas feitas por experimentos recentes (principalmente a partir de 1987). O que se busca determinar são o índice espectral da RCF e parâmetros cosmológicos cruciais na determinação das condições iniciais da evolução do Universo tais como a constante de Hubble ( $H_0$ ), a densidade crítica do Universo ( $\Omega_0$ ) e a densidade de matéria bariônica ( $\Omega_B$ ). Até o presente momento, os resultados das comparações sugerem que os únicos modelos ainda viáveis baseiam-se na matéria escura fria ou misturada, com  $h = 0,5 - 0,7$ ;  $\Omega_0 \sim 1$ . A quantidade de matéria bariônica ainda não está bem determinada por essas comparações, mas num modelo de matéria escura fria o valor típico de  $\Omega_B$  é  $\lesssim 0,1$ .

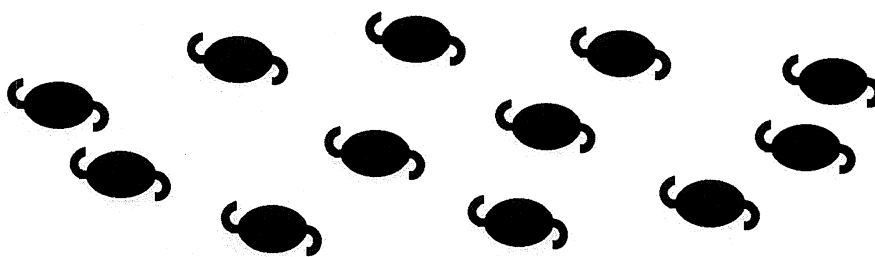
Particularmente Holtzman (1989) e Suto, Gouda e Sugiyama (1990) analisaram dezenas de modelos com diversas opções para os parâmetros importantes no processo de formação de estruturas, tais como a densidade crítica  $\Omega_0$ , a densidade de matéria bariônica  $\Omega_B$ , o parâmetro de incerteza da constante de Hubble  $h$ , a densidade numérica de neutrinos  $n_\nu$  e o índice espectral do espectro de potência das flutuações  $n$ . As recentes detecções de anisotropias na RCF sugerem fortemente que somente os modelos que aceitam a existência de um Universo composto de matéria escura e bariônica, com  $0,6 \leq n \leq 1,6$  e  $h$  tendendo a valores mais baixos para a constante de Hubble são consistentes com as observações do COBE e de experimentos realizados a partir do início da década de 90.



Aumento da densidade primordial (~ 1 trilhao de massas solares)



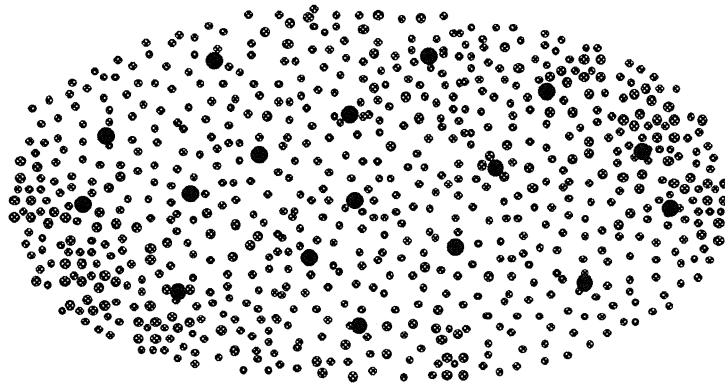
Contração da nuvem numa estrutura semelhante a uma "panqueca"



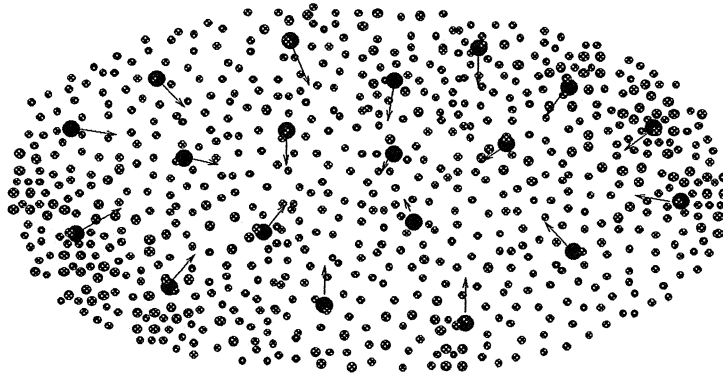
Fragmentação em galaxias

Fig. 1.3 - Processo de fragmentação hierárquica "top-down".

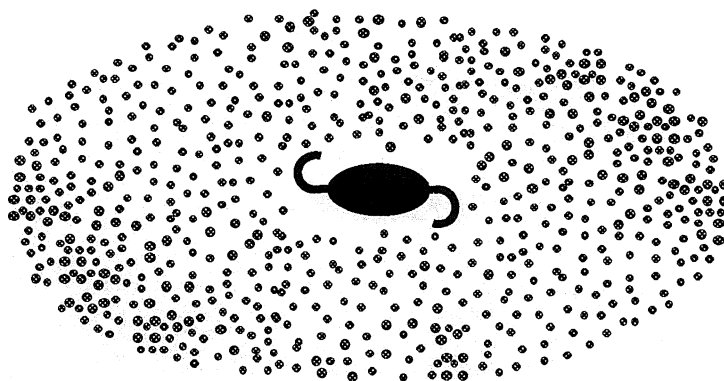




Concentraçao homogenea de barions e materia escura (~ 100 trilhoes de massas solares)



Barions irradiam e "caem" para o centro da nuvem



Disco brilhante de estrelas forma-se no centro da nuvem

Fig. 1.4 - Processo de aglutinação por efeitos de maré e fusão: "bottom-up".

Embora não exista nenhum modelo que explique satisfatoriamente todos os problemas encontrados no estudo da formação de estruturas, CDM é ainda considerado, pela grande maioria dos especialistas, como o paradigma de formação de estruturas. Mais recentemente, modelos mistos (MDM) e incluindo uma constante cosmológica  $\Lambda \neq 0$  ( $\Lambda$ -CDM) voltaram à moda e têm correspondido, embora de forma “precária”, às análises feitas usando-se resultados de estruturas em larga escala (Davis, Summers e Schlegel 1992; Klypin *et al.* 1993; Kofman *et al.* 1993; da Costa *et al.* 1994; Yepes *et al.* 1994; White, Scott e Silk 1994; White *et al.* 1995; Klypin *et al.* 1995; Padmanabhan 1995). Estas duas classes de modelos (MDM e  $\Lambda$ -CDM) não podem ser inequivocamente descartados, uma vez que CDM, HDM, MDM e  $\Lambda$ -CDM apresentam um espectro de potência da radiação bastante semelhante, à exceção de escalas muito pequenas (White, Scott e Silk 1994). Entretanto, a provável aceitação de  $\Lambda$ -CDM está vinculada a um melhor entendimento da energia de vácuo, que é, supostamente, a candidata à constante. Modelos baseados somente em matéria bariônica trabalham com a hipótese de que o espectro de flutuações de temperatura não é do tipo invariante em escala, ou Harrison-Zel’dovich (HZ),  $\Omega_0 \neq 1$  e postulam flutuações isotérmicas como sementes geradoras das estruturas. Wright (1994e), numa análise em que utiliza os resultados do COBE e de medidas de anisotropia da RCF em média escala angular, argumenta que modelos que contêm somente matéria bariônica começam a apresentar perturbações não-lineares em um redshift da ordem de 1000, o que faz com que seja necessário a introdução de um fator de viés (“bias”)  $b_8 \approx 10$  para que eles se ajustem às observações, o que não é razoável.

Uma abordagem radicalmente diferente para tratar o processo de formação de estruturas implica na suposição de flutuações não-gaussianas. As sementes geradoras seriam, nesse caso, defeitos topológicos (monopolos magnéticos, cordas cósmicas, paredes ou texturas). A maioria dos modelos de “defeitos” prevê um espectro HZ e sua principal diferença em relação aos modelos tradicionais é a característica totalmente não-Gaussiana das flutuações. Spergel e Turok (1992) fazem uma descrição simples dos defeitos topológicos e White, Scott e Silk (1994) apresentam uma descrição resumida dos modelos atuais. Referências ali apresentadas podem indicar aos interessados no estudo de flutuações não-gaussianas no contexto da RCF os trabalhos mais recentes sobre o assunto.

#### 1.4 Cosmologia experimental: o status nos últimos anos

Os experimentos de anisotropia buscam medir flutuações na distribuição angular da RCF. Embora o destaque do fim da década de 70 e meados da década de 80 tenha sido a caracterização da anisotropia de dipolo, atualmente o enfoque está na procura e detecção de flutuações intrínsecas, especialmente em escalas angulares em torno de  $1^\circ$ . Os prováveis mecanismos de formação de galáxias prevêem que flutuações de densidade, amplificadas gravitacionalmente, formaram as primeiras estruturas no Universo. Entretanto, os valores previstos para essas flutuações foram sendo sucessivamente desmentidos, à medida que resultados negativos iam sendo anunciados por novos experimentos. Os limites estabelecidos durante a década de 80 foram restringindo cada vez mais as teorias de formação de estruturas então existentes sem que, entretanto, uma detecção efetiva fosse anunciada. Isso tornou-se um problema sério, já que a “não-detecção” de flutuações na RCF em um nível  $\Delta T/T \sim 10^{-6}$  implicaria na invalidação de praticamente todas as teo-

rias até então elaboradas, comprometendo com isso o próprio MCP. Quando os primeiros resultados oficiais dos DMR, um dos instrumentos a bordo do COBE, indicaram, em abril de 1992, a primeira detecção positiva de flutuações na RCF o MCP voltou a ficar em alta. Independentemente, os valores anunciados foram corroborados logo em seguida por um experimento realizado pela Universidade de Princeton e pelo Instituto de Tecnologia de Massachussets (Ganga *et al.* 1993).

Diversos experimentos realizados após o COBE também detectaram estruturas na RCF medidas em escalas angulares entre  $0,5^\circ$  e  $1,7^\circ$ . A Figura 1.5 mostra o espectro de potência teórico da RCF, normalizado pelo fator  $Q_{RMS-PS} = 17,6 \mu K$  (Steinhardt 1994), para alguns modelos de formação de estruturas. Essa normalização é feita impondo-se que o valor da amplitude *rms* para  $l = 2$  ( $l$  é a ordem da expansão em harmônicos esféricos, conforme equação 3.6), para o modelo que se está utilizando, seja igual ao valor do termo de quadrupolo determinado a partir das medidas do COBE.  $l \propto 60/\Theta$ , em que  $\Theta$  é a escala angular em que um determinado experimento está observando. A descrição da dependência entre  $l$  e  $\Theta$  encontra-se no Capítulo 5 e pode ser vista, em particular, na equação 5.9.

As Tabelas 1.4, 1.5 e 1.6 apresentam os resultados mais recentes de limites superiores e de detecções de anisotropias em escalas angulares que vão de  $\sim 10''$  a  $7^\circ$ . Na Figura 1.6 pode-se ver os resultados da maior parte dos experimentos realizados nos últimos anos e listados nas Tabelas mencionadas em função das diferentes escalas angulares superpostos aos modelos da Figura 1.5.

Os resultados da Tabela 1.4 apresentam discrepâncias entre si devido principalmente à forma de análise e ao tempo de observação de cada experimento, uma vez que quase todos utilizaram o NRAO/VLA operando na mesma frequência de 4,9 GHz. Especialmente no caso de Fomalont *et al.* (1984, 1988 e 1993) pode-se notar a evolução dos resultados obtidos, em termos de limites superiores cada vez mais baixos. Esse caso particular deve-se à evolução das técnicas de análise e ao maior tempo de observação da mesma região do céu. O mesmo efeito de melhoria nos limites superiores encontrados pode ser observado nos resultados de Knoke *et al.* (1984) e Martin e Partridge (1988). Ambos os experimentos observaram a mesma área no céu, com a mesma estratégia de observação e uma técnica de análise semelhante. A diferença fundamental neste caso foram 5 horas de observação a mais no experimento de Martin e Partridge (1988) (aumento de 20 para 25 horas). Nota-se, no caso de Fomalont *et al.* (1984) e Knoke *et al.* (1984) uma diferença pequena em  $\Delta T/T$  na escala angular de  $6''$  em que ambos fizeram as observações. Essa diferença deve-se a dois fatores: à qualidade das considerações feitas sobre a contribuição de fontes pontuais e à técnica utilizada para estimar os limite para as flutuações.

A Tabela 1.5 apresenta maiores discrepâncias, uma vez que resultados cotados como limites superiores apresentam valores para  $\Delta T/T$  mais baixos que detecções reais. Entretanto, essa discrepância pode ser resolvida quando se percebe que o tempo de observação nos experimentos anteriores a 1993 é menor que os “pós-1992” e as sensibilidades dos detectores, em uma década, aumentaram mais de uma ordem de magnitude. Esse avanço na qualidade dos detectores aliado ao maior tempo de observação permitiu se pudesse discriminar melhor entre sinais cosmológicos e sinais não-cosmológicos. Para se ter uma idéia do que é o sinal observado, pode-se consultar os artigos de Meinhold *et al.* (1993a), Gundersen *et al.* (1993), Clapp *et al.* (1994) e Devlin *et al.* (1994).

## Modelos de formacao de estruturas usando CDM, cordas cosmicas e texturas

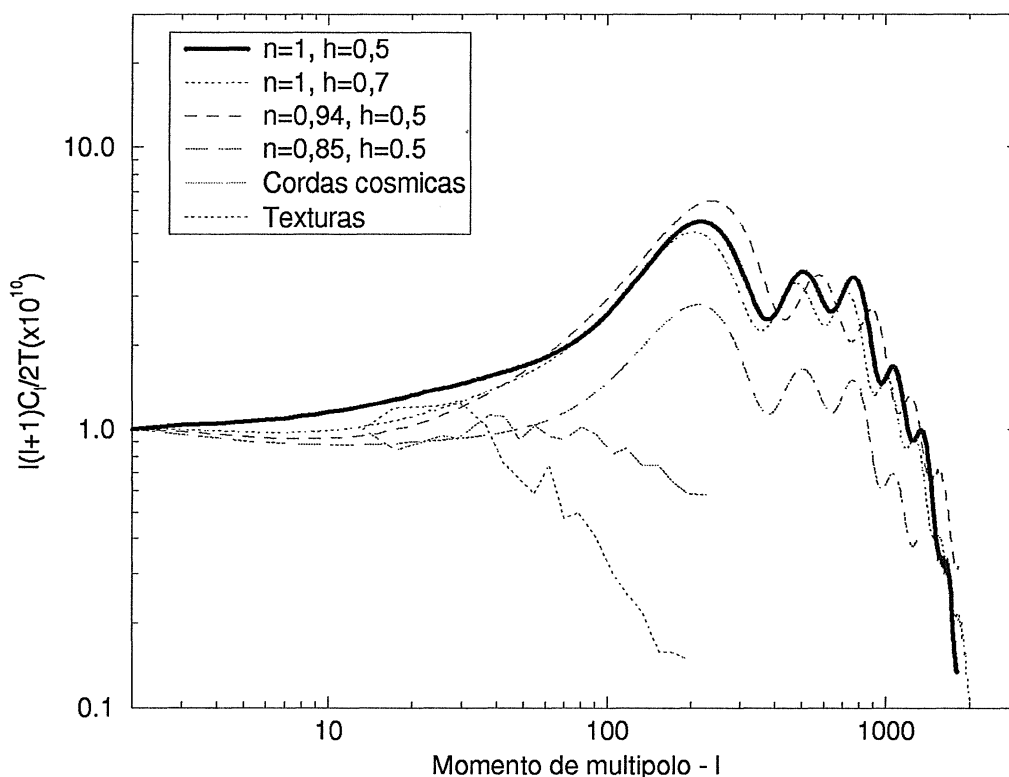


Fig. 1.5 - Espectro de potência em função do multipolo dos harmônicos esféricos para diversos modelos de formação de estruturas.

Eles mostram os resultados, pixel a pixel, da varredura de uma determinada região do céu durante algumas horas. O sinal observado em frequências mais baixas cai sistematicamente com o aumento da frequência. Esse sinal dependente da frequência é bem descrito por uma componente de poeira interestelar fria como a observada no canal de  $100 \mu\text{m}$  do satélite IRAS. Pode-se remover ainda componentes devidas a emissão síncrotron ou bremsstrahlung, e então verificar se existe alguma estrutura detectável nas varreduras. As diferenças nos resultados aparecem nessa etapa da análise, uma vez que a forma como se combina as medidas de temperatura em pixels, as hipóteses feitas “*a priori*” no caso de uma análise Bayesiana e mesmo a forma como se interpreta os limites superiores para flutuações de origem cosmologia em termos da função de autocorrelação gaussiana são diferentes para cada autor.

Também na Tabela 1.6 nota-se discrepâncias aparentes entre limites superiores e resultados. Entretanto pode-se notar um intervalo de tempo de quase dez anos entre o primeiro e o último resultado listado. A mesma argumentação com relação à evolução dos detectores utilizada no parágrafo anterior aplica-se aqui. As escalas angulares, entretanto,

são diferentes e isso implica em medidas de sinais com intensidades diferentes e diferentes coberturas do céu, ocasionando diferentes combinações de dados e, como consequência, diferentes formas de análise estatística. No caso de Gaier *et al.* (1992) e Schuster *et al.* (1993), que foram artigos publicados a partir da análise de dados do mesmo experimento, somente cobrindo regiões diferentes do céu (Schuster *et al.* (1993) cobriu uma região superposta a Gaier *et al.* (1992), porém mais larga em azimute cerca de  $14^\circ$  no céu). Ambos os experimentos detectaram claramente um sinal presente nos dados, porém a análise da função de autocorrelação não permitiu que se afirmasse, com nível de confiabilidade de 95%, que o sinal observado era devido à anisotropias na RCF. O limite apresentado por Schuster *et al.* (1993) é cerca de  $6 \mu\text{K}$  mais baixo que o apresentado por Gaier *et al.*, devido aos fatores citados acima. Gundersen *et al.* (1995) observaram praticamente a mesma região, três anos depois, com um conjunto de detectores mais sensíveis, conseguindo um maior tempo de observação em condições atmosféricas melhores (o que, no Pólo Sul, significa mais tempo de observação com pouca variabilidade atmosférica). A análise de Gundersen *et al.* (1995) indica, com nível de confiabilidade de 95%, uma detecção a um nível de  $\Delta T/T \approx 1,1 - 2,1 \times 10^{-5}$ , num intervalo de escala angular de  $1^\circ$  a  $1,7^\circ$ . Mais detalhes sobre as missões acima mencionadas são encontrados no Capítulo 2 e nos artigos citados.

Tabela 1.4 - LIMITES SUPERIORES EM ESCALAS  $\leq 1'$

Referência	Frequência GHz	Escala angular	Instrumento	$\Delta T/T (\times 10^{-5})$
Fomalont et al. (1984)	4,9	18"	NRAO/VLA	95
		30"		80
		60"		50
Knoke et al. (1984)	4,9	6"	NRAO/VLA	320
		12"		170
		18"		120
Martin e Partridge (1988)	4,9	18" - 160"	NRAO/VLA	40
Fomalont et al. (1988)	4,9	12"	NRAO/VLA	85
		18"		12
		30"		8
		60"		6
Hogan e Partridge (1989)	14,9	5"4 - 48"	NRAO/VLA	63
		10" - 48"		32
		18" - 50"		16
Kreysa e Chini (1989)	230	30"	IRAM	26
Fomalont et al. (1993)	4,9	10"	NRAO/VLA	7,2
		18"		5,8
		30"		4,0
		60"		2,3
		80"		2,1

O que se pode afirmar a partir dos números da Tabela 1.6 é que, levando-se em conta a evolução temporal, as diferentes escalas angulares, diferentes regiões do céu observadas, diferentes estratégias de medidas, diferentes equipamentos e diferentes formas de análise de dados, os resultados são bastante coerentes. Não se observa, por exemplo, um limite superior citado que esteja abaixo das barras de erros inferiores de qualquer dos resultados reais, exceto por Schuster *et al.* (1993), que foi cotado como limite mais por conservadorismo do que pelo resultado em si, e por Watson *et al.* (1992), cuja análise não explica a diferença entre os resultados.

## Modelos de formacao de estruturas usando CDM, cordas cosmicas e texturas

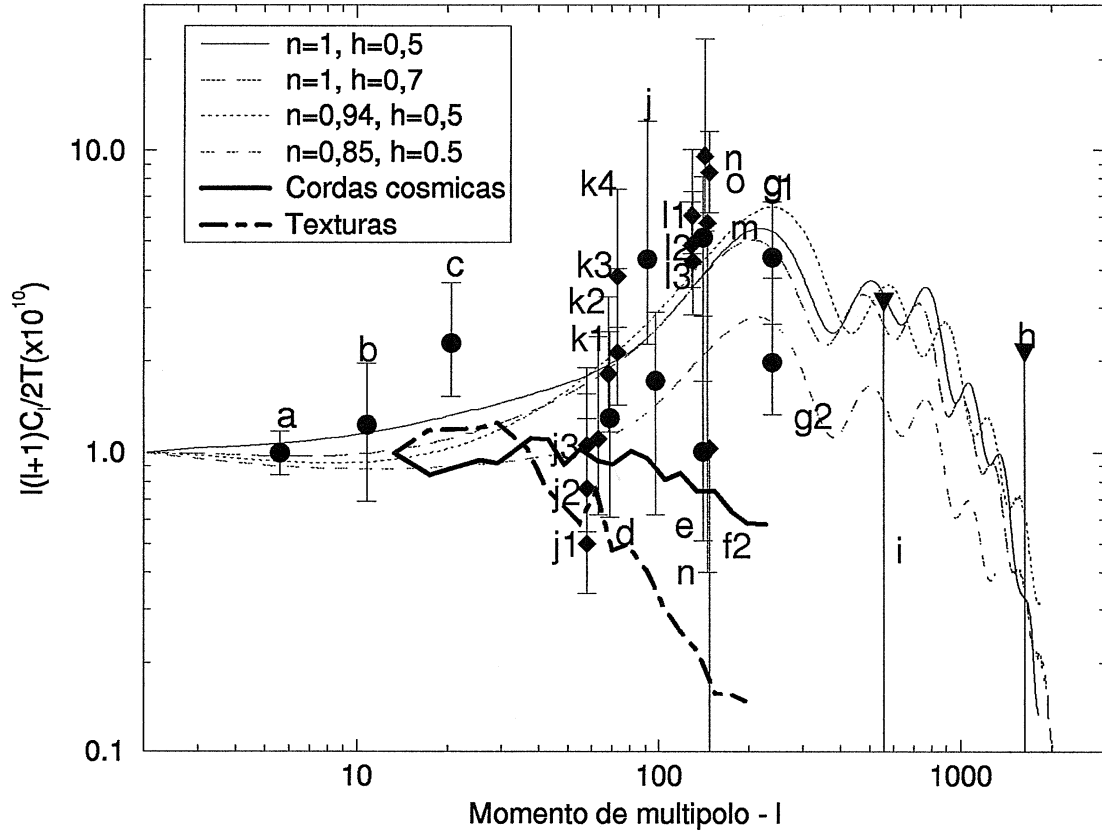


Fig. 1.6 - Espectro de potência para diversos modelos de formação de estrutura e os resultados de diversos experimentos em diferentes escalas angulares. a) COBE (Smoot *et al.* 1992), b) FIRS (Ganga *et al.* 1993), c) Tenerife (Watson *et al.* 1992) d) Big Plate (Wollack *et al.* 1993), e) ARGO (de Bernardis *et al.* 1994, f) MSAM 2 (Cheng *et al.* 1994), g) MSAM 3 (Cheng *et al.* 1993), h) OVRO (Myers, Readhead e Lawrence 1993), i) White Dish (Tucker *et al.* 1993), j) PYTHON (Dragovan *et al.* 1994), j1) SP91 9 pontos (Gaier *et al.* 1992), j2) SP91 13 pontos (Schuster *et al.* 1993), j3) SP91 9+13 pontos (Bond *et al.* 1993), k1) SP94 scan3 (Gundersen *et al.* 1995), k2) SP94 scan2+scan3 (Gundersen *et al.* 1995), k3) SP94 scan1 (Gundersen *et al.* 1995), k4) SP94 scan2 (Gundersen *et al.* 1995), l) MAX IV (Clapp *et al.* 1994, Devlin *et al.* 1994), m) SP89 (Meinhold e Lubin 1990), n) MAX-II (Alsop *et al.* 1992), o) MAX-III GUM (Gundersen *et al.* 1993), p) MAX-III  $\mu$ -Peg (Meinhold *et al.* 1993a).

Tabela 1.5 - LIMITES SUPERIORES E DETECÇÕES EM ESCALAS ENTRE  
1' - 1°

Referência	Frequência GHz	Escala angular	Instrumento	$\Delta T/T$ ( $\times 10^{-5}$ )
Berlin et al. (1984)	3,9	4,5' - 9,5'	-	< 1
Uson e Wilkinson (1984)	19,5	1,4'		< 2,1
		1,4'		< 3,9
Readhead et al. (1989)	20	12"	Maser	< 9,6
		1,8'	K-Band	< 1,7
		2,6'		< 1,9
		25'		< 30
de Bernardis et al. (1990)	270	15' - 100'	Bolômetros	< 20 - 30
Meinhold e Lubin (1991)	90	20' - 30'	amplificadores SIS	< 3,5
Alsop et al. (1992)	180	30'	Bolômetros	< 15
	270			
	360			
Myers, Readhead e Lawrence (1993)	20	1,8'		4,5
Gundersen et al. (1993) (GUM)	180	30'	Bolômetros	$4,2^{+1,7}_{-1,1}$ (combinação dos três canais)
	270			
	360			
Meinhold et al. (1993a) ( $\mu$ -Pegasus)	180	30'	Bolômetros	< 2,5 (combinação dos três canais)
	270			
	360			
Myers et al. (1993)	20	1,8'		2,3 - 4,5
Cheng et al. (1994)	168	28'	Bolômetros	0,5 - 1,9 (feixe duplo)
	270			0,8 - 2,4 (feixe triplo)
	495			
	675			
Clapp et al. (1994) (Sigma Herculis)	105	33'	Bolômetros	$3,8^{+2,7}_{-1,9}$
	180	45'		$1,2^{+3,2}_{-1,0}$
	270	45'		$2,6^{+2,8}_{-1,7}$
Clapp et al. (1994) (Iota Draconis)	105	33'	Bolômetros	$3,4^{+1,1}_{-1,3}$
	180	45'		$3,3^{+3,5}_{-2,1}$
	270	45'		$2,8^{+3,4}_{-2,0}$
Devlin et al. (1994) (GUM)	105	33'	Bolômetros	$4,3^{+2,7}_{-1,6}$
	180	45'		$2,8^{+4,3}_{-1,1}$
	270	45'		$3,5^{+3,0}_{-1,6}$

Os detectores utilizados nos experimentos mais recentes (bolômetros e diodos HEMT) são preferencialmente combinados em arranjos de mais de um detector com o objetivo de discriminar o sinal da RCF do sinal Galáctico, constituído por emissão síncrotron e bremsstrahlung ( $\nu \lesssim 50-60$  GHz) e emissão de poeira intergaláctica ( $\nu \gtrsim 50-60$  GHz). A Figura 1.7 mostra os diversos componentes da emissão Galáctica e a emissão atmosférica em altitudes típicas de vôos de balões estratosféricos e a três quilômetros de altitude. Na mesma figura observa-se o sinal da anisotropia da RCF. Pode-se notar o comportamento diferente do espectro das emissões síncrotron e bremsstrahlung em frequências menores que 50 GHz em comparação com o espectro da RCF. Acima de 90 GHz, também a assinatura espectral da RCF é significativamente diferente da assinatura da emissão de poeira, permitindo a distinção entre emissão Galácticas e RCF usando-se experimentos multi-frequência.

Tabela 1.6 - LIMITES SUPERIORES E DETECÇÕES EM ESCALAS > 1°

Referência	Frequência GHz	Escala angular	Instrumento	$\Delta T/T$ ( $\times 10^{-5}$ )
Mandolesi et al. (1986)	10	2° - 10°		< 50 - 70
Davies et al. (1987)	10,4	8° - 10°		< 5,7
Dall'Oglio e de Bernardis (1988)	128 - 161	1,3°	Bolômetro	< 25
Andreani et al. (1990)	150	2,5°		< 33
de Bernardis et al. (1990)	150 - 750	5°		< 29
		1,8°	Bolômetro	< 2 - 3
Page et al. (1990)	168	10°	Bolômetros de Silício	< 9,3
Timbie e Wilkinson (1990)	43	1,7°		< 7,4
		1,1°		< 11
		0,4° - 3,5°		< 20
Meyer, Cheng e Page (1991)	168	13°	Bolômetros	< 1,6
		3° - 22°		< 4
Boughn et al. (1992)	19,2	3°	Radiômetro diferencial	< 10
		30°		< 4
de Bernardis et al. (1992)	90 - 870 1410 - 1590	6°	Bolômetro	$\approx$ 3,5
Gaier et al. (1992)	25 - 35	1,5°	Diodos HEMT	$\leq$ 1,4
Watson et al. (1992)	14,9	5,6°		$\leq$ 1,8
Schuster et al. (1993)	25 - 35	1,5°	Diodos HEMT	$\leq$ 0,8
Wollack et al. (1993)	26 - 36	1,44°	Diodos HEMT	$3,3^{+1,0}_{-0,9}$
Bennett et al. (1994) (COBE)	31,5 53 90	7°	Radiômetros	$3,05 \pm 0,27$
de Bernardis et al. (1994)	150 250 375 600	1°	Bolômetros	1,4 - 3,0
Dragovan et al. (1994)	90	1°	Bolômetros	$3,1^{+2,5}_{-0,9}$
Gundersen et al. (1995)	38-45 26-36	1° - 1,15° 1,25° - 1,70°	Diodos HEMT	$1,5^{+0,6}_{-0,3}$ $1,4^{+0,5}_{-0,3}$



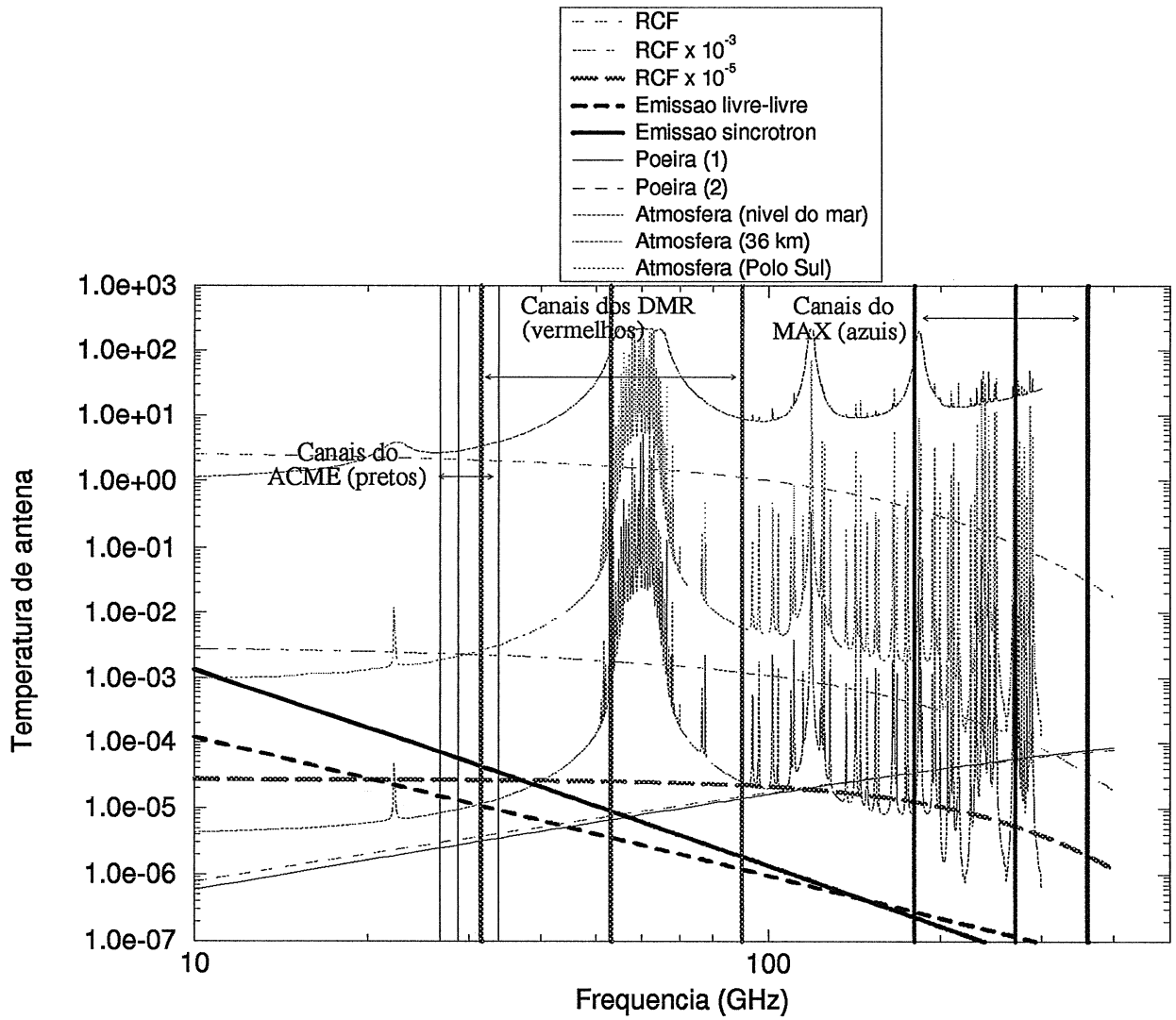


Fig. 1.7 - Curvas de emissão síncrotron, bremsstrahlung, de poeira e da temperatura e anisotropias de dipolo e *rms* da RCF. As barras verticais são as frequências de observação do ACME-SP, DMR e ACME-MAX.

Tabela 1.7 - MEDIDAS DA RCF FEITAS COM O ACME

Data	Local	Detector	Feixe (FWHM°)	Sensibilidade (mK s <sup>1/2</sup> )
Set 1988	Balão <sup>P</sup>	Receptor SIS 90 GHz	0,5	4
Nov 1988 - Jan 1989	Pólo Sul	Receptor SIS 90 GHz	0,5	3,2
Nov 1989	Balão <sup>FS</sup>	Fotômetro MAX (3, 6, 9, 12 cm <sup>-1</sup> )	0,5	12; 2; 5,7; 7,1
Jul 1990	Balão <sup>P</sup>	Fotômetro MAX (6, 9, 12 cm <sup>-1</sup> )	0,5	0,7; 0,7; 5,4
Nov 1990 - Dez 1990	Pólo Sul	Receptor SIS 90 GHz	0,5	3,2
Dez 1990 - Jan 1991	Pólo Sul	Detectores HEMT (4 canais: 25-35 GHz)	1,5	0,8
Jun 1991	Balão <sup>P</sup>	Fotômetro MAX (6, 9, 12 cm <sup>-1</sup> )	0,5	0,6; 0,6; 4,6
Jun 1993	Balão <sup>P</sup>	Fotômetro MAX (3, 6, 9, 12 cm <sup>-1</sup> )	0,55-0,75	0,6; 0,5; 0,8; 3,0
Nov 1993 - Jan 1994	Pólo Sul	Detectores HEMT (25-35 GHz)	1,5	0,8
Nov 1993 - Jan 1994	Pólo Sul	Detectores HEMT (38-45 GHz)	1,0	0,5
Jun 1994	Balão <sup>P</sup>	Fotômetro MAX (3, 6, 9, 14 cm <sup>-1</sup> )	0,55-0,75	0,4; 0,4; 0,8; 3,0

P - Palestine (Texas, EUA)

FS - Fort Summer (Novo México, EUA)

Fontes pontuais são um problema intrínseco em qualquer frequência, uma vez que não existe uma assinatura espectral típica que descreva toda a classe. Além disso, para experimentos que pretendam atingir sensibilidades da ordem de  $\Delta T/T = 1 \times 10^{-6}$ , uma fonte pontual de intensidade 10 mJy produzirá, para um experimento com área coletora de 1 m<sup>2</sup> (correspondente a um feixe de antena com abertura aproximada de 0,5° a 30 GHz), um sinal de 10  $\mu$ K em temperatura de antena, uma ordem de magnitude maior que a sensibilidade desejada. Parece consenso entre os experimentalistas que o caminho para se obter sensibilidades da ordem de  $1 \times 10^{-6}$  é realizar medidas em diversas frequências e diferentes escalas angulares, minimizando com isso os efeitos dos problemas apresentados.

## 1.5 O ACME e as medidas em média escala angular

A história dos experimentos ACME é contada por Lubin (1995). Será apresentado aqui um pequeno resumo dessa “saga”, com pequeno destaque para as versões do ACME incluídas neste trabalho. O projeto inicial da óptica do ACME foi feito em conjunto com os laboratórios Bell, resultando numa montagem de espelhos primário e secundário com extrema eficiência na rejeição de harmônicos secundários (lobos laterais da antena muito menores que o lobo principal). A gôndola automatizada e estabilizada foi construída na Universidade da Califórnia em Santa Bárbara e sobre ela foi montado o sistema óptico. O conjunto foi lançado a bordo de balão estratosférico pela primeira vez em Palestine, Texas (EUA). Missões no Pólo Sul foram realizadas nos verões antárticos de 88/89, 90/91 e 93/94. A Tabela 1.7 apresenta um resumo das onze versões do ACME até a presente data.

