

hyperref



OBSERVATÓRIO NACIONAL
MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E
COMUNICAÇÕES
PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA

TESTES OBSERVACIONAIS DA ISOTROPIA
COSMOLÓGICA

CARLOS ANDRÉ PAES BENGALY JUNIOR

ORIENTADOR: PROF. JAILSON SOUZA DE ALCANIZ

RIO DE JANEIRO - RJ
2016



MINISTÉRIO DA
**CIÊNCIA, TECNOLOGIA,
INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES**

hyperref

TESTES OBSERVACIONAIS DA ISOTROPIA COSMOLÓGICA

Carlos Bengaly

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional/MCTI, como parte dos requisitos necessários à obtenção do Título de Doutor em Astronomia.

Orientador: Jailson Alcaniz

Rio de Janeiro
Novembro de 2016

TESTES OBSERVACIONAIS DA ISOTROPIA COSMOLÓGICA

Carlos Bengaly

TESE SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA DO OBSERVATÓRIO NACIONAL/MCTI COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE DOUTOR EM ASTRONOMIA EM ASTRONOMIA.

Examinada por:

[signature@list] _____
[signature@list] Prof. Salvatore Capozziello, D.Sc.

[signature@list] _____
[signature@list] Dr. Valerio Marra, D.Sc.

[signature@list] _____
[signature@list] Prof. Joel Carvalho, D.Sc.

[signature@list] _____
[signature@list] Dr. Ribamar Reis, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
NOVEMBRO DE 2016

Bengaly, Carlos

Testes observacionais da isotropia cosmológica/Carlos Bengaly. – Rio de Janeiro: ON/MCTI, 2016.

??, 164 p. 29,7cm.

Orientador: Jailson Alcaniz

Tese (doutorado) – ON/MCTI/Programa de Pós-graduação em Astronomia, 2016.

Referências Bibliográficas: p. ?? – ??.

1. Princípio Cosmológico. 2. Observações cosmológicas. 3. Estrutura em grande escala. I. , . II. Observatório Nacional/MCTI, Programa de Pós-graduação em Astronomia. III. Título.

"Oh my God! - it's full of stars!"
Arthur C. Clarke - 2001: A
Space Odyssey

Agradecimentos

Ao meu orientador, Prof. Jailson Alcaniz, devido ao incentivo, generosidade, ensinamentos e ótimas discussões científicas promovidos durante estes quase 6 anos de convivência, contribuindo enormemente para a minha formação acadêmica e científica.

À minha querida esposa, Paloma Mondego, pela enorme paciência (especialmente com minhas piadas ruins e épocas de crise intelectual/pessoal) e, principalmente, pelo seu inesgotável carinho e amor nestes mais de 4 anos juntos. Sem dúvida, eles me foram mais do que essenciais para perseguir meus sonhos e objetivos mesmo em meio a várias dificuldades técnicas e do dia-a-dia, contribuindo para que eu me tornasse não só um profissional melhor, mas também me aprimorasse como indivíduo.

Aos meus pais, Tereza Cristina e Carlos André Sr., pelo suporte, amor e conselhos valiosos fornecidos durante o curso do meu doutorado, que também me foram vitais para perseguir meus objetivos e concluir este Doutorado.

Ao meu colaborador do Observatório Nacional, Dr. Armando Bernui, pelas inúmeras discussões científicas e intercâmbio de ideias que contribuíram fortemente para a minha formação e cultura geral durante o curso de meu Doutorado.

À minha segunda família por parte de esposa: meus cunhados Fabiana, Francisco e Oton, minha sogra Fabíola, assim como a minha “terceira família” ligada ao meu cunhado Francisco: Débora, Denise, Silene, Marcos, Flávio e Bárbara, que também me proporcionaram momentos agradáveis de convivência, além do incentivo para que eu alcançasse meus objetivos.

Ao Prof. Roy Maartens, da University of Western Cape e University of Portsmouth, por ter me recebido gentilmente em Cape Town, África do Sul, no início deste ano, além de discussões que, mesmo por pouco tempo, me foram de grande valor. Agradeço, também, ao Dr. Chris Clarkson da University of Cape Town, que também tive a oportunidade de conhecer em minha breve estadia em Cape Town, tendo me recebido gentilmente no departamento onde trabalha.

Aos meus colegas (e ex-colegas) do Grupo de Cosmologia do Observatório Nacional (a lista é extensa): Gabriela Coutinho, Gabriela Antunes, Camila Novaes, Rodrigo Gonçalves, Javier Gonzalez, Simony Costa, Marcela Campista, Be-

ethoven Santos, Ningombam Chandrachani, Micol Bennetti, bem como a “nova geração” composta por Sérgio Laranjeiras, Edilson de Carvalho, Felipe Ávila, Uendert Andrade, Isaac Macedo, Leila Graef, Satheeshkumar e Marcelo Vargas. Todos me proporcionaram inúmeras horas de discussões científicas extremamente proveitosas seja no *Journal Club* semanal, nos congressos e escolas, em *insights* espontâneos na copa e nos corredores do departamento, ou simplesmente por emprestarem um ouvido amigo em certos momentos.

Aos demais colegas de Astronomia e Geofísica do Observatório Nacional, com quem compartilhei também ótimos momentos de aprendizado, troca de ideias, ou momentos descontraídos regados a café por vezes frio ou requentado.

Aos meus amigos pessoais, com quem compartilhei momentos memoráveis ao longo deste período do meu Doutorado, pessoalmente ou virtualmente, além do grande suporte que muitos deles me forneceram em momentos difíceis.

Aos funcionários do Observatório Nacional, cujos serviços prestados com solicitude e atenção foram sempre essenciais para o funcionamento da instituição e nosso bem-estar.

À CAPES, pelo suporte financeiro concedido.

Resumo da Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional/MCTI como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Doutor em Astronomia (D.Sc.)

TESTES OBSERVACIONAIS DA ISOTROPIA COSMOLÓGICA

Carlos Bengaly

Novembro/2016

Orientador: Jailson Alcaniz

Programa: Astronomia

Neste trabalho, analisamos a viabilidade da hipótese da isotropia cosmológica, um dos pilares do Princípio Cosmológico, a luz dos dados observacionais recentes. Procuramos possíveis assinaturas de violação dessa hipótese nas medidas de distâncias das compilações mais recentes de Supernovas do tipo Ia, além da distribuição em grandes escalas angulares de objetos cósmicos, tais quais galáxias observadas no infravermelho e aglomerados de galáxias detectados via efeito Sunyaev-Zeldovich. Empregamos métodos independentes de modelo cosmológico para realizar as análises ao longo desse trabalho, comparando-as com simulações produzidas sob condição da isotropia a fim de verificar possíveis inconsistências que indicariam, assim, potencial violação de isotropia cosmológica. Nenhuma sugestão de uma assinatura anisotrópica (a menos de *bulk flows* locais), todavia, foi detectada em nossas análises uma vez consideradas as limitações das amostras observacionais consideradas. Portanto, concluímos, que um dos pressupostos mais fundamentais do modelo cosmológico apresenta boa concordância com as observações astrofísicas disponíveis atualmente, além da expectativa de que levantamentos futuros possam determinar se a isotropia cósmica, bem como a hipótese da homogeneidade, forneçam uma descrição válida do Universo observado.

Abstract of Thesis presented to Observatório Nacional/MCTI as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor in Astronomy (D.Sc.)

OBSERVATIONAL TESTS OF COSMOLOGICAL ISOTROPY

Carlos Bengaly

November/2016

Advisor: Jailson Alcaniz

Department: Astronomy

In this work, we probe the validity of the cosmological isotropy hypothesis, which constitutes one of the main pillars of the Cosmological Principle, in the light of current observational data. We search for possible signatures of isotropy violation in the latest compilations of Type Ia Supernovae distance measurements, in addition to the large angle distribution of cosmic objects such as galaxies observed in the infrared, and galaxy clusters detected via Sunyaev-Zeldovich effect. Model-independent methods are adopted to perform our analyses throughout this work, comparing them with simulations produced under the isotropy condition in order to verify possible inconsistencies that might indicate a potential violation of the cosmological isotropy. No significant suggestion for such anisotropic signal (except for local bulk flows), nevertheless, has been detected in our analyses once we account for the observational limitations and other systematics in simulated data sets. Therefore, we conclude that one of the most fundamental assumptions of the Universe presents good concordance with astrophysical observations currently available, and that we expect that future surveys may be able to underpin whether the cosmic isotropy, besides the homogeneity assumption, provide a valid (or invalid) description of the observed Universe.

Sumário

Lista de Figuras	xii
Lista de Tabelas	xv
1 Introdução	1
2 O princípio cosmológico e o modelo cosmológico padrão	6
2.1 A métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	6
2.1.1 Introdução	6
2.1.2 A métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	9
2.2 Base observacional para o Princípio Cosmológico	13
2.2.1 Observáveis necessários para garantir a validade do Princípio Cosmológico	14
2.3 O modelo cosmológico padrão (MCP)	16
2.3.1 Cosmografia: Redshift, Constante de Hubble e o parâmetro de desaceleração	16
2.3.2 Idades e distâncias densidades cosmológicas	17
2.3.3 Equações de campo cosmológicas	21
2.3.4 Sondas observacionais do MCP	26
2.3.5 Vínculos atuais observacionais sobre o MCP	33
2.3.6 Vínculos futuros observacionais sobre o MCP	34
2.3.7 Alternativas ao MCP	36
2.4 Conclusões	37
3 Testes observacionais da isotropia cosmológica	39
3.1 Introdução	39
3.2 Radiação cósmica de fundo em micro-ondas	39
3.2.1 Dipolo na CMB	39
3.2.2 Anomalias na CMB	41
3.3 Estrutura em grande escala	48
3.3.1 Introdução	48
3.3.2 Dipolo na estrutura em grande escala: infravermelho e óptico	51

3.3.3	Dipolo na estrutura em grande escala: rádio	53
3.3.4	Dipolo na estrutura em grande escala: aglomerados de galáxia e raios-X	56
3.3.5	Anisotropia na distribuição angular de GRBs	58
3.4	Indicadores de distâncias cosmológicas	62
3.4.1	Anisotropia na expansão cosmológica	62
3.4.2	Velocidades peculiares	65
3.5	Conclusões	69
4	Sondando a isotropia cosmológica com Supernovas do tipo Ia	71
4.1	Introdução	71
4.2	Amostras observacionais	71
4.3	Metodologia	73
4.3.1	Ajuste paramétrico	73
4.3.2	O método sigma-map	75
4.4	Testes de significância estatística	76
4.5	Resultados	78
4.5.1	Hubble-maps e q-maps	78
4.5.2	sigma-maps	81
4.5.3	Significância estatística	83
4.6	Variação local da Constante de Hubble com SNe	87
4.6.1	Metodologia	90
4.6.2	Resultados	91
4.7	Conclusões	94
5	Sondando a isotropia cosmológica com a estrutura em grande escala	
	I: Aglomerados de galáxias	95
5.1	Introdução	95
5.2	Amostra observacional	96
5.3	Metodologia	97
5.4	Testes de significância estatística	99
5.5	Resultados	100
5.5.1	sigma-maps	100
5.5.2	Significância estatística	102
5.6	Conclusões	102
6	Sondando a isotropia cosmológica com a estrutura em grande escala	
	II: Galáxias no infravermelho	104
6.1	Introdução	104
6.2	Amostra observacional	105

6.3	Metodologia	106
6.4	Significância estatística	109
6.4.1	Simulações log-normal	109
6.4.2	Função de exposição	113
6.5	Resultados	113
6.5.1	Delta-maps	113
6.5.2	Significância estatística	117
6.6	Conclusões	117
7	Conclusões e perspectivas	119
A	Algumas derivações importantes	122
A.1	Dipolo cinemático da LSS em rádio	122
A.2	Demonstração do dipolo da distância de luminosidade	123
	Referências Bibliográficas	125

Lista de Figuras

2.1	Definição dos OFs na variedade \mathcal{M} do espaço-tempo.	7
2.2	Diagrama da propagação de luz ao longo do cone de luz passado [109].	13
2.3	Geometria associada à d_A	20
2.4	Geometria associada à d_L	20
2.5	Figuras mostrando d_L e $H(z)$ para o modelo Λ CDM.	23
2.6	Figuras mostrando d_L e $H(z)$ para o modelo wCDM.	24
2.7	Figuras mostrando d_L e $H(z)$ para o modelo CPL.	24
2.8	Diagrama de Hubble das compilações Union2.1 e JLA.	26
2.9	Amostra observacional de $H(z)$	27
2.10	Flutuações da temperatura da CMB e seu respectivo espectro de potência.	28
2.11	Distribuição espacial de galáxias observadas pelo SDSS.	30
2.12	Função de correlação de dois pontos (2PCF) das galáxias observadas pelo SDSS.	30
2.13	Vínculos sobre $\{w_o, w_a\}$ com dados do SDSS.	32
2.14	Vínculos sobre $\{w_o, w_a\}$ com dados de SNe e $H(z)$	32
2.15	Previsões de vínculos sobre $\{w_o, w_a\}$ por parte de futuros dados do SDSS.	34
2.16	Previsões de vínculos sobre $\{w_o, w_a\}$ por parte de futuros dados do SDSS.	35
3.1	Assinatura dipolar na CMB atribuído ao nosso movimento peculiar relativo a ela.	40
3.2	Espectro de potência e função de correlação de dois pontos das flu- tuações de temperatura da CMB segundo o Planck.	41
3.3	Alinhamento entre os baixos multipolos da CMB.	43
3.4	Direção da modulação dipolar da CMB em grandes escalas angulares.	44
3.5	<i>Cold spot</i> anômala encontrada em mapas de temperatura da CMB. . .	45
3.6	Mapa de galáxias do 2MPZ.	49
3.7	Dados do mapeamento WISExSCOS.	50
3.8	Distribuição angular de fontes em rádio das amostras 87GB+PMN. . .	53

3.9	Distribuição angular de fontes em rádio do NVSS.	54
3.10	Evidência do <i>bulk flow</i> em dados de GCs via kSZ.	56
3.11	Distribuição angular dos GRBs do BATSE, junto com sua função de exposição instrumental.	59
3.12	Distribuição celeste de GRBs contendo informação de <i>redshift</i>	60
3.13	Distribuição celeste de GRBs (SGRBs e LGRBs) observados pelo SWIFT e FERMI	60
3.14	Diferença do valor de μ quando a correção do dipolo do <i>bulk flow</i> local é contabilizada.	66
4.1	Distribuição angular das SNe do Union2.1 e JLA.	72
4.2	Diferença entre d_L e μ fornecidos pelo MCP e por uma expansão cosmográfica visando mimetizá-lo.	73
4.3	Número de SNe contidas em cada hemisfério definido por $N_{side} = 8$ para a compilação Union2.1 e JLA.	74
4.4	Hubble-map da amostra Union2.1.	77
4.5	Hubble-map da amostra JLA.	78
4.6	q-map da amostra Union2.1.	79
4.7	q-map da amostra JLA.	80
4.8	Sigma-maps de ambas as compilações de SNe.	83
4.9	Espectro de potência dos Sigma-maps de ambas as compilações de SNe.	84
4.10	Espectro de potência dos Hubble-maps.	85
4.11	Espectro de potência dos q-maps.	86
4.12	Distribuição angular de SNe que compõem Union2.1, além do número destes objetos em cada hemisfério, no regime $z \leq 0.10$	87
4.13	Hubble-maps de Union2.1 para $z \leq 0.10$	88
4.14	Histograma de δ_h para dois grupos de realizações de MC: MC-iso e MC-shuffle.	90
4.15	Histograma de δ_h para dois outros grupos de realizações de MC, no- meados MC-gauss.	91
4.16	Histograma dos melhores ajustes obtidos para H_0 sob consideração da correção dipolar do <i>bulk flow</i> local.	93
4.17	Histograma dos melhores ajustes obtidos para H_0 sem a correção dipolar do <i>bulk flow</i> local.	93
5.1	Distribuição angular dos GCs que compõem a amostra PSZ2-union e PSZ2-cosmo.	96
5.2	NUSE do Planck.	97
5.3	Distribuição angular de GCs em simulações <i>MC iso</i> e <i>MC aniso</i>	98
5.4	Sigma-map do PSZ2-union.	99

5.5	2PACF do PSZ2-union e de MCs para diferentes hemisférios.	100
5.6	Espectro de potência dos sigma-maps do PSZ2-union e PSZ2-cosmo. .	101
6.1	Contraste de densidade do WISE-2MASS e mapa de avermelhamento SFD.	105
6.2	Fração disponível do céu para amostra WISE-2MASS com duas máscaras diferentes.	107
6.3	Contraste de densidade dos GNCs para simulações log-normal.	110
6.4	Histograma do contraste de densidade dos GNCs do WISE-2MASS em cada pixel.	110
6.5	Comparação do (pseudo)- C_ℓ dos dados observacionais do WISE- 2MASS versus simulações log-normal, em conjunto com o número de objetos estimados em cada faixa de <i>redshift</i>	111
6.6	Modelo desenvolvido para a função de exposição do WISE.	112
6.7	Simulação log-normal após inclusão da NUSE e do dipolo cinemático.	112
6.8	Valor do Delta-map de WISE-2MASS.	114
6.9	Histograma da amplitude dos dipolos das simulações log-normal. . . .	114