O ACME utilizou como detectores receptores SIS, diodos HEMT e bolômetros resfriados a He<sup>3</sup>. O autor participou da quarta missão do MAX (ACME-MAX IV - Clapp *et al.* 1994; Devlin *et al.* 1994) na preparação do plano de voo, integração do experimento e análise de dados. Participou também das duas últimas missões antárticas (Schuster *et al.* 1993; Gundersen *et al.* 1995), analisando os dados da primeira e em todo

o projeto, execução e análise de dados da segunda. Schuster *et al.* (1993 - ACME-SP 91) apresentaram um limite superior para a detecção de estruturas na RCF  $\Delta T/T \leq 0.8 \times 10^{-5}$  numa escala angular de  $1,5^\circ$ , resultado que possui as menores barras de erro por pixel obtidas até a presente data em qualquer escala angular. Embora esse sinal tenha sido observado de forma clara, não houve meios de se descartar a hipótese de que pudesse ter havido um nível maior de contaminação Galáctica do que o suposto na análise. Tomou-se então a atitude conservadora de considerar o resultado como um limite superior. Já em Clapp *et al.* (1994) e Devlin *et al.* ((1994) observou-se claramente a presença de estruturas nos dados. As observações foram feitas em três regiões diferentes do céu, suficientemente afastadas do Plano Galáctico, com detecções em um nível  $\Delta T/T = 3,1_{-1,3}^{+1,7} \times 10^{-5}$  e  $\Delta T/T = 3,3_{-1,1}^{+1,1} \times 10^{-5}$  (Sigma Herculis e Iota Draconis - Clapp *et al.* 1994);  $\Delta T/T = 2,8 - 4,3 \times 10^{-5}$  (Gama Ursae Minoris - GUM, Devlin *et al.* 1994) numa escala angular de  $0,55^\circ$ . Gundersen *et al.* (1995) observaram duas regiões, uma delas próxima à observada por Gaier *et al.* (1992) e Schuster *et al.* (1993) em sete bandas de frequência, reportando a detecção de flutuações a um nível  $\Delta T_{rms} = 4,12_{-0,67}^{+1,55} \times 10^{-5}$  para um intervalo de escala angular entre  $1,0^\circ$  e  $1,7^\circ$ .

É importante ressaltar, nesse ponto, a grande coincidência nos resultados dos experimentos supramencionados, realizados em diferentes regiões do céu, em diferentes bandas espectrais, com diferentes detectores e diferentes condições atmosféricas. Após os resultados do COBE e mesmo antes, com os limites superiores apresentados nas Tabelas 1.4, 1.5 e 1.6, pode-se perceber pela Figura 1.6 que alguns modelos baseados em CDM são, evidentemente, favorecidos pelos resultados recentes. Com relação aos modelos de cordas cósmicas e texturas não se pode dizer muita coisa em geral, uma vez que esses são modelos fortemente dependentes da escolha de parâmetros específicos. Os dois modelos apresentados na Figura 1.6 estão claramente fora do maior agrupamento dos resultados experimentais. ACME apresenta onze pontos nesse gráfico, com medidas de estrutura entre 25 e 250 GHz e em escalas angulares entre  $0,5^\circ$  e  $1,5^\circ$ , medidas essas que são bastante coerentes com o espectro de potência do modelo de matéria escura fria (CDM). Também deve-se notar a excelente concordância entre diferentes experimentos, como por exemplo ACME-SP 94 e Big Plate ( $l \leq 75$ ) e a concordância marginal (que espera-se, em breve, seja esclarecida) entre ACME-MAX e MSAM.

## 1.6 Contribuições deste trabalho

Discutem-se neste trabalho a análise harmônica e topológica dos mapas de anisotropia da RCF gerados pelo experimento DMR no satélite COBE e os resultados de medidas de anisotropia em média escala angular feitas pelos experimentos ACME-SP e ACME-MAX. Para a análise harmônica foi desenvolvida uma técnica original, baseada no método de decomposição em valores singulares (SVD), que resolve diretamente o problema da cobertura incompleta do céu devido à remoção do Plano Galáctico no processo de análise, gerando um conjunto de funções de base ortonormal numa parte da esfera celeste. A análise topológica baseia-se no estudo do número de manchas quentes e frias num determinado mapa, caracterização de parâmetros como número médio, área e diâmetro das manchas e a determinação de sua significância estatística. Foram criados mapas sintéticos

dos DMRs usando o método Monte Carlo com o objetivo de calibrar os resultados e permitir a comparação estatística com os mapas reais. Para a análise da topologia dos mapas desenvolveu-se um algoritmo de procura binária baseado na distribuição de pixels e nas simetrias intrínsecas à forma de pixelização dos mapas do COBE (Wuensche e Villela em preparação).

Um modelo aperfeiçoado de emissão Galáctica usado no planejamento de experimentos para estudar a RCF em média escala angular é apresentado. Esse modelo inclui, além dos levantamentos completos do céu, levantamentos de regiões III, alguns levantamentos de radiofontes em frequências relevantes para o estudo da RCF e utiliza as estimativas mais precisas para os índices espectrais das emissões de interesse. Esse modelo é utilizado na seleção de alvos e posterior estimativa da contaminação Galáctica nos experimentos ACME-SP 91 (Schuster *et al.* 1993) ACME-SP 94 (Gundersen *et al.* 1995) e ACME-MAX IV (Devlin *et al.* 1994; Clapp *et al.* 1994).

O ACME-MAX (Clapp *et al.* 1994; Devlin *et al.* 1994) e o ACME-SP 91 e 94 (Schuster *et al.* 1993; Gundersen *et al.* 1995) detectaram estruturas na RCF em escalas angulares entre  $0,5^\circ$  e  $1,65^\circ$ . Os resultados obtidos são consistentes com a hipótese de que as estruturas são de origem cosmológica, com flutuações de temperatura  $\Delta T/T \approx 1 - 6 \times 10^{-5}$ . Esses três experimentos (nos quais o autor participou ativamente) fazem parte da “saga” do ACME e, juntamente com diversos outros resultados, compõem o conjunto de detecções em média escala angular publicadas após o anúncio recente da detecção de flutuações pelo COBE (Smoot *et al.* 1992).

No Capítulo 2 são descritos os experimentos utilizados nesse trabalho: o COBE e as versões utilizadas do ACME (SP 91 e 94 e MAX IV). A descrição do COBE concentra-se nos DMRs, que foram os instrumentos utilizados neste trabalho. Já ACME-SP e ACME-MAX são versões diferentes do mesmo conjunto gôndola+sistema óptico, construído em Santa Bárbara e Berkeley entre 1985 e 1988 e de cujas missões o autor participou na análise de dados e na preparação para a missão de campo e lançamento. O Capítulo 3 apresenta o algoritmo para a análise harmônica da distribuição de temperatura da RCF sobre parte da esfera celeste (YLM\_DCMP). O processo de criação de mapas sintéticos de emissão Galáctica é descrito no Capítulo 4. O Capítulo 5 trata da estatística da RCF, iniciando com a descrição do tratamento estatístico, das funções de correlação e das simulações Monte Carlo de mapas do céu. Descreve-se também a estratégia de procura de manchas e o algoritmo utilizado. A discussão dos resultados da procura de manchas nos mapas do COBE e a comparação com outros trabalhos, bem como a relevância dos resultados obtidos com as missões ACME no contexto do entendimento das flutuações de temperatura na RCF são discutidos no Capítulo 6. O Capítulo 7 contém as principais conclusões e a discussão de perspectivas futuras.



## CAPÍTULO 2

### DESCRIÇÃO DOS EXPERIMENTOS

O desenvolvimento desse trabalho baseou-se nos dados coletados pelo satélite COBE (COsmic Background Explorer) e pelos experimentos ACME-SP (Advanced Cosmic Microwave Explorer) e MAX (Millimeter-wave Anisotropy Experiment).

O COBE foi projetado para observar a RCF na escala angular de  $7^\circ$  (experimentos FIRAS e DMR) e  $0,7^\circ$  (experimento DIRBE). A análise de dados do COBE permite o estudo de fenômenos que não estavam em contato causal (situados fora do horizonte durante a recombinação), ou seja, suas medidas permitem que se obtenham informações sobre as flutuações primordiais, antes que qualquer processo microfísico tenha modificado o espectro de flutuações. O COBE foi projetado com o objetivo específico de estudar a RCF e é importante notar que ele foi o primeiro satélite americano (e o segundo no mundo) dedicado exclusivamente à Cosmologia.

ACME-MAX e ACME-SP são duas versões do mesmo experimento, que estuda a isotropia da RCF em escalas angulares de  $0,5^\circ$  e  $1,2^\circ$ , respectivamente. O estudo das anisotropias nessas escalas angulares são bastante importantes no estudo dos mecanismos de formação de estruturas, pois acredita-se que os processos físicos que deram origem às instabilidades gravitacionais que evoluíram para formar as primeiras estruturas aconteceram neste intervalo de escala angular. As diferenças básicas entre ambos são as seguintes: o ACME-SP foi realizado no solo (mais exatamente no Pólo Sul geográfico, na base americana de Scott-Amundsen) e utiliza diodos HEMT como detectores. O ACME-MAX (atualmente em sua quinta versão) é lançado anualmente a bordo de balão estratosférico desde 1989 e utiliza bolômetros como detectores. Ambos utilizam a mesma plataforma estabilizada (gôndola), desenvolvida nos *campi* da Universidade da Califórnia em Santa Bárbara e Berkeley entre 1986 e 1988 (Lubin, Meinhold e Chingcuanco 1990; Meinhold *et al.* 1993a), com pequenas modificações para cada tipo de missão (no solo ou a bordo de balão). ACME é a abreviatura de Advanced Cosmic Microwave Explorer e o nome foi escolhido, ao final de longa discussão, após a lembrança das desventuras de conhecido personagem de uma série de desenhos animados.

#### 2.1 COBE: uma visão geral dos instrumentos

O COBE foi lançado em 18 de novembro de 1989, numa órbita heliossíncrona, a 900 km de altitude, por um foguete DELTA. Sua órbita era quase polar e foi escolhida de tal forma que o momento de quadrupolo gravitacional da Terra a precessionasse de  $360^\circ$  em um ano, fazendo com que, em seis meses, o COBE pudesse observar 100% da esfera celeste. A altitude ideal foi determinada levando-se em conta a contaminação causada pela emissão residual da atmosfera terrestre, que cresce em altitudes mais baixas, e a interferência causada por partículas carregadas nos cinturões de radiação em altitudes maiores. Reorientando o eixo de rotação do satélite continuamente, mantendo-o a  $94^\circ$  do

Sol e sempre próximo ao zênite local, foi possível manter Sol e Terra quase que permanentemente abaixo do escudo que protege os instrumentos do COBE da radiação solar e terrestre. Mais detalhes sobre o sistema de apontamento e estabilização, calibração pré-vôo e desempenho do COBE após os dois primeiros anos de missão encontram-se em Boggess *et al.* (1992). Um resumo das características técnicas e orbitais do COBE encontra-se na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - CARACTERÍSTICAS DO SATÉLITE E DA ÓRBITA

Órbita	Altitude inicial	900,2 km
	Inclinação	99,3°
	Excentricidade inicial	0,0006
	Excentricidade média	0,0012 (após 1 ano)
	Hora do nó ascendente	6 PM
Dimensões do satélite	Massa total	2270 kg
	Comprimento	5,49 m
	Diâmetro	8,53 m (painéis abertos) 2,44 m (painéis fechados)
Período orbital	103 minutos (nominal)	
Taxa de rotação	0,8 rpm (nominal)	
Potência disponível	750 Watts	
Taxa de dados	4 kbps	
Container Dewar:	capacidade disponível:	650 litros
	no lançamento:	100% cheio
	após bombeamento:	92,7%
		T <sub>interna</sub> : 1,7 K
		T <sub>interna</sub> : 1,4 K
Isolamento Sol-Terra	em órbita:	307 dias
	temperatura no interior:	180 K

Fonte: Adaptada de Boggess et al. (1992), pág. 426

O COBE levava a bordo três experimentos distintos: FIRAS (Far Infra-Red Absolute Spectrophotometer), DMR (Differential Microwave Radiometer) e DIRBE (Diffuse InfraRed Background Experiment) e buscava obter informações que possibilitassem o estudo das condições e processos físicos no universo primordial (Boggess *et al.* 1992). As características da RCF observadas pelo COBE são: a distribuição espectral e espacial na faixa de microondas (FIRAS e DMR) e a espectral no infravermelho distante (DIRBE). O FIRAS mediu com precisão o espectro da RCF na faixa de microondas, os DMR foram projetados para procurar anisotropias na RCF em escalas angulares maiores que 7° e o DIRBE mapeou e estudou a RCF no infravermelho distante, fazendo medidas de intensidades absolutas da radiação difusa no infravermelho em 10 bandas fotométricas. DIRBE e FIRAS funcionaram por cerca de 10 meses, até que o He líquido usado para resfriar os detectores de ambos esgotou-se. Os DMR funcionaram ininterruptamente por pouco mais de 4 anos, tendo sido desativados em fevereiro de 1994. Um resumo das características técnicas dos três experimentos encontra-se na Tabela 2.2 enquanto os valores para as sensibilidades dos instrumentos estão na Tabela 2.3.

A Figura 2.1 mostra os dois módulos que compuseram o satélite COBE. O módulo instrumental continha os instrumentos científicos e parte da eletrônica associada, um container especial (Dewar) com He superfluido e, ainda, um anteparo para evitar que a radiação proveniente do Sol e da Terra atingisse os instrumentos. O módulo da espaçonave em si incluiu a maior parte dos instrumentos eletrônicos, os controles de atitude

e apontamento, todo o sistema de telemetria (comando e gerenciamento do fluxo de dados), fontes de potência, painéis solares, duas antenas omnidirecionais e as estruturas de suporte necessárias.

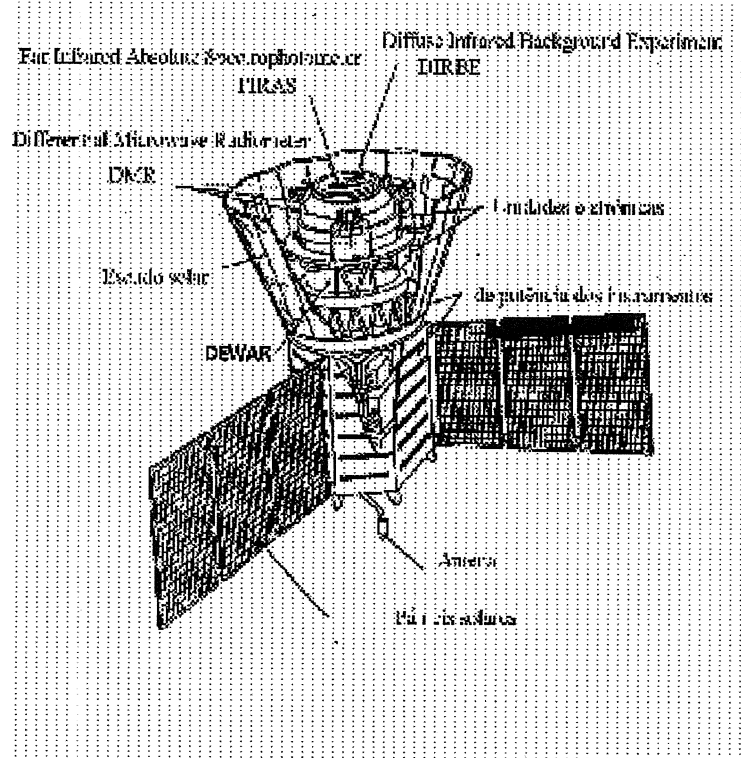


Fig. 2.1 - Módulos científico e da eletrônica do COBE.

O FIRAS era um interferômetro/polarímetro de Michelson que usou como detectores quatro bolômetros compostos de Si e era capaz de realizar varreduras rápidas com uma cobertura efetiva do espectro eletromagnético entre 30 e 600 GHz (0,05 e 1 cm). A resolução espectral do FIRAS foi, no pior caso, de aproximadamente 5% (vide Tabela 2.2) e a informação espectral era distribuída entre 100 canais. O FIRAS observou o céu com uma abertura de 7° ao longo do eixo de rotação do COBE e mapeou a esfera celeste durante 10 meses, até o término do suprimento de He líquido que o mantinha resfriado interrompeu o funcionamento. Os detectores do FIRAS eram termômetros baseados em resistências de Si acoplados a um "coletor" de diamante enegrecido, de dimensões iguais a 0,001" (espessura) x 5/16" (diâmetro). Os fótons da RCF eram absorvidos pelo diamante e conduzidos aos termômetros. A sensibilidade dos termômetros era tal que permitia a detecção de variações de temperatura da ordem de  $10^{-7}$  K (correspondente a uma variação de potência incidente de aproximadamente  $10^{-14}$  W). Conforme os espelhos do FIRAS se moviam, um padrão de interferência criado a partir da diferença entre o sinal da RCF e de uma fonte de calibração interna era registrado. Conhecido o espectro da fonte de calibração, o espectro medido da RCF era então reconstruído. O guia de onda do FIRAS possuía a forma de uma corneta, que coletava a radiação e a direcionava para os espelhos do interferômetro. A radiação produzida em regiões externas à delimitada pelo ângulo sólido da corneta era colimada por suas bordas. Para a calibração em vôo usou-se um



calibrador externo, colocado regularmente sobre a abertura da corneta. As principais fontes de contaminação nas medidas do FIRAS eram a emissão de poeira interestelar e de linhas de gás interestelar. Como qualquer desses fatores pode introduzir distorções no espectro Planckiano, ainda mais levando-se em conta a precisão com que o FIRAS podia medir o espectro (0,1% no pico do espectro da RCF), esses efeitos tiveram que ser cuidadosamente entendidos antes de serem modelados e subtraídos do espectro final.

**Tabela 2.2 - CARACTERÍSTICAS DOS INSTRUMENTOS DO COBE**

PARÂMETRO	INSTRUMENTO		
	DIRBE	DMR	FIRAS
Bandas ( $\lambda$ )	1 - 1,25 $\mu\text{m}$ (a) 6 - 15-30 $\mu\text{m}$ 2 - 2,20 $\mu\text{m}$ (a) 7 - 40-80 $\mu\text{m}$ 3 - 3,50 $\mu\text{m}$ (a) 8 - 80-120 $\mu\text{m}$ 4 - 4,90 $\mu\text{m}$ 9 - 120-200 $\mu\text{m}$ 5 - 8-15 $\mu\text{m}$ 10 - 200-300 $\mu\text{m}$	3,3 mm (90 GHz) 5,7 mm (53 GHz) 9,6 mm (31,5 GHz)	0,5 - 10 mm 0,1 - 0,5 mm
Resolução espectral	$\lambda/\Delta\lambda = 1 - 10$	850 MHz (3,3 mm) 850 MHz (5,7 mm) 550 MHz (9,6 mm)	$\Delta\nu > 0,2\text{cm}^{-1}$ $\Delta\nu > 1,0\text{cm}^{-1}$
Campo de visada	0,7° (quadrado)	7° (FWHM)	7° diâmetro
Tipo de instrumento	polarímetro/fotômetro c/ filtro multibanda	6 radiômetros diferenciais de microondas ("Dicke switch")	interferômetro polarizador
Coletor de fluxo	telescópio gregoriano com foco não-axial (diâmetro do espelho primário: 19 cm)	par de cornetas corrugadas separadas de 60°	tipo Michelson corneta
Direção de observação	30° afastado do eixo de rotação	pares opostos, cada um a 30° fora do eixo de rotação	ao longo do eixo de rotação
Temperatura do instrumento	1,55 K (nos bolômetros)	300 K (9,6 mm) 140 K (5,7 e 3,3 mm)	1,55 K (nos bolômetros)
Detector	fotovoltaicos: 1-4 fotocondutores: 5-8 bolômetros compostos: 9 e 10	misturadores utilizando diodos	bolômetros compostos

Fonte: Adaptada de Boggess et al. (1992), pág. 425.

O DIRBE foi projetado para detectar emissão de galáxias primordiais e de outros objetos formados logo após o Big Bang e, como o FIRAS, mapeou a esfera celeste por cerca de 10 meses até que se esgotasse o He líquido que o mantinha resfriado. Ele cobriu o intervalo de frequências (comprimentos de onda) entre 300 e 1 THz (1 a 300  $\mu\text{m}$ ), usando dez filtros diferentes e atuou também como polarímetro na faixa de 300 a 85 THz (1 a 3,5  $\mu\text{m}$ ), já que se esperava que a radiação espalhada pela poeira interestelar nesse intervalo fosse polarizada. O coletor de luz do DIRBE era um telescópio Gregoriano com foco não-axial, resfriado a 1,7 K para reduzir a emissão térmica do próprio instrumento, e um comutador que permitia aos espelhos intercalar medidas do céu e do interior do instrumento, que, nesse caso, atuava também como calibrador. O DIRBE usou quatro tipos diferentes de detectores (vide Tabela 2.2). Nas quatro bandas iniciais (comprimentos de onda menores), os detectores eram células fotovoltaicas, conceitualmente semelhantes a células solares. Nas bandas intermediárias foram usados diodos fotocondutores dopados com Ge e Si, semelhantes aos do satélite IRAS, sugerindo, com isso, uma comparação praticamente imediata entre os mapas do céu gerados pelo COBE e os catálogos de fontes do IRAS. As duas últimas bandas usaram bolômetros compostos semelhantes aos usados

pelo FIRAS. As observações pelo DIRBE foram principalmente limitadas pela luz estelar, espalhamento causado por poeira interplanetária nos comprimentos de ondas mais curtos e emissão causada por poeira interplanetária e interestelar nos comprimentos de onda mais longos. Diversos resultados importantes relacionados à temperatura e distribuição da poeira interestelar (Freudenreich *et al.* 1994; Sodroski *et al.* 1993; Sodroski *et al.* 1994; Spiesman *et al.* 1994); forma do bojo Galáctico (Dwek *et al.* 1994; Weiland *et al.* 1994), polarimetria da luz zodiacal (Berriman *et al.* 1994) e, obviamente, da radiação cósmica de fundo no infravermelho (Hauser 1995) foram obtidos, nos últimos anos, pela equipe que analisa os dados do DIRBE.

**Tabela 2.3 - SENSIBILIDADE DOS INSTRUMENTOS DO COBE**

FIRAS	DIRBE		DMR	
ruído rms por CDV em 10 meses na faixa 3-20 $\text{cm}^{-1}$	ruído rms por CDV em 10 meses (a)		ruído rms para um período de integração de 1s ( $\text{mK Hz}^{-1/2}$ )	
$\Delta\nu = 0,24 \text{ mK}$ $\Delta\nu I_\nu = (10^{-9} \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1})$	Banda	$\nu I_\nu (10^{-9} \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1})$		
	1	1,0	31 GHz - A	58,6
	2	0,9	31 GHz - B	60,4
	3	0,6	53 GHz - A	23,2
	4	0,5	53 GHz - B	27,1
	5	0,3	90 GHz - A	39,7
	6	0,4	90 GHz - B	30,2
	7	0,4		
	8	0,1		
	9	11,0		
10	4,0			

(a) baseado nas medidas de ruído escuro do instrumento em órbita; o desempenho real é reduzido por causa do ruído do céu.

Fonte: Adaptada de Boggess et al. (1992), pág. 425.

## 2.2 DMR: Differential Microwave Radiometers

Os DMR foram concebidos para estudar a distribuição angular da RCF. As três frequências distintas (31,5; 53 e 90 GHz) auxiliavam na separação entre a emissão Galáctica e a emissão real proveniente da SUE. Essas frequências foram escolhidas por caírem em determinados intervalos do espectro adequados para observação, especialmente em torno de 53 GHz, onde a razão entre a emissão Galáctica (principalmente radiação síncrotron e bremsstrahlung de regiões HII) e a anisotropia da RCF atinge um mínimo (vide Figura 1.7). As janelas em 31,5 e 90 GHz também se encontravam num intervalo onde a amplitude do sinal proveniente da anisotropia de dipolo é comparável à emissão Galáctica e à emissão de poeira interestelar.

Os DMR eram constituídos de 2 radiômetros de Dicke (dois canais denominados, nas análises, de A e B) para cada frequência, cuja saída era proporcional à diferença de temperatura das regiões do céu vistas por seu par de cornetas ( $7^\circ$  FWHM) mais um sinal DC (estimado fazendo-se a média sobre uma rotação do satélite). Os DMR estavam igualmente distribuídos em torno do eixo de simetria do satélite, a  $30^\circ$  da vertical definida

pelo eixo de simetria e espaçados de  $120^\circ$  em azimute. As antenas dos DMR ficavam dispostas a  $180^\circ$  em azimute e  $60^\circ$  uma da outra (Figura 2.2). Cada radiômetro estava acoplado a um subsistema eletrônico redundante, composto de duas unidades eletrônicas digitais, responsáveis pelos sinais de controle e de precisão temporal, e pela digitalização dos sinais analógicos dos radiômetros. Estas unidades eletrônicas estavam, por sua vez, ligadas, cada uma, a uma unidade de distribuição de potência para o instrumento (IPDUs), responsáveis pela geração de potência adequada a cada unidade, e pelo gerenciamento dos sinais relativos à potência (Figura 2.3).

A Figura 2.4 mostra a função-resposta aproximada para os 3 DMR. A curva real (sólida) é comparada com uma curva de resposta Gaussiana para o padrão do feixe (tracejada). Entretanto, para a maior parte das análises já feitas, a representação da função-resposta por uma gaussiana é bastante satisfatória. Os três DMR eram funcionalmente idênticos, exceto por:

- 1) Os canais do DMR de 31 GHz dividiam dois pares de antenas (cornetas maiores que as usadas pelos DMR 53 e 90 GHz), sendo que a largura de banda desses canais podia ser selecionada por telecomando e,
- 2) Os canais A e B do DMR 31 mediam polarização circular, enquanto os DMR 53 e 90 eram sensíveis à polarização linear.

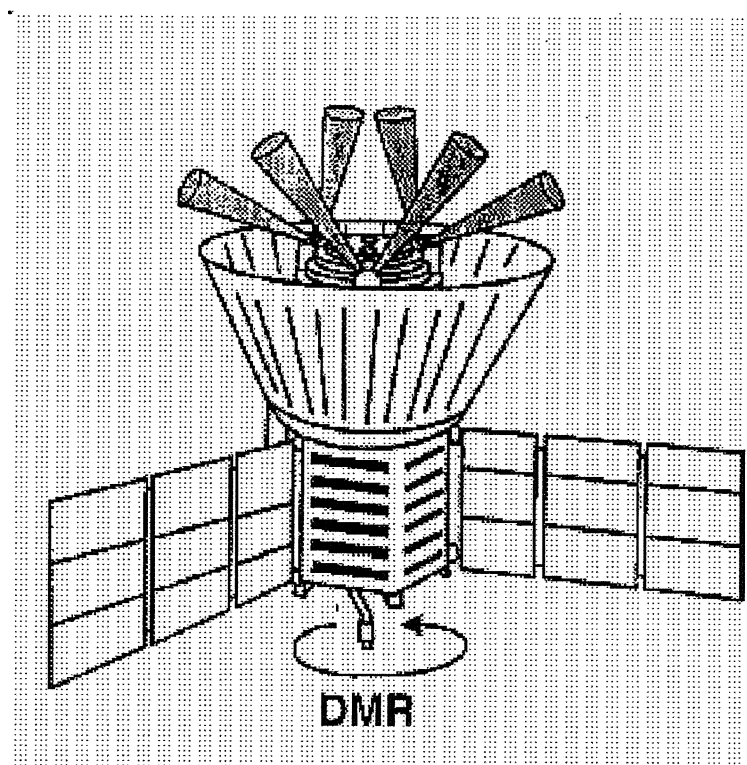


Fig. 2.2 - Campo de visada do experimento DMR.

A calibração em vôo foi feita usando-se diodos geradores de ruído, de forma redundante para os três DMR. Embora existisse um diodo para cada corneta, gerando

sinais de calibração independentes, um acoplador direcional ligado a ambas as fontes fazia com que o sinal injetado fosse distribuído entre os dois canais. Essas fontes eram ligadas e desligadas em órbita a cada duas horas e sua estabilidade temporal era da ordem de 0,1%-0,4% por ano, dependendo do canal (Kogut *et al.* 1992; Bennett *et al.* 1992). A verificação dos valores para a estabilidade foi feita comparando-se o sinal gerado com a emissividade da Lua, visível duas semanas por mês. Mais detalhes sobre o projeto, estrutura e funcionamento dos DMR podem ser encontrados em Smoot *et al.* (1990) e Bennett *et al.* (1992).

A principal limitação dos DMR estava na contaminação causada pela emissão Galáctica, principalmente pela emissão síncrotron e bremsstrahlung. A escolha de diferentes frequências é extremamente útil para entender e modelar o sinal Galáctico, já que ambos os processos físicos comportam-se de acordo com uma lei de potência cujo índice não é muito bem conhecido. As medidas em diferentes frequências fornecem informação espectral direta, permitindo uma determinação mais precisa do índice espectral.

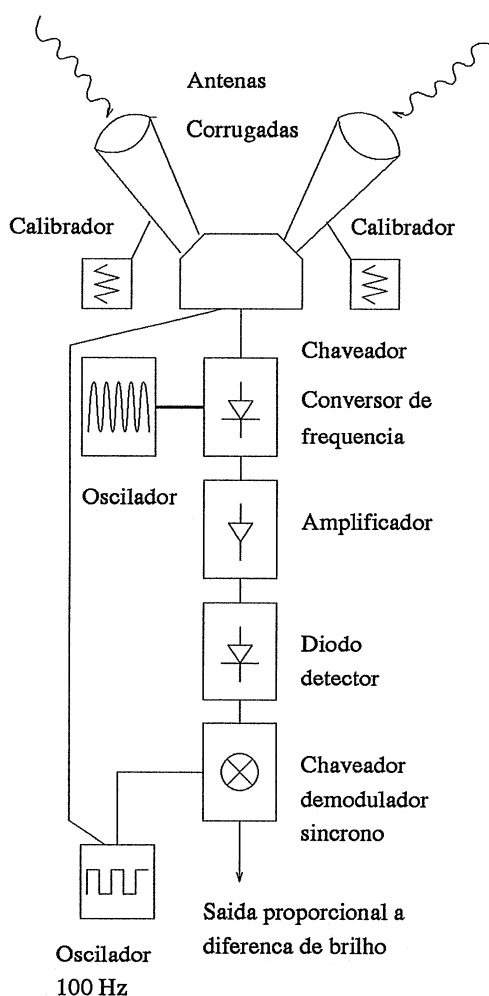


Fig. 2.3 - Diagrama de blocos do experimento DMR.

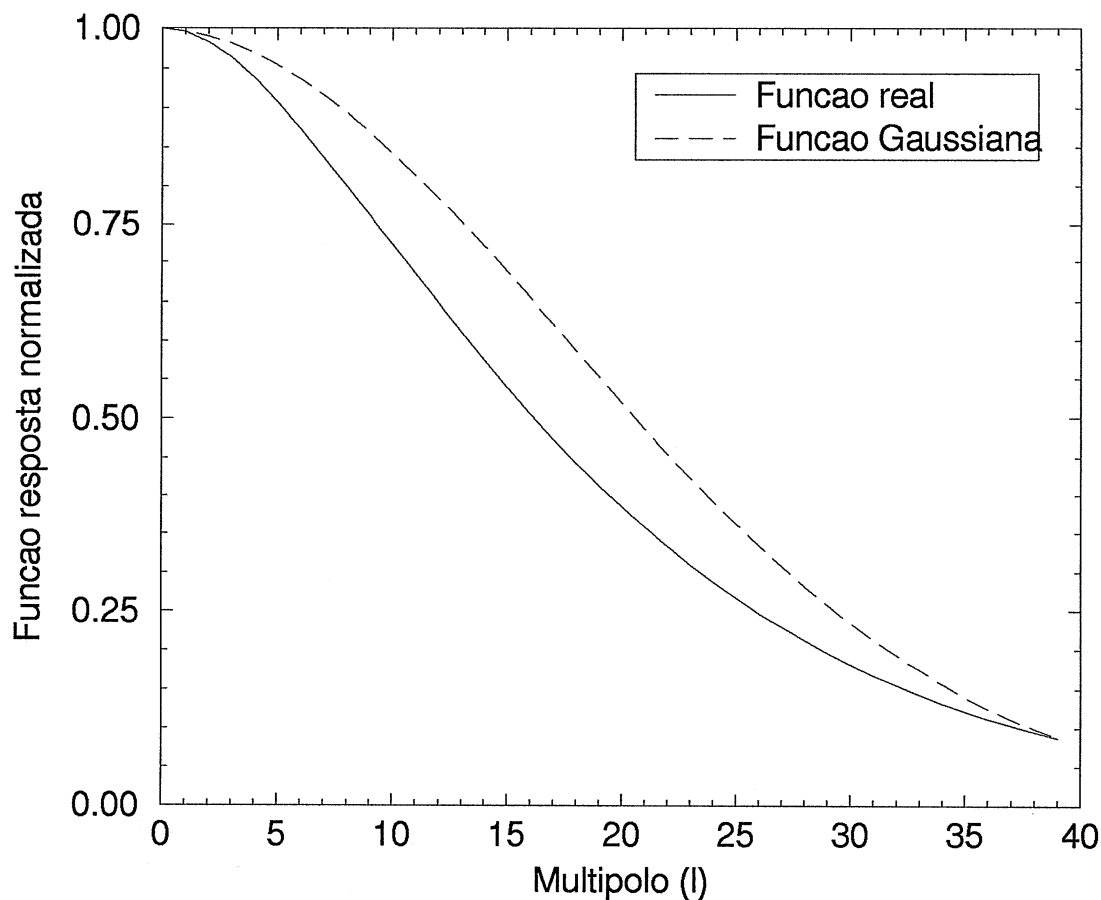


Fig. 2.4 - Função-resposta dos DMR - a curva sólida representa o perfil real de resposta, bem ajustado por uma Lorentziana; a curva tracejada é uma gaussiana de abertura igual a  $7^\circ$  (FWHM).

### 2.3 ACME-SP - As missões na Antártica

O experimento ACME-SP foi projetado no Departamento de Física da Universidade da Califórnia em Santa Bárbara entre 1986 e 1988, sendo utilizado nas missões antárticas de 88/89, 90/91 e 93/94 (Meinhold e Lubin 1990; Gaier *et al.* 1992, Schuster *et al.* 1993; Gundersen *et al.* 1995). Os dados utilizados nesse trabalho referem-se à missão de 90/91 e 93/94 (Gaier *et al.* 1992; Schuster *et al.* 1993; Gundersen *et al.* 1995). A participação na missão de 90/91 incluiu análise dos dados e determinação da contaminação Galáctica nas varreduras feitas pelo experimento. Já a missão de 93/94 incluiu projeto mecânico e construção da gôndola reserva, calibração dos detectores HEMT, determinação do padrão de antena, seleção das regiões a serem estudadas, missão de campo (operando o equipamento na Antártica) e análise de dados.

O telescópio utilizado no ACME era do tipo Gregoriano, com o foco fora do eixo e espelho com diâmetro de 1 m. O espelho secundário era um elipsóide móvel, responsável pela varredura sobre o espelho primário e, conseqüentemente, sobre diferentes regiões do céu. O projeto permitiu que o sistema óptico tivesse um desempenho com largura máxima à meia altura (FWHM) de

$$\theta_{FWHM} = 1,65^\circ \pm 0,1^\circ \times \left( \frac{27,7}{\nu_{GHz}} \right), \quad (2.1)$$

(Gaier *et al.* 1992), com vazamentos nos lobos laterais da antena da ordem de  $10^{-6}$  para ângulos maiores que  $30^\circ$  com relação ao centro do ângulo de visada. O espelho secundário oscilava senoidalmente em torno do eixo de simetria da corneta a uma taxa de 8 Hz, com uma varredura pico-a-pico (no céu) de  $3^\circ$ . Isso resultou em um máximo de sensibilidade para diferenças de temperatura em regiões do céu separadas de  $2,1^\circ$ .

O sistema óptico direcionava o feixe para a abertura da corneta acoplada a um refrigerador onde os detectores estavam instalados. O recipiente era mantido a uma temperatura média de 6 K usando-se um banho de He<sup>4</sup>. Foram utilizados diodos HEMT (High Electron Mobility Transistor) como detectores, com temperatura de ruído da ordem de 30 K e trabalhando em 4 bandas de 2,5 GHz, no intervalo de frequência entre 25 e 35 GHz (12-8 mm). Essa divisão em frequência permitiu uma certa discriminação espectral, possibilitando a identificação parcial do sinal Galáctico. Os sinais eram detectados com diodos de meia onda ("square-law diode"), demodulados em seqüência e integrados a cada 1,25 s. O ruído total no céu durante a missão manteve-se na faixa de 1,8-4,5 mK s<sup>-1/2</sup>, incluindo ruído atmosférico, para o canal mais sensível. Os sinais que saíam dos diodos detectores eram direcionados para sincronizadores/integradores ( $t_{integr} = 1,25$  s) e então digitalizados. A função-resposta após a integração era do tipo anti-simétrica com picos separados de  $2,1^\circ$  no céu.

O telescópio completo (óptica + detectores + eletrônica) foi montado sobre uma plataforma estabilizada por meio de giroscópios, uma roda de reação e uma câmara CCD para verificação, em tempo real, da precisão absoluta de apontamento e estabilidade. A roda de reação é utilizada para estabilização em azimute. O servomecanismo e o programa de transferência de dados são implementados num computador de bordo do tipo IBM-PC. Nessa configuração, o telescópio possui uma estabilidade relativa de apontamento melhor que  $5'$ . A Figura 2.5 mostra o diagrama de blocos da eletrônica do receptor. As Figuras 2.6 e 2.7 mostram, esquematicamente, o ACME em visão frontal e lateral.