Lista de Tabelas

2.1	Tabela contendo os vínculos sobre $\{w_o, w_a\}$ por parte de diversas combinações de sondas cosmológicas.	33
3.1	Anomalias encontradas na CMB e suas respectivas significâncias estatísticas.	47
3.2	Tabela contendo as principais estimativas de direções preferenciais na LSS.	57
3.3	Tabela completa com as direções preferenciais encontradas com observações de SNe.	62
3.4	Tabela apresentando diferentes estimativas do dipolo local.	68
4.1	Comparação entre os principais resultados da amplitude anisotropia na expansão cosmológica reportadas na literatura, quando comparados com nossos resultados publicados em [47].	81
4.2	Tabela reduzida com as direções preferenciais encontradas com observações de SNe.	82
4.3	Coefficiente de Pearson entre diferentes mapas.	83
4.4	Tabela com os <i>p-values</i> dos Hubble-maps e q-maps frente às simulações de MC.	84
4.5	Tabela comparando a anisotropia de H_0 com o <i>bulk flow</i>	89
6.1	Valor do dipolo de diferentes amostras observacionais calculados pelo Delta-map.	108
6.2	Amplitude, direção e significância estatística (em níveis de confiança ou em <i>p-values</i>) de várias estimativas de dipolos na LSS.	115
6.3	Testes de consistência do delta-map.	116

Capítulo 1

Introdução

Graças à intrínseca curiosidade da espécie humana, tivemos o desenvolvimento das Ciências naturais assim como da Matemática e da Filosofia, visando, assim, explicar os fenômenos que ocorrem na natureza sob diferentes perspectivas e abordagens. Relacionada a estes três ramos do conhecimento, a Cosmologia dedica-se a explicar a origem, evolução e conteúdo do Universo, estando hoje mais firmada no ramo das ciências naturais. Ainda que seus primeiros passos tenham sido dados pelos filósofos pré-socráticos na Antiga Grécia, em torno de 2500 anos atrás, além de avanços consideráveis alcançados por Galileu Galilei e Isaac Newton nos séculos XVI e XVII, a Cosmologia moderna teve seu início apenas há aproximadamente um século, através do advento da Teoria da Relatividade Geral (TRG) [152] que, fundamentada na ideia da equivalência entre a geometria do espaço-tempo e o conteúdo material do Universo por meio de um formalismo covariante, explica a interação gravitacional que domina a estrutura em grande escala do Universo. Esta teoria desfruta, ainda hoje, o status de teoria de gravitação padrão, tendo sido bem sucedida nos experimentos realizados até então como pode ser conferido num trabalho de revisão recente de [431]¹.

Poucos anos depois da formulação da TRG, veio a primeira proposta de um modelo cosmológico por parte do próprio Einstein [153]. Tal proposta consiste em um Universo homogêneo e isotrópico, porém estático, onde a atração gravitacional existente entre os objetos que o constitui é contrabalançada por um agente geométrico descrito por uma Constante Cosmológica λ , introduzido para garantir esta condição estática. Entretanto, percebeu-se que seria necessário um ajuste fino muito grande nesta quantidade para explicar um Universo estático, tornando-o inviável. Posteriormente, o matemático russo Alexander Friedman percebeu que, mesmo um Universo constituído apenas por matéria, poderia encontrar-se em expansão desacelerada, não estando necessariamente em contração como Einstein presumiu anteriormente.

¹O último fenômeno previsto pela TRG que ainda não havia sido observado, i.e., ondas gravitacionais, foi anunciado no final de 2015 [2].

Esta possibilidade foi inferida, observacionalmente, alguns anos depois nos trabalhos seminais liderados por Georges Lemaître [259, 260] e Edwin Hubble [210]², que obtiveram as primeiras evidências empíricas da expansão do Universo.

Ao considerar um Universo em expansão, podemos concluir que este evolui de um estágio mais denso e mais quente no passado para um estado cada vez mais diluído e frio³. Retrocedendo cada vez mais no tempo, chegamos a um momento em que todo o Universo situava-se em uma quase singularidade, com densidade e temperatura quase infinitas. Acredita-se, então, que nestes estágios iniciais ocorreu um período de expansão acelerada, o qual conferimos o nome de **inflação** na literatura [43, 188, 274]. Através deste processo inflacionário primordial, podemos explicar o problema da planura (ou seja, por que o Universo hoje é bastante plano), o problema do monopolo magnético (ou seja, o motivo pelo qual não encontramos este objeto hoje pelo Universo) e, principalmente, o problema do horizonte, que consiste na ideia de que as perturbações de densidade primordiais apresentam valores semelhantes, i.e., flutuações da ordem de 10^{-5} , mesmo em regiões que não encontram-se causalmente conectadas depois deste processo inflacionário.

Uma vez ocorrido este processo inflacionário primordial, o subsequente resfriamento do Universo forneceu condições propícias à síntese primordial dos elementos leves em seus primeiros minutos após a inflação, a qual chamamos de Nucleossíntese Primordial do *Big Bang* (BBN) [167, 168], onde aproximadamente 70% dos bárions do Universo é composto por hidrogênio neutro, aproximadamente 25% deles corresponde à Hélio, ao passo que outros elementos leves como isótopos do hidrogênio e Li^7 , por exemplo, compõem os demais 5%. Este mesmo resfriamento, por sua vez, garantiu a existência de um fundo de radiação que permeia todo o Universo conhecida como a Radiação Cósmica de Fundo (CMB, do inglês *Cosmic Microwave Background*) que, tendo sido descoberta experimentalmente por Penzias e Wilson [327], consiste numa das provas observacionais mais contundentes da validade da TBB. Comportando-se tal como um corpo negro de $T = 2.725$ K atualmente, ela decorre do resfriamento cosmológico sob processo adiabático uma vez que a densidade desta radiação decaiu para valores bem abaixo da densidade dos bárions, de modo a ocor-

²Hubble não concluiu a existência da expansão cosmológica neste trabalho, mas sim uma relação linear entre velocidade de recessão e desvio para vermelho de galáxias distantes. Curiosamente, Hubble superestimou a taxa de expansão do Universo em sua análise por um fator de 8, quase, ao inferir que o brilho superficial destas galáxias era bem mais tênue do que são de fato. Notamos, ainda, que Vestu Slipher obteve um resultado semelhante aproximadamente dez anos antes do que Hubble, ainda que as observações empregadas por ele tenham deixado dúvidas ainda maiores sobre a inferência da expansão cosmológica.

³Esta ideia de um Universo mais quente e denso no passado constitui, assim, a Teoria do *Big Bang* (TBB), sendo ela a teoria mais aceita na comunidade científica durante as últimas décadas devido ao seu suporte observacional. Este termo foi alcunhado, originalmente, em tom de crítica por Fred Hoyle, que defendia um modelo cosmológico conhecido como modelo do estado estacionário no final dos anos 1940s. Sua proposta, contudo, não satisfaz os experimentos cosmológicos efetuados anos depois, embora sirva hoje de relevância histórica.

rer o desacoplamento entre eles. Tal processo permitiu, posteriormente, que estes bárions formassem, posteriormente, os objetos astrofísicos como estrelas, galáxias e aglomerados de galáxias que hoje constituem o Universo.

Entretanto, este cenário cosmológico acima descrito apresenta limitações. A primeira delas consiste no fato de que o cenário de formação de estruturas cosmológicas, a dinâmica das galáxias e o desvio da luz via lentes gravitacionais por objetos astrofísicos compactos, ou pelas estruturas em grande escala, exigem uma quantidade de matéria no Universo maior do que realmente observada. A esta componente adicional de matéria, confere-se o nome de matéria escura fria (*cold dark matter*, CDM), onde o termo "fria" e "escura" vem, respectivamente, do fato de ser não-relativística e não apresentar interação eletromagnética em nenhum comprimento de onda, interagindo apenas gravitacionalmente com a matéria bariônica⁴. Tal componente compõe $\sim 25\%$ do conteúdo material do Universo, aproximadamente, sendo de natureza até então desconhecida.