Os experimentos foram realizados na estação polar Scott-Amundsen nos verões antárticos de 90/91 e 93/94, um dos melhores locais no mundo para observação na faixa de microondas. A precipitação durante a maior parte do período de coleta de dados (cerca de 500 horas entre novembro de 1990 e janeiro de 1991) esteve abaixo de 1 mm. A estabilidade atmosférica permitiu que houvesse coleta de dados durante diversos períodos ininterruptos de mais de 24 horas. Além disso, geograficamente, Scott-Amundsen oferece a vantagem de se poder acompanhar um alvo somente em azimute (correspondente à variação da posição do objeto em ascensão reta). Medidas feitas com elevação constante (correspondente à declinação constante) oferecem a vantagem de se observar sempre através de uma mesma coluna de ar, o que praticamente elimina o problema de variações atmosféricas instantâneas. A altitude da estação ( $\sim 3000$  m) somada às condições atmosféricas faz com

que o Pólo Sul ofereça condições tão boas ou mesmo melhores que os melhores sítios do mundo utilizados em astronomia óptica e infravermelha, tais como Mauna Kea.

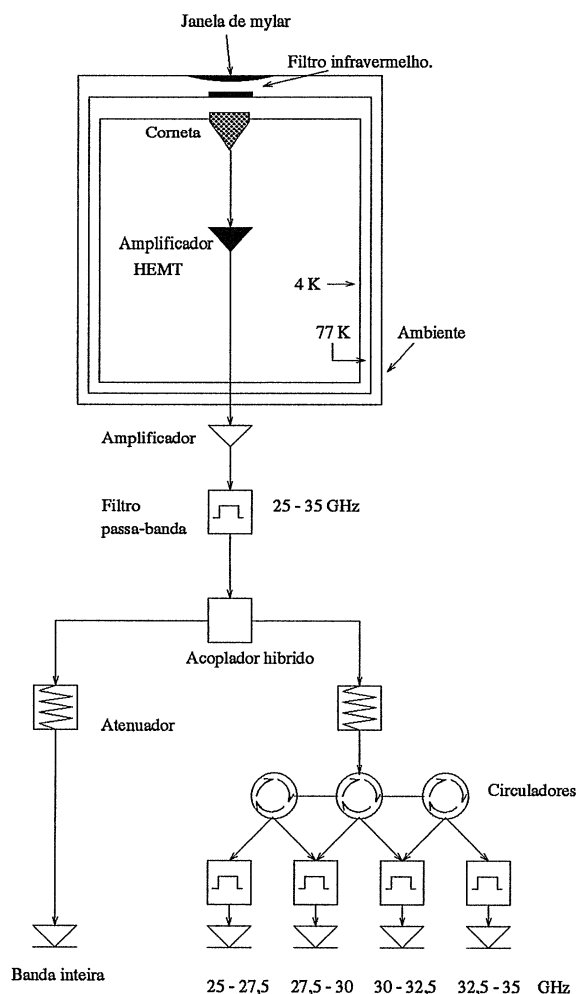


Fig. 2.5 - Diagrama de blocos do experimento ACME.

Além disso, a trajetória fixa em elevação do Sol no céu permitiu que se pudesse manter o apontamento do instrumento fixo em relação ao Sol, o que diminuiu os problemas de rastreamento e contaminação por sinal de microondas solares. Esses fatos permitiram que observações fossem feitas por longos períodos de tempo sem a preocupação de influências causadas por variações diurnas ou pela degradação do feixe causada pela rotação do céu (para uma descrição desse efeito ver Readhead *et al.* 1989). A observação por longos períodos de tempo permitiu também a realização de testes para verificar erros sistemáticos que, porventura, fossem periódicos em azimute, tais como contaminação pelos lobos laterais da antena ou sinais espúrios provenientes do sistema de rastreamento.

A estratégia de observação adotada foi a de varredura discreta em azimute com um passo de  $2,1^\circ$ , superpondo os feixes a cada passo. Uma varredura de  $N$  pontos observará uma região  $2,1^\circ \times (N + 1)$  no céu. Varreduras de 9, 13 e 15 pontos foram

feitas em 6 elevações diferentes. Simulações das varreduras feitas sobre uma combinação dos mapas de Haslam *et al.* (1981) em 408 MHz e do IRAS em  $100 \mu m$  (Beichman *et al.* 1987) permitiram a localização de uma região “limpa”, ou seja, relativamente livre de contaminação por emissão síncrotron e poeira, em 30 GHz. Numa varredura de  $20^\circ$ , sinais da ordem de  $20 \mu K$  (rms), provenientes da emissão Galáctica residual, foram observados num mapa combinado (IRAS+Haslam), escalonado para uma frequência de 30 GHz. Para varreduras maiores que  $20^\circ$ , sinais mais intensos são esperados, uma vez que a antena aproximar-se-á mais do Plano Galáctica.

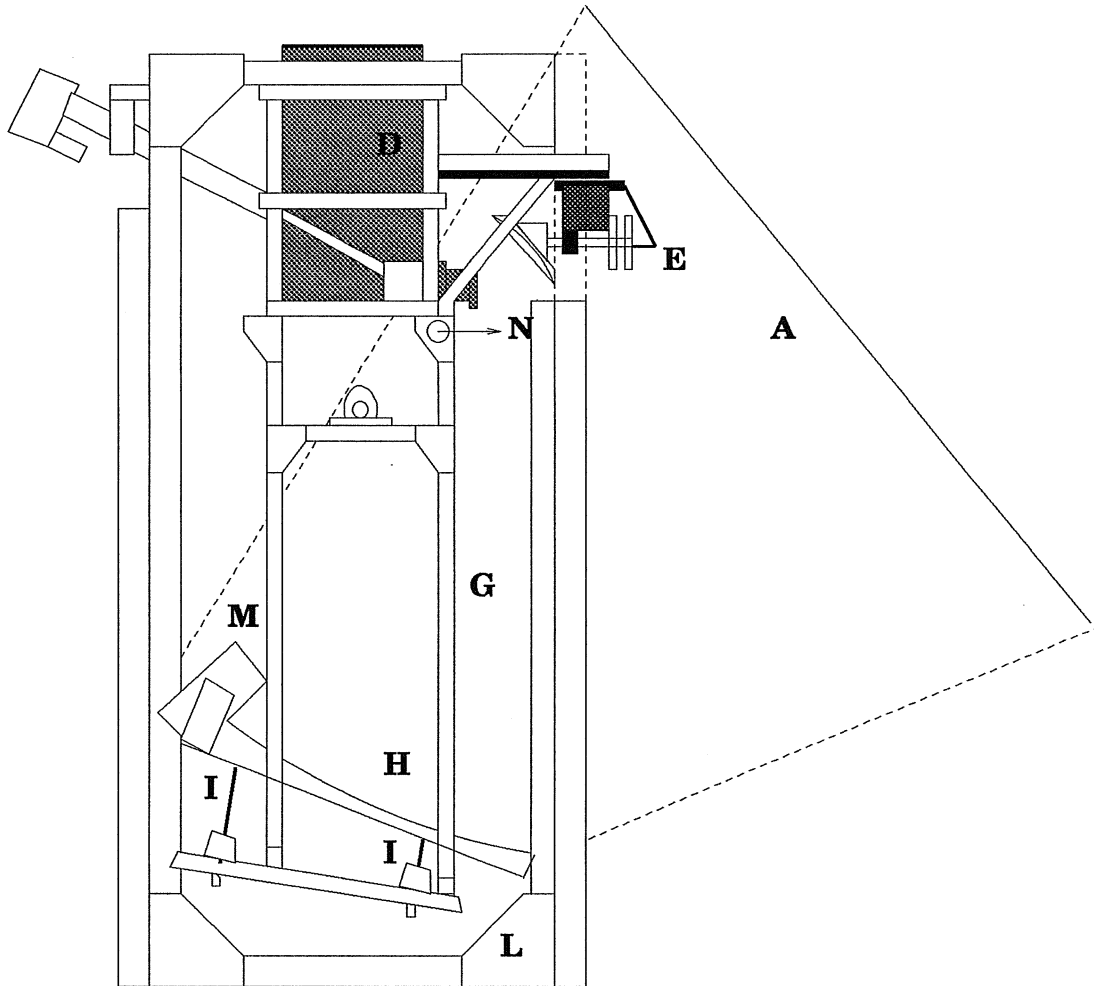


Fig. 2.6 - Representação esquemática lateral do ACME. Note-se o campo de visada delimitado pelas linhas tracejadas saindo das bordas do espelho. A) Anteparos refletores, D) Dewar (recipiente criogênico), E) Sistema de nutação do espelho secundário, G) Estrutura interna da gondola, H) Espelho primário (parabólico com foco não axial), I) Estrutura do espelho primário (ajustável), L) Estrutura externa da gondola, M) Sensor estelar, N) Controle de elevação principal.

A varredura de 9 pontos foi escolhida com o objetivo de evitar a contaminação ou o cruzamento do Plano Galáctica. Montou-se um mapa da região (6 varreduras de 9 pontos cada, a intervalos de  $0,75^\circ$ , centradas em  $\alpha = 0,5^\circ, \delta = -61,9^\circ$ ). A varredura



de 15 pontos é centrada em  $\alpha = 0,5^\circ, \delta = -63^\circ$ , superpondo-se parcialmente a uma das varreduras de 9 pontos.

A calibração do sistema foi feita uma ou duas vezes por dia, usando-se um alvo "quente" inserido na frente do feixe. Os coeficientes de calibração variaram menos que 5,5% durante todo o período, e os valores médios obtidos para cada canal foram usados ao longo de toda a análise. A calibração e o comportamento do feixe foram testados fazendo-se um mapa da Lua e comparando-se com um modelo de emissão lunar (Keihm 1983). Embora a intensidade da emissão lunar medida fosse cerca de 25% mais baixa que o valor do modelo utilizado, esse erro foi considerado aceitável, uma vez que as medidas foram feitas em elevações mais baixas que a utilizada no modelo, estando assim sujeitas a uma atenuação atmosférica maior.

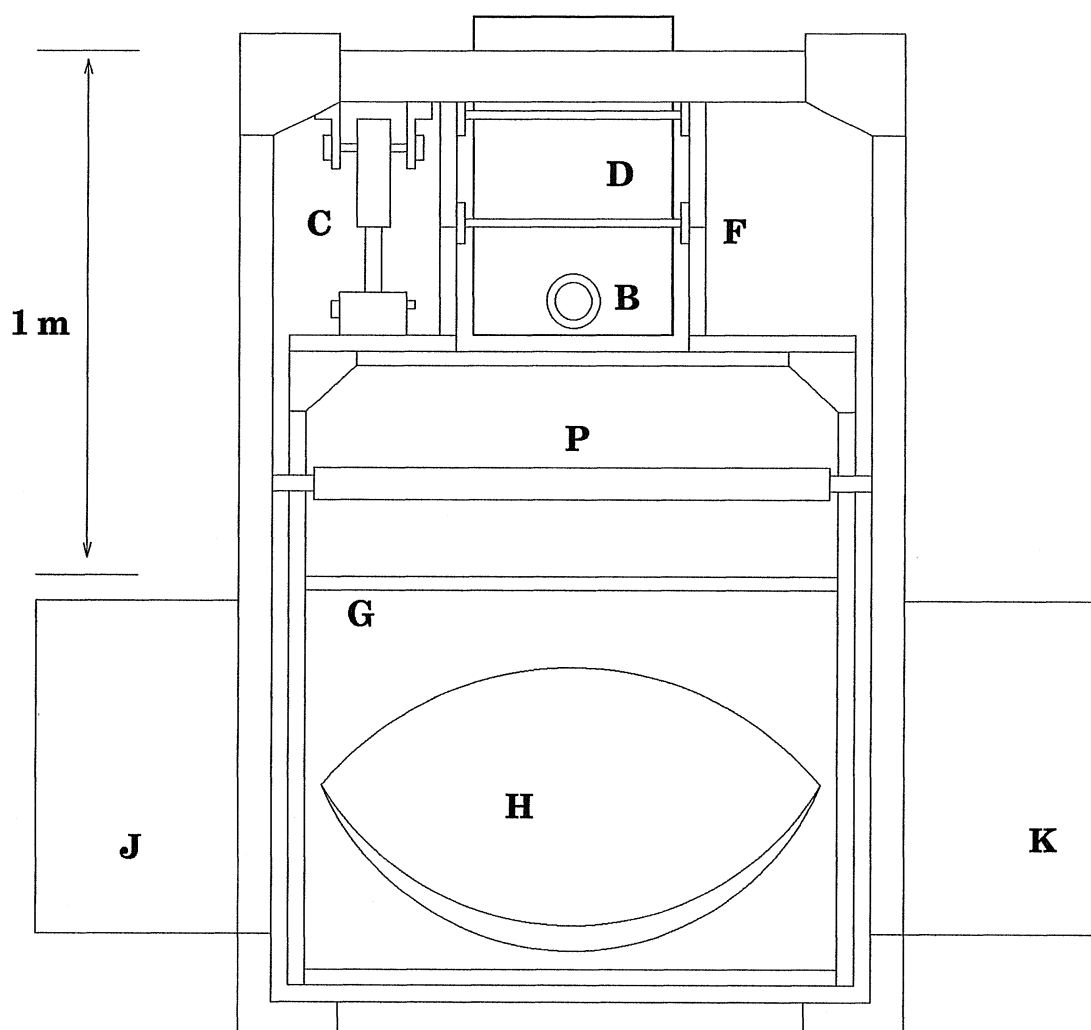


Fig. 2.7 - Representação esquemática frontal do ACME. B) Corneta escalar corrugada, C) Atuador linear, D) Dewar, F) Suporte do dewar, G) Estrutura interna (secundária), H) Espelho primário, J) Eletrônica de bordo/computadores, K) Telemetria/Baterias, P) Estrutura transversal.

O ACME-SP 91 coletou cerca de 500 horas de dados durante o verão antártico de 90/91, das quais, após edição e eliminação devido a más condições atmosféricas e falhas de operação do instrumento, restaram 150 horas. Os dados da varredura de 9 pontos corresponde a 120 horas do total de dados e cerca de 25 horas de dados editados, constituindo um mapa do céu em 3 ascensões retas e 6 elevações diferentes. Esse mapa encontra-se praticamente livre de contaminação por emissão Galáctica. A varredura de 15 pontos consiste em uma fração de 64 horas (também de um total de 500 horas) e cerca de 40 horas de dados editados. A análise indicava também que pontos situados a menos de  $65^\circ$  do Sol no céu deveriam estar contaminados por emissão Solar de modo que, adotando uma postura mais conservadora, somente os 13 primeiros pontos da varredura foram utilizados.

O ACME-SP 94 é constituído, basicamente, do mesmo conjunto de equipamentos utilizado em 1990/1991 (Figuras 2.8 e 2.9). Algumas das diferenças fundamentais encontram-se nas frequências, nos diodos HEMT utilizados (Gundersen *et al.* 1995) e na forma como as varreduras foram feitas. Foram utilizados dois receptores (banda Q e banda Ka) nas frequências de 38-45 GHz (3 bandas de 2,3 GHz centradas em 39,15; 41,45 e 43,75 GHz) e 26-36 GHz (4 bandas de 2,5 GHz centradas em 27,25; 29,75, 32,25 e 34,75 GHz), respectivamente. A abertura do feixe para o receptor banda Q é  $\theta_{FWHM} = 1,^\circ 10 \pm 0,^\circ 09 \times (\frac{41,5}{\nu_{GHz}})$  e  $\theta_{FWHM} = 0,^\circ 64 \pm 0,^\circ 09 \times (\frac{27,7}{\nu_{GHz}})$  para o receptor banda Ka. Ambos os feixes podiam ser descritos por funções Gaussianas cujos ângulos de abertura FWHM são dados acima. Os detectores foram calibrados com precisão absoluta de 10% e precisão relativa de 3%, usando-se uma combinação de cargas criogênicas frias, Eccosorb e observações do céu e da Lua. Nenhuma das técnicas de calibração variou mais do que 3% durante o período das observações.

Três conjuntos de observações foram feitos entre 1 e 22 de janeiro de 1994, coletando um total de 371 horas de dados. O primeiro e o segundo conjuntos usaram o receiver banda Q em uma varredura em elevação/declinação e velocidade constantes cobrindo  $20^\circ \times \sim 1^\circ$  no céu. A varredura foi centrada em  $\alpha_{cen} = 32^\circ, \delta_{cen} = -61.25^\circ$  e  $\alpha_{cen} = 45^\circ, \delta_{cen} = -62^\circ$ , respectivamente. O terceiro conjunto utilizou os receptores banda Ka e cobriu a mesma região que o segundo, utilizando-se da mesma técnica de varredura. O apontamento foi verificado medindo-se a região de Eta Carinae e a Lua em baixas elevações. As medidas indicaram um erro no apontamento absoluto da ordem de  $\pm 0,25^\circ$  em ascensão reta/azimute e  $\pm 0,12^\circ$  em declinação-elevação. O erro no apontamento relativo foi de  $\pm 0,05^\circ$  em ambas as orientações.

## 2.4 ACME-MAX - Millimeter-wave Anisotropy eXperiment

ACME-MAX é um projeto da Universidade da Califórnia, desenvolvido em conjunto pelos *campi* de Berkeley e Santa Bárbara. A plataforma estabilizada utilizada pelo ACME-MAX é a mesma utilizada pelo ACME-SP e as diferenças fundamentais entre os dois experimentos estão nas frequências de observação (o ACME-MAX observa na região de Wien do espectro) e no tipo de detector utilizado: bolômetros (ACME-MAX)  $\times$  diodos HEMT (ACME-SP). A evolução do ACME-MAX pode ser acompanhada pelos artigos de Fischer *et al.* (1992), Alsop *et al.* (1992), Meinhold *et al.* (1993a; 1993b), Gundersen *et al.* (1993), Clapp *et al.* (1994) e Devlin *et al.* (1994).

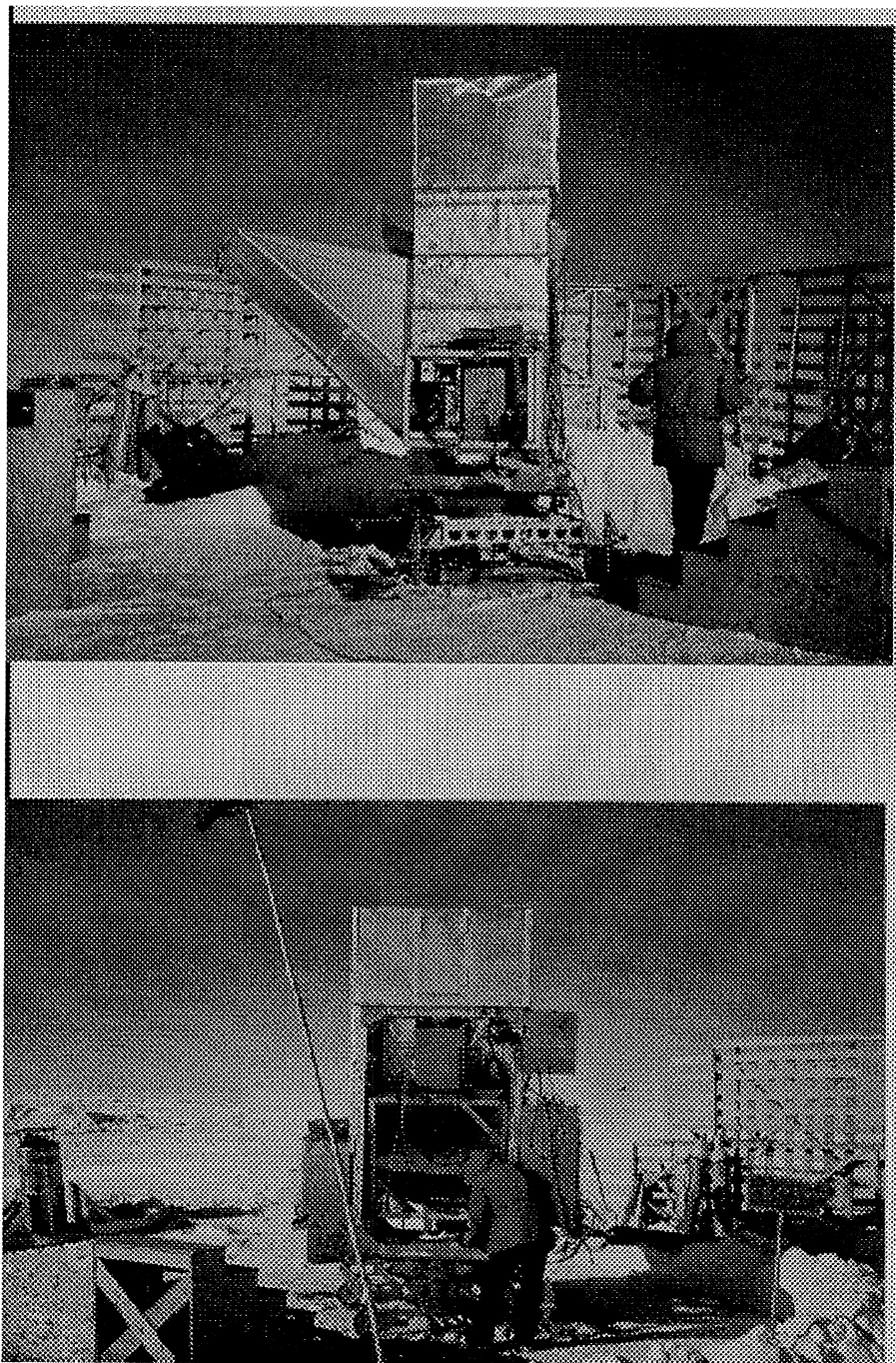


Fig. 2.8 - O experimento ACME na estação antártica Scott-Amundsen.

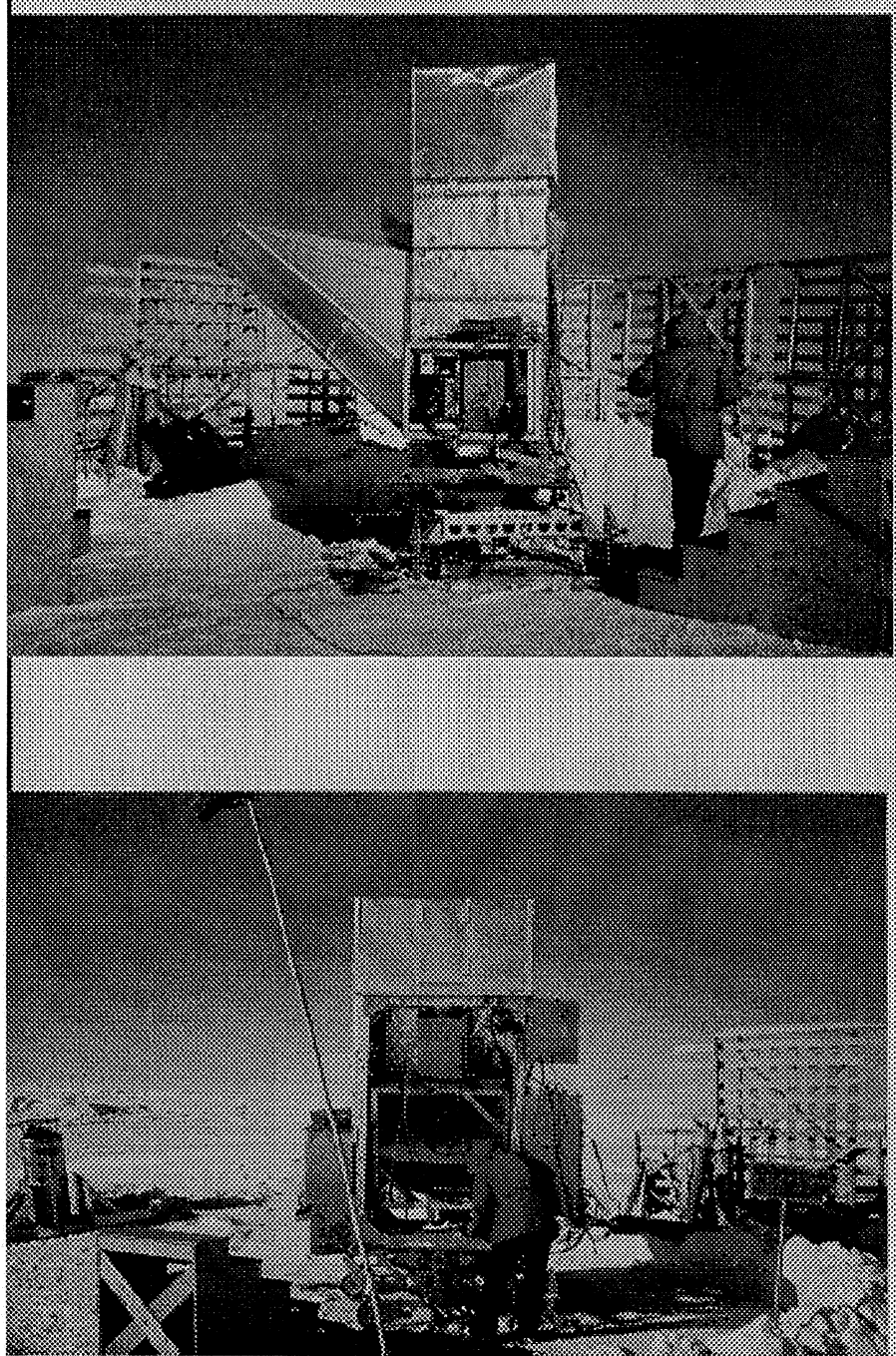


Fig. 2.9 - Vista da parte de trás do experimento e da caixa com os detectores HEMT.

Os resultados incluídos neste trabalho Clapp *et al.* 1994; Devlin *et al.* 1994, doravante C&D) são os últimos resultados publicados da série MAX. Embora o experimento MAX-V já tenha sido lançado, os resultados ainda não foram publicados, bem como não houve participação do autor em nenhuma fase da missão.

Foi utilizado um fotômetro bolométrico monopixel como detector, desenvolvido especialmente para a missão descrita em C&D, que opera nas frequências de 105, 180, 270 e 420 GHz (3,5; 6; 9 e 14  $\text{cm}^{-1}$ ). Os espelhos primário e secundário eram os mesmos usados pelo ACME-SP. A modulação do feixe primário foi feita por um movimento de nutação em azimute numa frequência de 5,4 Hz, conseguindo uma varredura pico-a-pico de  $1,4^\circ$ . A vantagem desse bolômetro, em relação aos usados nos experimentos ACME-MAX anteriores, é a sensibilidade reduzida às interferências causadas por radiofrequência e o uso de um refrigerador desmagnetizado adiabaticamente, capaz de resfriar o sistema que envolve o bolômetro a uma temperatura de 85 mK! As larguras totais à meia altura (FWHM) do sistema óptico eram:  $0,55^\circ \pm 0,05^\circ$  para o feixe na frequência de 105 GHz e  $0,75^\circ \pm 0,05^\circ$  nas frequências de 180, 270 e 420 GHz.

O ACME-MAX na sua quarta versão (também chamada MAX IV) foi lançado a bordo de um balão estratosférico em 15 de junho de 1993, de Palestine, Texas (EUA). As observações foram feitas nas regiões de Sigma-Herculis ( $\alpha = 16^h30^m, \delta = 42^\circ46'$ ), Iota Draconis ( $\alpha = 15^h25^m, \delta = 59^\circ36'$ ) e Gama Ursa Menor (GUM) ( $\alpha = 15^h20^m, \delta = 71^\circ50'$ ) e consistiram em varreduras em azimute ( $\pm 3^\circ$  no céu) a velocidade constante durante 108 segundos ( $-3^\circ$  a  $+3^\circ$ ). Foram feitas calibrações antes e depois das observações utilizando-se a técnica de transferência de membrana descrita em Fischer *et al.* (1992). Basicamente essa técnica utiliza uma membrana parcialmente refletora que é colocada no foco primário do telescópio durante o vôo. A radiação refletida pela membrana é absorvida por um corpo negro a temperatura "ambiente" (220 K). Sua temperatura é monitorada durante os vôos e a refletividade medida em vôo é comparada com a medida em laboratório. Esse método forneceu valores aceitáveis para a emissão de Vênus em outras versões do ACME-MAX e acredita-se que a precisão da calibração tem variado, no pior dos casos, menos que 20%. Varreduras de Júpiter foram feitas durante cerca de 12 minutos para verificar o feixe e confirmar as calibrações. A calibração do instrumento é feita supondo-se o céu dividido em duas metades. Se uma delas estiver a uma temperatura  $T_1$ , a outra a uma temperatura  $T_2$  e o centro do padrão de oscilação do feixe estiver localizado na fronteira entre as regiões, o resultado de uma observação é dado por  $\Delta T = T_1 - T_2$ .

Os projetos e conceitos de experimentos utilizados no ACME-SP e no ACME-MAX são complementares em diversos sentidos. Eles utilizam duas tecnologias diferentes, ambas de ponta. As dificuldades de se trabalhar a temperaturas criogênicas é bastante grande e ambos os grupos dominaram o processo de operar os detectores a baixas temperaturas, o que implica em carregar um suprimento de He e N líquidos para o Pólo Sul e manter o sistema resfriado durante cerca de dois meses ou operá-lo a bordo de balão estratosférico, monitorando seu desempenho num vôo a uma altitude de 35 - 40 km e a temperaturas tão ou mais baixas (durante vôos noturnos) que as do continente Antártico. O uso do refrigerador desmagnetizado adiabaticamente permite que se atinjam temperaturas de sistema inferiores a 1 K durante várias horas, tempo suficiente para um vôo de balão bem sucedido. Em termos de frequência de operação cobre-se basicamente a faixa milimétrica do espectro correspondente a um intervalo de aproximadamente 300

GHz, o que permite, combinando-se resultados, uma melhor compreensão da característica espectral das flutuações da RCF. Um experimento anterior da série ACME (Meinhold e Lubin 1990) fez a cobertura da parte do espectro não observada pelo ACME-MAX e pelo ACME-SP, em 90 GHz. Somados a outros experimentos em escalas angulares que vão desde segundos de arco até 7°, existem, atualmente, medidas de variações de temperatura na RCF em um intervalo que vai, grosseiramente, de 5 a 500 GHz.



## CAPÍTULO 3

### YLM\_DCMP: UM ALGORITMO PARA ANÁLISE HARMÔNICA DE MAPAS DO CÉU

Os mapas do COBE foram utilizados na procura de manchas (descrita no Capítulo 5 deste trabalho) e também na comparação com os resultados obtidos pelos experimentos realizados pelo grupo de cosmologia da UCSB em média escala angular. Alguns dos parâmetros procurados nos mapas foram os termos de dipolo (causado pelo movimento da Terra em relação ao referencial da RCF, usado para verificação da posição dos mapas), o termo de quadrupolo e o espectro de potência. Para isso foi desenvolvido um algoritmo baseado no método de decomposição em valores singulares que fornece, além dos termos de multipolo da expansão em harmônicos esféricos, os valores da matriz de covariância utilizado na determinação da temperatura rms do céu e o espectro de potência não-normalizado da RCF, obtido a partir dos coeficientes da expansão em harmônicos esféricos.

A redução dos dados dos DMR é feita pelo Goddard Space Flight Center e o produto fornecido à comunidade científica é um mapa completo do céu, em coordenadas Galácticas, já com a componente de dipolo removida. Esse processo é descrito em detalhes em Torres *et al.* (1990) e Gulkis e Janssen (1992) e consiste em montar, a partir das observações centradas em um determinado pixel, um mapa onde o conjunto de dados é representado pela expressão

$$S_{ij} = T_i - T_j + \sigma. \quad (3.1)$$

$T_i$  e  $T_j$  são temperaturas associadas aos pixels  $(i, j)$  e cada pixel  $i$  está associado a um subconjunto  $\{j\}_i$  do conjunto total, sendo  $\sigma$  o erro associado a todas as diferenças  $S_{ij}$ . Como a separação entre as cornetas dos DMR é de  $60^\circ$ , cada pixel  $i$  estará associado com medidas diferenciais entre ele e um anel de  $P$  pixels distante  $60^\circ$  de  $i$ , chamados de  $\{j\}_i$ , univocamente definido em relação a  $i$ . Nesse caso, o erro associado a  $S_{ij}$  é dado por (Janssen e Gulkis 1991):

$$\sigma = \frac{\sqrt{2}T_{sis}}{\sqrt{Bt/NP}}, \quad (3.2)$$

em que  $T_{sis}$  é a temperatura de ruído do sistema (dada pela soma das contribuições da temperatura da antena e da temperatura do receptor+amplificador),  $B$  é a largura de banda do receptor,  $t$  é o tempo de integração,  $N$  é o número de pixels no céu e  $P$  é o número de pixels contido no anel em torno de  $i$ . O fator  $\sqrt{2}$  vem do fato de se medir a diferença entre duas fontes de ruído, o que acarreta um aumento de  $\sqrt{2}$  no ruído total observado. A partir daí pode-se formar um somatório e minimizar as diferenças entre as observações reais  $T_i$  e  $T_j$  e a diferença  $S_{ij}$  usando o procedimento de  $\chi^2$  definido como

$$\chi^2 = \frac{1}{2\sigma^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^P (T_i - T_j - S_{ij})^2. \quad (3.3)$$



Diferenciando-se o sistema de equações descrito em (3.3) em relação a  $T_k$  e o igualando a zero, de acordo com o procedimento de mínimos quadrados, teremos a solução do sistema dada pelo conjunto de diferenças de temperatura  $S_{ij}$ . O fator 1/2 deve-se ao fato de que cada par  $(i, j)$  aparece duas vezes nos somatórios. Os mapas são formados pelo conjunto das  $T_k$  que minimizam  $\chi^2$  para uma determinada distribuição de  $S_{ij}$ .

Um mapa do céu criado a partir dos dados dos DMR consiste em um conjunto de pixels fornecidos pelo CDAC (Cosmological Data Analysis Center): um arquivo contendo 6144 valores correspondentes a diferenças de temperatura sobre toda a esfera celeste e o número de observações correspondentes a cada pixel. Dessa forma, foram criados arquivos para os seis canais dos DMR. Até o presente momento existem, disponíveis para a comunidade, mapas de um, dois anos e um e dois anos combinados de observações. O processo de redução e preparação dos mapas é transparente ao usuário e os possíveis erros introduzidos durante a confecção dos mapas foram discutidos por Kogut (1992). Um programa que permite a apresentação dos mapas em diversos sistemas de referência (coordenadas Galácticas são o padrão) e projeções (a projeção Hammer-Aitoff é a padrão) com diversas opções de confecção foi desenvolvido para a visualização rápida dos mapas.

A análise propriamente dita é feita sobre os conjuntos de 6144 pixels. A equipe do COBE escolheu uma representação conhecida como “esfera quadrilateralizada” (Chan e O’Neill 1975; O’Neill e Loubser 1976; Torres *et al.* 1990), em que a esfera celeste é projetada sobre as seis faces de um cubo e cada face é dividida em 1024 pixels (32x32), no caso dos DMR. Esse método permite usar as simetrias de rotação sobre a superfície do cubo e ganhar acesso mais rápido a um determinado pixel (que representa um ponto sobre a esfera celeste).

Uma das maneiras de se estudar a distribuição de temperaturas da RCF sobre a esfera celeste é expandi-la em séries de funções ortogonais. A escolha natural é utilizar os harmônicos esféricos como funções de base, de modo a conhecer a amplitude correspondente a cada modo. O método de ajuste utilizado é o de mínimos quadrados, em que um conjunto de dados (a distribuição de temperaturas) é comparado a um determinado modelo (os harmônicos esféricos) que é uma combinação linear de um certo número de funções de  $\theta$  e  $\phi$ . A expressão geral para esse tipo de modelo é:

$$Ax = b, \quad (3.4)$$

em que  $A$  é a matriz de transformação que mapeia o vetor  $x$  no vetor  $b$ . Como, nesse caso,  $b$  é o vetor de dados (conhecido), o que se deseja obter é a transformação inversa. Em particular, pode-se representar a Expressão 3.4 como uma expansão em séries de Fourier do tipo:

$$y(x) = \sum_{k=1}^M a_k Y_k(x), \quad (3.5)$$

em que  $Y_k(x)$  são as funções de base, os  $a_k$  são os coeficientes de Fourier da expansão.  $M$  é a ordem máxima da expansão em série. Nesse caso, a expansão da distribuição de temperaturas é dada pela expressão:

$$T(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi), \quad (3.6)$$

em que  $T$  é a função que descreve a distribuição de temperaturas sobre a esfera celeste,  $\theta$  e  $\phi$  são os ângulos polar e azimutal usados na definição do sistema de coordenadas,  $a_{lm}$  são os coeficientes da expansão e  $Y_{lm}$  são os harmônicos esféricos. Com a expansão em harmônicos esféricos, pode-se obter os coeficientes  $a_{lm}$  até ordem  $l_{max} = 20 - 30$ , dependendo da capacidade da máquina utilizada, e pode-se então determinar diretamente o espectro de potência da RCF. A figura de mérito definida para analisar a qualidade do ajuste é o teste de  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[ y_i - \sum_{k=1}^M a_k Y_k \right]^2, \quad (3.7)$$

em que  $N$  é o número total de pixels utilizados no ajuste e  $M$  é a ordem máxima da expansão em harmônicos esféricos. Na equação 3.7,  $\sigma_i$  são os erros associados a cada ponto.

Para isso, foi desenvolvido um algoritmo original baseado no método conhecido como Decomposição em Valores Singulares (doravante SVD), discutido por Press *et al.* (1992). YLM.DCMP/SVD (Wuensch, Lubin e Villela 1994; Wuensch, Lubin e Villela 1995, doravante WLV94, WLV95) foi escolhido como alternativa para o método correntemente utilizado na análise harmônica das flutuações da RCF. SVD possui uma série de vantagens: é um método robusto (ver a definição de robustez em WLV95) e foi escolhido devido à preocupação com a inversão de matrizes muito grandes ( $\gtrsim 4000 \times 4000$ ). Ele apresenta-se como uma alternativa viável também em termos de tempo de processamento. Por uma questão de completeza, as definições utilizadas em WLV95 serão transcritas aqui, visando com isso não prejudicar a clareza do texto. Define-se as funções de base ponderadas como:

$$A_{ij} = \frac{Y_j(x_i)}{\sigma_i}. \quad (3.8)$$

Nesse caso,  $A$  é a matriz de harmônicos esféricos ponderada pelos erros associados a cada pixel.  $A$  é geralmente  $M \times N$  ( $M \geq N$ ), por ser muito mais comum existirem mais pontos do que parâmetros num procedimento de ajuste. As diferenças de temperatura ponderadas pelos erros são armazenadas no vetor

$$b_i = \frac{y_i}{\sigma_i}. \quad (3.9)$$

Como os harmônicos esféricos são criados a partir dos polinômios associados de Legendre, é importante que se tenha certeza da estabilidade da relação de recorrência utilizada. Escolheu-se uma descrita em Abramowitz e Stegun (1972) e codificada em Press *et al.* (1992):

$$(l - m)P_l^m = x(2l - 1)P_{l-1}^m - (l + m - 1)P_{l-2}^m, \quad (3.10)$$

em que  $l$  e  $m$  são os índices polar e azimutal dos harmônicos esféricos ( $l \geq m$ ,  $m \geq 0$  e  $-1 \leq x \leq 1$ ;  $x \equiv \cos\theta$ ), de acordo com a convenção normalmente usada). Para  $l = m$  tem-se a chamada “expressão fechada”, no sentido de que ela somente depende de  $m$ :

$$P_m^m = (-1)^m (2m - 1)!! (1 - x^2)^{m/2}, \quad (3.11)$$

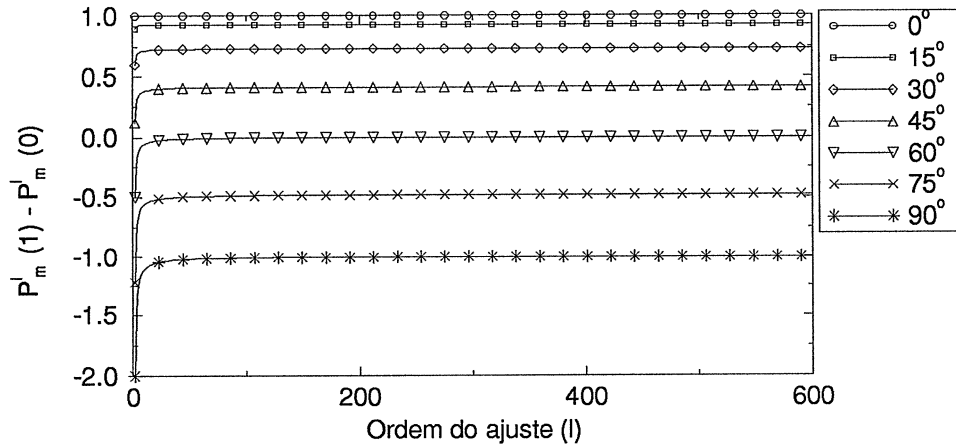


Fig. 3.1 - Teste de estabilidade da relação de recorrência para os polinômios de Legendre

$n!! = \prod_{i=1}^n n_i$ , definido como sendo o produto de todos os inteiros ímpares menores ou iguais a  $n$ . Usando  $l = m + 1$  e  $P_{m-1}^m = 0$  em (3.10), chega-se a:

$$P_m^{m+1} = x(2m + 1)P_m^m. \quad (3.12)$$

As equações 3.11 e 3.12 fornecem os valores iniciais para a equação 3.10 para um dado  $l$ . A estabilidade da relação de recorrência dada por 3.10 foi testada usando-se aritmética de dupla precisão num microcomputador 486 compatível com um IBM-PC, e verificou-se que a relação é estável em mais de 1 parte em  $10^6$  até  $l = 600$ . A Figura 3.1 mostra o resultado dos testes e deve-se notar o patamar atingido antes que o teste chegasse a  $l = 20$ . Isso significa que a solução escolhida é estável e não inclui uma componente exponencial. A descrição do teste que verifica a estabilidade de relações de recorrência de polinômios ortogonais pode ser encontrada em Press *et al.* (1992).

A tarefa desempenhada pelo SVD é resolver um determinado conjunto de equações lineares do tipo definido em (3.4), em que o vetor de dados  $x$  é mapeado no espaço  $a$  através da transformação linear definida pelas funções de base  $Y_{lm}$ . Quando a matriz de transformação  $A$  (definida em 3.8) é singular, o vetor  $b$  não é totalmente mapeado no vetor  $x$ ; parte dele será projetada em um subespaço nulo. SVD constrói uma base para o espaço nulo (aquele em que não existe solução para o vetor  $x$ ) e uma outra para o espaço normal de mapeamento (chamado de *alcance* de  $A$ ). O conjunto de soluções obtido mostrará se  $b$  se encontra “no *alcance* de  $A$ ” ou não. Caso  $b$  seja mapeado dentro do *alcance*, a solução será dada por vetores definidos dentro do *alcance* mais uma combinação linear de vetores do espaço nulo (mais de uma solução). Se se deseja isolar uma delas, a melhor estratégia é desprezar a combinação linear dos vetores no espaço nulo. A razão para isso é que se deseja minimizar os resíduos do ajuste  $r = |A \cdot x - b|^2$  e, ao se desprezar soluções definidas no espaço nulo, despreza-se soluções que, provavelmente, incluem erros de arredondamento ou um conjunto de funções de base não adequado. Esse tipo de soluções direciona a solução na direção do espaço nulo e, conseqüentemente, o resultado é um ajuste de má qualidade.

O algoritmo é executado da seguinte forma: YLM\_DCMP/SVD decompõe a matriz  $A$  em três matrizes “ortogonais”  $U(N \times M, N \geq M)$ ,  $W(M \times M)$  e  $V^T(M \times M)$ . A matriz de saída  $U$  contém, em suas colunas, as funções ortonormais desejadas. Nesse

caso, as funções são  $Y_{lm}$  modificados.  $W$  é uma matriz diagonal cujos elementos  $w_i$  são iguais a zero ou positivos e são chamados de “valores singulares”. Eles indicam como a decomposição foi feita ou, em outras palavras, quão próxima de singular a matriz  $A$  estava. No caso de uma matriz singular (ou próxima de singular) ajustam-se os valores  $w_i = 0$  (Press *et al.* 1992), o que significa desprezar um conjunto de funções de base que poderia projetar parte do vetor de dados em um subespaço nulo.  $V^T$  é utilizada para calcular a matriz de covariância e os coeficientes de ajuste. Caso uma singularidade seja encontrada no processo de decomposição, isso indica que a dimensão do espaço inicial não era  $M$ . As colunas de  $U$  que correspondem a  $w_i = 0$  são, possivelmente, funções de base degeneradas e devem ser descartadas do conjunto de funções que forma a base desse espaço.

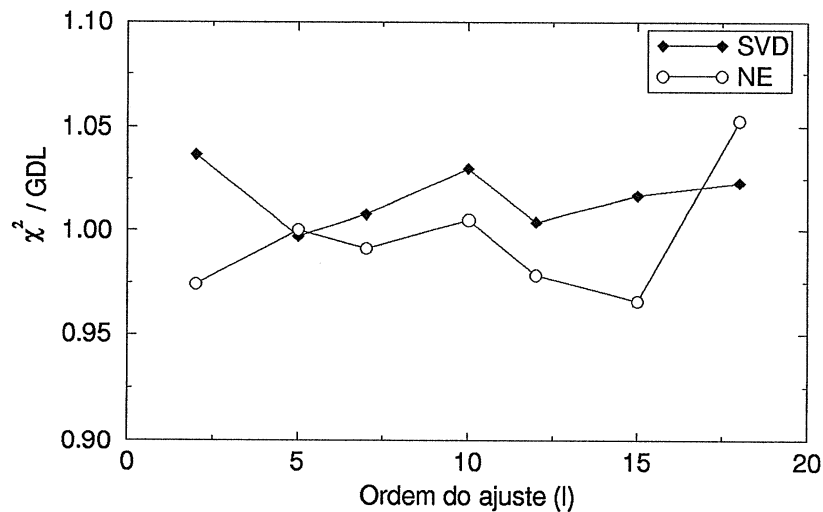


Fig. 3.2 - Comportamento do ajuste a expansão em harmônicos esféricos para diversos  $l$  usando as técnicas de SVD e NE

O desempenho do YLM\_DCMP/SVD foi comparado ao de um algoritmo baseado na técnica das equações normais (NE). Verificou-se principalmente a qualidade do ajuste, baseada no  $\chi^2/GDL$  obtido para o ajuste de um determinado conjunto de dados. A Figura 3.2 mostra  $\chi^2/GDL$  para ambas as técnicas, com ajustes feitos para diferentes  $l$ . A parcela da esfera celeste correspondente ao Plano Galáctico não foi removida; nota-se claramente que ambos os ajustes são bastante razoáveis, com um valor para  $\chi^2/GDL$  oscilando entre 0,9 e 1,1. Estudou-se também a estabilidade de  $\chi^2/GDL$  em função da remoção do Plano Galáctico e o resultado encontra-se na Figura 3.3. Para NE,  $\chi^2/GDL$  aumenta proporcionalmente com o número de pixels removidos do ajuste, sugerindo um ajuste mais pobre do que o obtido com SVD, em que  $\chi^2/GDL$  permanece estável.

Uma desvantagem clara ao utilizarmos SVD está no tempo necessário para se fazer ajustes a harmônicos esféricos de ordem maior que 10. O tempo necessário para se rodar um ajuste com SVD pode ser até 5 vezes mais longo do que o mesmo ajuste usando-se NE. Isso é um fator a ser considerado quando o tempo de CPU é crucial num determinado sistema. A Figura 3.4 mostra os tempos de execução de SVD e NE para um mesmo conjunto de dados e compara-se o tempo necessário para se montar a matriz  $A$ ,

executar o processo de inversão da matriz e calcular os coeficientes da expansão. Pode-se ver que, para  $l < 6$ , SVD é ligeiramente mais rápido que NE, embora essa diferença seja minimizada e claramente invertida (NE mais rápido que SVD) para  $l > 10 - 12$ .

Como produto secundário, SVD gera automaticamente, ao final da execução, um conjunto de bases ortonormais no espaço em que se está trabalhando. Sabe-se que os  $Y_{lm}$  são funções de base ortonormais sobre a superfície de uma esfera. Nesse caso particular, porém, é necessário remover uma “fatia” da esfera onde se encontra o Plano Galáctico, devido à falta de modelos que descrevam a emissão Galáctica com precisão suficiente para serem usados em estudos cosmológicos. A partir desse instante, a cobertura da esfera celeste deixa de ser completa e, além disso, com a ponderação dos dados pelos erros, a distribuição de temperaturas sobre a superfície da esfera também deixa de ser uniforme. Isso faz com que os  $Y_{lm}$  não sejam mais ortonormais sobre a esfera cortada. A obtenção de um outro conjunto completo de funções ortonormais sobre a superfície da esfera celeste é crucial na interpretação dos resultados da análise de dados. Entretanto, a codificação direta do método de ortogonalização de Gram-Schmidt, normalmente utilizado em problemas analíticos, é extremamente demorada e sujeita a erros (Wright 1993; Wright *et al.* 1994). SVD automaticamente executa um processo análogo ao de Gram-Schmidt, e retorna uma outra base, ortonormal sobre a esfera cortada. Outros autores desenvolveram processos alternativos (Górski *et al.* 1994, por exemplo) e, comparando-se os processos, percebe-se que os três apresentam resultados bastante semelhantes.

A base ortonormal incluindo os pesos desiguais para diferentes pixels e a remoção de parte da esfera celeste têm diversas aplicações. Elas podem ser utilizadas na análise de Fourier de mapas com cobertura reduzida do céu e facilita o cálculo das matrizes de correlação das amplitudes de Fourier para anisotropia e padrão de ruído. Pode-se computar também a função de probabilidade de parâmetros para modelos de formação de estruturas usando-se o novo conjunto de funções de base.

Pode-se descrever as novas funções num espaço linear N-dimensional  $R_{l_{max}}$ , gerado a partir da ordem da expansão em harmônicos esféricos que se deseja fazer. O vetor gerado nesse espaço possui dimensões  $(l_{max} + 1)^2$ , ordenado da seguinte forma:  $\vec{y} = (Y_{0,0}, Y_{1,0}, Y_{1,-1}, \dots, Y_{l_{max}, l_{max}})$ . O vetor pode ser indexado usando-se um índice  $i$ , tal que  $i = l^2 + l + m + 1$  e a associação inversa é:  $l = \text{int}(\sqrt{i - 1})$  e  $m = i - (l^2 + l + 1)$ . A expansão em séries de harmônicos esféricos de uma função  $f \in R_{l_{max}}$  é feita de acordo com a equação 3.6. Em notação matricial, podemos escrever  $f(\Omega) = a^T \cdot Y$ , com  $a_i = \int_{4\pi} d\Omega f(\Omega) Y_i(\Omega)$ . No caso de duas funções quaisquer  $f, g \mid f, g \in R_{l_{max}}$  pode-se escrever:

$$\langle fg \rangle_{\text{céu}} = \int_{4\pi} d\Omega f(\Omega) g(\Omega) \quad (3.13)$$

$$= \Omega_{\text{pixel}} \sum_p f(p) g(p). \quad (3.14)$$

$p$  pertence ao conjunto de 6144 pixels nos quais a esfera celeste é mapeada. Conforme mencionado, a necessidade de se eliminar uma fatia da esfera celeste devido à contaminação Galáctica em baixas latitudes introduz um problema de mistura de modos harmônicos, de modo que os harmônicos esféricos continuam sendo um conjunto de funções de base linearmente independente, mas não mais ortogonais. Por exemplo, o corte de  $20^\circ$  em relação ao Plano Galáctico implica em remover cerca de 33% do total dos pixels. Isso

faz com que diferentes modos se acoplem, causando o que se convencionou chamar de “vazamento”, ou mistura de modos. A matriz de acoplamento pode ser definida como

$$\langle Y \cdot Y^T \rangle_{corte} = \mathcal{C}. \quad (3.15)$$

O problema então é definir uma nova base em que os harmônicos esféricos sejam ortogonais e descrever suas amplitudes em termos das amplitudes antigas (as calculadas para uma geometria perfeitamente esférica). Em outras palavras, define-se um novo conjunto de funções de base  $\mathcal{Y}_{SVD}$ , em que  $\langle \mathcal{Y}_{SVD} \mathcal{Y}_{SVD}^T \rangle_{corte} = I$ . As novas bases são ortonormais com precisão absoluta (verificada pelo produto escalar entre diferentes modos de  $\mathcal{Y}_{SVD}$ ) melhor que  $10^{-6}$ . Então, a mesma função  $f$  pode ser representada no espaço  $R_{l_{max}}$  por  $f = c^T \mathcal{Y}_{SVD}$ , em que  $c = \langle f \mathcal{Y}_{SVD} \rangle$ . A matriz de acoplamento pode ser fatorizada e decomposta em duas matrizes  $\mathcal{L}$  e  $\mathcal{L}^T$ , triangular inferior e superior, respectivamente, usadas na associação das duas bases  $Y$  e  $\mathcal{Y}_{SVD}$ :

$$\mathcal{Y}_{SVD} = \mathcal{L}^T Y \quad ; \quad \mathcal{Y}_{SVD}^T = Y^T \mathcal{L}^{-T}, \quad (3.16)$$

de modo que

$$\langle \mathcal{Y}_{SVD} \mathcal{Y}_{SVD}^T \rangle_{corte} = I. \quad (3.17)$$

Dessa forma, a condição de ortonormalidade das funções de base para a geometria utilizada é redefinida. Assim, no espaço “normal”  $f = a^T Y$  e no espaço “cortado”  $f = c^T \mathcal{Y}_{SVD}$ . Usando as definições da matriz de acoplamento, podemos escrever uma relação constitutiva entre as amplitudes nas diferentes representações:

$$c = \mathcal{L}^T a \quad ; \quad a = \mathcal{L}^{-T} c. \quad (3.18)$$

A vantagem dessa construção, a exemplo de Górski (1994), é a determinação algébrica exata da expressão que descreve um determinado modo harmônico. Devido à forma de  $\mathcal{L}^T$  e  $\mathcal{L}^{-T}$ , a representação de um modo  $c_i$  é determinada pelos  $a_j$  com  $j > i$ . Isso permite a eliminação algébrica dos termos de monopolo e dipolo pela simples eliminação dos 4 primeiros termos de  $c_i$ , conservando intacta a informação contida no mapa para ordens maiores que  $l \geq 2$ . O problema de haver transferência de potência de harmônicos de ordem superior a  $l_{max}$  para a decomposição não representa um problema muito grave no caso dos DMR, já que o feixe empregado não é sensível a harmônicos de ordem superior a 39, conforme mostrado na Figura 2.4.

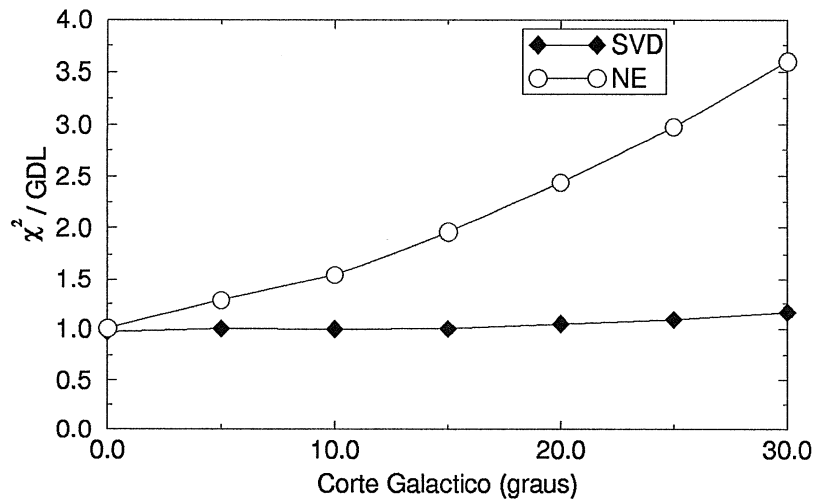


Fig. 3.3 - Comportamento do ajuste a expansão usando as técnicas de SVD e NE para diferentes cortes do Plano Galáctico

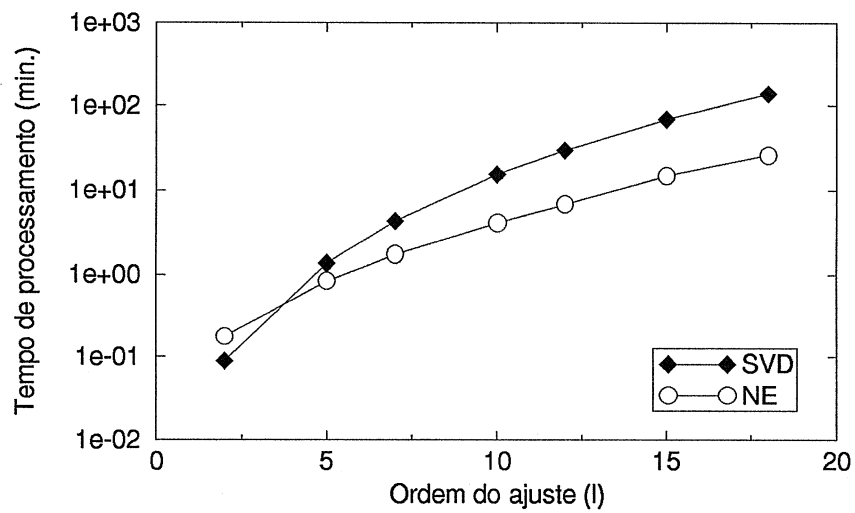


Fig. 3.4 - Tempo de processamento de um mapa do céu usando SVD e NE em função da ordem do ajuste

## CAPÍTULO 4

### MODELAGEM DA EMISSÃO GALÁCTICA

O estudo da RCF é dificultado sobremaneira devido à baixíssima intensidade do sinal emitido. No caminho entre o último espalhamento dos fótons e sua detecção na Terra diversos contaminantes podem alterar a característica do sinal. Um dos mais importantes contaminantes nesse processo é a emissão Galáctica, constituída basicamente por emissão síncrotron, emissão de poeira e emissão livre-livre ou bremsstrahlung. Na faixa do espectro em que os experimentos para medir a anisotropia da RCF são projetados, existe uma “janela” para observação onde a intensidade da anisotropia medida da RCF é um pouco maior que a das emissões síncrotron e bremsstrahlung e onde a emissão de poeira ainda não é o processo dominante, o que ocorre para frequências maiores que  $\gtrsim 300\text{-}400$  GHz. A Figura 1.7 (Capítulo 1) mostra as curvas dos processos acima mencionados bem como as curvas que descrevem a anisotropia de dipolo e  $(\Delta T/T)_{rms}$ . Uma descrição atual das limitações causadas pelos contaminantes Galácticos nas medidas da RCF é feita por Brandt *et al.* (1994).

A emissão síncrotron Galáctica é resultado da radiação emitida por elétrons acelerados pelo campo magnético Galáctico. A intensidade emitida em função da densidade numérica local de elétrons ( $\propto n_e(E)dE \propto E^{-\gamma}dE$  -  $E$  é a energia do elétron e  $\gamma$  o expoente da lei de potência que descreve o espectro de energia) e da intensidade do campo magnético local pode ser expressa como (Banday e Wolfendale 1991; Masi *et al.* 1991; Bennett *et al.* 1992; Readhead e Lawrence 1992):

$$I(\nu) = \int \varepsilon(\nu) dl, \quad (4.1)$$

em que  $\nu$  é a frequência e  $\varepsilon$  é a emissividade por unidade de volume, dada por:

$$\varepsilon(\nu) \propto B_{\perp}^{(\gamma+1)/2} \nu^{-(\gamma-1)/2}. \quad (4.2)$$

Nesse caso,  $B_{\perp}$  é a componente do campo magnético Galáctico efetivo perpendicular à linha de visada. A radiação observada por uma antena pode ser descrita em termos da intensidade emitida e da frequência de observação. A temperatura de brilho (ou temperatura de antena) medida por uma antena em uma certa direção é dada pela expressão:

$$T_{ant} = \frac{c^2 I(\nu)}{2\nu^2 k}, \quad (4.3)$$

em que  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $k$  é a constante de Boltzmann. Pode-se ver que a temperatura medida possui uma dependência com a frequência do tipo  $T \propto \nu^{-\beta}$ , com  $\beta = (\gamma + 3)/2$ .

O mapa utilizado neste trabalho foi produzido por Haslam *et al.* (1981), em 408 MHz. Ele é um levantamento completo do céu, feito por diversos telescópios com feixes de tamanhos quase idênticos. A versão utilizada possui pixelização de  $0,5^{\circ} \times 0,5^{\circ}$ . Pode-se observar nesses mapas que a distribuição de temperatura depende fortemente da densidade local de elétrons ao longo da linha de visada. Como  $n_e(E)$  varia devido a perturbações



de diversos tipos em função da latitude Galáctica, é de se esperar que não somente  $T$  mas também  $\beta$  varie em função da posição. De fato, isso é o que acontece e diversos valores médios em função da intensidade do campo magnético Galáctico são apresentados em Bennett *et al.* (1992). Comparando-se o mapa em 408 MHz com os mapas dos DMRs (31,5; 53 e 90 GHz), para um mesmo valor do campo magnético, percebe-se que os valores são praticamente constantes. Mesmo comparando-se o mapa em 408 MHz com outros levantamentos em 1,420 (Reich 1982; Reich e Reich 1986; Reich e Reich 1988), nota-se que, para um mesmo valor do campo magnético, a variação do índice espectral não é muito grande (menos de 10% em um intervalo de cerca de 100 GHz, crescendo de 2,5% num campo de 0,1  $\mu$ G até 9% para 5  $\mu$ G). Comparou-se o valor médio - tomado a partir da comparação entre o levantamento de Haslam *et al.* (1981) e as frequências dos DMRs - para as diversas intensidades do campo magnético e, como a variação relativa desses valores médios é de 10,4%, adotou-se o valor médio calculado a partir da Tabela 1 de Bennett *et al.* (1992), obtendo  $\beta_{m\u00e9dio} = 2,88$ . Caso se tome como hipótese que o campo magnético Galáctico é da ordem de 5  $\mu$ G,  $\beta_{m\u00e9dio-5} = 2,78$ . Para  $B = 2,5 \mu$ G,  $\beta_{m\u00e9dio-2,5} = 2,88$  e para  $B = 1 \mu$ G,  $\beta_{m\u00e9dio-1} = 2,97$ . Esse valor difere do utilizado por Kallas *et al.* (1983) em  $\approx 7\%$ , mas as considerações feitas sugerem uma maior precisão no índice de Bennett *et al.* (1992). Por essa razão, foi adotado o valor  $\beta_{m\u00e9dio} = 2,88$  na confecção dos mapas.

Elétrons acelerados por campos Coulombianos de núcleos (e vice-versa) emitem a chamada radiação livre-livre ou bremsstrahlung causada, basicamente, por  $H\alpha$  ( $\lambda = 6563\text{\AA}$ ). Sua intensidade é dada por (Bennett *et al.* 1992):

$$I(R) = 0,44EM_{cm^{-6}pc}(T_e/8000K)^{-0,5}[1 - 0,34\ln(T_e/8000K)], \quad (4.4)$$

em que a unidade de intensidade é o Rayleigh ( $1 R = 2,42 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ).  $EM$  é a medida da emissão das cargas, dada por  $\int n_e^2 dl$ . A expressão para temperatura de antena, supondo-se que a densidade de elétrons  $n_e$  é igual à densidade de íons  $n_i$ , é:

$$T_{ant}(\mu K) = 0,83Z^2EM_{cm^{-6}pc}f(\nu, T_e), \quad (4.5)$$

em que  $f(\nu, T_e)$  é dada por:

$$f(\nu, T_e) = \frac{1 + 0,23\ln(T_e/8000 K) - 0,15\ln Z - 0,15\ln(\nu/53 GHz)}{(\nu/53 GHz)^2 (T_e/8000 K)^{1/2}}. \quad (4.6)$$

A expressão que relaciona a temperatura de antena em 53 GHz e a intensidade emitida pelos elétrons é:

$$T_{ant} = I(R) \frac{2\mu K}{R}. \quad (4.7)$$

Os levantamentos feitos por Reynolds (1984; 1989) auxiliaram na determinação da densidade média dos elétrons e da fração ionizada da linha de visada ocupada por essas regiões. Reynolds (1984) verificou uma dependência da emissividade com a cossecante da latitude Galáctica e Bennett *et al.* (1992) apresentam uma expressão para o índice espectral da emissão bremsstrahlung, fracamente dependente da frequência e da temperatura típica dos elétrons:

$$\beta_{bmsst} = 2 + \frac{1}{10,48 + 1,5\ln(T_e/8000 K) - \ln \nu_{GHz}}. \quad (4.8)$$

Como os levantamentos de emissão bremsstrahlung são bastante escassos para regiões fora do Plano Galáctico e, nesse caso particular, não era necessário conhecer seus efeitos em detalhe ou discriminá-los dos causados pela emissão síncrotron mas sim diferenciar a soma de ambos do sinal medido da RCF, a forma mais direta de tratar a contaminação é subtraí-la do sinal total medido pela antena. No caso dos mapas sintéticos, foram usados diversos conjuntos de dados de regiões HII próximas ao plano e supôs-se que a contribuição era desprezível em regiões onde não se tem medidas. Assim, como foram removidos pontos a  $\pm 20^\circ$  do Plano Galáctico, somente são incluídas no mapa fontes que se encontram acima ou abaixo desse valor de latitude Galáctica. O índice espectral médio utilizado foi 2,1, valor utilizado por Bennett *et al.* (1992) na análise dos dados do COBE, obtido a partir da equação 4.8.

Para frequências mais altas que as dos DMRs, mas já na faixa de atuação do MAX, a emissão de poeira começa a ser o fator dominante. Embora a determinação do índice espectral e da temperatura da poeira apresente um enorme grau de incerteza, com valores bastante diferentes para pontos no e fora do Plano Galáctico, resultados recentes de outros experimentos além do usado nesse trabalho ajudaram a determinar dois valores, em função da latitude Galáctica. O mapa usado nesse trabalho é o levantamento completo do céu feito pelo satélite IRAS em  $100 \mu\text{m}$  (Beichman 1987), com pixelização de  $0,3^\circ \times 0,3^\circ$ . O espectro de poeira é um espectro de corpo negro distorcido (ou de “corpo cinza”) conforme mencionado por alguns autores na literatura. Em geral, pode-se caracterizar o espectro médio da emissão de poeira como

$$g(\nu) = 0,00016(\nu/900 \text{ GHz})^\beta B_\nu(T_p), \quad (4.9)$$

em que  $B_\nu$  é a função de Planck.  $T_p$  é a temperatura da poeira e  $\beta$ , o índice espectral. Resultados do COBE-FIRAS (Wright *et al.* 1991) indicam que  $\beta = 1,65$  e  $T_p = 23,3 \text{ K}$ . Esses valores foram obtidos para um mapa completo do céu, com uma antena cujo feixe possuía uma abertura de  $7^\circ$ . Diferentes versões do experimento MAX estimaram valores um pouco diferentes:  $T_p = 20 \pm 3 \text{ K}$  e  $\beta = 1,4 \pm 0,4$  (Fischer *et al.* 1992) e  $T_p = 18 \text{ K}$  e  $\beta = 1,4$  (Meinhold *et al.* 1993a). Como esses valores foram estimados na região da estrela  $\mu$ -Pegasi ( $\alpha = 22^h 50^m$ ,  $\delta = 24^\circ 33'$ ), longe do Plano Galáctico, pode-se escolher entre usar, como índice espectral, um ou outro valor em função da região que se deseja estudar.

Para a análise de dados do ACME-SP e para o vôo do MAX IV foram criados mapas simulados da emissão Galáctica combinada nas frequências de 35, 40, 45, 180, 270 e 360 GHz (Figuras 4.1, 4.3, 4.5, 4.7, 4.9 e 4.11). Embora as coordenadas de intensidade para os mapas não tenham sido colocadas, as regiões mais escuras são as mais “quentes”, isto é, as que emitem com maior intensidade na frequência em que o mapa foi criado. Os mapas foram produzidos em coordenadas equatoriais, com a ascensão reta variando de  $0^\circ$  a  $360^\circ$ , da esquerda para a direita, e a declinação variando de  $-90^\circ$  a  $+90^\circ$  de cima para baixo. A região em forma de “corcova” é o Plano Galáctico e as áreas pretas (na parte superior esquerda, cruzando o Plano Galáctico no centro do mapa e à direita) são regiões do céu que não foram observadas pelo satélite IRAS. As regiões mais claras são as de mais baixa temperatura. Pode-se ver claramente as partes do céu com baixa emissividade em que as observações do ACME-SP e do MAX foram feitas.

O mapa completo foi suavizado com um filtro gaussiano que simulava a resposta da antena do ACME-SP e do ACME-MAX, em que a temperatura de um dado pixel localizado na posição  $(\alpha_0, \delta_0)$  é dada pela expressão:

$$T_{\alpha_0, \delta_0} = \sum_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} \sum_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} \frac{T_{\alpha, \delta} W(\Delta\alpha, \Delta\delta, \sigma)}{\sum_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} \sum_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} W(\Delta\alpha, \Delta\delta, \sigma)}. \quad (4.10)$$

$W(\Delta\alpha, \Delta\delta, \sigma) = \exp[-0,5 (\Delta\alpha + \Delta\delta/\sigma)^2]$  é um filtro gaussiano bidimensional cujo eixo de simetria passa sobre o pixel em  $(\alpha_0, \delta_0)$  e  $\Delta\alpha, \Delta\delta$  são os ângulos entre o pixel em  $(\alpha_0, \delta_0)$  e um outro pixel qualquer dentro da área definida pelo filtro, que tem a forma de um “chapéu mexicano”.  $\sigma$  é a abertura da gaussiana utilizada como filtro.  $\alpha$  e  $\delta$  são os ângulos que definem a posição de um pixel qualquer dentro da área do “chapéu”. O procedimento é aplicado a todo o mapa e o resultado é uma imagem do céu tal como o MAX ou o ACME-SP a veriam, se pudessem fazer a cobertura completa do céu. As Figuras 4.2, 4.4, 4.6, 4.8, 4.10 e 4.12 mostram os mapas do céu nas frequências do ACME e do MAX após a suavização. O efeito do filtro é notado de forma mais clara na comparação entre as Figuras 4.7 e 4.8, 4.9 e 4.10 e 4.11 e 4.12.

Pode-se ver regiões fora do Plano Galáctico em que a intensidade de emissão é visivelmente mais baixa que a intensidade observada próxima ao Plano. A região escolhida para o estudo no Pólo Sul é a área clara no canto superior esquerdo das Figuras 4.2, 4.4 e 4.6 ( $\alpha = 0^h30^m, \delta = -61^\circ 54'$  e  $\delta = -63^\circ$ ). Já o MAX observou diversas regiões: GUM (Gamma Ursae Minoris) encontra-se na posição  $\alpha = 15^h20^m.7, \delta = 71^\circ 52', \mu$ -Pegasus ( $\alpha = 22^h50^m, \delta = 24^\circ 33'$ ),  $\sigma$ -Herculis ( $\alpha = 16^h30^m, \delta = 42^\circ 46'$ ) e  $\iota$ -Draconis ( $\alpha = 15^h25^m, \delta = 59^\circ 36'$ ). Estas áreas, de alguns graus quadrados no céu, foram escolhidas em função da baixa emissividade nas frequências de observação de cada uma das missões. Após a suavização, simulações das varreduras eram feitas sobre as regiões objetivando determinar a resposta do detector. Após as missões, os mesmos mapas foram usados para determinar a contribuição Galáctica e subtraí-la das observações. Testes feitos *a posteriori* confirmaram a precisão do modelo, cujos resultados diferiam de observações reais em menos de 10%.



Fig. 4.1 - Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 35 GHz.

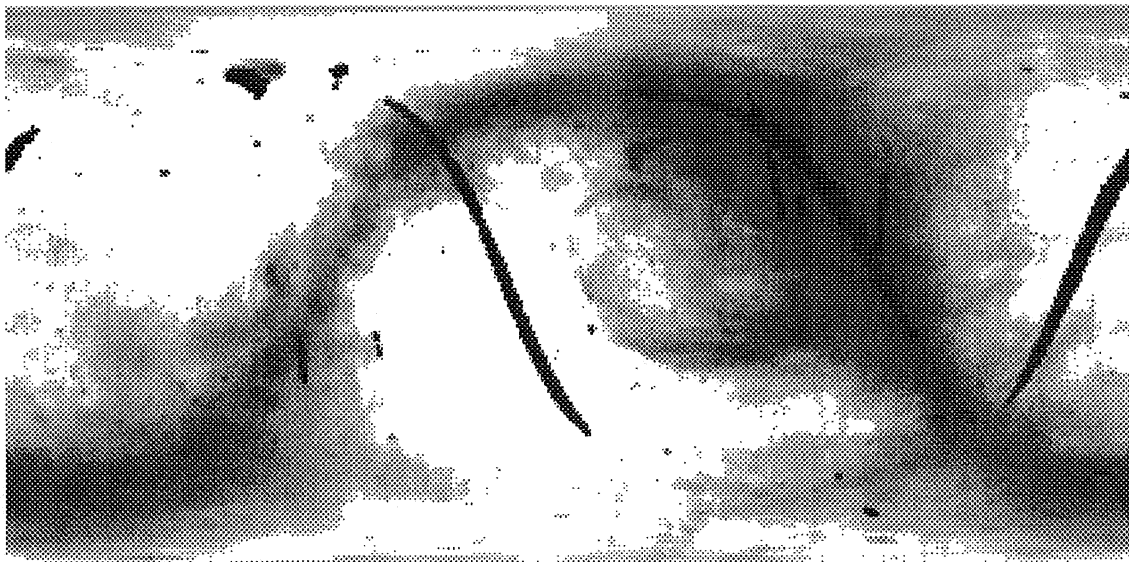


Fig. 4.2 - Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 35 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento ACME.

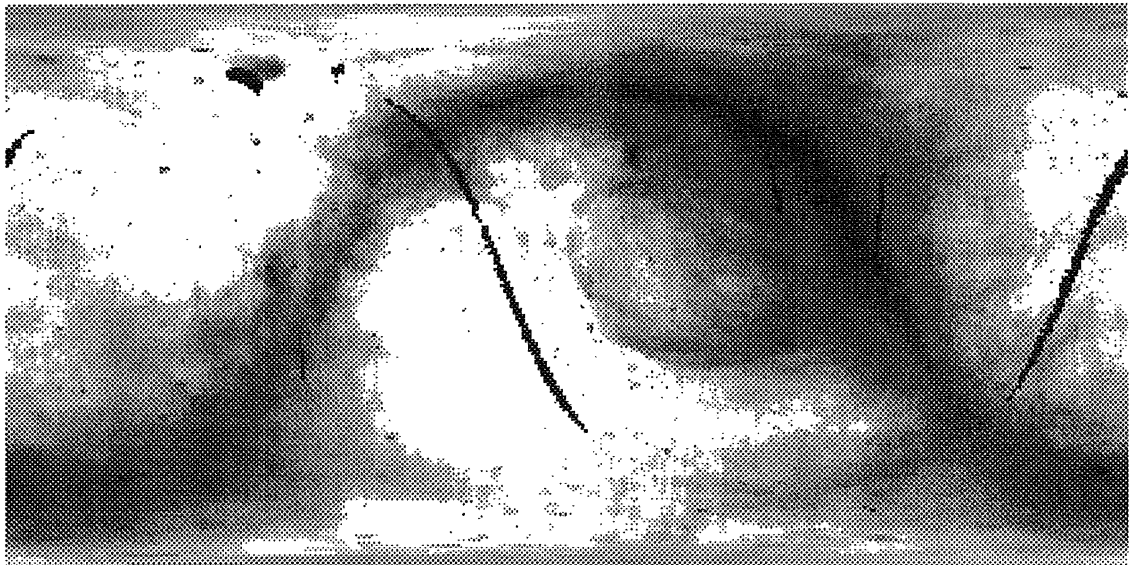


Fig. 4.3 - Mapa sintético de emissão Galáctica na freqüência de 40 GHz.