Além disto, no final dos anos 1990s, dois grupos obtiveram, independentemente, que Supernovas do tipo Ia (SNe) muito distantes (ou seja, SNe com *redshifts* > 0.3) encontravam-se menos brilhante do que seria esperado caso o Universo fosse composto, inteiramente, por bárions e CDM. Este fenômeno pode ser explicado considerando que o Universo encontra-se **numa fase de expansão acelerada recente**, a qual pode ser atribuída a uma componente exótica de equação de estado negativa denominado energia escura, cuja candidata mais atraente consiste na Constante Cosmológica Λ , sendo ela responsável por aproximadamente 75% de toda a composição material do Universo [332, 352]⁵. Assim, temos o modelo cosmológico padrão (MCP) descrito pelo paradigma Λ CDM devido a duas componentes dominantes do Universo hoje. Todavia, a Constante Cosmológica carece, ainda, de uma melhor motivação física para sua explicação, pois caso a interpretemos como a densidade de energia do vácuo, encontramos que seu valor observacional é entre 50-120 ordens de grandeza incompatível com o valor teórico esperado pela Teoria Quântica de Campos [23], além do ajuste fino exigido para que ela alcance um valor comparável à densidade de energia da CDM somente nos últimos bilhões de anos do Universo. Várias alternativas ao Λ CDM foram propostas e investigadas, no entanto, nenhuma delas mostrou-se mais satisfatória do que o Λ CDM para explicar os dados observacionais

⁴*Hot dark matter* (HDM), a exemplo de neutrinos, já foi proposta como explicação destes fenômenos. Contudo, HDM não é capaz de explicar a estrutura em grande escala cosmológica (LSS, do inglês *large-scale structure*) seguindo uma hierarquia onde estruturas menores formam-se primeiro, dando assim origem a estruturas cada vez maiores. Objetos compactos pouco brilhantes, a exemplo de anãs marrons, buracos negros etc. também não permitem explicar sozinhos o desvio da luz observados através de lentes gravitacionais, necessitando assim recorrer à CDM para tal.

⁵Ainda que a ideia desta componente se assemelha ao modelo cosmológico de Einstein em 1917, a interpretação moderna dela usual é associada à densidade de energia do vácuo, não tendo mais uma interpretação geométrica. Vale notar, ainda, que Krauss e Turner obtiveram evidência marginal para a presença desta componente em estimativas de idades de objetos antigos em 1995 [249].

de SNe distantes [6, 11, 21, 28, 63, 88, 198, 301, 302, 329, 393].

Deste modo, muitos autores se dedicaram a testar os pilares do MCP como possível explicação desta aceleração cósmica recente. Dentre eles, vários consideraram que a TRG atua apenas em certos regimes, sendo então um limite para uma teoria mais geral de gravitação. Ainda que nenhuma proposta tenha se sobressaído até o dado momento, a ideia permanece válida, onde levantamentos de dados futuros poderão nos responder sobre a validade destas ideias com mais precisão [115, 247]. Por outro lado, parte da comunidade científica voltou seus trabalhos para explorar uma hipótese tão ou mais fundamental do que a TRG, que é o Princípio Cosmológico (PC). Como dito antes, assume-se implicitamente que o Universo deve ser estatisticamente homogêneo e isotrópico em grandes escalas⁶, haja visto que estes pressupostos facilitam-nos a resolver as equações de campo gravitacional e haja visto, também, que a inflação primordial deve remover assinaturas anisotrópicas e inomogêneas em sua expansão acelerada. Ou seja, escalas a partir de 100–300 Mpc [118, 205, 258, 305, 367, 368, 379] dependendo da amostra em questão, tendo um limite superior para esta escala calculado em 270 Mpc [438], embora os trabalhos de [116, 161, 181, 394, 395] reportem estruturas cosmológicas maiores do que a estimativa deste limite superior. Logo, o Universo não deve apresentar posições ou direções privilegiadas, facilitando assim a resolução das equações de campo que rege a TRG. No entanto, tais hipóteses ainda não foram completamente testadas com observações cosmológicas devido à qualidade limitada delas mesmo hoje em dia, ainda que algumas propostas abrindo mão da hipótese da homogeneidade já foram lançadas como alternativas ao Λ CDM.

Alguns testes de isotropia estatística da CMB, por sua vez, apontaram possíveis violações da isotropia estatística cosmológica, embora algumas análises mais atuais indiquem possíveis vieses observacionais ou estatísticos como responsáveis por este resultado [13, 377]. Testes semelhantes realizados com dados de estrutura em grande escala e distâncias cosmológicas, por outro lado, apontaram apenas evidência marginal de possíveis violações do PC, mas novamente esbarrando nas limitações observacionais atuais. Considerando que estamos nos aproximando de uma era de precisão ainda maior na Cosmologia, as questões fundamentais sobre o que são matéria e energia escura podem ser testadas com precisão inédita e inimaginável. Entretanto, uma compreensão correta sobre estas componentes menos conhecidas só será alcançada caso saibamos se hipóteses subjacentes ao MCP são válidas, de fato.

Esta tese se dedica, portanto, a colocar o PC à prova das observações cosmológicas mais recentes disponíveis, concentrando-se especialmente na validade da isotropia cosmológica, uma vez que esta hipótese pode ser diretamente testada via dados observacionais, enquanto a hipótese de homogeneidade cósmica não é com-

⁶Nesta tese, chamamos escalas a partir de 100 Mpc de **grandes escalas**.

pletamente validada através deles, como discutiremos ao longo desta tese. Se algum resultado de possível violação deste pressuposto for indicado com significância estatística relevante, isto levaria então a uma reformulação completa do MCP, assim como uma possível reinterpretação das componentes desconhecidas do Universo, i.e., matéria e energia escuras. Assim, organizamos a tese da seguinte forma: O capítulo 2 versa sobre as bases que fundamentam o MCP, bem como possíveis testes e vínculos que devem ser satisfeitos a fim de validar o PC, ao passo que o capítulo 3 apresenta uma revisão dos testes de isotropia realizados na literatura com diferentes observáveis O capítulo 4, 5 e 6, por sua vez, constituem os resultados originais deste trabalho, que se dedicam a realizar novos testes com dados de SNe (capítulo 4) e da estrutura em grande escala (capítulo 5 e 6). Por fim, o capítulo 7 apresenta conclusões pertinentes aos resultados obtidos e apresentados nos três capítulos anteriores, bem como perspectivas com respeito a este tema. Os resultados do capítulo 4 podem ser conferidos, também, nos artigos [46, 47], ao passo que os resultados do capítulo 5 e 6 encontram-se, respectivamente, nas referências [49] e [48]. Indicamos, ainda, a leitura de [109, 110, 177, 251, 277, 331, 436] para revisões sobre o status observacional do PC.

Capítulo 2

O princípio cosmológico e o modelo cosmológico padrão

2.1 A métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Neste capítulo, apresentaremos a métrica do espaço-tempo que descreve a dinâmica do Universo no contexto do MCP, i.e., a métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW), explorando ainda algumas de suas propriedades observacionais.

2.1.1 Introdução

A fim de determinar a métrica $g_{\mu\nu}$ que nos fornece as distâncias e relógios cósmicos com base tanto na TRG, quanto no PC, precisamos estabelecer como as observações cosmológicas que fazemos são, de fato, efetuadas. Para tal, o painel esquerdo da figura 2.1 fornece um quadro intuitivo sobre esta questão. Nele, O corresponde a um observador e sua linha de mundo, i.e., sua trajetória ao longo da variedade \mathcal{M} que constitui o espaço-tempo do Universo, sendo assim idealizado como um **observador fundamental** (OF) que não apresenta movimento relativo ao fluido cosmológico constituído por galáxias e seus movimentos peculiares, encontrando-se assim em queda livre. Ou seja, um OF enxerga possíveis flutuações estatisticamente isotrópicas na distribuição angular radiação e matéria do Universo, mas não um momento de dipolo atribuído ao efeito Doppler decorrente de seu movimento nesta distribuição.

Definido então este OF, dividimos o espaço-tempo em hipersuperfícies de 3 dimensões definidas em um instante t constante no Universo (ou seja, hipersuperfícies do tipo espaço) que correspondem à Σ_{t1} , Σ_{t2} e Σ_{t3} nesta figura, tal como se fossem

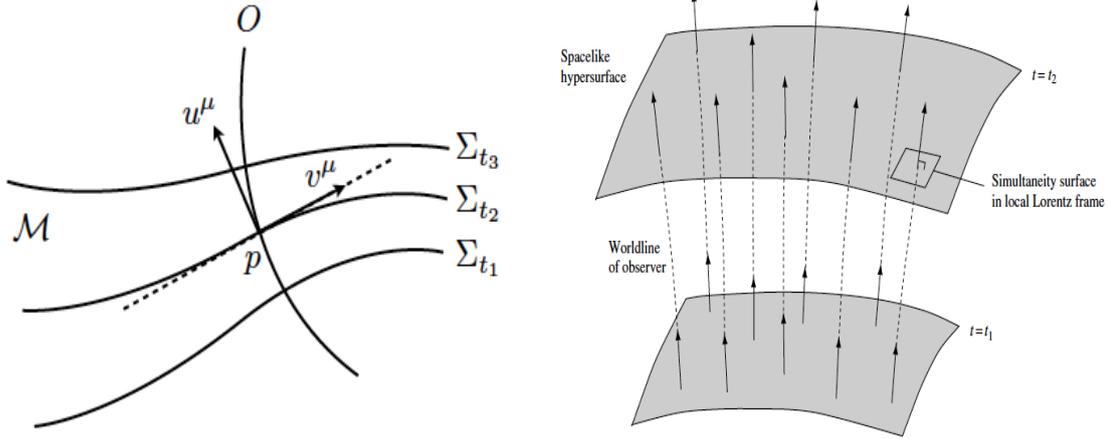


Figura 2.1: *Painel esquerdo*: Ilustração da variedade \mathcal{M} do espaço-tempo, mostrando a linha de mundo de um OF O sobre esta variedade uma vez que ela encontra-se fatiada em hipersuperfícies em tempo constante Σ_t , tal como mostrado em [239]. *Painel direito*: Representação da mesma variedade, porém, para um conjunto de OFs em duas hipersuperfícies espaciais situadas em dois instantes diferentes de tempo constantes, t_1 e t_2 , conforme mostrado em [200].

fatias do Universo em diferentes instantes, onde o ponto cuja linha do mundo do OF O intercepta a hipersuperfície Σ_{t_2} é representado por p , cujos vetores tangenciais e perpendiculares a este ponto são denotados por u^μ e v_μ , respectivamente. Contudo, ressaltamos que esta figura em questão retrata apenas a linha de mundo de um único observador fundamental, ou seja, um recorte em uma região do espaço-tempo. Tal recorte pode ser generalizado ao imaginar que existem outros OFs cujas linhas de mundo formam uma congruência no espaço-tempo que, por sua vez, interceptam-se jamais em cada ponto do espaço-tempo a exceção, apenas, de algum ponto específico situado no infinito passado ou futuro. Isto constitui o chamado **Postulado de Weyl** (PW), conforme apresentado no começo do capítulo 14 de [200] e no painel direito da figura 2.1.

Tendo estabelecido, assim, o PW e o fatiamento do espaço-tempo em diferentes hipersuperfícies tipo espaço, tal que as linhas de mundo dos OFs as atravessam em diferentes momentos do Universo, independentemente uma da outra, podemos estabelecer o que representam, no contexto do espaço-tempo relativístico, os conceitos homogeneidade e isotropia que definem o PC da seguinte forma: **Homogeneidade** refere-se à noção de que, em cada instante t (ou seja, em cada hipersuperfície tipo espaço mencionada anteriormente), o Universo parece estatisticamente o mesmo para todos os OFs, sendo assim invariante sobre translações. Esta condição impõe, portanto, que estas hipersuperfícies sejam homogêneas. Matematicamente, isto significa que, para dois pontos $p, q \in \Sigma_t$, existe uma transformação de coordenada (difeomorfismo) no espaço-tempo que leva p até q (e vice-versa) preservando a métrica $g_{\mu\nu}$. Por outro lado, **isotropia** diz que o Universo deve ser invariante sob rotações,

logo, deve parecer o mesmo em todas as direções. Analogamente ao caso da homogeneidade, existe uma transformação de coordenadas para um OF situado em p, u^μ que leva um vetor perpendicular a p, v_1^μ (tal qual v^μ no painel esquerdo da figura 2.1) até v_2^μ deixando esta mesma métrica invariante.

Através da discussão acima, já pode-se obter um vislumbre da forma funcional da métrica que descreve um espaço-tempo que obedece o PC. Considerando que o instante t de cada OF é fornecido pelo tempo próprio ao longo de suas linhas de mundo, além de denotar as coordenadas espaciais constantes ao longo destas linha como (x^1, x^2, x^3) , podemos escrever um elemento de linha da forma

$$ds^2 = c^2 dt^2 - g_{ij} dx^i dx^j , \quad (2.1)$$

onde $ds = c dt = d\tau$ ao longo da linha de mundo em questão, já que $dx^i = 0$ nela, demonstrando o que foi afirmado antes. O quadrivetor velocidade deste OF é dado por $u^\mu = dx^\mu/d\tau = (1, 0, 0, 0)$, ou seja, ortogonal às hipersuperfícies tipo espaço que definimos anteriormente e, por fim, que estas linhas de mundo satisfazem a equação da geodésica dada por

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma_{\nu\sigma}^\mu \frac{dx^\nu}{d\tau} \frac{dx^\sigma}{d\tau} = 0 , \quad (2.2)$$

caso o símbolo de Christoffel Γ_{00}^μ seja nulo, pois $\frac{dx^0}{d\tau} \neq 0$ e $\frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} = 0 \quad \forall \mu$. Ou seja, exige que $\Gamma_{00}^\mu = (1/2)g^{\mu\nu}(2\partial_0 g_{0\nu} - \partial_\nu g_{00}) = 0$, o que é satisfeito se $g_{0i} = 0$ assim como a sua matriz inversa, i.e., $g^{0i} = 0$. Isto mostra que a forma funcional da métrica apresentada na equação 2.1 é consistente com o que foi postulado anteriormente: que o espaço-tempo pode ser dividido e fatiado conforme hipersuperfícies do tipo espaço que são atravessadas, ortogonalmente, por OFs cujas linhas de mundo situadas em (x^1, x^2, x^3) , logo, constantes com o passar do tempo, seguem geodésicas no espaço-tempo, mostrando assim que estes OFs podem ser interpretados como partículas do tipo tempo movimentando-se apenas sob ação da gravidade.

Assim, o elemento de linha 2.1 pode ser reescrito como:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - S^2(t) h_{ij} dx^i dx^j , \quad (2.3)$$

onde $S^2(t)$ representa um fator de magnificação que evolui apenas com o tempo, porém invariante no espaço tridimensional, assim respeitando a invariância direcional e translacional exigidas para um Universo espacialmente homogêneo e isotrópico, enquanto h_{ij} corresponde à parte espacial da métrica que descreve este Universo.

2.1.2 A métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Ainda que este elemento de linha apresentado em 2.3 já nos forneça uma funcional rudimentar sobre a métrica $g_{\mu\nu}$ do Universo descrito pelo MCP valendo-se, tão somente, de argumentos de simetria e da TRG, é necessário impor condições mais severas sobre ele a fim de determiná-lo completamente. Para isto, precisamos definir qual a forma geral de uma métrica isotrópica e estática e, além disso, sobre como podemos relacionar $g_{\mu\nu}$ com o tensor de Riemann R_{ijkl} que dita a curvatura do espaço-tempo. Desta maneira, consideramos que a isotropia exige invariância rotacional e que as únicas quantidades invariantes sob rotação das coordenadas x^i são dados pelo produto escalar $\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}$, $\mathbf{x} \cdot d\mathbf{x}$ e $d\mathbf{x} \cdot d\mathbf{x}$, onde $\mathbf{x} \equiv (x^1, x^2, x^3) = (r \sin \theta \cos \phi, r \sin \theta \sin \phi, r \cos \theta)$. Estas quantidades invariantes sob rotação, portanto, são $\mathbf{x} \cdot \mathbf{x} = r^2$, $\mathbf{x} \cdot d\mathbf{x} = r dr$ e $d\mathbf{x} \cdot d\mathbf{x} = dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2$. Logo, uma métrica genérica sob estas condições é dada por:

$$d\sigma^2 = C(r)(\mathbf{x} \cdot d\mathbf{x})D(r)d\mathbf{x}^2 = C(r)r^2 dr^2 + D(r)(dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (2.4)$$

sendo $d\sigma^2$ o elemento de linha somente da parte espacial da métrica. Redefinindo as funções arbitrárias $C(r)$ e $D(r)$ como $B(r) \rightarrow C(r)r^2 + D(r)$ e, posteriormente, $\bar{r}^2 \rightarrow D(r)r^2$, a equação 2.4 pode ser reescrita como

$$d\sigma^2 = B(\bar{r})d\bar{r}^2 + \bar{r}^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (2.5)$$

onde podemos tomar $\bar{r} \rightarrow r$ e, desta expressão 2.5, obter uma métrica de um espaço-tempo isotrópico tal qual:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - d\sigma^2 = c^2 dt^2 - B(r)dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (2.6)$$

Sabemos, ainda, que as conexões na TRG são definidas por

$$\Gamma_{\mu\nu}^\sigma = \frac{1}{2}g^{\sigma\rho}(\partial_\nu g_{\rho\mu} + \partial_\mu g_{\rho\nu} - \partial_\rho g_{\mu\nu}), \quad (2.7)$$

considerando

$$g_{11} = g_{rr} = -B, \quad g_{22} = g_{\theta\theta} = -r^2, \quad g_{33} = g_{\phi\phi} = -r^2 \sin^2 \theta; \quad (2.8)$$

$$g^{rr} = -1/B, \quad g^{\theta\theta} = -1/r^2, \quad g^{\phi\phi} = -1/(r^2 \sin^2 \theta), \quad (2.9)$$

os elementos não-nulos das conexões 2.7 são:

$$\Gamma_{rr}^r = [1/(2B)]dB/dr, \quad \Gamma_{\theta\theta}^r = -r/B, \quad \Gamma_{\phi\phi}^r = -r \sin^2 \theta/B, \quad (2.10)$$

além de:

$$\Gamma_{r\theta}^\theta = \Gamma_{r\phi}^\phi = 1/r, \quad \Gamma_{\phi\phi}^\theta = -\sin\theta \cos\theta, \quad \Gamma_{\phi\phi}^\phi = \cot\theta. \quad (2.11)$$