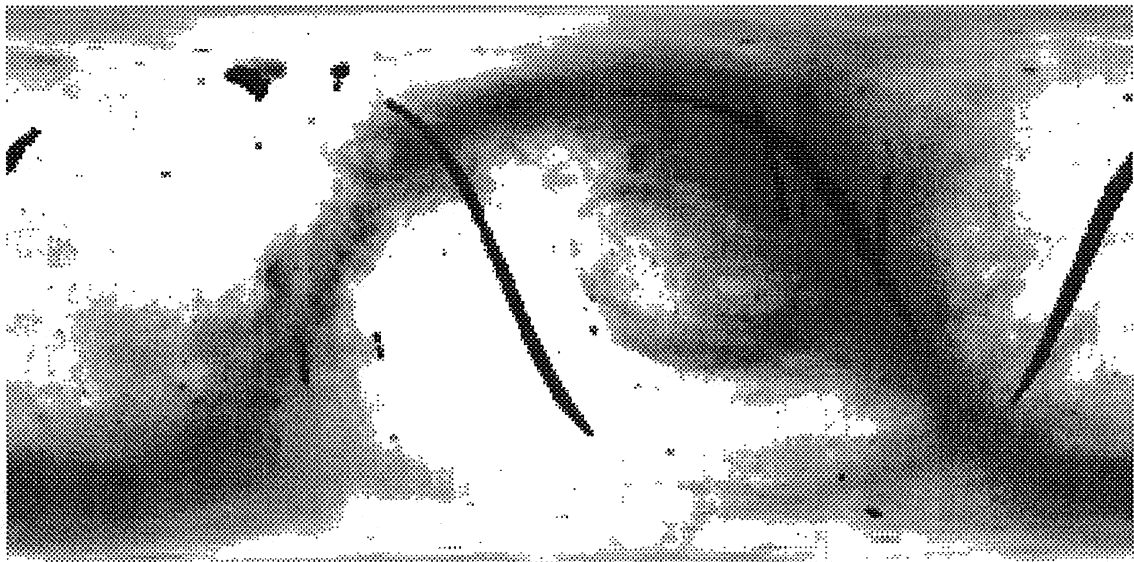


Fig. 4.4 - Mapa sintético de emissão Galáctica na freqüência de 40 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento ACME.

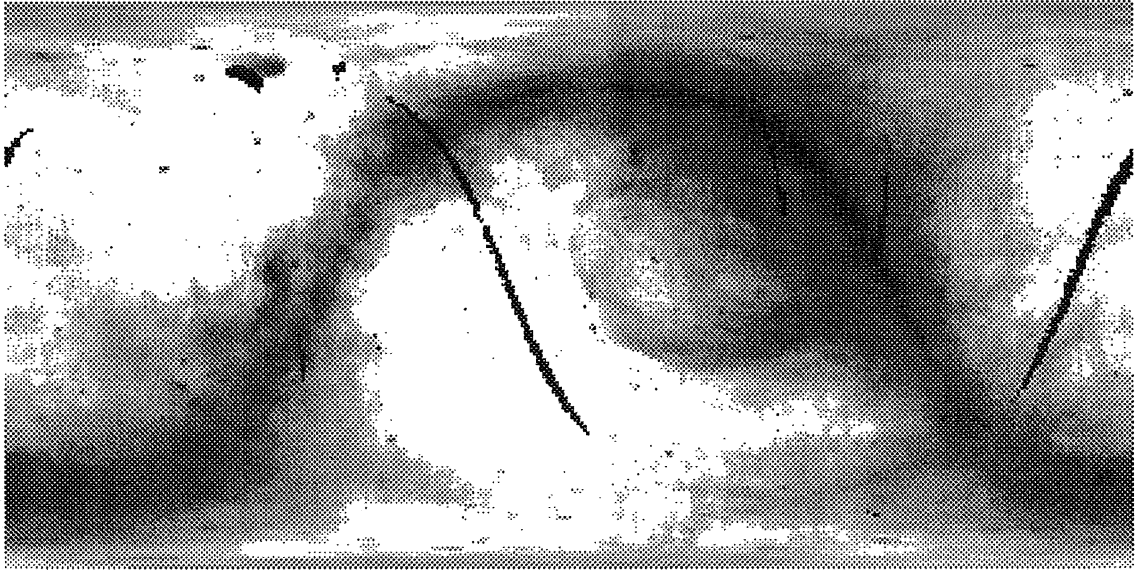


Fig. 4.5 - Mapa sintético de emissão Galáctica na freqüência de 45 GHz.



Fig. 4.6 - Mapa sintético de emissão Galáctica na freqüência de 45 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento ACME.



Fig. 4.7 - Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 180 GHz.



Fig. 4.8 - Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 180 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento MAX.



Fig. 4.9 - Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 270 GHz.

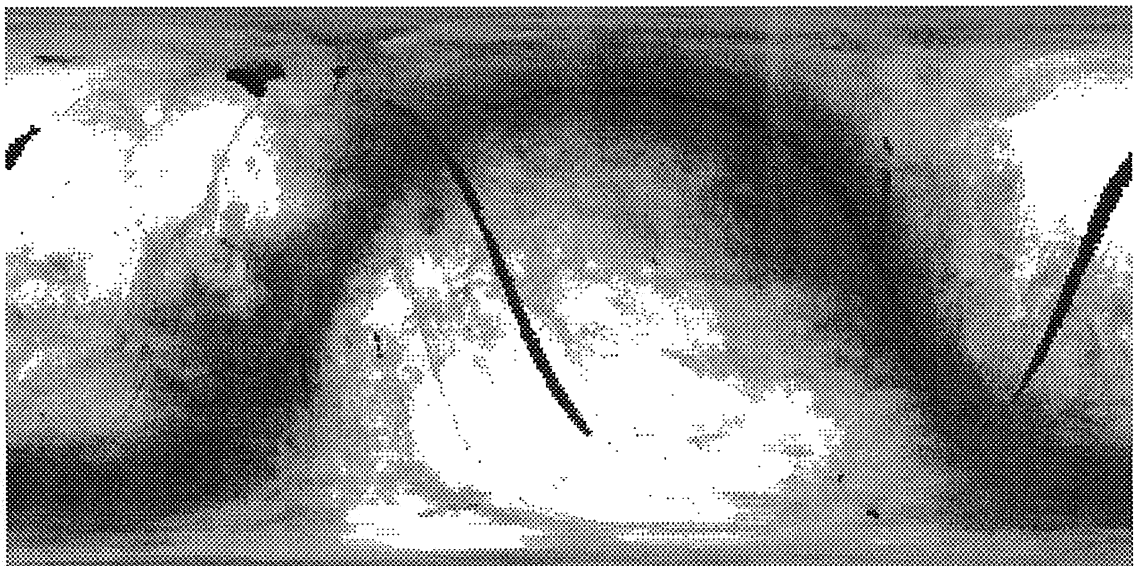


Fig. 4.10 - Mapa sintético de emissão Galáctica na frequência de 270 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento MAX.





Fig. 4.11 - Mapa sintético de emissão Galáctica na freqüência de 360 GHz.

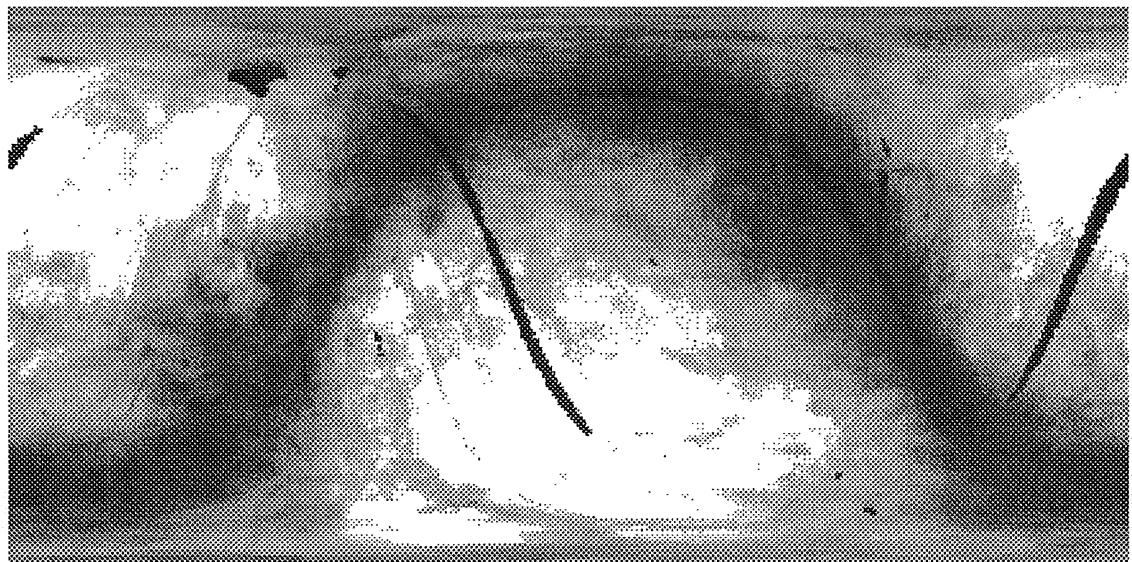


Fig. 4.12 - Mapa sintético de emissão Galáctica na freqüência de 360 GHz, suavizado com uma função-janela Gaussiana semelhante à originalmente utilizada pelo experimento MAX.

## CAPÍTULO 5

### A ESTATÍSTICA DA RADIAÇÃO CÓSMICA DE FUNDO

O estudo da estatística da RCF pode ser utilizado para se testar a hipótese que as flutuações de temperatura observadas pelo COBE e por experimentos em média escala angular são originadas de flutuações de densidade primordiais gaussianas com fases aleatórias (Smoot *et al.* 1994). A análise é válida enquanto o regime de evolução do Universo for linear, uma vez que no regime não-linear ocorre acoplamento de modos de propagação e as flutuações provavelmente deixam de ser gaussianas. Em particular, o campo de flutuações bidimensional observado por qualquer experimento será gaussiano caso as perturbações iniciais sejam gaussianas. Tais campos são perfeitamente descritos por sua função de correlação de dois pontos ou por seu espectro de potência (Bond e Efstathiou 1984; Sazhin 1985; Bond e Efstathiou 1987; Vittorio e Juszkiewicz 1987; Gott *et al.* 1990; Peebles 1993; White, Scott e Silk 1993; Wright *et al.* 1993; Ganga *et al.* 1994; Wright *et al.* 1994c).

A função de correlação de dois pontos é função somente do ângulo relativo entre dois pontos observados, conseqüência da homogeneidade e isotropia do espaço. A distribuição de temperaturas no espaço pode ser descrita por um campo aleatório bidimensional simplesmente com base nos seus componentes de Fourier. A descrição análoga numa geometria esférica é feita expandindo-se a função de distribuição de temperaturas em polinômios de Legendre ou, caso a área da esfera seja maior que  $\sim 10^0 \times 10^0$ , em harmônicos esféricos. A equação, em termos dos polinômios de Legendre, fica:

$$C(\Theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) C_l P_l(\cos\theta), \quad (5.1)$$

em que  $(2l+1)C_l$  é o espectro de potência associado com a expansão da radiação em harmônicos esféricos ( $Y_{lm}$ ) numa superfície esférica tendo o observador como centro dessa superfície. Para campos gaussianos, os coeficientes de expansão em harmônicos esféricos,  $a_{lm}$ , são variáveis gaussianas independentes com fase aleatória, média zero e variância dada por

$$\langle a_{lm} a_{l'm'} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l. \quad (5.2)$$

em que  $\delta_{ll'}$  e  $\delta_{mm'}$  são, respectivamente, as funções delta de Dirac para os índices  $l, l'$  e  $m, m'$  dos harmônicos esféricos. É importante ressaltar que, como no estudo da anisotropia da RCF não interessa o termo de monopolo da expansão (já determinado e não relevante para as flutuações) nem o de dipolo (de origem não-cosmológica), qualquer estudo estatístico relevante geralmente começa a partir do termo de quadrupolo.

Por outro lado, a análise deve levar em conta uma série de detalhes experimentais, dentre eles o tamanho finito do feixe do experimento que faz as medidas. Esse feixe define uma “janela” para observação do céu, fora da qual o sinal observado é praticamente igual a zero. A definição precisa de função-janela e cálculos teóricos feitos para diversos experimentos concebidos para estudar a RCF podem ser encontradas em Górski (1993) e White e Seednicki (1994). Geralmente a forma do feixe é também descrita por

uma gaussiana, embora existam geometrias que exigem descrições bem mais complicadas. Desse modo, o sinal real difere do sinal observado devido à convolução do sinal do céu com a função-janela que descreve a característica do feixe. Essa convolução pode ser escrita, de modo genérico, como

$$\Delta T_{obs}(\theta, \phi) = \int d\Omega W(\theta_c) \Delta T_{céu}(\theta, \phi), \quad (5.3)$$

em que  $\theta_c = -[C''(0)/C(0)]^{-1/2}$  é o ângulo de correlação do experimento,  $\theta$  e  $\phi$  são os ângulos azimutal e polar utilizados nos harmônicos esféricos,  $d\Omega$  é o elemento de área sobre a superfície esférica e  $W(\theta_c)$  é a função-janela do experimento. O ângulo de correlação define a escala angular em que processos físicos começam a filtrar os termos mais altos ( $l \gg 1$ ) do espectro de potência. De modo geral, resultados de um experimento qualquer podem ser bem descritos por uma função de correlação gaussiana cujo pico  $l(l+1)C_l$  ocorre aproximadamente na mesma região do pico de  $W_l$  (a função-janela dada em termos dos multipolos  $l$ ).

Um outro ponto interessante no estudo da estatística da RCF é conhecer a distribuição de manchas quentes e frias (doravante HS e CS, respectivamente) numa determinada região do céu, uma vez que o espectro de potência pode ser testado estatisticamente usando-se a distribuição de manchas quentes e frias nos mapas da RCF. A estatística de “spots” é discutida por Sazhin (1985), Bond e Efstathiou (1987), Vittorio e Juszciewicz (1987), usando o formalismo desenvolvido por Longuet-Higgins (1957). A topologia da RCF, descrita em termos do genus do mapa, é discutida por Gott *et al.* (1990) e referências ali encontradas. A motivação por trás da procura de manchas no céu é conhecer a topologia da SUE e assim determinar se o cenário que associa a distribuição de temperaturas da RCF a um campo gaussiano corresponde ou não à realidade. Os resultados apresentados por Bond e Efstathiou (1987), Vittorio e Juszciewicz (1987) e Gott *et al.* (1990) são trabalhos teóricos e as primeiras aplicações do formalismo descrito nesses trabalhos foram feitas por de Oliveira Costa (1992), Torres (1994a; 1994b), Smoot *et al.* (1994), Smoot e Cayon (1995), Torres *et al.* (1995) e o presente trabalho.

Foram utilizados nesta análise os mapas de um e dois anos (combinados) do COBE (doravante ANO1 e ANO12) e os mapas de dois experimentos anteriores, realizados por Fixsen *et al.* (1983), doravante Fix83, e Lubin *et al.* (1985), doravante Lub85, cujos instrumentos eram bastante semelhantes aos DMR. Os mapas foram pixelizados de forma idêntica aos mapas do COBE, usando-se o processo da esfera quadrilateralizada descrito no Capítulo 3.

## 5.1 As funções de correlação e os filtros

As funções de correlação angular são determinadas a partir das amplitudes das perturbações na RCF e fornecem o valor médio esperado do produto das perturbações de temperatura em duas direções separadas por um ângulo  $\Theta$ . Elas são utilizadas para prever valores de  $\Delta T/T$  em função da escala angular que se deseja estudar. A expressão exata depende dos detalhes do experimento, já que a função-janela, que define a maneira como um determinado experimento observa o céu, é incluída no cálculo da função de

correlação. Discutir-se-á inicialmente o caso de um *experimento ideal*, para o qual a diluição das observações causada pelo tamanho finito do feixe não é levada em conta. A seguir, serão apresentados o conceito de função-janela e a descrição a função de correlação para os DMR, com a respectiva análise dos resultados obtidos.

Expandem-se as flutuações de temperatura em harmônicos esféricos (vide Equação 3.6, Capítulo 3) para encontrar os momentos de multipolo  $a_{lm}$ . A função de correlação do céu é então definida como:

$$C_{\text{céu}}(\Theta_{21}) = \left\langle \frac{\Delta T(\hat{n}_1)}{T} \frac{\Delta T(\hat{n}_2)}{T} \right\rangle, \quad (5.4)$$

em que a média é feita sobre o céu observado com a separação  $\Theta_{21}$  mantida fixa e  $\hat{n}_1, \hat{n}_2$  são as direções definidas pelos ângulos  $(\theta_1, \phi_1)$  e  $(\theta_2, \phi_2)$  dos harmônicos esféricos. Escrevendo-se a função de correlação em termos dos valores médios de  $Y_{lm}$  obtem-se:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\Delta T(\hat{n}_1)}{T} \frac{\Delta T(\hat{n}_2)}{T} \right\rangle &= \sum_{l,m} \frac{|a_{lm}|^2}{4\pi} P_l(\cos \Theta_{21}) \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_l |a_l|^2 P_l(\cos \Theta_{21}), \end{aligned} \quad (5.5)$$

em que  $a_l^2 = \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2$ . A função de correlação pode ser interpretada do seguinte modo:  $\Delta T(\hat{n}_1)/T$  é estudada supondo-se que existam no Universo regiões de tamanho angular típico  $\Theta$  (em que  $\Theta$  é o ângulo entre  $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$ ) tais que, em algumas delas,  $\Delta T(\hat{n}_1)/T > 0$  e, em outras,  $\Delta T(\hat{n}_1)/T < 0$ . Se  $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$  encontram-se dentro de uma região definida arbitrariamente como tendo um diâmetro  $2\Theta$ , ambos serão ou positivos ou negativos, pois encontram-se dentro da região de contraste, quer seja ela super-povoada ou sub-povoada, e  $C_{\text{céu}}(\Theta_{21}) > 0$ . Por outro lado, se a distância angular definida por  $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$  for maior do que  $2\Theta$ ,  $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$  encontrar-se-ão, provavelmente, em locais com densidades de sinais opostos e  $C_{\text{céu}}(\Theta_{21}) < 0$ . No primeiro caso ( $\Theta_{21} < 2\Theta$ ),  $C_{\text{céu}}(\Theta_{21})$  é positivo e, no segundo, ( $\Theta_{21} > 2\Theta$ ),  $C_{\text{céu}}(\Theta_{21})$  é negativo. O primeiro zero da função de correlação pode ser então considerado como um indicador do tamanho típico das regiões de contraste de densidade.

A maioria dos experimentos feitos para observar flutuações de temperatura na RCF possui funções-janela gaussianas aproximadamente simétricas, totalmente definidas a partir da grandeza  $\sigma$  (abertura da gaussiana, igual a  $0,425 \theta_{FWHM}$ ), relacionada com o ângulo de correlação ( $\theta_c$ ) do experimento. Uma expressão geral para esse filtro tem a forma

$$W(\Theta, \sigma) = \frac{1}{2\sigma} \exp\left[-\frac{\Theta^2}{(2\sigma)^2}\right], \quad (5.6)$$

ou, caso  $W(\sigma)$  seja expressa em termos de sua sensibilidade a um determinado multipolo,

$$W_l(\sigma) = \exp[-l(l+1)\sigma^2]. \quad (5.7)$$

Essa expressão, entretanto, é modificada quando a estratégia de medida envolve varreduras conhecidas como subtração de feixe duplo ou subtração de feixe triplo. Nesse caso, a Equação 5.7 inclui explicitamente os polinômios de Legendre (ver, por exemplo, White, Scott e Silk 1994). A função de correlação de dois pontos real fica então:

$$C(\Theta, \sigma) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) W_l(\sigma) C_l P_l(\cos \Theta). \quad (5.8)$$

A filtragem feita pela função-janela pode ser entendida da seguinte forma: o corte em baixas frequências é causado pelo tamanho da varredura ou pelo comprimento de coerência no céu. Uma aproximação razoável é considerar que o corte ocorre para escalas de distância maiores que  $2\theta_{FWHM}$ . O corte em altas frequências depende do tamanho do feixe - de modo geral, ele ocorre para escalas menores que  $\theta_{FWHM}/2$ , variando ligeiramente em função de detalhes como esquema de modulação do feixe, por exemplo. No caso do COBE, a função de correlação é dada pela expressão (Smoot *et al.* 1992)

$$C(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l>2} \Delta T_l^2 W_l(\sigma) P_l(\cos \theta), \quad (5.9)$$

em que  $W(l) = \exp[-0,5 l(l+1)\sigma^2]$  ( $\sigma$  é dado em radianos) e a amplitude dos componentes espectrais é dada por (Bond e Efstathiou 1987; Holtzman 1989; Smoot *et al.* 1992)

$$\langle \Delta T_l \rangle = (Q_{RMS-PS})^2 \left( \frac{2l+1}{5} \right) \frac{\Gamma(l+(n-1)/2)\Gamma((9-n)/2)}{\Gamma(l+(5-n)/2)\Gamma((3+n)/2)}, \quad (5.10)$$

em que  $Q_{RMS-PS}$  é o parâmetro de normalização para modelos de flutuações de temperatura primordiais que utilizam um espectro de lei de potência.  $Q_{RMS-PS}$  é obtido a partir da média do quadrupolo *rms* feita sobre todo o Universo, baseado num ajuste de lei de potência a vários multipolos ( $l \lesssim 40$ , em que  $l$  é a ordem do multipolo).  $n$  é o índice espectral das flutuações de temperatura ( $n = 1$  corresponde a um espectro de flutuações do tipo HZ) e  $\Gamma$  é a função gama. A Figura 5.1 mostra a função-janela calculada usando-se a Equação 5.7, para diversos experimentos recentes que estudam a anisotropia da RCF. Experimentos que envolvem subtração dupla ou tripla foram calculados usando-se a Equação 5.7 modificada (White, Scott e Silk 1994).

As Figuras 5.2 e 5.3 mostram as funções de correlação para os mapas combinados A+B, A - B, Lub85 e Fix83 e para uma simulação MC de um mapa do céu. Chama-se a atenção para a semelhança da estrutura em torno de  $90^\circ$ , presente em todos os gráficos (exceto nos mapas MC) independentemente da escala de amplitudes. Pode-se notar que as autocorrelações dos mapas dos DMR apresentam algumas estruturas repetidas em torno de  $30^\circ$  e  $150^\circ$  (claramente presentes nas frequências de 31 e 90 GHz) e um aumento de potência entre  $90^\circ$  e  $120^\circ$ . Ao se comparar os mapas de Lub85 e Fix83 com os DMR nota-se, em particular, os seguintes pontos: apesar da diferença de escalas nas amplitudes obtida no cálculo da autocorrelação, observa-se um comportamento praticamente idêntico nas autocorrelações em 90 GHz. Em 24,5 e 31,5 GHz, exceto pelas claras anticorrelações em  $30^\circ$  e  $150^\circ$ , o comportamento de ambas as funções é também bastante semelhante.

Por outro lado, a comparação das autocorrelações de simulações Monte Carlo e na frequência de 53 GHz não apresenta nenhuma correlação aparente, o que é anormal, uma vez que os mapas Monte Carlo foram gerados de forma a reproduzir o sinal medido pelos DMR de forma bastante fiel. Um mapa Monte Carlo é criado utilizando-se as amplitudes geradas pela equação 5.10, o ruído instrumental é introduzido conforme explicado na seção seguinte e na equação 5.11 e equações seguintes. Os parâmetros utilizados na simulação do ruído instrumental são todos parâmetros reais dos DMRs, e um mapa do

céu é a soma de um mapa com flutuações intrínsecas dadas pela equação 5.10 e um mapa de ruído feito de acordo com a equação 5.11.

A Tabela 5.1 mostra o resultado dos testes de correlação paramétrica (Spearman, descrito em Press *et al.* 1992) das funções de autocorrelação. A correlação é bastante forte entre os canais dos DMR, Lub85 e Fix83. Não se observa, entretanto, o mesmo nível de correlação entre a média de cem simulações Monte Carlo na frequência de 53 GHz e o canal correspondente do DMR. Estudos preliminares sugerem que pode existir algum tipo de estrutura introduzida nos dados reais durante o mecanismo de construção do vetor de temperaturas que representa a esfera quadrilateralizada (descrita no Capítulo 3). Este mecanismo não é utilizado na simulação Monte Carlo, uma vez que estas não necessitam da inversão de matrizes  $6144 \times 6144$  na geração dos vetores de temperatura que representam um mapa do céu conforme visto pelos DMR. O esclarecimento desta aparente incoerência vem sendo estudado em paralelo e será discutido em detalhes em outro trabalho (Wuensche e Villela em preparação).

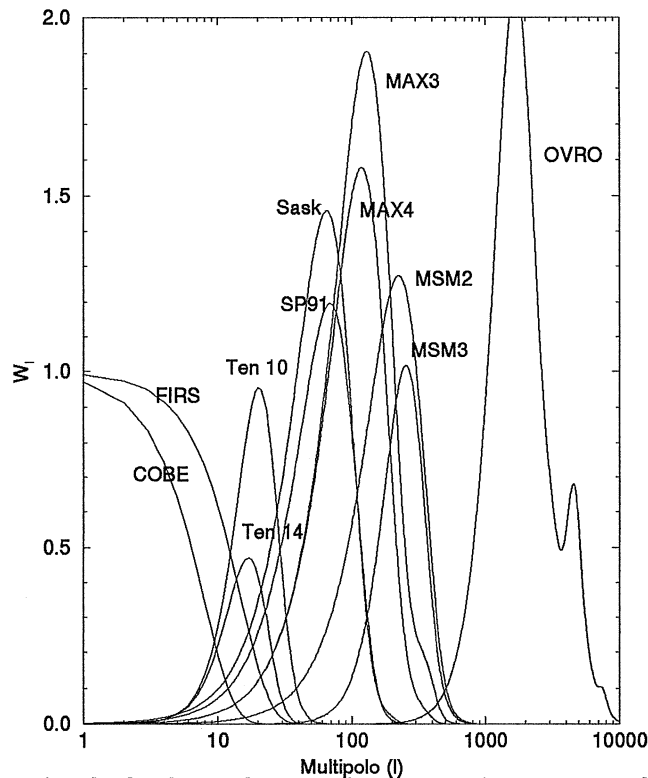


Fig. 5.1 - Função-janela de alguns dos experimentos mais recentes realizados para medir a anisotropia da RCF. As referências são: COBE (Smoot *et al.* 1992), FIRS (Ganga *et al.* 1993), Ten10 (Watson *et al.* 1992), Ten14 (Watson *et al.* 1992), SP91 (Gaier *et al.* 1992; Schuster *et al.* 1993), Sask (Wollack *et al.* 1993), MAX3 (Gundersen *et al.* 1993; Meinhold *et al.* 1993a), MAX 4 (Clapp *et al.* 1994; Devlin *et al.* 1994), MSAM2 (Cheng *et al.* 1994), MSAM3 (Cheng *et al.* 1994), OVRO (Myers, Readhead e Lawrence 1993).

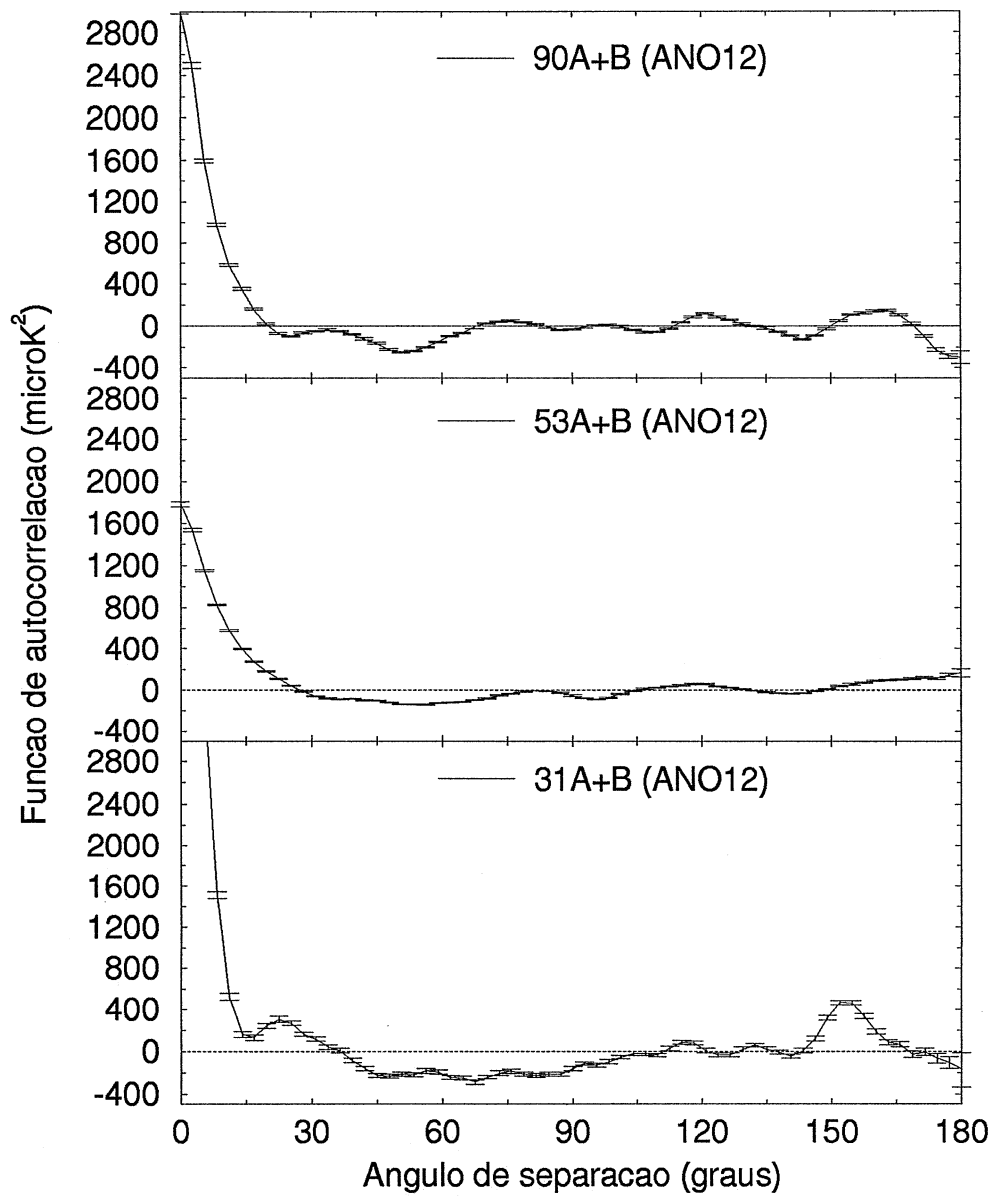


Fig. 5.2 - Função de autocorrelação dos DMR (ANO 12).

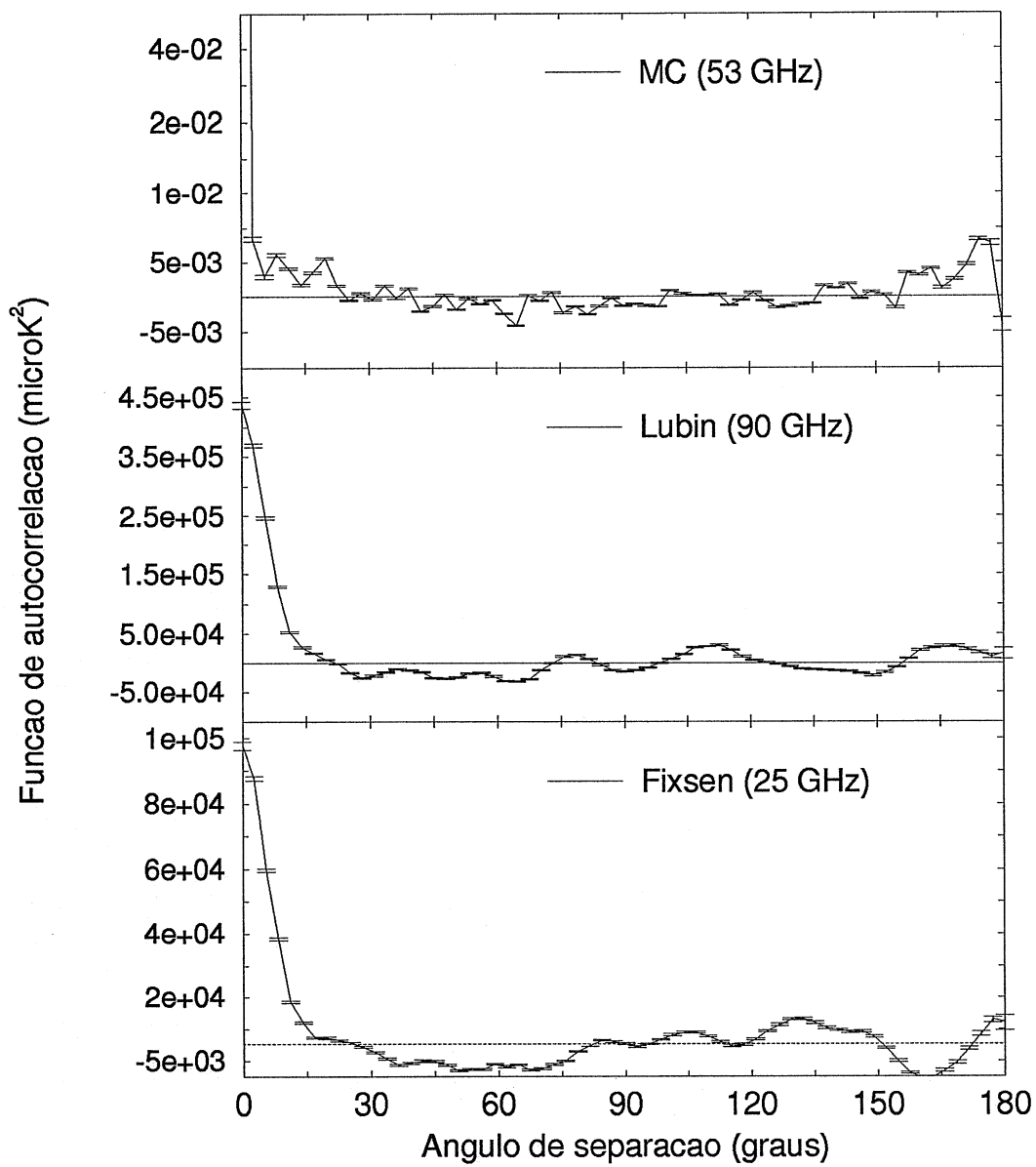


Fig. 5.3 - Função de autocorrelação de Lub85, Fix83 e de simulações Monte Carlo.



**Tabela 5.1 - RESULTADOS DOS TESTES DE CORRELAÇÃO (SPEARMAN) ENTRE AS FUNÇÕES DE AUTOCORRELAÇÃO DOS DMRS, LUB85 E FIX83**

	Coefficiente de correlação	Probabilidade de validade da hipótese nula	Teste z-Fischer
31 A+B (12) x Lubin	0,942	$< 10^{-3}$	1,760
53 A+B (12) x Lubin	0,949	$< 10^{-3}$	1,826
90 A+B (12) x Lubin	0,947	$< 10^{-3}$	1,804
31 A+B (12) x Fixsen	0,918	$< 10^{-3}$	1,574
53 A+B (12) x Fixsen	0,913	$< 10^{-3}$	1,547
90 A+B (12) x Fixsen	0,893	$< 10^{-3}$	1,437

## 5.2 Simulações Monte Carlo de mapas da Radiação Cós mica de Fundo

O objetivo das simulações Monte Carlo é determinar a incerteza inerente às medidas de anisotropia da RCF, uma vez que estamos fazendo diversas medidas de uma mesma amostra: o Universo conhecido. Isso introduz uma fonte de erro conhecida como “variância cósmica”. O problema da variância cósmica deve-se ao fato de que, supostamente, o espectro de flutuações é estocástico por natureza, de modo que existe um problema de se comparar, por exemplo, uma determinada teoria de formação de estruturas que define distribuições de probabilidade como funções de parâmetros relevantes, baseados somente em uma amostra destes mesmos parâmetros - os fornecidos por este Universo. Em outras palavras, de infinitos universos com espectros de potência descritos por infinitos índices espectrais e amplitudes, somente é possível estudar a distribuição de probabilidade criada a partir de UMA amostra. Observações de um conjunto de Universos permitiriam que os parâmetros que descrevem essa teoria fossem determinados univocamente. Como não se pode observar outros Universo, existe uma incerteza irremovível na capacidade de relacionar medidas da anisotropia da RCF aos parâmetros da teoria em questão, não importa quão precisas sejam essas medidas. Essa incerteza intrínseca é chamada de “variância cósmica”.

Foram criados grupos de duzentos mapas Monte Carlo de flutuações da RCF, cada um com amplitudes dadas pela Equação 5.10 e índices espectrais  $n$  variando entre 0,0 e 2,0. O gerador de números aleatórios utilizado é uma versão modificada da versão descrita em Press *et al.* (1992) e é submetido a uma seleção aleatória inicial das sementes para evitar que a distribuição possua alguma periodicidade mensurável. Calcula-se o valor do somatório dos harmônicos esféricos para cada pixel do céu segundo a Equação 3.6 e popula-se então a esfera quadrilateralizada.

Um dos mapas gerados com uma combinação de harmônicos até ordem  $l = 39$  e filtrado com a função-janela exata dos DMR é mostrado nas Figuras 5.4 e 5.5. As amplitudes dos harmônicos incluídos nos mapas são geradas de acordo com a Equação 5.10 e a função-janela  $W_l$  usada é a função real, medida a partir de perfis de antena dos DMR. Seu comportamento é visto na Figura 2.4 (Capítulo 2), junto com um perfil gaussiano perfeito. Pode-se notar que existe uma discrepância da ordem de 10-15% na intensidade de resposta para harmônicos intermediários. A utilização de uma gaussiana perfeita para

suavizar os mapas, ao invés da função-resposta real dos DMR, implica numa supressão do sinal observado, embora por um fator menor, devido à normalização pela área usada no processo de filtragem.