Por sua vez, o tensor de Ricci $R_{\mu\nu}$ pode ser obtido através das conexões 2.7 de acordo com:

$$R_{\mu\nu} = \partial_\nu \Gamma_{\mu\sigma}^\sigma - \partial_\sigma \Gamma_{\mu\nu}^\sigma + \Gamma_{\mu\sigma}^\rho \Gamma_{\rho\nu}^\sigma - \Gamma_{\mu\nu}^\rho \Gamma_{\rho\sigma}^\sigma, \quad (2.12)$$

cujos únicos elementos não-nulos são:

$$R_{rr} = [-1/(rB)]dB/dr, \quad R_{\theta\theta} = (1/B) - 1 - [r/(2B^2)]dB/dr, \quad R_{\phi\phi} = R_{\theta\theta} \sin^2\theta. \quad (2.13)$$

Falta, então, determinar a função arbitrária B . Para tal, podemos retornar ao fato que a hipótese da homogeneidade e isotropia garantem que a métrica $g_{\mu\nu}$ seja invariante sob transformações de coordenada. Isto significa que existe uma transformação isométrica que obedece a seguinte relação [426]:

$$g_{\mu\nu}(x) = \frac{\partial x'^\rho}{\partial x^\mu} \frac{\partial x'^\sigma}{\partial x^\nu} g'_{\rho\sigma}(x'), \quad (2.14)$$

ou seja, $g'_{\mu\nu}(y) = g_{\mu\nu}(y) \forall y$. Considerando que a transformação do sistema de coordenadas x'^μ para x^μ ocorre de acordo com:

$$x'^\mu = x^\mu + \epsilon \xi^\mu(x), \quad |\epsilon| \ll 1. \quad (2.15)$$

Podemos conferir em [426] que a transformação 2.14 fornece $0 = \xi_{\sigma;\rho} + \xi_{\rho;\sigma}$, onde qualquer campo quadrivetorial $\xi_\sigma(x)$ que satisfaz esta relação forma o **vetor de Killing** da métrica $g_{\mu\nu}$, i.e., um campo vetorial que tem como propriedade fundamental preservar as propriedades da métrica ao longo de uma variedade onde a métrica é definida. Assim, a hipótese da homogeneidade garante que, se uma métrica apresenta isometrias espaciais infinitesimais, ela então admite vetores de Killing que levam OF situados em algum ponto nas hipersuperfícies Σ_t a qualquer região delas, ou mesmo em alguma outra Σ_t no passado ou futuro, preservando esta métrica subjacente. Para a isotropia, vale algo semelhante: a métrica pode ser dita isotrópica se possui isometrias infinitesimais que deixam um observador situado em \mathbf{x} fixo neste ponto, mas que $\xi_{\lambda;\nu}$ relacionado a esta transformação leve-o para todos os pontos possíveis. Temos, assim, 6 vetores de Killing caracterizando esta métrica, consistente com o número $N(N+1)/2 = 6$ quando $N = 3$, valor do número de dimensões espaciais da variedade M onde a métrica do espaço-tempo é definida. Por definição, portanto, a métrica do espaço-tempo que obedece o PC é **maximamente simétrica**, exigindo

assim apenas um número para caracterizá-lo: a curvatura K , que é constante em t e independente das coordenadas espaciais.

Através dela, podemos relacionar a métrica com o tensor de curvatura R_{ijkl} de acordo com:

$$R_{ijkl} = K(g_{ik}g_{jl} - g_{il}g_{jk}) , \quad (2.16)$$

enquanto o tensor de Ricci é dado por

$$R_{jk} = g^{il}R_{ijkl} = K g^{il}(g_{ik}g_{jl} - g_{il}g_{jk}) = K(\delta_k^l g_{jl} - \delta_l^j g_{jk}) = K(g_{jk} - 3g_{jk}) = -2K g_{jk} . \quad (2.17)$$

Podemos, assim, relacionar os elementos não-nulos das conexões Γ_{ij}^k com R_{ij} através da expressão 2.17, tendo assim:

$$\frac{1}{rB} \frac{dB}{dr} = 2KB , \quad (2.18)$$

$$1 + \frac{r}{2B^2} \frac{dB}{dr} - \frac{1}{B} = 2Kr^2 . \quad (2.19)$$

Resolvendo a equação diferencial 2.18:

$$-\frac{1}{B(r)} + A = Kr^2 \Rightarrow B(r) = \frac{1}{A - Kr^2} , \quad (2.20)$$

que, por sua vez, pode ser substituída na equação diferencial 2.19, permitindo assim obter A , conforme:

$$1 - A + Kr^2 = Kr^2 \Rightarrow A = 1 . \quad (2.21)$$

Assim, finalmente, obtemos o elemento de linha de um espaço maximamente simétrico tridimensional, que é dado por

$$d\sigma^2 = \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 , \quad (2.22)$$

ao passo que o elemento de linha do espaço-tempo quadrimensional, que incorpora todas estas propriedades de simetria, é escrito como:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - S^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] . \quad (2.23)$$

Assumindo $K \neq 0$, podemos então redefinir r como $r \rightarrow |K|^{1/2} r$, além de $k \equiv K/|K|$, de modo que $k \pm 1$. Assim, temos $Kr^2 \rightarrow k|K|r^2 = kr^2$ e $dr^2 \rightarrow dr^2/|K|$, o que nos permite redefinir um fator de escala tal qual $a(t) \equiv S(t)/|K|^{1/2}$ no elemento de linha 2.23. Se $K = 0$, por sua vez, basta redefinir diretamente

$a(t)$ como $a(t) = S(t)$. Deste modo, chegamos finalmente ao **elemento de linha da métrica Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW)**, que escreve-se como:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right], \quad (2.24)$$

onde $a(t)$ denota uma quantidade de dimensão de distância, tal qual ds , cujas coordenadas adimensionais (r, θ, ϕ) são coordenadas comóveis das galáxias (OFs) que observam o Universo descrito por esta métrica, uma vez desprezando suas velocidades peculiares, ao passo que $k = -1, 0, 1$ corresponde ao fator de curvatura cujos valores denotam, respectivamente, um Universo com curvatura aberta (hiperbólica), plana ou fechada (esférica).

De posse da métrica 2.24, podemos obter as propriedades geométricas do espaço-tempo FLRW para cada caso de k , como seguem:

Caso $k = 1$: Neste caso correspondente ao Universo com curvatura esférica, notamos logo que o coeficiente dr torna-se singular quando $r \rightarrow 1$. Assim, se faz necessário introduzir uma nova coordenada radial, que denotaremos por χ , que relaciona-se com r de acordo com

$$r = \sin \chi \Rightarrow dr = \cos \chi d\chi = (1 - r^2)^{1/2} d\chi. \quad (2.25)$$

Substituindo 2.25 em 2.24, a parte espacial deste elemento de linha fica reescrito como:

$$d\sigma^2 = a^2[d\chi^2 + \sin^2 \chi(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)]. \quad (2.26)$$

Caso $k = -1$: Considerando o caso do Universo com geometria hiperbólica, a coordenada radial χ relaciona-se com a coordenada original r tal qual:

$$r = \sinh \chi \Rightarrow dr = \cosh \chi d\chi = (1 + r^2)^{1/2} d\chi, \quad (2.27)$$

logo

$$d\sigma^2 = a^2[d\chi^2 + \sinh^2 \chi(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)]. \quad (2.28)$$

Podemos interpretar este espaço-tempo descrito pelo elemento de linha 2.28 como se estivesse imerso num espaço-tempo quadrimensional de Minkowski, ao invés de Euclidiano, ao considerar $w = a \cosh \chi$, $x = a \sinh \chi \sin \theta \cos \phi$, $y = a \sinh \chi \sin \theta \sin \phi$, $z = a \sinh \chi \cos \theta$ e $d\sigma^2 = dw^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$ e $w^2 - x^2 - y^2 - z^2 = a^2$, com $0 \leq \chi \leq \infty$, $0 \leq \theta \leq \pi$ e $0 \leq \phi \leq 2\pi$. Analogamente ao

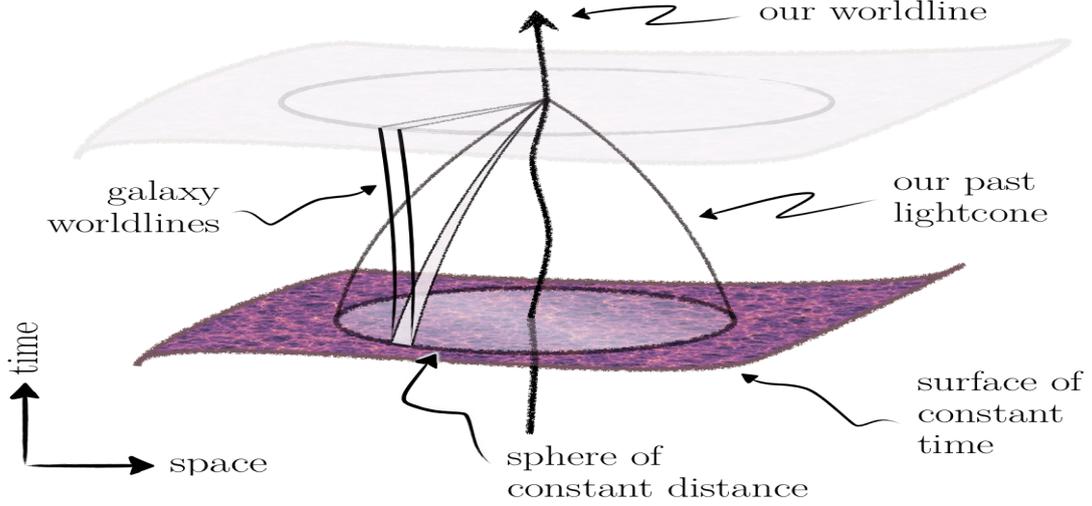


Figura 2.2: Diagrama da propagação de luz ao longo do cone de luz passado [109].

caso anterior, a área superficial de esferas em um dado χ fixo vale $A = 4\pi a^2 \sinh^2 \chi$, porém o volume total deste espaço é infinito.

Caso $k = 0$: No Universo FLRW plano, podemos redefinir, simplesmente, $r = \chi$ por consistência, obtendo o elemento de linha espacial de acordo com:

$$d\sigma^2 = a^2[d\chi^2 + \chi(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] , \quad (2.29)$$

que corresponde a um elemento de linha Euclidiano por si só, dado por $x = a\chi \sin \theta \cos \phi$, $y = a\chi \sin \theta \sin \phi$, $z = a\chi \cos \theta$ tal que $d\sigma^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$. Tendo estabelecido o elemento de linha da parte espacial da métrica FLRW para cada valor de k , podemos reescrever 2.24 de uma maneira geral conforme:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t)[d\chi^2 + S^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] , \quad (2.30)$$

sendo $S(\chi) = \sin \chi$ se $k = 1$, $S(\chi) = \chi$ se $k = 0$ e $S(\chi) = \sinh \chi$ se $k = -1$.

2.2 Base observacional para o Princípio Cosmológico

Vimos nas seções anteriores deste capítulo que o MCP tem como um de seus principais pilares os pressupostos da isotropia e homogeneidade do espaço-tempo em grandes escalas, algo usualmente assumido como verdadeiro, contudo, tais hipóteses ainda precisam ser postas à prova com diferentes observáveis e diferentes metodologia, além de maior rigor nestes testes, a fim de verificar o quão válidas (e a partir de quais outros pressupostos ou a partir de qual escala) de fato são.

A isotropia do Universo, i.e., sua invariância de acordo com rotações, pode ser testada diretamente através das observações, uma vez que depende somente de dados - ou informações que podem ser extraídas deles - projetados na esfera celeste em 2 dimensões. Entretanto, não podemos dizer o mesmo da hipótese da homogeneidade. No caso, percebe-se que observamos galáxias e outros objetos situados em nosso cone de luz passado. Logo, efetuamos todos os cálculos cosmológicos com dados observacionais que situam-se justo neste cone de luz, não nas hipersuperfícies espaciais situadas em um tempo constante. Isto cria um impedimento natural de testar diretamente a homogeneidade do espaço-tempo, pois não temos acesso às variações espaciais situadas ao longo de todas estas hipersuperfícies em cada intervalo de tempo cósmico t , mas apenas das regiões que situam-se diretamente em nosso cone de luz passado até este tempo t de onde vem o sinal deste observável. Esta situação é ilustrada na figura 2.2, onde podemos ver que temos acesso apenas parcial à tais hipersuperfícies.

Tendo em vista esta limitação fundamental, o que podemos fazer, então, é assumir a validade do Princípio Copernicano que, junto com a demonstração que a isotropia em grandes escalas é válida, comprovaria, indiretamente, que o Universo é de fato homogêneo em grandes escalas. Portanto, é essencial estabelecer quais são as quantidades observacionais devem ser consistentes com isotropia a fim de mostrar a validade desta hipótese e, a partir daí, como podemos demonstrar a validade da homogeneidade cosmológica tendo em vista testes voltados para o Princípio Copernicano.

2.2.1 Observáveis necessários para garantir a validade do Princípio Cosmológico

No que diz respeito à isotropia, as revisões citadas anteriormente, i.e., [109, 110] e especialmente [278] estabelecem que a base da isotropia cosmológica advem de:

- Isotropia da distribuição da matéria no cone de luz \rightarrow isotropia da geometria do espaço-tempo: Quatro observáveis cosmológicos precisam estar de acordo com isotropia para demonstrar que o espaço-tempo, também, deve ser isotrópico, sendo eles: **(i)**: distância de diâmetro angular; **(ii)**: contagem de objetos (*number counts*); **(iii)**: fluxo de velocidades peculiares em massa (*bulk flows*); **(iv)**: lentes. A quantidade **(i)** e **(iv)** dizem respeito à métrica subjacente à geometria do espaço-tempo, enquanto as outras duas determinam a isotropia da densidade da matéria e velocidades peculiares, i.e., os pontos **(ii)** e **(iii)**, respectivamente¹. Assim, se um observador que enxerga isotropia da distri-

¹No caso, assume-se implicitamente que a TRG é a teoria correta que descreve interações

buição da matéria por meio destes observáveis dentro de suas limitações, a isotropia do espaço-tempo é então demonstrada.

- Isotropia da CMB para um único observador: Se mostrada que a CMB é isotrópica para um observador, i.e., que a distribuição de sua radiação (ou seja, o dipolo e quadrupolo de ΔT além do monopolo dado pela temperatura média T_0 , que evolui temporalmente tal qual $T = T_0(1 + z)$, ou do dipolo Doppler atribuído ao nosso movimento peculiar em sua direção) permanece a mesma ao longo da linha de mundo deste observador em questão, a geometria do espaço-tempo é isotrópica considerando que a distribuição de matéria do Universo, conforme discutida no item anterior, apresenta consistência com isotropia.

Por sua vez, a base observacional da homogeneidade cosmológica pode ser estabelecida através de:

- Isotropia da distribuição da matéria para todos os observadores \rightarrow métrica FLRW
- Isotropia das distâncias cosmológicas a $\mathcal{O}(z^3)$ para todos os observadores
- Isotropia completa (ou mesmo parcial) da CMB para todos os observadores

A primeira destas afirmações trata-se de uma generalização do ponto concernente a isotropia do espaço-tempo a partir da invariância direcional da matéria discutido anteriormente. Quanto ao segundo item, detalhes sobre sua demonstração podem ser conferidos em [277] e especialmente em [110?], ao passo que o terceiro item é demonstrado também em [110], além de [151].

Ou seja: uma vez que a hipótese isotrópica se mostra válida e que todos os observadores, estatisticamente, enxergam a mesma isotropia presente na distribuição da matéria e radiação cosmológica (considerando, ainda, um fluido do tipo perfeito como agente responsável pela expansão acelerada tardia no Universo, como o caso de Λ), logo, assumindo implicitamente que o Princípio Copernicano é uma hipótese válida também, demonstra-se que o Universo é então descrito pela métrica FLRW. Assim, o Universo está de acordo com os pressupostos da isotropia e homogeneidade cosmológicas, levando em conta a limitação fundamental discutida anteriormente quanto a um teste definitivo da homogeneidade espacial. Testes propostos para averiguar se o Princípio Copernicano é, de fato, uma hipótese válida, podem ser encontrados justo em [109, 110, 277]. Porém, ressaltamos que a ideia central da

gravitacionais. Contudo, testes da TRG e de qualquer modelo alternativo à mesma, contanto que sejam teorias métricas, só podem ser realizados uma vez que se assume a forma da geometria do espaço-tempo.

tese é a validade da isotropia cosmológica, sendo assim, não nos concentraremos em descrever tais testes, mas sim referir o leitor interessado para estas referências onde eles são apresentados e discutidos.

2.3 O modelo cosmológico padrão (MCP)

A partir da definição e interpretação geométrica de um Universo descrito pela métrica FLRW, podemos obter quantidades e equações cosmológicas cruciais para determinar a dinâmica do Universo, tal como descrito nesta seção.