A normalização é feita utilizando-se o valor de  $Q_{rms-PS}$  publicado em Bennett *et al.* (1994), supondo-se o espectro de flutuações do tipo HZ:  $Q_{rms-PS} = 17,6 \pm 1,5 \mu K$ . É importante frisar que esse valor não tem nenhuma relação com o valor do quadrupolo obtido na expansão em harmônicos esféricos dos mapas ( $6 \pm 3 \mu K$ , Bennett *et al.* 1994). Os mapas Monte Carlo utilizados neste trabalho incluem o componente de quadrupolo.

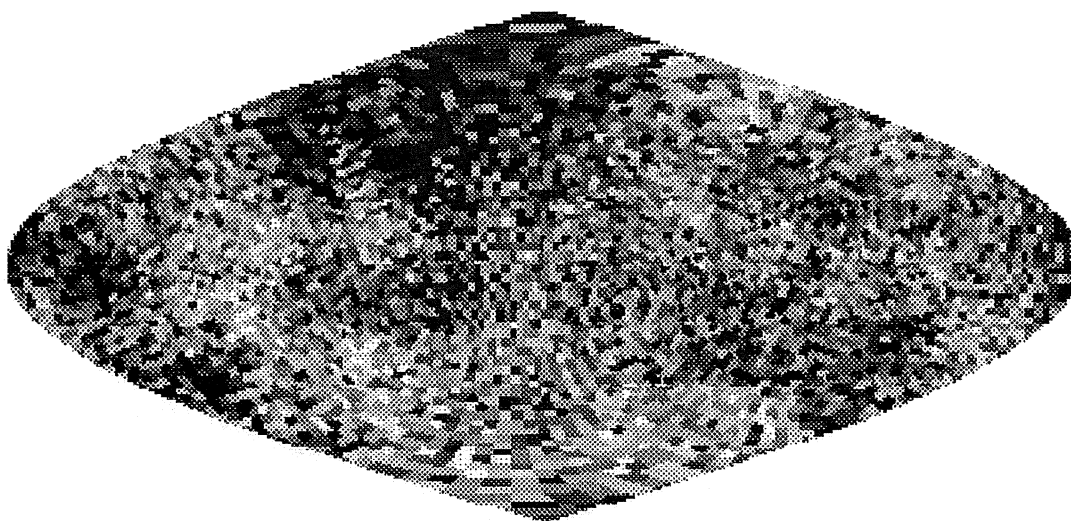


Fig. 5.4 - Simulação Monte Carlo de flutuações supondo-se um espectro HZ puro. O mapa foi filtrado usando-se a função-janela dos DMR.

No caso das simulações de ruído, tomou-se a distribuição de erros obtida na combinação de dois canais de uma mesma frequência, de acordo com a expressão

$$T_i = \sqrt{\frac{2 \times VAR1}{w_i}} random, \quad (5.11)$$

em que VAR1 é a variância de um determinado mapa, dada por:

$$\frac{0,25}{NPTS} \sum_{j=1}^{NPTS} w_j (T_{A_j} - T_{B_j})^2. \quad (5.12)$$

e  $w_i$  é o peso estatístico de um pixel para o mapa combinado, dado por

$$w_i = \frac{2}{\frac{1}{\sigma_{A_i}} + \frac{1}{\sigma_{B_i}}}. \quad (5.13)$$

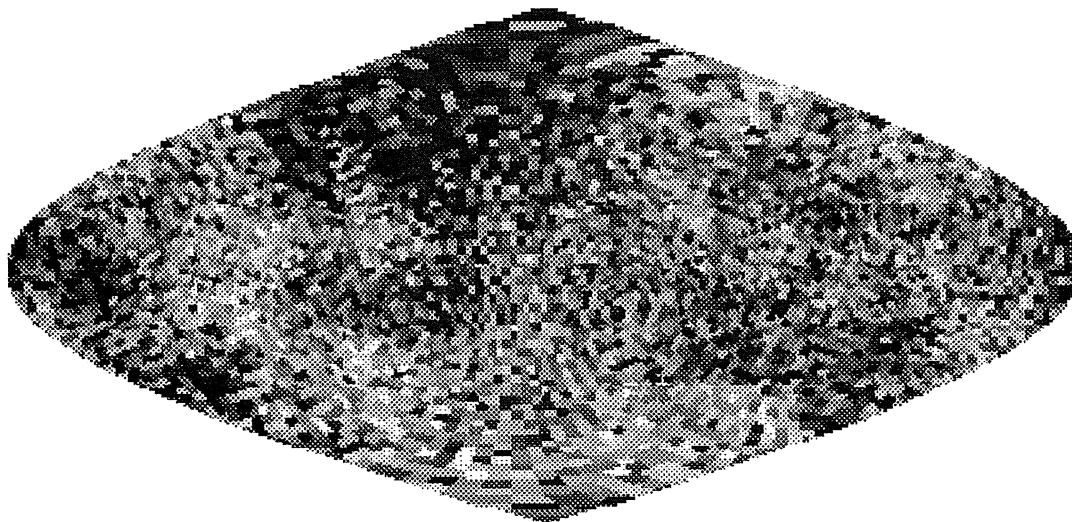


Fig. 5.5 - Simulação Monte Carlo de flutuações supondo-se um espectro HZ com ruído estatístico. O mapa foi filtrado usando-se a função-janela dos DMR.

Random é um número aleatório entre -1 e 1, NPTS é o número de pixels disponíveis para o ajuste,  $\sigma$  é o erro estatístico definido como *sensibilidade*/ $\sqrt{(NOBS)}$  (NOBS é o número de observações correspondente àquele pixel) e  $T_A$  e  $T_B$  são as temperaturas dos canais A e B de uma determinada frequência dos DMR. Essa expressão inclui a cobertura desigual de porções da esfera celeste, representada nos termos  $w_i$  e  $\sigma_A, \sigma_b$ .

### 5.3 A topologia das manchas

O problema básico do estudo de manchas em um campo bidimensional consiste em determinar as propriedades estatísticas desse campo. O conjunto de picos de um campo gaussiano de temperaturas é definido como o domínio de todos os pontos que excedem um certo valor-limite  $T > T_\nu = \nu\sigma$ , em que  $\nu$  e  $\sigma$  são, respectivamente, limite e desvio-padrão (Adler 1981). Para limites altos ( $\nu > 1$ ) o conjunto é caracterizado por regiões não-conexas de formas variadas, tendendo à forma circular à medida que o limite aumenta. Essa definição se aplica igualmente a HS e CS. Pode-se fazer esse estudo a partir de 3 grandezas básicas definidas usando-se a função de correlação  $C(\Theta)$ . São elas:  $\sigma^2 \equiv C(0, \theta)$ ;  $u^2 \equiv -d^2C(0, \theta)/d\theta^2$  e  $v^2 \equiv -d^4C(0, \theta)/d\theta^4$ , com ambas as derivadas calculadas no ponto  $\Theta = 0$  e o segundo argumento de  $C(\Theta, \theta)$  sendo levado em conta devido ao tamanho finito do feixe ( $\theta$  é a abertura do feixe gaussiano - normalmente representada por  $\sigma$ ). Alguns dos parâmetros estatísticos de interesse são o número médio de HS acima de  $T_\nu$  e abaixo de  $-T_\nu$ , o tamanho dos HS, a área média e a área de excursão total dos HS (Vittorio e Juszciewicz 1987; Torres 1994b).

A teoria da geometria dos conjuntos de excursão é descrita em Adler (1981) e utilizada por Sazhin (1985), Vittorio e Juszkiewicz (1987), Bond e Efstathiou (1987), Gott *et al.* (1990), Torres (1994a; 1994b), Smoot e Cayon (1994) e Torres *et al.* (1995) para estudos teóricos e aplicações a conjuntos de dados reais. Os indicadores topológicos escolhidos para caracterizar as regiões de excursão da RCF em regiões acima e abaixo de um determinado nível neste trabalho são:

- 1) O número de manchas  $N_\nu$  com temperatura acima de  $+T_\nu$  e abaixo de  $-T_\nu$ ;
- 2) A área média das manchas,  $A_\nu$ , e
- 3) A área de excursão total  $a_\nu$ .

Os itens 1), 2) e 3) acima podem ser deduzidos analiticamente (supondo-se campos Gaussianos bidimensionais, aleatórios, isotrópicos e estacionários, quando então as propriedades geométricas do campo dependem somente da função de autocorrelação e de sua derivada segunda em  $\theta = 0$ ), adquirindo a seguinte forma (Adler 1981; Torres 1994b):

$$\langle N_\nu \rangle = \frac{2}{\pi} \theta_c^2 \frac{\exp(-\nu^2)}{\operatorname{erfc}(\nu/\sqrt{2})}, \quad (5.14)$$

$$\langle A_\nu \rangle = 2 \pi i \left( \frac{\theta_c^2}{\nu} \right)^2 \quad (5.15)$$

$$\langle a_\nu \rangle = 2\pi \operatorname{erfc}(\nu/\sqrt{2}), \quad (5.16)$$

em que  $\nu$  e  $\theta_c$  são as quantidades definidas anteriormente neste capítulo.

#### 5.4 A estratégia para procura de manchas

Os mapas escolhidos para a procura de manchas são mapas combinados (somados e subtraídos, designados respectivamente por A+B e A-B) dos DMR 31, 53 e 90. Foram utilizados os mapas ANO1 e ANO12. Foram consideradas estruturas reais aquelas que estão presentes em todos os mapas, independente da frequência de observação. Para verificar a precisão da análise, aplicamos o mesmo procedimento aos mapas Monte Carlo gerados de acordo com o procedimento descrito na seção anterior.

O mapa a ser analisado é convertido de temperatura de antena para temperatura termodinâmica. A temperatura de antena é equivalente à temperatura de uma fonte que, no regime de Rayleigh-Jeans, emite com a mesma potência de uma fonte real com temperatura  $T$  e frequência  $\nu$ . A expressão que converte uma em outra é:

$$\frac{dT_A}{dT_T} = \frac{(e^x - 1)^2}{x^2 e^x}, \quad (5.17)$$

em que  $x = h\nu/kT$ . Para frequências próximas ao pico da curva de corpo negro que descreve a RCF a diferença entre  $T_T$  e  $T_A$  pode chegar a quase 30%. Posteriormente o vetor de temperaturas é suavizado com um filtro gaussiano que representa o comportamento do

feixe de antena do DMR. Utilizou-se uma gaussiana de abertura  $\sigma = 3,2^\circ$ , escolhida em função da abertura FWHM ( $7^\circ$ ) dos DMR, calculando-se, a seguir, as temperaturas médias e *rms* do mapa, já descontados os pixels localizados em regiões situadas a  $\pm 20^\circ$  do Plano Galáctico. Utilizou-se nesse cálculo a definição padrão de *rms* (ver, por exemplo, Bevington 1969, Capítulo 6). A temperatura de corte ( $\sigma_{corte}$ ) é proporcional à temperatura *rms*, e os níveis de corte são escolhidos para  $\nu \geq 1$ , ou seja,  $\Delta T/T = \nu\sigma$ , em que  $\nu \geq 1$ . Em geral, para valores de  $\nu \gtrsim 4 - 5$  já não se observa mais nenhuma mancha num mapa suavizado. Uma outra forma de se determinar  $\sigma_{corte}$  é usar os valores da matriz de covariância obtida em YLM\_DCMP/SVD. Ela fornece o erro associado a cada coeficiente numa expansão de harmônicos esféricos e, com isso, estima-se a incerteza na amplitude dos coeficientes que, por sua vez, fornece o valor da temperatura média quadrática do mapa, dada pela equação  $\sigma^2 = \sum_{ij} (\sigma_{ij}^2 + \sigma_i^2 \delta_{ik})$ , em que  $\delta_{ik}$  é a função delta de Dirac.

Uma comparação dos métodos (usando a matriz de covariância obtida para uma expansão de ordem  $l = 25$ ) para o mapa 53(A+B) mostra que a diferença obtida entre ambos varia por um fator 2-3, dependendo da matriz de covariância utilizada. Os valores obtidos para  $T_{rms}$  usando os níveis de corte obtidos a partir da matriz de covariância são sistematicamente menores que os valores publicados para as temperaturas *rms* dos mapas, em contradição com valores publicados na literatura. Optou-se, portanto, pelo primeiro método descrito.

Tabela 5.2 - TEMPERATURAS MÉDIAS, RMS E RELAÇÃO S/N DOS MAPAS UTILIZADOS

Mapa	Média ( $\mu\text{K}$ )	RMS ( $\mu\text{K}$ )	S/N
31 A+B (1)	0,338	90,349	1,058
31 A-B (1)	-5,095	85,397	
53 A+B (1)	0,370	40,423	1,238
53 A-B (1)	-0,036	32,648	
90 A+B (1)	0,080	55,427	1,058
90 A-B (1)	-0,440	52,358	
31 A+B (12)	2,253	69,330	1,110
31 A-B (12)	0,021	62,555	
53 A+B (12)	0,469	34,219	1,520
53 A-B (12)	0,196	22,379	
90 A+B (12)	-0,046	49,482	1,313
90 A-B (12)	-0,173	37,679	
Lubin (90GHz)	0,869	668,0	
Fixsen (25 GHz)	20,2	374,0	
MC 53 (ruído)	-0,017	15,928	
MC 53 (n=0,0)	-0,049	34,406	
MC 53 (n=0,5)	-0,044	35,802	
MC 53 (n=0,7)	0,034	35,820	
MC 53 (n=0,8)	0,010	36,946	
MC 53 (n=0,9)	-0,033	36,124	
MC 53 (n=1,0)	-0,026	37,117	
MC 53 (n=1,1)	-0,004	37,816	
MC 53 (n=1,2)	0,122	38,814	
MC 53 (n=1,3)	-0,106	39,101	
MC 53 (n=1,5)	0,119	41,070	
MC 53 (n=2,0)	-0,068	47,429	

As manchas foram determinadas da seguinte forma: foram marcados todos os pixels que se encontravam acima de  $\sigma T_{rms}$  e abaixo de  $-\sigma T_{rms}$ , para valores de  $\sigma = 1, 0; 1, 5; 2, 0; 2, 5...; 5, 0$ , atribuindo a pixels “quentes” o valor 1, a pixels “frios” o valor -1 e

0 em qualquer outro caso (incluindo nesse caso, obviamente, a região do Plano Galáctico). As Figuras 5.6, 5.7, 5.8 e 5.9 mostram a variação do número de pixels em função do corte escolhido para os mapas combinados A+B e A - B (mapas de ruído) para os mapas ANO1 e ANO12 e simulações Monte Carlo do céu. Pode-se observar que não existe nenhum pixel acima de  $4,5 T_{rms}$  ou abaixo de  $-4,5 T_{rms}$ . A presença de pixels nesse nível em algumas realizações das simulações Monte Carlo deve-se à introdução de ruído gaussiano nos mapas. A Tabela 5.2 mostra os valores médios das temperaturas para os mapas reais ANO1 e ANO12 para os DMR 31, 53 e 90 (A+B e A-B), para os mapas Monte Carlo feitos com índices espectrais 0,0; 0,5; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0; 1,1; 1,2; 1,3; 1,5 e 2,0 e para os mapas Monte Carlo de ruído, bem como a relação sinal/ruído para os mapas analisados ( $S/N = T_{rms}(\text{soma}) / T_{rms}(\text{diferença})$ ).

Aplicou-se em seguida um algoritmo de procura binária para a determinação das áreas das manchas. O algoritmo inicia uma procura toda vez que encontra um pixel '1' ou '-1' no mapa, só concluindo o processo quando todos os pixels adjacentes a uma determinada área são iguais a '0'. Embora a idéia de busca usando estruturas binárias não seja original, ela somente foi utilizada no estudo da RCF em três trabalhos anteriores a este, e com metodologias ligeiramente diferentes (Torres 1994b; Smoot e Cayon 1994; Torres *et al.* 1995). Um programa em FORTRAN foi desenvolvido a partir do algoritmo e utilizado na análise dos mapas ANO1 e ANO12 nas três frequências. Foram consideradas manchas significativas somente as que apareciam coincidentemente nos três mapas. Optou-se por não descartar manchas contendo somente um pixel, para que se pudesse ter um quadro claro das regiões quentes e frias de cada mapa, embora a resolução angular do COBE seja de  $7^\circ$ , equivalente, grosseiramente, a um quadrado de  $3 \times 3$  pixels. O número médio de manchas para os mapas do COBE e simulações encontram-se na Tabela 5.3.

Tabela 5.3 - NÚMERO DE MANCHAS  $N_p$  POR NÍVEL DE CORTE

$\nu$	Teoria	COBE	Simulações Monte Carlo (índices espectrais)						
			0,0	0,5	0,7	0,8	0,9	1,0 (ANO1)	1,0 (ANO12)
-5,0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-4,5	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-4,0	0	0	0	1	0	1	1	0	1
-3,5	0	0	1	2	3	3	3	1	5
-3,0	4	2	5	7	8	9	10	4	11
-2,5	14	15	15	18	20	22	23	12	22
-2,0	36	42	32	37	37	40	42	30	42
-1,5	71	80	58	61	62	63	66	58	67
-1,0	105	88	81	81	81	83	85	88	85
1,0	105	110	79	81	85	83	85	89	86
1,5	71	95	57	60	63	64	65	59	67
2,0	36	40	33	37	38	41	41	30	43
2,5	14	19	15	19	20	22	23	12	23
3,0	4	7	5	8	8	9	11	4	11
3,5	0	3	1	3	2	3	4	1	4
4,0	0	0	0	1	0	1	1	0	1
4,5	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5,0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

$\nu$	Simulações Monte Carlo (índices espectrais)					
	1,1	1,2	1,3	1,5	2,0	Ruído 1,0 (ANO12)
-5,0	0	0	0	2	1	0
-4,5	0	1	1	4	4	0
-4,0	2	2	3	8	8	0
-3,5	5	7	8	15	14	0
-3,0	13	15	18	25	23	0
-2,5	26	30	32	41	37	1
-2,0	45	49	50	59	53	7
-1,5	66	69	69	76	70	33
-1,0	82	84	85	88	83	98
1,0	85	83	84	88	90	98
1,5	69	68	71	77	91	34
2,0	48	48	50	60	83	8
2,5	26	30	31	43	53	2
3,0	14	16	16	28	38	0
3,5	6	8	8	16	25	0
4,0	2	3	3	9	14	0
4,5	0	0	1	5	8	0
5,0	0	0	0	2	4	0

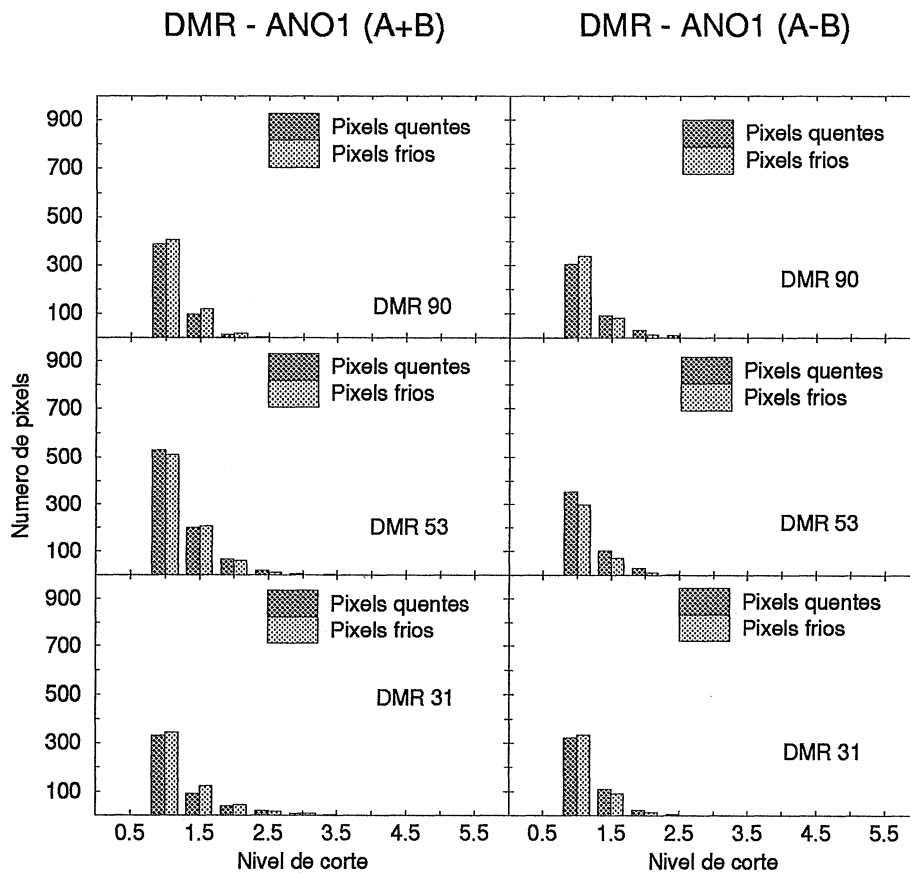


Fig. 5.6 - Número de pixels quentes e frios em função do nível de corte para os mapas combinados A+B e A-B (ANO1).



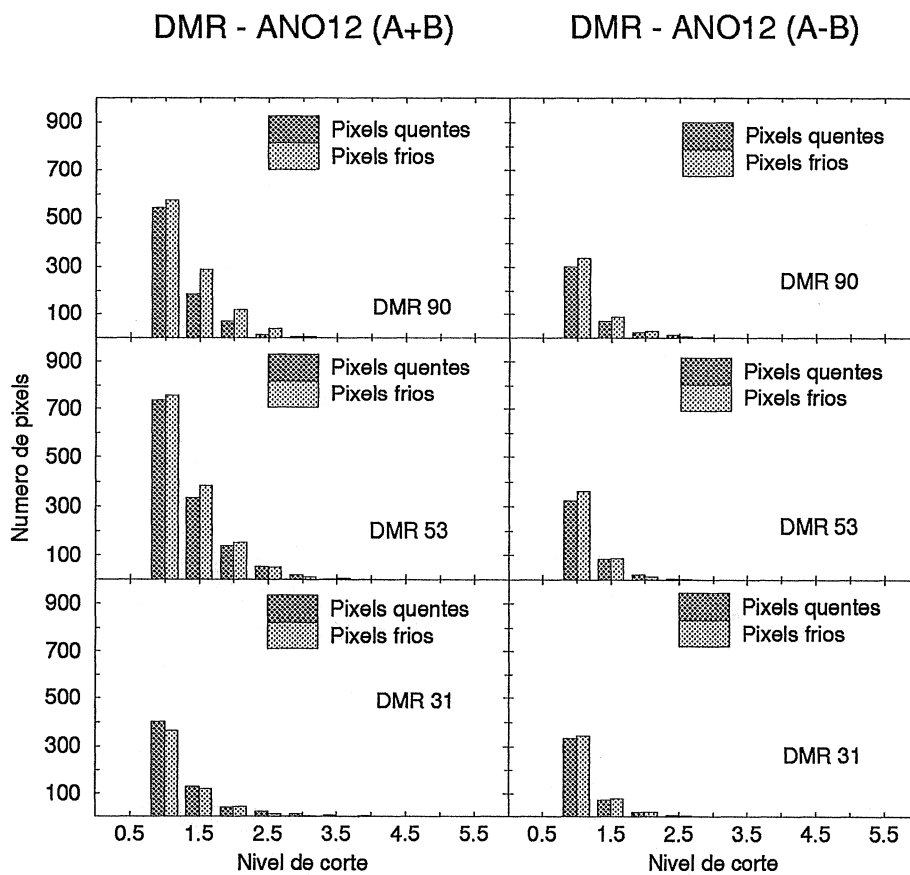


Fig. 5.7 - Número de pixels quentes e frios em função do nível de corte para os mapas combinados A+B e A-B (ANO12).

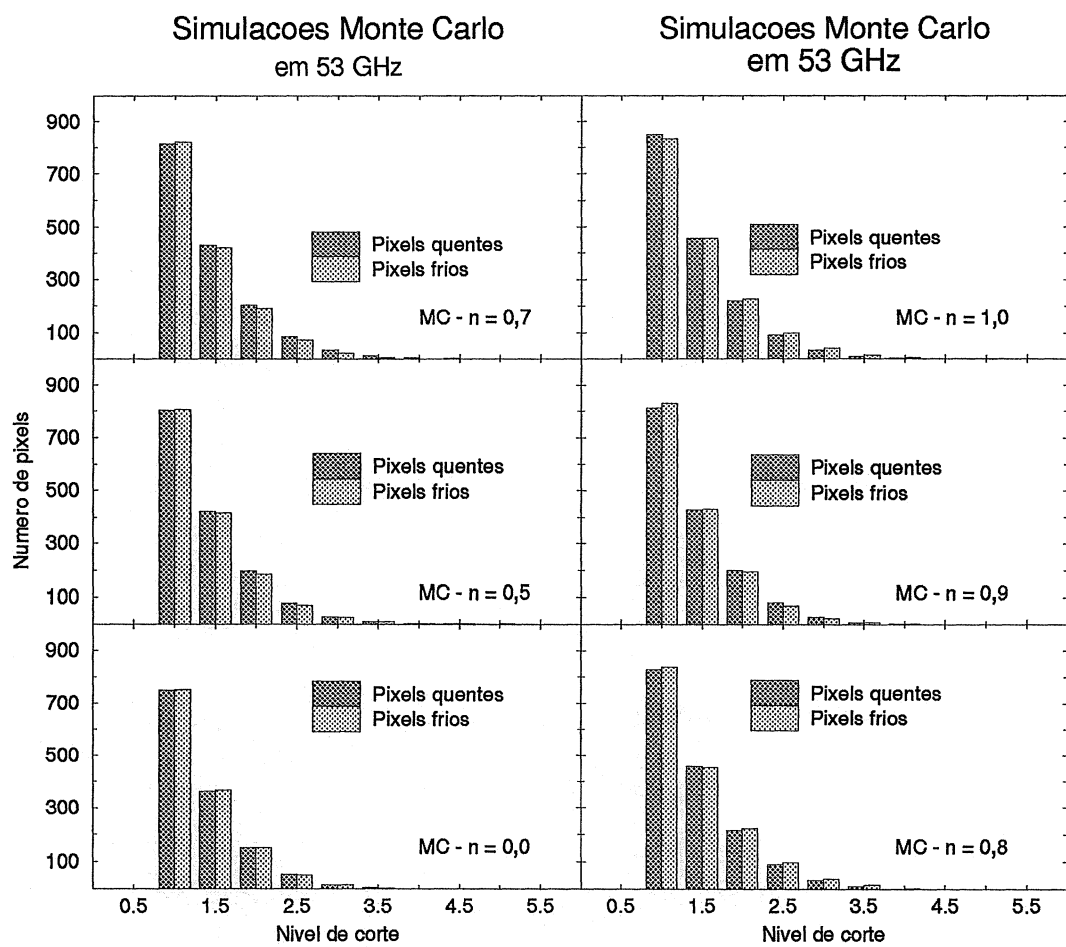


Fig. 5.8 - Número de pixels quentes e frios em função do nível de corte para simulações Monte Carlo do canal 53 (ANO12), utilizando-se diversos índices espectrais.

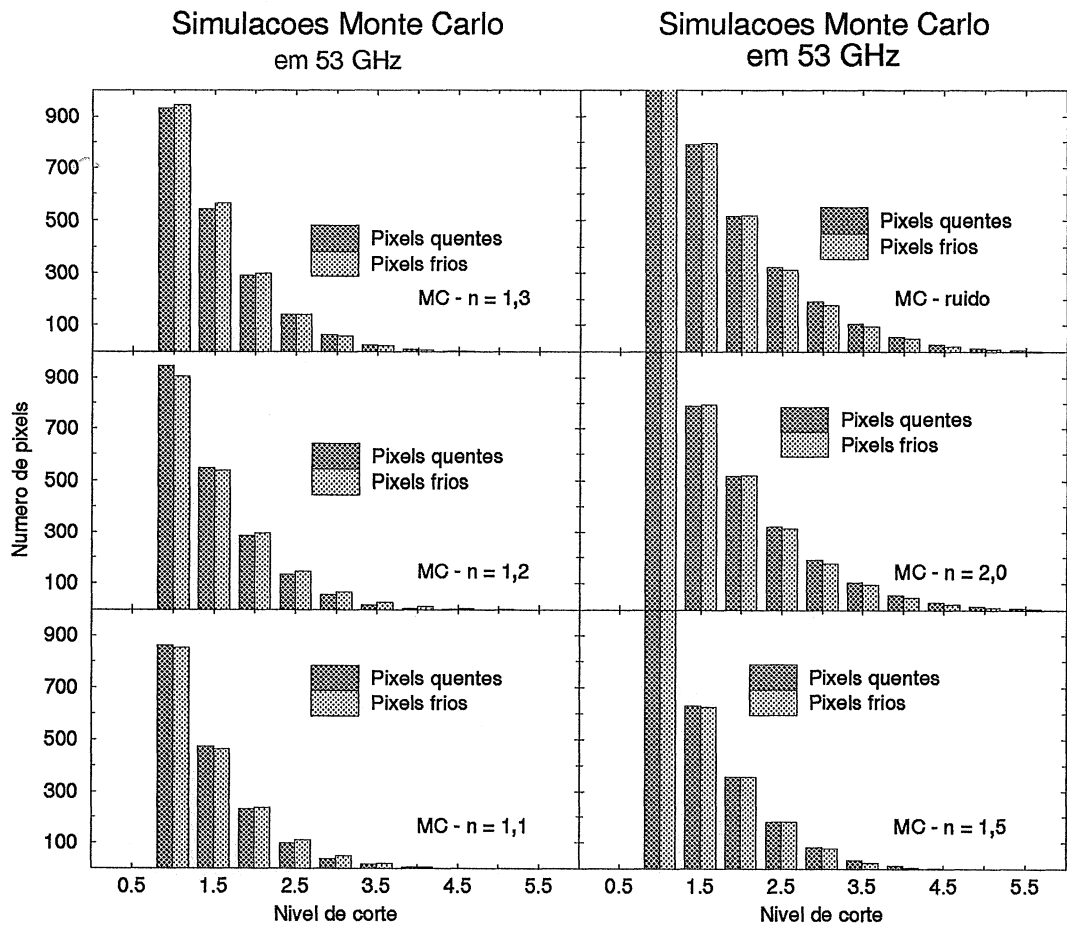


Fig. 5.9 - Número de pixels quentes e frios em função do nível de corte para simulações Monte Carlo do canal 53 (ANO12), utilizando-se diversos índices espectrais.

Uma vez conhecidas as distribuições de manchas nos mapas reais, repetimos o procedimento para os 12 grupos de simulações Monte Carlo acima mencionados. Cada grupo de mapas Monte Carlo gerado com um determinado índice é então comparado com a distribuição gerada pelos DMR na frequência de 53 GHz e com a distribuição de manchas gerada pela Equação 5.14. A comparação segue a idéia apresentada por Gott *et al.* (1990) e utilizada por Torres (1994b), determinando o  $\chi^2$  da comparação das distribuições obtidas dos mapas reais e de modelos, segundo a expressão:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{cut}} \sum_{i=-\nu_{max}}^{\nu_{max}} \left[ \frac{U_{COBEi} - \langle \sum_{k=1}^{N_{sim}} U_{ki} \rangle}{\sigma_i^2} \right]^2. \quad (5.18)$$

em que  $U$  é o número de manchas por mapa Monte Carlo,  $U_{COBE}$  é o número de manchas do mapa do COBE. Nesse caso,  $\sigma$  representa a incerteza na distribuição de manchas por nível de corte para as  $N_{sim}$  simulações, e é dada por

$$\sigma^2 = \frac{1}{N_{sim} - 1} \sum_{j=1}^{N_{sim}} (U_j - \bar{U}). \quad (5.19)$$

Os resultados obtidos com a Equação 5.18 encontram-se na Tabela 5.5. Os limites de confiabilidade para o ajuste foram obtidos utilizando a estatística para a distribuição de probabilidades de  $\chi^2$ , de acordo com a descrição em Bevington (1962) e Press *et al.* (1992). As Tabelas 5.4 e 5.5 apresentam os resultados obtidos no teste.

**Tabela 5.4 -  $\chi^2$  E  $P(\Gamma)$  PARA OS DIVERSOS ÍNDICES ESPECTRAIS DAS SIMULAÇÕES MONTE CARLO**

$n$	$\chi^2$ (COBE x Média)	$P(\Gamma)$
0,0	24,58	0,17
0,5	24,12	0,19
0,7	22,00	0,28
0,8	24,87	0,16
0,9	26,19	0,12
1,0 (ANO1)	23,35	0,22
1,0 (ANO12)	26,48	0,11
1,1	36,08	0,01
1,2	48,98	< 0,01
1,3	56,31	< 0,01
1,5	76,20	< 0,01
2,0	207,20	< 0,01

## 5.5 Comparação com outros experimentos

Além do satélite COBE, alguns outros experimentos estudaram a anisotropia da RCF em larga escala angular: o satélite RELIKT I (Klypin, Strukov e Skulachev 1992; Strukov *et al.* 1992) e os experimentos Fix83 e Lub85 mencionados anteriormente. Os dados de Lub85 e Fix83 são utilizados numa análise comparativa entre as funções de correlação e entre as distribuições de manchas nos mapas dos três experimentos.

Os mapas de Lub85 e Fix83 são mapas incompletos do céu (cobertura de 85%) e, em particular, Lub85 utilizaram um radiômetro que foi o protótipo do radiômetro de 90 GHz utilizado no COBE. Maiores referências aos experimentos podem ser encontradas em Lubin *et al.* (1983), Fixsen *et al.* (1983), Lubin *et al.* (1985) e Lubin e Villela (1986).

**Tabela 5.5 -  $\chi^2$  E  $P(\chi^2)$  PARA OS DIVERSOS ÍNDICES ESPECTRAIS DAS SIMULAÇÕES MONTE CARLO**

$n$	$\chi^2/GDL$	$P(\chi^2)$
0,0	1,94	$8,77 \times 10^{-3}$
0,5	1,92	$1,01 \times 10^{-2}$
0,7	1,50	$7,19 \times 10^{-2}$
0,8	1,27	$1,88 \times 10^{-1}$
0,9	1,43	$1,02 \times 10^{-2}$
1,0 (ANO1)	1,95	$7,37 \times 10^{-3}$
1,0 (ANO12)	1,51	$7,00 \times 10^{-2}$
1,1	1,44	$9,42 \times 10^{-2}$
1,2	2,03	$5,28 \times 10^{-3}$
1,3	1,86	$1,29 \times 10^{-2}$
1,5	2,73	$< 10^{-6}$
2,0	6,98	$< 10^{-6}$

A motivação para essa comparação foi utilizar o único conjunto de dados semelhante ao do COBE disponível atualmente para confrontar a observação de manchas reportada por Torres (1994b) e Torres *et al.* (1995). Para isso os dados de Lub85 e Fix83 foram submetidos ao mesmo “pipeline” utilizado para a análise anterior, buscando encontrar uma correlação entre os dados. Foram utilizados novamente os testes de correlação de Pearson e de Spearman e a comparação foi feita, inicialmente, somente com os conjuntos de dados brutos, com uma “máscara” eliminando a região do céu não coberta por Lub85 e Fix83 nos mapas dos DMR. O resultado da correlação encontra-se na Tabela 5.6. As Tabelas 5.7, 5.8 e 5.9 apresentam os resultados da comparação dos espectros de potência de Lub85, Fix83 e dos DMR, todos calculados a partir uma expansão em harmônicos esféricos até ordem  $l = 25$  (dipolo incluído e excluído, cortes Galáctico de  $0^\circ$  e  $20^\circ$ ). Pode-se verificar (a partir dos coeficientes da Tabela 5.6) que a correlação obtida entre os conjuntos de dados brutos é bastante pobre, embora a obtida entre os espectros de potência (independentemente do corte Galáctico) seja excelente (vide Tabelas 5.7, 5.8 e 5.9). Apesar da correlação evidente entre os coeficientes do espectro de potência, não se observam coincidências significativas de pixels nas mesmas regiões do céu comparando-se os mapas dos DMR, Lub85 e Fix83. Nota-se somente 5 pixels esparsos no mapa de Fix83 que apresentam correspondência nas três frequências dos DMR e nenhuma correspondência entre os DMR e Lub85. A distribuição de HS e CS obtida na análise de manchas dos mapas de Lub85 e Fix83 não diferem, estatisticamente, da distribuição de manchas para os mapas de ruído.

A probabilidade de as amostras (Lub85  $\times$  COBE e Fix83  $\times$  COBE) serem originárias de uma mesma distribuição-pai é extremamente pequena ( $< 10^{-8}$ ), sendo que, nos Monte Carlo normais, essa probabilidade é da ordem de  $10^{-1}$  a  $10^{-2}$ . Como não se observa, em Lub85 e Fix83, nenhum pixel acima de  $+2,0 \sigma$  ou abaixo de  $-2,0 \sigma$ , a hipótese adotada é que ambos os mapas são completamente dominados pelo ruído, o que está de acordo com a sensibilidade publicada dos detectores utilizados e o tempo de observação do céu (Fixsen *et al.* 1983; Lubin *et al.* 1985). Este trabalho somente levanta hipóteses, não pretendendo apresentar uma explicação detalhada sobre como dados coletados com

diferentes coberturas do céu e sensibilidades tão diferentes apresentem uma concordância tão forte. Wuensche e Villela (em preparação) discutirão este ponto em detalhes num trabalho futuro.

Tabela 5.6 - RESULTADOS DOS TESTES DE CORRELAÇÃO (SPEARMAN) ENTRE OS DMR, LUB85 E FIX83 (DADOS BRUTOS)

	Coefficiente de correlação	Probabilidade de validade da hipótese nula	Teste z-Fischer
31 A+B (1) x Lubin	0,014	0,266	0,014
53 A+B (1) x Lubin	-0,076	0,000	-0,076
90 A+B (1) x Lubin	0,002	0,849	0,002
31 A+B (1) x Fixsen	-0,010	0,411	-0,010
53 A+B (1) x Fixsen	-0,050	0,000	-0,050
90 A+B (1) x Fixsen	-0,052	0,000	-0,052
31 A+B (12) x Lubin	0,003	0,798	0,003
53 A+B (12) x Lubin	-0,097	0,000	-0,097
90 A+B (12) x Lubin	0,019	0,000	0,019
31 A+B (12) x Fixsen	-0,014	0,253	-0,014
53 A+B (12) x Fixsen	-0,121	0,000	-0,122
90 A+B (12) x Fixsen	0,006	0,621	0,006

Tabela 5.7 - RESULTADOS DOS TESTES DE CORRELAÇÃO (SPEARMAN) ENTRE OS DMR, LUB85 E FIX83 (ESPECTRO DE POTÊNCIA - DIPOLO INCLUÍDO, CORTE=0°)

	Coefficiente de correlação	Probabilidade de validade da hipótese nula	Teste z-Fischer
31 A+B (1) x Lubin	0,997	0,001	3,234
53 A+B (1) x Lubin	0,996	0,003	3,085
90 A+B (1) x Lubin	0,996	0,003	3,084
31 A+B (1) x Fixsen	0,993	0,007	2,882
53 A+B (1) x Fixsen	0,992	0,012	2,759
90 A+B (1) x Fixsen	0,992	0,012	2,758
31 A+B (12) x Lubin	0,999	$< 10^{-3}$	3,668
53 A+B (12) x Lubin	0,999	$< 10^{-3}$	3,724
90 A+B (12) x Lubin	0,999	$< 10^{-3}$	3,733
31 A+B (12) x Fixsen	0,997	0,001	3,288
53 A+B (12) x Fixsen	0,998	0,001	3,363
90 A+B (12) x Fixsen	0,998	0,001	3,364

Tabela 5.8 - RESULTADOS DOS TESTES DE CORRELAÇÃO (SPEARMAN) ENTRE OS DMR, LUB85 E FIX83 (ESPECTRO DE POTÊNCIA - SEM DIPOLO, CORTE=0°)

	Coeficiente de correlação	Probabilidade de validade da hipótese nula	Teste z-Fischer
31 A+B (1) x Lubin	0,992	0,010	2,821
53 A+B (1) x Lubin	0,989	0,022	2,591
90 A+B (1) x Lubin	0,991	0,014	2,720
31 A+B (1) x Fixsen	0,985	0,035	2,431
53 A+B (1) x Fixsen	0,978	0,060	2,244
90 A+B (1) x Fixsen	0,982	0,047	2,347
31 A+B (12) x Lubin	0,993	0,009	2,828
53 A+B (12) x Lubin	0,991	0,014	2,724
90 A+B (12) x Lubin	0,991	0,014	2,723
31 A+B (12) x Fixsen	0,985	0,034	2,437
53 A+B (12) x Fixsen	0,982	0,046	2,351
90 A+B (12) x Fixsen	0,982	0,046	2,350

Tabela 5.9 - RESULTADOS DOS TESTES DE CORRELAÇÃO (SPEARMAN) ENTRE OS DMR, LUB85 E FIX83 (ESPECTRO DE POTÊNCIA - SEM DIPOLO, CORTE=20°)

	Coeficiente de correlação	Probabilidade de validade da hipótese nula	Teste z-Fischer
31 A+B (1) x Lubin	0,998	$< 10^{-3}$	3,549
53 A+B (1) x Lubin	0,999	$< 10^{-3}$	3,700
90 A+B (1) x Lubin	0,999	$< 10^{-3}$	3,658
31 A+B (1) x Fixsen	0,995	0,006	2,959
53 A+B (1) x Fixsen	0,995	0,005	3,009
90 A+B (1) x Fixsen	0,995	0,005	3,006
31 A+B (12) x Lubin	0,999	$< 10^{-3}$	3,793
53 A+B (12) x Lubin	0,999	$< 10^{-3}$	3,670
90 A+B (12) x Lubin	0,999	$< 10^{-3}$	3,670
31 A+B (12) x Fixsen	0,995	0,004	3,045
53 A+B (12) x Fixsen	0,995	0,005	3,004
90 A+B (12) x Fixsen	0,995	0,005	3,003

## CAPÍTULO 6

### DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

#### 6.1 As missões ACME

A série ACME inclui diversos experimentos lançados a bordo de balão estratosférico e realizados no solo, na estação polar Scott-Amundsen. Os resultados obtidos durante a realização deste trabalho incluem uma estimativa de limite superior com as menores barras de erro já calculadas até a presente data, em qualquer escala angular (Schuster *et al.* 1993), e três detecções, obtidas durante observações de regiões diferentes do céu, em épocas diferentes e com estratégias e detectores diferentes. Duas delas foram feitas com o mesmo detector e na mesma época do ano, após análise de dados do experimento MAX IV (Clapp *et al.* 1994; Devlin *et al.* 1994). A outra foi obtida em situação completamente diferente das duas anteriores e apresenta valores muito próximos para  $\Delta T/T$  (Gundersen *et al.* 1995).

Clapp *et al.* (1993) e Devlin *et al.* (1994) fazem uma análise utilizando o formalismo de função de autocorrelação gaussiana descrito no Capítulo 5 e em White, Scott e Silk (1994). Seus resultados são consistentes com todos os outros resultados da série ACME-MAX e estão localizados da região do chamado pico Doppler do espectro de potência da RCF (vide Figura 6.2). O resultado da missão SP94 (Gundersen *et al.* 1995) encontra-se também nas imediações do pico Doppler, na região de  $l < 100$ . Gundersen *et al.* (1995) utilizaram o formalismo de estimativa de potência de banda, obtendo, para a combinação dos detectores nas bandas Q e Ka, os valores apresentados na Tabela 6.1 para o índice espectral e a amplitude *rms* das flutuações:

**Tabela 6.1 - PARÂMETROS CALCULADOS A PARTIR DA ANÁLISE DE PROBABILIDADE PARA O ACME-SP94**

Banda do detector	$\Delta T/T (\times 10^{-5})$	Índice espectral $n$	$\langle C_l(l+1)/2\pi \rangle (\times 10^{-10})$ (para $n = 0$ )
Banda Q	$4,31^{+1,69}_{-0,74}$	$1,7^{+1,6}_{-1,6}$	$2,14^{+2,00}_{-0,66}$
Banda Ka	$3,05^{+1,47}_{-0,57}$	$0,2^{+0,9}_{-0,4}$	$1,17^{+1,33}_{-0,42}$
Ka + Q	$3,13^{+1,13}_{-0,60}$	$0,9^{+0,3}_{-0,6}$	$1,77^{+1,58}_{-0,53}$

Todos os trabalhos citados acima consideram improvável que o sinal detectado seja causado por contaminantes Galácticos ou extragalácticos. Em outras palavras, a hipótese mais simples é que o sinal observado seja de origem cosmológica. A Tabela 6.2 mostra os resultados obtidos durante as missões descritas neste trabalho.

Nenhum dos trabalhos acima tem como objetivo discutir a validade de modelos cosmológicos, embora a combinação de vários deles seja útil na visualização de quais modelos sejam menos viáveis. Pode-se ver que, dentro das barras de erro ( $\pm 1 \sigma$ ),



**Tabela 6.2 - RESULTADOS DA SÉRIE ACME UTILIZADOS NESTE TRABALHO**

Experimento	Local	Região observada	Escala angular	$\Delta T/T (\times 10^{-6})$
SP91 (Schuster et al. 1993)	Pólo Sul	$\alpha = 0,5^\circ, \delta = -63^\circ$	1,5°	1,0 (Lim. superior)
MAX-IV (Devlin et al. 1994)	Balão (EUA)	Gamma Ursae Minoris	0,55°	$4,3^{+2,7}_{-1,6}$ (3,5 cm <sup>-1</sup> )
		$\alpha = 184^\circ, \delta = 71,8^\circ$	0,75°	$2,8^{+2,3}_{-1,1}$ (6,0 cm <sup>-1</sup> )
MAX-IV (Clapp et al. 1994)	Balão (EUA)	Iota Draconis	0,75°	$3,5^{+3,0}_{-1,1}$ (9,0 cm <sup>-1</sup> )
		$\alpha = 185^\circ, \delta = 59,6^\circ$	0,55°	$3,3^{+1,1}_{-1,1}$
MAX-IV (Clapp et al. 1994)	Balão (EUA)	Sigma Herculis	0,75°	$3,1^{+1,7}_{-1,3}$
			0,75°	
			0,75°	
SP94 (Gundersen et al. 1995)	Pólo Sul	$\alpha = 45^\circ, \delta = -62^\circ$	1,0 - 1,7°	$4,1^{+1,55}_{-0,67}$

esses resultados são compatíveis entre si e, caso se deseje fazer a comparação com outros resultados, pode-se, novamente, utilizar a Figura 6.2. Nota-se também que, embora a compatibilidade entre experimentos diferentes não seja tão visível (a partir da Figura 6.2), caso as barras de erro diminuam de uma ordem de magnitude (que é a estimativa feita para os próximos anos), já será possível descartar alguns dos modelos atualmente utilizados.

Um resultado sozinho não possui a capacidade de escolher um entre os diversos modelos existentes, mas um conjunto de resultados com sensibilidade da ordem de  $\approx 10^{-6}$  certamente poderia realizar esse trabalho. Detecções em pequena escala angular seriam extremamente úteis na verificação de uma discriminação feita em média escala (na região do pico Doppler). Entretanto, devido à natureza dos processos contaminantes e mesmo dos processos microfísicos geradores das flutuações em pequena escala, detecções nessa faixa não são esperadas nos próximos anos.

## 6.2 A procura de manchas

Os mapas combinados do COBE na frequência de 53 GHz (ANO1 e ANO12) foram usados na análise da distribuição de manchas quentes e frias no céu. A Tabela 5.3 apresenta os resultados obtidos para número de manchas por nível de corte para os mapas combinados A+B, ruído, simulações Monte Carlo para diversos índices espectrais e os mapas Lub85 e Fix83. Uma vez determinado o número de manchas para cada simulação Monte Carlo, conforme descrito no Capítulo 5, foram realizados testes estatísticos buscando determinar a confiabilidade das comparações feitas. As Tabelas 5.4 e 5.5 (Capítulo 5) apresentam os resultados das estatísticas para os casos mencionados acima.

A aparente discrepância observada entre os resultados obtidos para os Monte Carlo ANO1 e ANO12 pode ser explicada baseando-se na sensibilidade utilizada na determinação dos erros estatísticos para os diversos conjuntos de simulações. As sensibilidades publicadas em Smoot *et al.* (1990) e Bogges *et al.* (1992) são os mesmos valores que aparecem na Tabela 2.3, válidas para os mapas de 1 ano do COBE. Entretanto, na docu-

mentação que acompanha os mapas liberados de 2 anos do COBE (COBE tutorial 1994) os valores para as sensibilidades são sensivelmente piores que os anteriores. Neste trabalho escolheu-se fazer as simulações com os mesmos valores das sensibilidades apresentadas na documentação mais recente, sendo esta a provável razão da discrepância observada.

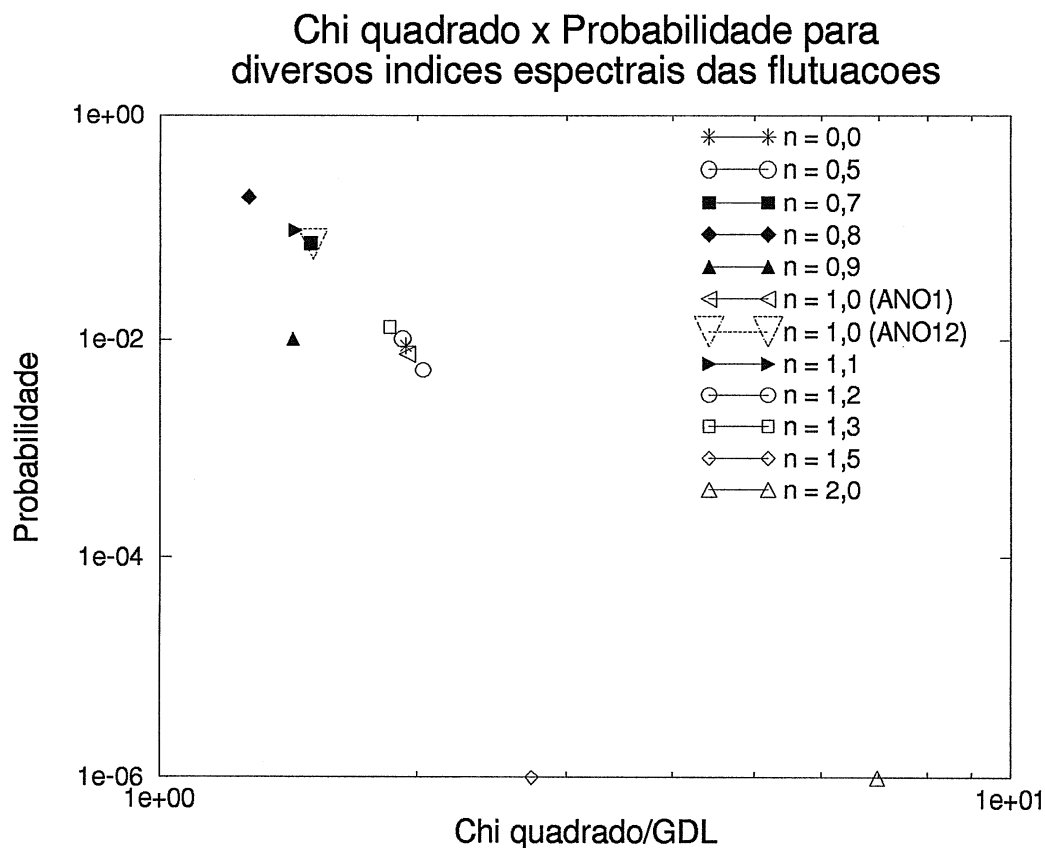


Fig. 6.1 -  $\chi^2/GDL$  x probabilidade para diversos índices espectrais de simulações Monte Carlo.

A Figura 6.1 representa o plano  $\chi^2 \times$  Probabilidade, onde são mostrados os pontos com o menor  $\chi^2/GDL$  e a probabilidade de uma distribuição de variáveis aleatórias (com média zero e variância um) exceder o valor de  $\chi^2/GDL$  obtido no ajuste. Os pontos colocados no gráfico são os de mais baixo  $\chi^2/GDL$  e probabilidade aceitável (> 68% de confiabilidade), selecionados da Tabela 5.5. A probabilidade calculada indica, para os ajustes feitos de acordo com a Eq. 5.18, uma degenerescência para os índices espectrais  $n = 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$  (ANO12) e 1,1. O valor de  $\chi^2/GDL$  mais baixo foi obtido para  $n = 0,8$ , em concordância com os valores obtidos por Smoot *et al.* (1992) e por diversas outros métodos descritos numa revisão de Wright (1994d). Embora o presente método inclua  $n = 1,0$  como uma das possibilidades para o índice do espectro de flutuações da RCF, o melhor ajuste ( $n = 0,8$ ) está mais próximo dos diversos resultados obtidos extrapolando-se medidas feitas em levantamentos ópticos (Kofman *et al.* (1993); Yepes *et al.* (1994); da Costa *et al.* (1994); Klypin, Primack e Holtzman (1995), White *et al.* (1995), entre

outros). Embora  $n = 0,8$  não seja um ingrediente normal do modelo de matéria escura fria (CDM, que prevê  $n = 1,0$ ), ele aparece como uma das melhores opções para modelos de matéria escura mista (MDM) e matéria escura com constante cosmológica ( $\Lambda$ -CDM), conforme a discussão de Padmanabham (1995) e White *et al.* (1995). A Figura 6.2 (idêntica à Figura 1.6, Capítulo 1, repetida para facilitar a visualização) mostra também uma confusão entre alguns modelos criados com índices espectrais próximos ( $n = 0,85; 0,94$  e  $1,0$ ) e valores de  $h$  entre  $0,5$  e  $0,7$ . Principalmente em escalas angulares maiores (onde o COBE operou,  $l \lesssim 20, k \approx 0,001 h.Mpc^{-1}$ ), os modelos são praticamente indistinguíveis, a distinção aparecendo um pouco em médias escalas ( $80 < l < 180$ ).

A análise comparativa, feita por Torres *et al.* (1994c) para diversos levantamentos ópticos e para os resultados do COBE, com o objetivo de determinar o índice espectral das flutuações de densidade primordial, fornece  $n = 0,76 \pm 0,30$  como melhor ajuste para  $P(k)$  na região de grandes comprimentos de onda (larga escala angular). O valor obtido por Torres *et al.* (1994c) é bastante semelhante ao encontrado neste trabalho.

Os resultados mais recentes encontrados na literatura mostram, claramente, uma inconsistência entre o índice espectral obtido a partir das flutuações de temperatura e o obtido a partir das flutuações de densidade decorrente da análise de levantamentos ópticos (estes últimos bastante dependentes dos modelos de formação de estruturas escolhido). De um modo geral, resultados de medidas da RCF apontam para índices espectrais  $n \geq 1$ , sendo que nenhum deles descarta  $n = 1$ . Por outro lado, os levantamentos ópticos sistematicamente sugerem que  $n < 1$ , sendo que nenhum deles também conseguiu descartar  $n = 1$  de maneira inquestionável.

Embora exista uma grande confusão entre as diversas variantes dos modelos de matéria escura fria, facilmente perceptível na faixa de escalas angulares coberta pelos experimentos que medem  $\Delta T/T$  na RCF, pode-se argumentar, com base na Figura 6.2, que os modelos de formação de estruturas que utilizam texturas e cordas cósmicas como semente geradora das instabilidades gravitacionais encontram-se significativamente fora do agrupamento das medidas em média escala angular, apesar de não poderem ser totalmente descartados devido às grandes barras de erro de alguns dos resultados utilizados. Os resultados em larga escala (COBE, FIRS e Tenerife) não possuem sensibilidade para discriminar entre os modelos de CDM mostrados na Figura 6.2. Os pontos do COBE e de Tenerife apresentam-se fora dos limites mostrados para os modelos utilizados baseados em texturas e cordas cósmicas. O resultado do FIRS claramente descarta ambos os modelos.

Os valores prováveis do índice espectral do espectro de flutuações de temperatura obtidos com esta análise indicam uma degenerescência num intervalo de  $\delta n \approx 0,4$ , com o menor  $\chi^2/GDL$  ( $1,3$ , com  $P(\chi^2) = 0,81$ ) obtido para  $n = 0,8$  e os limites superior e inferior dados, respectivamente, por  $n = 1,1$  ( $\chi^2/GDL = 1,4; P(\chi^2) = 0,91$ ) e  $n = 0,7$  ( $\chi^2/GDL = 1,5; P(\chi^2) = 0,93$ ). O valor obtido para a simulação Monte Carlo do DMR em 53 GHz usando  $n = 1,0$  é  $\chi^2/GDL = 1,5; P(\chi^2) = 0,93$ . O valor mais provável deste trabalho ( $n = 0,8$ ) é compatível com o valor obtido por Gundersen *et al.* (1995), (Tabela 6.1), utilizando a análise de potência de banda.

O intervalo de valores de  $n$  é consistente com os diversos resultados publicados pelo grupo que analisa os dados do COBE (Smoot *et al.* 1992; Wright *et al.* 1992; Bennett *et al.* 1994; Gorski *et al.* 1994; Smoot *et al.* 1994; Wright *et al.* 1994c, entre outros trabalhos) e também com os resultados obtidos a partir dos levantamentos ópticos (Kofman *et al.* (1993); da Costa *et al.* (1994); Yepes *et al.* (1994)), com algumas análises de possíveis modelos de formação de estruturas (White, Scott e Silk (1994); White *et al.* (1995); Padmanabham (1995); Klypin, Primack e Holtzman (1995)). Este resultado é ainda consistente com os números apresentados por Wright (1994d), num trabalho em que são avaliados diversos métodos de determinação de  $n$  usados até a presente data. Por não fazer nenhum tipo de suposição *a priori* sobre o modelo de formação de estruturas mais adequado e devido ao número máximo de simulações Monte Carlo para cada índice espectral feito (em função da limitação dos computadores utilizados) não foi possível diminuir a degenerescência na determinação dos índices espectrais.

## Modelos de formacao de estruturas usando CDM, cordas cosmicas e texturas

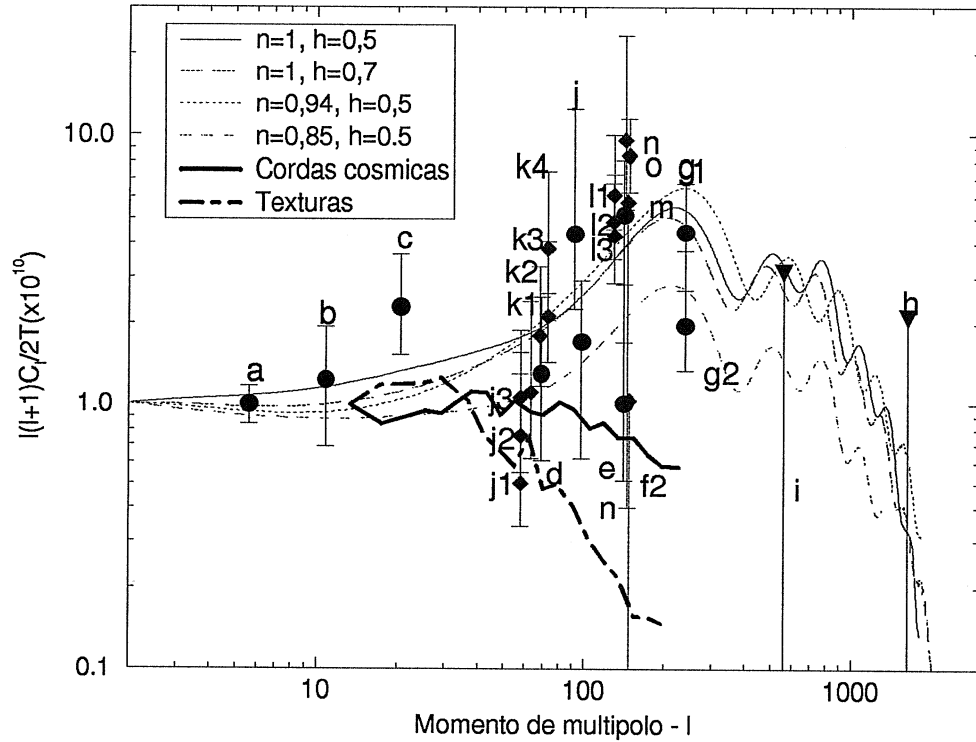


Fig. 6.2 - Espectro de potência para diversos modelos de formação de estrutura e os resultados de diversos experimentos em diferentes escalas angulares. a) COBE (Smoot *et al.* 1992), b) FIRS (Ganga *et al.* 1993), c) Tenerife (Watson *et al.* 1992) d) Big Plate (Wollack *et al.* 1993), e) ARGO (de Bernardis *et al.* 1994), f) MSAM 2 (Cheng *et al.* 1994), g) MSAM 3 (Cheng *et al.* 1993), h) OVRO (Myers, Readhead e Lawrence 1993), i) White Dish (Tucker *et al.* 1993), j) PYTHON (Dragovan *et al.* 1994), j1) SP91 9 pontos (Gaier *et al.* 1992), j2) SP91 13 pontos (Schuster *et al.* 1993), j3) SP91 9+13 pontos (Bond *et al.* 1993), k1) SP94 scan3 (Gundersen *et al.* 1995), k2) SP94 scan2+scan3 (Gundersen *et al.* 1995), k3) SP94 scan1 (Gundersen *et al.* 1995), k4) SP94 scan2 (Gundersen *et al.* 1995), l) MAX IV (Clapp *et al.* 1994, Devlin *et al.* 1994), m) SP89 (Meinhold e Lubin 1990), n) MAX-II (Alsop *et al.* 1992), o) MAX-III GUM (Gundersen *et al.* 1993), p) MAX-III mu-Peg (Meinhold *et al.* 1993a).

## CAPÍTULO 7

### CONCLUSÃO

Este trabalho apresentou contribuições ao estudo da RCF em médias e largas escalas angulares, envolvendo uma parte teórica (desenvolvida com dados do COBE e de algumas versões da série ACME) e uma parte experimental, realizada com a versão 94 do ACME-SP.

Inicialmente, como parte do trabalho de análise harmônica dos mapas do COBE, foi desenvolvido um algoritmo para análise de mapas do céu com cobertura incompleta, denominado YLM\_DCMP/SVD (Wuensche *et al.* 1995). Esse algoritmo apresenta algumas vantagens em relação ao algoritmo normalmente usado para análise harmônica, conhecido como Equações Normais, ou NE. O  $\chi^2/GDL$  obtido com YLM\_DCMP/SVD é mais estável à remoção de “fatias” da esfera celeste, conforme mostrado no Capítulo 3. Sua desvantagem principal é o tempo de processamento, quando pretende-se fazer análises em ordens maiores que  $l = 10 - 12$ . Uma vantagem adicional de YLM\_DCMP/SVD é a criação de uma base ortonormal sobre a esfera celeste incompleta. Isso permite a eliminação do problema de mistura de modos, que ocorre quando a expansão em  $Y_{lm}$  é feita sobre parte da esfera celeste.

A criação de um programa que simula a emissão Galáctica, com base em diversos levantamentos de emissão difusa (mapa de emissão síncrotron em 408 MHz e de poeira em 3000 GHz, ou 100  $\mu\text{m}$ ), fontes de região HII no Plano Galáctico e de radiofontes, permitiu a determinação de alvos nos experimentos MAX-IV (Devlin *et al.* 1994; Clapp *et al.* 1994) e ACME-SP 94 (Gundersen *et al.* 1995) e na análise de dados do experimento ACME-SP 91 (Schuster *et al.* 1993). O estudo desses mapas permitiu determinar regiões com baixos índices de contaminação síncrotron, importante para a banda de frequências utilizada nos experimentos no Pólo Sul, e de regiões com baixos índices de contaminação por poeira fria, importante para a análise de dados do MAX-IV. Esse programa continua em fase de aperfeiçoamento, com a atualização constante dos bancos de dados utilizados e a incorporação, nos próximos meses, dos mapas do COBE/DIRBE, na faixa do infravermelho distante. Essas simulações da emissão Galáctica serão úteis na avaliação das primeiras missões do ACE, um experimento que dará continuidade ao ACME e que deve ter seu primeiro protótipo lançado dentro de, aproximadamente, dois anos.

O tratamento estatístico dos mapas do COBE permitiu a comparação de alguns indicadores topológicos (nesse caso, a função de autocorrelação e a distribuição de manchas quentes e frias no céu) e a estimativa do índice espectral do espectro de flutuações da RCF. As funções de autocorrelação do COBE foram comparadas, nas três frequências, com os mapas de Lub85 e Fix83, obtendo-se um coeficiente de correlação de mais de 90% em todos os casos cruzados (DMR  $\times$  Lub85 e DMR  $\times$  Fix83). Uma explicação possível para essa correlação existente entre dados com sensibilidades tão diferentes não é simples: sabe-se que os mapas do COBE e de Lub85 e Fix83 foram gerados pelo Goddard Space Flight Center (o processo de produção dos mapas e da pixelização do céu é explicado em detalhes em Janssen e Gulkis (1991)). Acredita-se que a correlação e a estrutura observada em torno de  $\theta = 90^\circ$  possa ter sido causada durante o processo de pixelização dos mapas,

uma vez que essa é a única etapa do processo sobre o qual nenhum analista externo ao GSFC tem controle. Essa hipótese é reforçada quando se compara as funções de autocorrelação dos dados reais com as obtidas a partir das simulações Monte Carlo, onde a estrutura não existe. Os testes de Spearman e de Pearson, aplicados às funções de autocorrelação acima mencionadas, sugerem uma forte correlação entre os diferentes conjuntos de dados. Por outro lado, a comparação dos resultados de procura de manchas entre os diversos experimentos não apresenta praticamente nenhuma coincidência na localização ou no número de manchas por nível de corte.

Os resultados da expansão em multipolos foram também comparados com os experimentos de Lub85 e Fix83. Os testes aplicados mostram uma forte correlação entre os espectros de potência do COBE e de Lub85 e Fix83. Entretanto, ao se utilizar o mesmo teste para comparar os mapas do céu sem nenhum tipo de tratamento, não se observa nenhuma correlação significativa.

Conforme Torres (1994b), Cayón e Smoot (1994) e Torres *et al.* (1995), o estudo da distribuição de manchas no céu na faixa de microondas pode fornecer um indicador sem “bias” (isto é, independente do modelo de formação de estruturas que se pretende estudar) da topologia da RCF. A análise topológica dos mapas do COBE/DMR para procurar manchas na frequência de 53 GHz apresentou como resultado uma degenerescência na determinação do melhor valor para o índice espectral das flutuações. Bons ajustes foram conseguidos no intervalo entre 0,7 e 1,1, com  $n = 0,8$  apresentando o valor mínimo para  $\chi^2/GDL$  ( $P(\chi^2) > 80\%$ ) nas comparações entre as simulações Monte Carlo e os dados reais do COBE. O resultado da determinação do índice espectral do espectro de flutuações não exclui a possibilidade de o espectro de flutuações ser do tipo Harrison-Zel’dovich, ou invariante em escala, embora o  $\chi^2/GDL$  mínimo obtido seja mais compatível com os resultados encontrados por levantamentos ópticos. Pretende-se fazer um estudo mais detalhado destas comparações utilizando um número maior de simulações Monte Carlo, bem como outros testes estatísticos que possam auxiliar na discriminação de diferentes distribuições para os valores de  $\chi^2/GDL$  encontrados (Wuensche e Villela, em preparação).

A parte experimental deste trabalho consistiu em projetar parte da gôndola utilizada na missão ACME-SP 94 durante parte do ano de 1993, bem como calibrar e manter o sistema de refrigeração dos diodos HEMT em funcionamento e operar o sistema como um todo durante parte do verão antártico de 93/94. Essas tarefas não só se mostraram extremamente interessantes do ponto de vista prático, como também permitirão que o grupo de Cosmologia do INPE tenha autonomia para realizar tarefas deste tipo como parte de uma colaboração já em andamento com a Universidade da Califórnia, Santa Bárbara. Embora a participação nas missões de campo do ACME-MAX IV possa ser considerada como parte do treinamento experimental, pois envolveu calibração e operação do sistema, além da determinação do plano de vôo, nenhuma parte do sistema foi desenvolvida pelo autor.

Apesar de não estarem diretamente ligados ao escopo deste trabalho, dois resultados originais foram obtidos a partir da análise de dados dos mapas dos DMRs. de Gouveia dal Pino *et al.* (1995) fizeram uma análise da estrutura fractal dos mapas dos DMRs em que a entropia dos mapas é calculada com base no algoritmo utilizado para a procura de manchas. A análise feita sugere a existência de uma dimensão fractal  $D = 1,43 \pm 0,07$ , em boa concordância com a dimensão fractal encontrada na análise das

correlações galáxia-galáxia e aglomerado-aglomerado. O fato de se encontrar uma dimensão fractal em escalas de distância superiores a 1000 Mpc sugere que o Universo também possuía uma dimensão fractal e era, conseqüentemente, não homogêneo naquelas escalas. Esse resultado pode trazer conseqüências importantes para as teorias que descrevem o Universo primordial.

Villela, Figueiredo e Wuensche (1995), utilizando os dados dos DMRs e do FIRAS, fizeram a melhor estimativa, até a presente data, da massa do fóton. O limite superior encontrado é da ordem de  $10^{-52}$  e considera os três canais do DMR. Esse limite é quase uma ordem de magnitude mais baixo que o último resultado publicado por de Bernardis *et al.* (1984). Partindo da hipótese que fótons, a exemplo de neutrinos, sofrem oscilações e possuem, juntamente com o autoestado “natural”, um autoestado massivo, desenvolve-se uma expressão que descreve oscilações na anisotropia de dipolo da RCF causada por essas oscilações de fótons. O limite superior é obtido quando não se observa, com nível de confiabilidade de 95%, oscilações na anisotropia de dipolo nas frequências em que os DMRs observaram.

## 7.1 Perspectivas Futuras

Medidas da RCF são ferramentas poderosas para auxiliar na determinação do espectro de potência das flutuações de temperatura associadas às flutuações de densidade que devem ter causado o colapso gravitacional que deu origem às estruturas em larga escala observadas atualmente no Universo. O COBE foi extremamente útil nessa seqüência de medidas, uma vez que sua medida do quadrupolo das flutuações primordiais tem sido utilizada como fator de normalização entre medidas em diferentes escalas (sendo utilizada até como normalização de medidas ópticas) e como elemento de ligação entre diferentes modelos de formação de estruturas. Entretanto, as escalas angulares exploradas pelo COBE eram muito maiores do que as escalas importantes no processo de formação de estruturas. Isso faz com que seu poder “discriminador”, para as diversas teorias ainda vigentes, seja bastante limitado. Por outro lado, medidas nas escalas angulares das maiores estruturas observadas ( $\Theta \approx 0,5^\circ$ ) serão extremamente úteis para contar a história que se passou entre os redshifts  $z \sim 1000$  e  $z \lesssim 5 - 7$ . Medidas nessa escala permitirão uma melhor compreensão da ionização do Universo, dos parâmetros cosmológicos tais como a constante de Hubble, densidade total, densidade bariônica e existência e tipo de matéria escura.

Diversos projetos vêm sendo desenvolvidos, tanto em plataformas estabilizadas à bordo de balão como novas missões orbitais, com o objetivo de dar continuidade ao progresso obtido com os resultados do COBE. Em particular, o projeto do satélite COBRAS/SAMBA (numa cooperação entre a NASA e a ESA) e do experimento sub-orbital em balões de longa duração ACE (Advanced Cosmic Explorer) devem fornecer diversos novos elementos na busca do modelo definitivo de formação de estruturas.

O satélite COBRAS/SAMBA é um satélite de segunda geração, projetado para medir a RCF em escalas angulares entre, aproximadamente,  $10'$  e  $10^\circ$  (Bouchet, Gispert e Puget 1995). COBRAS/SAMBA operará em nove bandas de frequência, entre 31,5 e 857 GHz, com um sistema múltiplo de detectores utilizando arranjos de bolômetros nas



cinco frequências mais altas (150 - 857 GHz) e diodos HEMT nas frequências entre 31,5 e 125 GHz. A resolução angular da parte do experimento que utilizará diodos HEMT será de 30'; a parte que utilizará bolômetros cobrirá a faixa entre 4,5' e 10,5'. Especialmente nas baixas frequências a sensibilidade estimada do COBRAS/SAMBA, para 2 anos de missão e cobertura completa do céu, oscila entre  $6,5 - 8,5 \times 10^{-6}$ . A faixa de sensibilidade dos bolômetros é bem maior ( $2,1 - 1000 \times 10^{-6}$ ). A realização do projeto do COBRAS/SAMBA dependerá de votação pela ESA em meados do próximo ano com lançamento previsto, caso aprovado, para 2003.

Com objetivo praticamente idêntico ao COBRAS/SAMBA, mas concebido para início de operação cerca de 5 anos antes, o ACE é um projeto de vôo de balão de longa duração feito na Universidade da Califórnia, Santa Bárbara, em cooperação com o Jet Propulsion Lab e o INPE (Lubin (1995); Villela e Wuensche (1995)). A grande vantagem do ACE será o curto espaço de tempo em que o projeto todo deve ser concluído. O ACE deverá cobrir cerca de 90% do céu em escalas que vão de 10' a 10°, sendo que a sensibilidade média do sistema deve oscilar entre  $2 - 4 \times 10^{-6}$ . Os detectores serão diodos HEMT e a faixa de frequência de operação irá de 22,5 a 90 GHz. O ACE incorporará uma série de novas tecnologias que poderão ser empregadas na próxima geração de missões orbitais e sub-orbitais. Com a estrutura totalmente projetada em fibra de carbono, a plataforma estabilizada contendo o sistema óptico+detectores+eletrônica associada pesará aproximadamente 200 kg e cada missão deve durar cerca de 100 dias. A Figura 7.1 mostra a estrutura do ACE, desenvolvido com a técnica de elementos finitos. A missão consistirá em pelo menos três vôos, sendo um no Canadá, um no Brasil e um na Antártica. Os produtos finais do projeto ACE serão diversos mapas do céu nas frequências de observação e devem estar disponíveis para a comunidade científica no final de 1999.

Com ambas as missões e novos experimentos em média escala angular (cuja duração, envolvendo concepção, execução e publicação dos resultados é da ordem de 2-3 anos) espera-se conseguir uma visão muito mais clara da história do Universo primordial. Por outro lado, a complementação dessas informações por novos resultados na faixa óptica do espectro eletromagnético deve, finalmente, completar o quebra-cabeças que se apresenta a cosmólogos e físicos interessados no problema da formação do Universo. A combinação de medidas mais precisas em microondas com resultados recentes de levantamentos ópticos será crucial para a determinação do espectro de potência da matéria e o derradeiro entendimento de como as estruturas que hoje observamos (sendo que uma delas nos serve de porto e veículo nessa viagem pelo Universo) foram criadas, somando assim mais uma pincelada neste quadro que é o enigma da Criação.

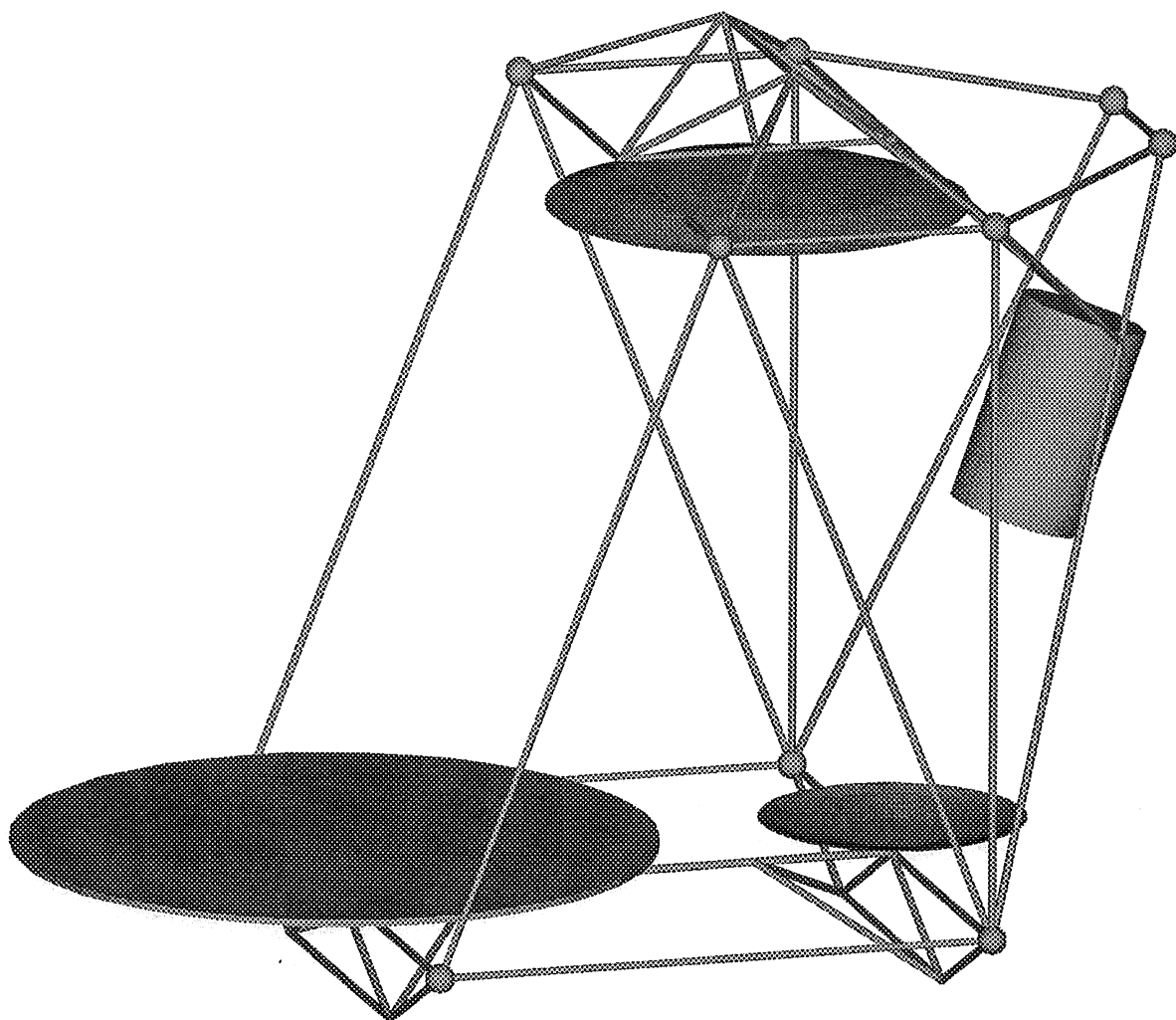


Fig. 7.1 - Projeto do experimento ACE feito por análise de elementos finitos. Não estão incluídos na figura os painéis solares.



## REFERÊNCIAS

- Abramowitz, M.; Stegun, I.A. Handbook of Mathematical Functions. New York, Dover Publications, 1972.
- Adler, R.J. The geometry of random fields. New York, John Wiley and Sons, 1981.
- Alsop, D.C. *et al.* A search for anisotropy in the cosmic microwave background radiation on intermediate angular scales. *The Astrophysical Journal*, **395** (2):317-325, 1992.
- Banday, A.J.; Wolfendale, A.W. Fluctuations in the galactic synchrotron radiation - I. Implications for searches for fluctuations of cosmological origin. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **248**(4):705-714, 1991.
- Beichman, C.A. The IRAS view of the Galaxy and the Solar System. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **25**:521, 1987.
- Bennett, C.L. *et al.* Preliminary separation of galactic and cosmic microwave emission for the COBE DMR. *The Astrophysical Journal Letters*, **396**(1):L7-L12, 1992.
- \_\_\_\_\_ Cosmic temperature fluctuations from 2 years of COBE observations. *The Astrophysical Journal*, **436**(2):423-442, 1994.
- Berlin, A.B. *et al.* Medium scale cosmic microwave background measurements. *Soobshch. Spets. Astrofiz Obs.*, **41**:5, 1984.
- Berriman, G.B. *et al.* COBE DIRBE near-infrared polarimetry of the zodiacal light: initial results. *The Astrophysical Journal Letters*, **431**(1):L63-L66, 1994.
- Bersanelli, M. *et al.* Measurements of the cosmic microwave background radiation temperature at 90 GHz. *The Astrophysical Journal*, **339**(2):632-637, 1989.
- Bevington, P. R. Data reduction and error analysis for the physical sciences. New York, McGraw-Hill, 1969.
- Birkinshaw, M.; Gull, R. Measurements of the gas contents of clusters of galaxies by observations of the background radiation at 10.7 GHz. III. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **206**(2):359-375, 1984
- Birkinshaw, M.; Gull, R.; Hardebeck, H. The Sunyaev-Zeldovich effect towards three clusters of galaxies. *Nature*, **309**(5963):34-35, 1984
- Boggess, N. *et al.* The COBE mission: its design and performance two years after launch. *The Astrophysical Journal*, **397**(2):420-429, 1992.
- Bond, J. R.; Efstathiou, G. The statistics of the cosmic microwave background. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **226**(3):655-687, 1987.
- Bouchet, F.R.; Gispert, R.; Puget, J. The COBRAS/SAMBA CMB project. Astro-ph preprint, 1995.

- Boughn, S.P. *et al.* A balloon borne 19-GHz radiometer. *Review of Scientific Instruments*, 61(1):158-164, 1990.
- \_\_\_\_\_ Limits on Gaussian fluctuations in the cosmic microwave background at 19.2 GHz. *The Astrophysical Journal Letters*, 391(2):L49-L52, 1992.
- Boynton, P.E.; Stokes, R.A. Airborne measurement of the temperature of the cosmic microwave background at 3.3 mm. *Nature*, 247(5442):528-530, 1974.
- Boynton, P.E.; Stokes, R.A.; Wilkinson, D.T. Primeval fireball intensity at  $\lambda = 3.3$  cm. *Physical Review Letters*, 21(7):462-465, 1968.
- Brandt, W.N. *et al.* Separation of foreground radiation from cosmic microwave background anisotropy using multifrequency measurements. *The Astrophysical Journal*, 424(1):1-21, 1994.
- Chan, F.K.; O'Neill, E.M. Feasibility Study of a Quadrilateralized Sphere Database. (EPRF Technical Report 2-75 (CSC)), *National Technical Information Service*, 1975.
- Cayón, L.; Smoot, G. Hot and cold spots in the first plus second year COBE/DMR maps. Preprint, 1994.
- Cheng, E. *et al.* A measurement of the medium-scale anisotropy in the cosmic microwave background radiation. *The Astrophysical Journal Letters*, 422 (2):L37-L40, 1994.
- Clapp, A. *et al.* Measurements of anisotropy in the cosmic microwave background radiation at 0.5 degree scales near the stars Sigma Herculis and Iota Draconis. *The Astrophysical Journal Letters*, 433(2):L57-L60, 1994.
- Da Costa, L.N. *et al.* The power spectrum of galaxies in the nearby universe. *The Astrophysical Journal Letters*, 437(1):L1-L4, 1994.
- Dall'Oglio G.; de Bernardis, P. Observations of cosmic background radiation anisotropy from Antarctica. *The Astrophysical Journal*, 331(1):547-553, 1988.
- Danese, L.; de Zotti, G. The relic radiation spectrum and the thermal history of the universe. *Revista del Nuovo Cimento*, 7(3):277-362, 1977.
- Davies, R.D. *et al.* Sensitive measurements of fluctuations in the cosmic microwave background. *Nature*, 326(6112):462-465, 1987.
- Davis, M.; Summers, F.J.; Schlegel, D. Large-scale structure in a Universe with mixed hot and cold dark matter. *Nature*, 359(6394):393-399, 1992.
- De Amici, G. *et al.* Measurements of the cosmic background radiation temperature at 3.3 and 9.1 mm. *Physical Review D (Particles and Fields)*, 29(12):2673-2677, 1984.
- \_\_\_\_\_ New 33 GHz measurement of the cosmic background radiation intensity. *The Astrophysical Journal*, 298(2):710-731, 1985.
- \_\_\_\_\_ The temperature of the cosmic microwave background radiation at 3.8 GHz: results of a measurement from the South Pole site. *The Astrophysical Journal*, 381(1):341-347, 1991.

- de Bernardis, P. *et al.* Photon mass and cosmic microwave background anisotropy. *The Astrophysical Journal Letters*, **284**(1):L21-L22, 1984.
- \_\_\_\_\_ A short-wavelength measurement of the cosmic background radiation anisotropy. *The Astrophysical Journal Letters*, **360** (2):L31-L34, 1990.
- \_\_\_\_\_ Testing the isotropy of the cosmic microwave background: the ULISSE experiment. *The Astrophysical Journal Letters*, **396** (2):L57-L60, 1992.
- \_\_\_\_\_ Degree-scale observations of the cosmic microwave background anisotropies. *The Astrophysical Journal Letters*, **422**(2): L33-L36, 1994.
- de Gouveia dal Pino *et al.* Evidence for a very large scale fractal structure in the Universe from COBE measurements. *The Astrophysical Journal Letters*, **442**(2):L45-L48, 1995.
- de Oliveira-Costa, A. Aplicação de um método para detecção de flutuações na radiação cósmica de fundo (Dissertação de Mestrado). INPE, São José dos Campos, 1992.
- Devlin, M. *et al.* Measurements of anisotropy in the cosmic microwave background radiation at degree angular scales near the star Gamma Ursae Minoris. *The Astrophysical Journal Letters*, **430**(1):L1-L4, 1994.
- Dicke, R.H. *et al.* Cosmic blackbody radiation. *The Astrophysical Journal*, **142**(1): 414-419, 1965.
- DMR\_EXPLANATORY\_SUPPL.DOC. Manual de informações sobre os mapas públicos do COBE. Acesso via FTP anônimo no endereço [nssdca.gsfc.nasa.gov](http://nssdca.gsfc.nasa.gov), no diretório `/cobe/initial_products/dmr/doc`. Acesso anônimo (user: anonymous), utilizando o endereço eletrônico como password.
- Dragovan, M. *et al.* Anisotropy in the microwave sky at intermediate angular scales. *The Astrophysical Journal Letters*, **422**(2):L67-L70, 1994.
- Dwek, E. *et al.* Morphology, near-infrared luminosity and mass of the Galactic bulge from COBE DIRBE observations. COBE preprint 94-18, submetido ao *The Astrophysical Journal*.
- Ellis, G.F.R. Alternatives to the Big Bang. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **22**:157-184, 1984.
- Ewing, M.S.; Burke, B.F.; Staelin, D.H. Cosmic background measurement at a wavelength of 9.24 mm. *Physical Review Letters*, **19**(21):1251-1253, 1967
- Fischer, M.L. *et al.* A millimeter-wave system for observation of anisotropy in the cosmic background radiation on angular scales from 0.3 to 3 degrees. *The Astrophysical Journal*, **388**(2):242-252, 1992.
- \_\_\_\_\_ A measurement of the Millimeter-wave spectrum of interstellar dust emission. Preprint, 1992.

- Fixsen, D.J.; Cheng, E.S.; Wilkinson, D.T. Large-scale anisotropy in the 2.7 K radiation with a balloon-borne maser radiometer at 24.5 GHz. *Physical Review Letters*, 50(8):620-622, 1983.
- Fixsen, D.J. *et al.* Cosmic microwave background dipole spectrum measured by the COBE FIRAS instrument. *The Astrophysical Journal*, 420(2):445-449, 1994.
- Fomalont, E.B.; Kellerman, K.I.; Wall, J.V. Limits to cosmic background radiation fluctuations at 8.44 GHz between angular scales 10 and 200. *The Astrophysical Journal Letters*, 277(2):L23-L27, 1984.
- Fomalont, E.B. *et al.* New limits to fluctuations in the cosmic background radiation at 4.86 GHz between 12 and 60 arcsecond resolution. *Astronomical Journal*, 96(4):1187-1191, 1988.
- \_\_\_\_\_ Limits to cosmic background radiation fluctuations at 8.44 GHz between angular scales 10 and 200. *The Astrophysical Journal*, 404(1):8-20, 1993.
- Freudenreich, H.T. *et al.* DIRBE evidence for a warp in the interstellar dust layer and stellar disk of the Galaxy. *The Astrophysical Journal Letters*, 429(2):L69-L72, 1994.
- Friedman, S.D. *et al.* Measurement of the cosmic background radiation temperature at 3.0 cm. *Physical Review D (Particles and Fields)*, 29(12):2677-2679, 1984.
- Gaier, T. *et al.* A degree-scale measurement of anisotropy of the cosmic background radiation. *The Astrophysical Journal Letters*, 398(1):L1-L4, 1992.
- Ganga, K. *et al.* Cross-correlation between the 170 GHz survey map and the COBE Differential Microwave Radiometer first-year maps. *The Astrophysical Journal Letters*, 410(2):L57-L61, 1993.
- \_\_\_\_\_ The amplitude and spectral index of the large angular scale anisotropy in the cosmic microwave background radiation. *The Astrophysical Journal Letters*, 432(1):L15-L18, 1994.
- Georgi, H.; Ginsparg, P.; Glashow, S.L. Photon oscillations and cosmic background radiation. *Nature*, 306(5945):765-766, 1983.
- Goldhaber, A.S.; Nieto, M.M. Terrestrial and extraterrestrial limits on the photon mass. *Review of Modern Physics*, 43(3):277-296, 1971.
- Górski, K.M. Experiment-specific cosmic microwave background calculations made easier: approximation formula for smoothed  $\delta T/T$  windows. *The Astrophysical Journal Letters*, 410(2):L65-L69, 1993.
- \_\_\_\_\_ On determining the spectrum of primordial inhomogeneities from the COBE DMR sky maps: I - Method. *The Astrophysical Journal Letters*, 430(2):L85-L88, 1994.
- Górski, K. *et al.* On determining the spectrum of primordial inhomogeneities from the COBE DMR sky maps: II - Results of 2-year data analysis. *The Astrophysical Journal Letters*, 430(2):L89-L92, 1994.

- Gott III, J.R. *et al.* Topology of the microwave background fluctuations: theory. *The Astrophysical Journal*, 352(1):1-14, 1990.
- Gouda, N.; Sugiyama, N. Surviving cosmological models after the discovery of large angle anisotropy of the Cosmic Microwave Background. *The Astrophysical Journal Letters*, 395(2):L59-L63, 1992.
- Gouda, N.; Sugiyama, N.; Sasaki, M. Constraints on open universe models from quadrupole anisotropy of the cosmic microwave background. *The Astrophysical Journal Letters*, 372(2):L49-L52, 1991.
- Gundersen, J.O. *et al.* A degree scale anisotropy measurement of the cosmic microwave background near the star Gamma Ursae Minoris". *The Astrophysical Journal Letters*, 413(1):L1-L5, 1993.
- \_\_\_\_\_ Degree-scale anisotropy in the cosmic microwave background: SP94 results. *The Astrophysical Journal Letters*, 433(2):L57-L60, 1995.
- Gush, H.P.; Halpern, M.; Wishnaw, E.H. Rocket measurement of the cosmic background radiation mm-wave spectrum. *Physical Review Letters*, 65(5):537-540, 1990.
- Haslam, C.G.T. *et al.* A 408 MHz all-sky continuum survey: I. Observations at Southern declinations and of the North Polar region. *Astronomy and Astrophysics*, 100:209-, 1981.
- Hauser, M.G. The COBE DIRBE search for the cosmic infrared background. COBE preprint 95-02, a ser publicado nos Proceedings of the IAU Symposium 168: Examining the Big Bang and diffuse background radiations, The Hague, 1994.
- Herbig, T. *et al.* A measurement of the Sunyaev-Zel'dovich effect in the Coma cluster of galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 449(1):L5-L8, 1995.
- Hogan, C.J.; Partridge, R.B. New limits on microwave background anisotropy at small angular scales. *The Astrophysical Journal Letters*, 341(2):L29-L32, 1989.
- Holtzman, J.A. Microwave background anisotropies and large scale structure in universes with cold dark matter, baryons, radiation, and massive and massless neutrinos. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 71(1):1-24, 1989.
- Howel, T.F.; Shakeshaft, J.R. Measurement of the minimum cosmic microwave radiation at 20.7 cm wavelength. *Nature*, 210(5043):1318-1319, 1966.
- \_\_\_\_\_ Spectrum of the 3°K cosmic microwave radiation. *Nature*, 216(5117):753-754, 1967.
- Jackson, J.D. Classical Electrodynamics (2nd. edition). New York, John Wiley & Sons, 1975.
- Janssen, M.A.; Gulkis, S. Mapping the sky with the COBE differential microwave radiometers. In: Signore, M. e Dupraz, C., eds. *Infrared and submillimetre sky after COBE*. Dordrecht, Kluwer Academic, 1992.



- Johnson, D.G.; Wilkinson, D.T. A 1% measurement of the temperature of the cosmic microwave radiation at  $\lambda = 1.2$  centimeters. *The Astrophysical Journal Letters*, 313(1):L1-L4, 1987.
- Jones, M. *et al.* An image of the Sunyaev-Zel'dovich effect. *Nature*, 365(6444):320-323, 1993.
- Kaiser, M. E.; Wright, E. L. A precise measurement of the cosmic microwave background radiation temperature from CN observations toward Persei. *The Astrophysical Journal Letters*, 356(1):L1-L4, 1990.
- Kallas, E.; Reich, W.; Haslam, C.G.T. The extended component of the radio continuum radiation from the Cassiopeia-Perseus region. *Astronomy and Astrophysics*, 128(1):268-278, 1983.
- Keihm, S.J. JPL internal memo, 1982.
- Kislyakov, A.G. *et al.* The effective temperature of cosmic black body radioemission at 3.58 mm. *Astronomicheskii Zhurnal*, 1971, 48(1):39, 1971.
- Klypin, A.A.; Strukov, I.A.; Skulachev, D.P. The RELIKT missions: results and prospects for detection of the microwave background anisotropy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 258(1):71-81, 1992.
- Klypin, A.A.; Primack, J.; Holtzman, J. Small-scale power spectrum and correlations in  $\Lambda$ -CDM. Astro-ph preprint, 1995.
- Klypin, A.A. *et al.* Structure formation with cold plus hot dark matter. *The Astrophysical Journal*, 416(1):1-16, 1993.
- Knoke, J.E. *et al.* Limits on arcsecond-scale fluctuations in the cosmic microwave background. *The Astrophysical Journal*, 284(2):479-490, 1984.
- Kofman, L.; Gnedin, N.Y.; Bahcall, N.A. Cosmological constant, COBE cosmic microwave background anisotropy and large-scale clustering. *The Astrophysical Journal*, 413(1):1-9, 1993.
- Kogut, A. *et al.* A measurement of the temperature of the cosmic microwave background at a frequency of 7.5 GHz. *The Astrophysical Journal*, 355(1):102-113, 1990.
- \_\_\_\_\_ COBE Differential Microwaver Radiometers (DMR): preliminary systematic error analysis. *The Astrophysical Journal*, 401(1):1-18, 1992.
- \_\_\_\_\_ Dipole anisotropy in the COBE differential microwave radiometers first-year sky maps. *The Astrophysical Journal*, 419(1):1-6, 1993.
- Kolb, E.; Turner, M. *The Early Universe*. New York, Addison-Wesley, 1990.
- Krauss, L.M.; Kernan, P.J. Big Bang nucleosynthesis constraints and light elements abundance uncertainties. Astro-ph preprint, Case Western Reserve University-P9, 1994.

- Kreisa, E.; Chini, R. Small angular scale cosmic background radiation measurements. In: Caffo, M.; Fanti, R.; Giacomelli, G.; Renzini, A., eds. *Proceedings of the Third ESO-CERN Symposium, Astronomy, Cosmology Fundamental Physics*. Dordrecht, Kluwer Academic, 1989, p. 433-435.
- Levin, S. *et al.* A measurement of the cosmic microwave background temperature at 7.5 GHz. *The Astrophysical Journal*, 396(1):3-9, 1992.
- Longuet-Higgins, M.S. The statistical analysis of a random moving surface. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, 249:321-387, 1957.
- Lubin, P.M. Degree scale anisotropy: current status. A ser publicado nos Proceedings of the IAU Symposium 168: Examining the Big Bang and diffuse background radiations, The Hague, 1994.
- Lubin, P.M.; Villela, T. Observations of the large scale anisotropy in the cosmic microwave background radiation at 3 mm. In: *The Cosmic Background Radiation and Fundamental Physics*, 1:65-81, Società Italiana di Fisica, 1985.
- Lubin, P.M.; Villela, T. Measurements of the cosmic background radiation. In: Galaxies, distances and deviations from universal expansion. Madore, B.F.; Tully, R.B., eds. Dordrecht, Reidel, 180, 1986, p. 169-175.
- Lubin, P.M.; Epstein, G.L.; Smoot, G.F. 3-mm anisotropy measurement and the quadrupole component in the cosmic background radiation. *Physical Review Letters*, 50 (8):616-619, 1983.
- Lubin, P.M.; Meinhold, P.R.; Chingcuanco, A.O. Medium scale measurements of the cosmic microwave background at 3.3 mm. In: Mandolesi, N.; Vittorio, N., eds. *The Cosmic Microwave Background: 25 years later*. Dordrecht, Kluwer Academic, 1990, p. 115-139.
- Lubin, P.M.; Villela, T.; Epstein, G.L.; Smoot, G.F. A map of the cosmic background radiation at 3 millimeters. *The Astrophysical Journal Letters*, 298(1):L1-L5, 1985.
- Mandolesi, N. *et al.* Measurements of the cosmic microwave background temperature at 6.3 centimeters. *The Astrophysical Journal*, 310(2):561-566, 1986.
- Martin, H.M.; Partridge, R.B. A search for small-scale structure in the background radiation at 6 centimeters. *The Astrophysical Journal*, 324(2):794-800, 1988.
- Masi, S. *et al.* High-latitude galactic emission and the search for anisotropies of the cosmic background radiation. *The Astrophysical Journal*, 266(2):L51-L55, 1991.
- Mather, J.C. *et al.* A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite. *The Astrophysical Journal Letters*, 354(2):L37-L40, 1990.
- 
- Measurements of the CMB spectrum by the COBE FIRAS instrument. *The Astrophysical Journal*, 420(2):439-444, 1994.

- Meinhold, P.; Lubin, P. A medium-scale measurement of the cosmic microwave background at 3.3 millimeters. *The Astrophysical Journal Letters*, 370(1):L11-L14, 1991.
- Meinhold, P. *et al.* Measurements of the anisotropy of the cosmic background radiation at  $0^\circ.5$  degrees near the star  $\mu$ -Pegasus.. *The Astrophysical Journal Letters*, 409(1):L1-L4, 1993a.
- \_\_\_\_\_ The Advanced Cosmic Microwave Explorer: a millimeter-wave telescope and stabilized platform. *The Astrophysical Journal*, 406(1):12-25, 1993b.
- Melchiorri, F. *et al.* Fluctuations in the microwave background at intermediate angular scales. *The Astrophysical Journal Letters*, 250(1):L1-L4, 1981.
- Meyer, S.S.; Jura, M. The microwave background temperature at 2.64 and 1.32 millimeters. *The Astrophysical Journal Letters*, 276(1):L1-L3, 1984.
- Meyer, S.S.; Cheng, E.S.; Page, L.A. A measurement of the large-scale cosmic microwave background anisotropy at 1.8 millimeter wavelength. *The Astrophysical Journal Letters*, 371(1):L7-L9, 1991.
- Millea, M.F. *et al.* Cosmic background radiation at  $\lambda = 3.3$  mm. *Physical Review Letters*, 26(15):919-922, 1971
- Muciaccia, P.F. *et al.* Tilted cold dark matter models confront the cosmic microwave background and the galaxy peculiar velocity field. *The Astrophysical Journal Letters*, 410(2):L61-L64, 1993.
- Myers, S.T; Readhead, A.C.S.; Lawrence, C.R. Limits on the anisotropy of the microwave background radiation on arcminute scales. II. The RING experiment. *The Astrophysical Journal*, 405(1):8-29, 1993.
- O'Neill, E.M.; Loubser, R.E. Extended Studies of a Quadrilateralized Sphere Database. EPRF Technical Report 3-76 (CSC), *National Technical Information Service*, 1976.
- Padmanabhan, T. Structure formation in the Universe. Cambridge, Cambridge University Press, Cambridge, 1993.
- \_\_\_\_\_ Structure formation: models, dynamics and status. Astro-ph preprint, 1995.
- Page, L.A.; Cheng, E.S.; Meyer, S.S. A large-scale cosmic microwave background anisotropy measurement at millimetric and submillimetric wavelengths. *The Astrophysical Journal Letters*, 355(1):L1-L4, 1990.
- Partridge, R. B. The angular distribution of the cosmic microwave background. *Reports of Progress in Physics* , 51:647-706, 1988.
- Peebles, P.J.E. Principles of Physical Cosmology. Princeton, Princeton University Press, 1993.
- Penzias, A. Measurement of cosmic microwave radiation. *IEEE Transactions on Microwave Theory Technology*, MTT-16:608, 1968.

- Penzias, A.; Wilson, R. A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142(1):419-421, 1965.
- \_\_\_\_\_ A measurement of the background temperature at 1415 MHz. *The Astrophysical Journal*, 72(3):315, 1967.
- Peterson, I. State of the Universe: if not with a Big Bang, then what?. *Science News*, 139:232, 1993.
- Press, W. H. *et al.* Numerical Recipes - The art of Scientific Computing (2<sup>nd</sup> ed.). Cambridge, Cambridge University Press, 1991.
- Readhead, A. C. S.; Lawrence, C. R. Observations of the isotropy of the cosmic microwave background radiation. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 30:653-703, 1992.
- Readhead, A.C.S. *et al.* A limit on the anisotropy of the microwave background radiation on arcminute scales. *The Astrophysical Journal*, 346(2):566-587, 1989.
- Reich, W. A radio continuum survey of the North Sky at 1420 MHz - part I. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 48(2):219-, 1982.
- Reich, P.; Reich, W. A radio continuum survey of the North Sky at 1420 MHz - part II. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 63(2):205-292, 1986.
- \_\_\_\_\_ A map of spectral indices of the Galactic radiation continuum emission between 408 MHz and 1420 MHz for the entire Northern sky. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 74(1):7-24, 1988.
- Reynolds, R.J. A measurement of the hydrogen recombination rate in the diffuse interstellar medium. *The Astrophysical Journal*, 282(1):191-196, 1984.
- \_\_\_\_\_ Lower limits in the temperature and hydrogen ionization fraction in the diffuse, ionized interstellar gas. *The Astrophysical Journal*, 345(2):811-814, 1989.
- Riordan, M.; Schramm, D. *The Shadows of Creation: Dark Matter and the Structure of the Universe*. New York, W. H. Freeman, 1992.
- Roll, P.G.; Wilkinson, D.T. Cosmic Background radiation at 3.2 cm - support for cosmic black body radiation. *Physical Review Letters*, 16:45, 1966.
- Sachs, R.K.; Wolfe, A.M. Perturbations of a cosmological model and angular variations of the microwave background. *The Astrophysical Journal*, 147(1):73-91, 1967.
- Sandage, A. Observational tests of world models. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 26:561-630, 1988.
- Schuster, J. *et al.* Cosmic background radiation anisotropy at degree angular scales: further results from the South Pole. *The Astrophysical Journal Letters*, 412(2): L47-L50, 1993.
- Sazhin, M.V. Hot and cold spots in the microwave sky. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 216(1):25p-28p, 1985.

- Silk, J. *The Big Bang* (2<sup>a</sup> ed.). New York, W.H. Freeman, 1989.
- \_\_\_\_\_ The cosmic microwave background. In: 14<sup>th</sup> Texas Symposium of Relativistic Astrophysics Proceedings, Fenyves, E.J. ed., 45-61, New York, The New York Academy of Sciences, 1989.
- Sironi, G.; Bonelli, G.; Limon, M. The brightness temperature of the South Celestial Pole and the temperature of the cosmic microwave background measured at 36.6 and 12 centimeter wavelength. *The Astrophysical Journal*, 378(2):550-556, 1991.
- Sironi, G. *et al.* The absolute temperature of the sky and the temperature of the cosmic background radiation at 600 MHz. *The Astrophysical Journal*, 357(2):301-308, 1990.
- Smoot, G.F. Cosmic background radiation. In: Ettore Majorana International Science Series, Data Analysis in Astronomy, Di Gesù *et al.*, eds., págs 291-317, New York, Plenum Press, 1990.
- Smoot, G. *et al.* Low-frequency measurement of the spectrum of the cosmic background radiation. *Physical Review Letters*, 51(12):1099-1102, 1983.
- \_\_\_\_\_ COBE differential microwave radiometers: instrument design and implementation. *The Astrophysical Journal*, 360(1):685-695, 1990.
- \_\_\_\_\_ Structure in the COBE DMR first year maps. *The Astrophysical Journal Letters*, 396(1):L1-L6, 1992.
- \_\_\_\_\_ Statistics and topology of the COBE DMR first year sky maps. *The Astrophysical Journal*, 437(1):1-11, 1994.
- Sodroski, T.J. *et al.* Large-scale characteristics of interstellar dust from COBE DIRBE observations. *The Astrophysical Journal*, 482(2):638-633, 1994.
- \_\_\_\_\_ The ratio of H<sub>2</sub> column to <sup>12</sup>CO intensity in the vicinity of the Galactic Center. COBE preprint 94-14, submetido ao *The Astrophysical Journal*.
- Spergel, D.N.; Turok, N.G. Textures and cosmic structure. *Scientific American* :52-59, 1992.
- Spiesman, W.J. *et al.* Near and far infrared observations of interplanetary dust bands from the COBE Diffuse Infrared Background experiment. COBE preprint 94-12, submetido ao *The Astrophysical Journal*.
- Srednicki, M. Cosmic variance of the skewness in the cosmic microwave background radiation. CfPA preprint 93-th-18, Junho 1993.
- Srednicki, M. *et al.* Implications of the Millimeter-wave Anisotropy Experiment for cold dark matter models. *Physical Review Letters*, 71 (23):3747, 1993.
- Steinhardt, P. Comunicação pessoal, 1994.
- Stokes, R.A.; Partridge, R.B.; Wilkinson, D.T. New measurements of the cosmic microwave background at  $\lambda = 3.2$  cm and  $\lambda = 1.58$  cm - evidence in support of a blackbody spectrum. *Physical Review Letters*, 19(20):1199-1202, 1967.

- Strang, G. Linear Algebra and its Applications. New York, Academic Press, 1980.
- Strukov, I.; Skulachev, D.P. The RELIKT-1 mission. *Astrophysics and Space Physics Review*, 6:147-154, 1988.
- Strukov, I. *et al.* The RELIKT-1 mission - new results. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 258(2):37p-40p, 1992.
- Sugiyama, N.; Gouda, N.; Sasaki, M. Constraints on universe models with cosmological constant from cosmic microwave background anisotropy. *The Astrophysical Journal*, 365(2):432-438, 1990.
- Sunyaev, R.; Zel'dovich, Ya. B. The observation of relic radiation as a test of the nature of X-ray radiation from the clusters of galaxies. *Comments Ap. Space Physics*, 4:173-178, 1972.
- Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 18:537-560, 1980.
- Suto, Y.; Gouda, N.; Sugiyama, N. Microwave background anisotropies and the primordial spectrum of cosmological density fluctuations. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 74(3):665-674, 1990.
- Timbie, P.; Wilkinson, D. A search for anisotropy in the cosmic microwave radiation at medium angular scales. *The Astrophysical Journal*, 353(1):140-144, 1990.
- Torres, S. Analysis of spots in the COBE-DMR first year anisotropy maps. astro-ph preprint, 1994a.
- Topological analysis of COBE-DMR cosmic microwave background maps. *The Astrophysical Journal Letters*, 423(1):L9-L12, 1994b.
- Torres, S.; Fabbri, R. e Ruffini, R. The power spectrum implied by COBE and the matter correlation function. *Astronomy and Astrophysics*, 287(1):15-19, 1994c.
- Torres, S. *et al.* Cosmic Background Explorer (COBE) satellite anisotropy data analysis techniques. In: Di Gesù, V. *et al.* eds. *Ettore Majorana International Science Series, Data Analysis in Astronomy*. Plenum Press, 1990, p. 319-334.
- Genus and spot density in the COBE DMR first year anisotropy maps. Submetido ao *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1995.
- Tucker, G.S. *et al.* A search for small-scale anisotropy in the cosmic microwave background. *The Astrophysical Journal Letters*, 419:L45, 1993
- Turner, M.S. Why is the temperature of the Universe 2.726 K?. *Science* , 262:861-867, 1993.
- Uson, J.; Wilkinson, D.T. Small-scale measurements of the cosmic microwave background. *Physical Review Letters*, 49(19):1463-1465, 1982.
- Villela, T.; Figueiredo, N.; Wuensche, C.A. On the photon mass problem. Submetido ao *Physical Review Letters*, 1995.

- Villela, T.; Wuensche, C.A. Advanced Cosmic Explorer - (ACE) : um programa para medir o espectro de potência angular da Radiação Cósmica de Fundo. Proposta de colaboração bilateral entre o INPE e a Universidade da Califórnia, Santa Barbara. Aprovada pelo Comitê Assessor do CNPq - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, Brasília, Setembro 1995.
- Vittorio, N.; Juszkiewicz, R. Hot spots in the microwave sky. *The Astrophysical Journal Letters*, 314(2):L29-L32, 1987.
- Weiland, J.L. *et al.* COBE DIRBE observations of the Galactic bulge. *The Astrophysical Journal*, 425(2):L81-L84, 1994.
- Watson, R.A. *et al.* Anisotropy measurements of the cosmic microwave background radiation at intermediate angular scales. *Nature*, 357(6380):660-665, 1992.
- Weinberg, S. Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity. New York, John Wiley & Sons, 1972.
- \_\_\_\_\_ Os três primeiros minutos: uma discussão moderna sobre a origem do Universo. Rio de Janeiro, Guanabara Dois, 1980.
- Weiss, R. Measurements of the cosmic microwave background. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 18: 489-535, 1980.
- Welch, W.J. *et al.* Measurement of the cosmic microwave background temperature at 1.5 cm wavelength. *Physical Review Letters*, 18(24):1068-1070, 1967.
- White, M.; Srednicki, M. Window functions for CMB experiments. CfPA preprint 94-th-11, submetido ao *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1995.
- White, M.; Scott, D.; Silk, J. Anisotropies in the Cosmic Microwave Background Radiation. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 32: 319-370, 1994.
- White, M. *et al.* Cold dark matter resuscitated?. Astro-ph preprint, submetido ao *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1995.
- Wilbanks, T.M. *et al.* Measurement of the Sunyaev-Zel'dovich effect toward Abell 2163 at a wavelength of 2.2 millimeters. *The Astrophysical Journal Letters*, 427(2):L75-L78, 1994.
- Wilkinson, D. Measurement of the cosmic microwave background at 8.56 mm wavelength. *Physical Review Letters*, 19(20):1195-1198, 1967.
- \_\_\_\_\_ Anisotropy of the cosmic blackbody radiation. *Science*, 232(4757): 1517-1522, 1986.
- Wollack, T. *et al.* A measurement of the anisotropy of the cosmic microwave background radiation at degree angular scales. *The Astrophysical Journal Letters*, 41(2):L49-L52, 1993.
- Woody, D.P.; Richards, P.L. Distortions in the cosmic microwave background spectrum. *Physical Review Letters*, 42(14):925-929, 1979.

- Wright, E.L. Angular Power Spectrum of the COBE-DMR maps. Comunicação pessoal, 1993.
- \_\_\_\_\_ Comparison of spectral index determinations. Astro-ph preprint, 1994a.
- \_\_\_\_\_ Dark matter in the light of COBE. Astro-ph preprint 9408002, 1994b.
- Wright, E.L. *et al.* Preliminary observations of the galaxy with a 7° beam by the Cosmic Background Explorer (COBE). *The Astrophysical Journal*, **381**(1):200-209, 1991.
- \_\_\_\_\_ Interpretation of the cosmic microwave background anisotropy detected by the COBE DMR. *The Astrophysical Journal Letters*, **396**(1):L13-L18, 1992.
- \_\_\_\_\_ Comments on the statistical analysis of excess variance in the COBE DMR maps. *The Astrophysical Journal*, **420**(1):1-8, 1994a.
- \_\_\_\_\_ Interpretation of the COBE FIRAS cosmic microwave background radiation spectrum. *The Astrophysical Journal*, **420**(2):450-456, 1994b.
- \_\_\_\_\_ Angular power spectrum of the microwave background anisotropy seen by the COBE differential microwave radiometer. *The Astrophysical Journal*, **436**(2):443-451, 1994c.
- Wuensche, C.A.; Villela, T. Comparison between COBE and other large angular scale experiments: an statistical approach. Submetido ao *The Astrophysical Journal*, 1995.
- Wuensche, C. A.; Lubin, P.; Villela, T. An Alternative Algorithm for CMBR Full Sky Harmonic Analysis. In: Eds. Crabtree, D.R.; Hanisch, R.J.; Barnes, J. *Proceedings of the Astronomical Data Analysis Software and Systems III - ADASS*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, **61**:269-272, 1994.
- \_\_\_\_\_ SVD: An Alternative Algorithm for Full Sky Harmonic Analysis. Submetido ao *Astronomy and Astrophysics*, 1995.
- Yepes, G. *et al.* The angular correlation function of galaxies in cold dark matter and cold plus hot dark matter models. *The Astrophysical Journal Letters*, **432**(1):L11-L14, 1994.