2.3.1 Cosmografia: Redshift, Constante de Hubble e o parâmetro de desaceleração

Uma das quantidades observacionais mais importantes consiste no desvio para o vermelho de objetos astrofísicos distantes, i.e., *redshift*. Sua importância se deve ao fato destes objetos encontrarem-se em recessão com relação à nós (e vice-versa) devido à expansão do Universo (cujos maiores detalhes serão apresentados logo adiante). Entretanto, podemos obter o *redshift* mesmo sem definir como se dá esta expansão cosmológica. Para isto, podemos nos valer do fato que fótons seguem geodésicas nulas no espaço-tempo, i.e., $ds = 0$, além de $d\theta = d\phi = 0$ ao longo da trajetória do fóton², temos $cdt = a(t)d\chi$. Logo:

$$\int_{t_e}^{t_o} \frac{cdt}{a(t)} = \int_0^{\chi_e} d\chi, \quad (2.31)$$

onde t_e e t_o denotam o instante onde o fóton é emitido e observado de um determinado objeto cosmológico. Considerando dois pulsos de luz emitidos em $t_e + \delta t_e$ e $t_o + \delta t_o$, obtemos, da equação 2.31, a seguinte expressão:

$$\int_{t_e}^{t_e + \delta t_e} \frac{cdt}{a(t)} = \int_{t_o}^{t_o + \delta t_o} \frac{cdt}{a(t)}. \quad (2.32)$$

Assumindo que δt_e e δt_o são desprezíveis frente à taxa de expansão o Universo, as integrais em ambos os lados de 2.32 nos dão $\delta t_e/a(t_e) = \delta t_o/a(t_o)$, o que pode ser relacionado com a frequência destes pulsos luminosos emitidos e recebidos conforme $\delta t_i = 1/\nu_i$. Assim:

$$\nu_e a(t_e) = \nu_o a(t_o) \Rightarrow \frac{a(t_o)}{a(t_e)} = \frac{\nu_e}{\nu_o} \equiv 1 + z, \quad (2.33)$$

sendo z o *redshift* deste objeto.

²Ver seção 14.8 de [200] sobre este ponto

Outro ingrediente cosmológico essencial é a Constante de Hubble, H_0 , que nos fornece a taxa de expansão do Universo no momento presente. Podemos obtê-lo através da expansão do fator de escala $a(t)$ em torno do tempo cósmico presente, denotado daqui em diante de t_0 , ao considerar o caso de um objeto astrofísico não muito distante de nós, $z \ll 1$, que emite pulsos luminosos em um instante t (equivalente à t_e no caso anterior), ou seja [98, 419]:

$$a(t) = a(t_0) - (t_0 - t)\dot{a}(t_0) + (1/2)(t_0 - t)^2\ddot{a}(t_0) + \mathcal{O}(3). \quad (2.34)$$

Nesta equação 2.34, truncamos a série na terceira ordem, aproximação válida para objetos com $z \ll 1$. Deste modo, obtemos que $(t_0 - t)^3 \ll 1$, onde a quantidade $(t_0 - t)$ corresponde ao *lookback time*, i.e., quantidade que denota a diferença entre a idade cósmica hoje e a idade cósmica no momento que o fóton é emitido do objeto. Através de 2.34, podemos identificar o **parâmetro de Hubble** como

$$H(t) \equiv \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}, \quad (2.35)$$

enquanto o último termo do lado direito de 2.34 pode ser interpretado em termos da taxa de aceleração da expansão cosmológica tradicionalmente descrita em termos do **parâmetro de desaceleração** $q(t)$, definido como

$$q(t) \equiv -\frac{\ddot{a}(t)a(t)}{\dot{a}^2(t)}, \quad (2.36)$$

onde o sinal de menos na relação 2.36 corresponde a um Universo sob expansão acelerada.

2.3.2 Idades e distâncias densidades cosmológicas

De posse da definição de *redshift* em 2.33, podemos escrevê-lo em função destas quantidades recém estabelecidas, ou seja,

$$z = \frac{a(t_0)}{a(t)} - 1 = \left[1 - (t_0 - t)H_0 - \frac{1}{2}(t_0 - t)^2 q_0 H_0^2 + \mathcal{O}(3) \right]^{-1} - 1. \quad (2.37)$$

Como $(t_0 - t) \ll t_0$, podemos expandir o lado direito de 2.37 da forma $(1 - x)^{-1} \approx 1 + x + x^2 + \mathcal{O}(3)$. Sendo $x \equiv (t_0 - t)H_0 - (1/2)(t_0 - t)^2 q_0 H_0^2$, isto permite que a equação 2.37 possa ser reescrita conforme:

$$z = (t_0 - t)H_0 + (t_0 - t)^2 \left(1 + \frac{q_0}{2} \right) H_0^2 + \mathcal{O}(3). \quad (2.38)$$

Esta série 2.38, por sua vez, pode ser invertida. Assim, podemos escrever o

lookback time em função de z . Sendo o primeiro coeficiente da série em $(t_0 - t)$ dada por $B_1 = b_1^{-1}$ e o segundo coeficiente $B_2 = -b_1^{-3}b_2$. Considerando z tal qual $z = b_1(t_0 - t) + b_2(t_0 - t)^2$, logo, $t_0 - t = B_1z + B_2z^2$. Identificando os coeficientes b_i com $b_1 = H_0$ e $b_2 = (1 + q_0/2)H_0^2$, temos então:

$$t_0 - t = \frac{1}{H_0} \left[z - \left(1 + \frac{q_0}{2} \right) z^2 + \mathcal{O}(3) \right]. \quad (2.39)$$

A partir da equação 2.39, podemos calcular qual o valor da coordenada radial χ onde situa-se o objeto astrofísico que emitiu tais pulsos luminosos. Tal quantidade, naturalmente, depende dos parâmetros q_0 e H_0 que caracterizam a cinemática cosmológica na escala compreendida entre nós e este objeto, sendo assim definida por:

$$\chi = \int_t^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = \frac{c}{a_0} \int_t^{t_0} dt [1 - (t_0 - t)H_0 + \mathcal{O}(2)]^{-1}, \quad (2.40)$$

onde $a_0 = a(t_0)$. Omitimos o termo da ordem de $\mathcal{O}(2)$, desta vez, pois a integral deste termo em t fornece um termo em terceira ordem em χ , que deve ser muito pequeno conforme estabelecido anteriormente. Novamente usando $(1 - x)^{-1} \approx 1 + x$, a integral 2.40 acima resulta em:

$$\chi = \frac{c}{a_0} \left[(t_0 - t) + \frac{q_0}{2} H_0 + \mathcal{O}(3) \right]. \quad (2.41)$$

Substituindo, agora, o *lookback time* 2.39 na expressão da coordenada radial comóvel 2.41, obtemos:

$$\chi = \frac{c}{a_0 H_0} \left[z - \frac{1}{2}(1 + q_0)z^2 + \mathcal{O}(3) \right]. \quad (2.42)$$

Da expressão 2.42, podemos definir a **distância própria** tal que

$$d = a_0 \chi, \quad (2.43)$$

que vale $d \approx c(t_0 - t)$ para qualquer objeto astrofísico não muito distante da Via Láctea. Neste caso, 2.38 pode ser descrita satisfatoriamente só com termos em primeira ordem do *lookback time* $(t_0 - t)$, $z \approx (t_0 - t)H_0$, logo, a **Lei de Hubble** $v \approx cz$ nos fornece

$$v \approx cz = c(t_0 - t)H_0 = H_0 d, \quad (2.44)$$

relacionando assim distâncias cosmológicas até estes objetos com o seu respectivo *redshift* que, então, permite obter uma estimativa local da Constante de Hubble H_0 e determinar a taxa com que o Universo expande-se dentro do contexto do MCP.

Podemos, ainda, obter a taxa de expansão cosmológica em qualquer época $t -$

$t_0 \ll 1$. Para tal, é onveniente defini-la em termos do *redshift* z , por se tratar de uma quantidade observável diferentemente de $a(t)$ ou mesmo t . Usando 2.35, 2.34 e 2.39, temos, portanto:

$$H(z) = H_0[1 + (1 + q_0)z - \mathcal{O}(2)] , \quad (2.45)$$

que pode ser relacionada com a variação infinitesimal do *redshift* de um dado objeto durante um intervalo de tempo dt da seguinte forma:

$$dz = d(1 + z) = \frac{a_0}{a}d = -\frac{a_0}{a}\dot{a}dt = -(1 + z)H(z)dt . \quad (2.46)$$

Esta quantidade dz em 2.46 nos fornece uma expressão geral para o *lookback time* ($t_0 - t$) conforme:

$$t_0 - t = \int_t^{t_0} dt = \int_0^z \frac{dz}{(1 + z)H(z)} . \quad (2.47)$$

Logo, de posse de 2.47, a coordenada radial comóvel escreve-se como:

$$\chi = \int_t^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = \frac{c}{a_0} \int_0^z \frac{dz}{H(z)} . \quad (2.48)$$

Até o momento, estabelecemos como são calculados quantidades fundamentais cosmológicas, a exemplo de distâncias até objetos muito próximos, da passagem do tempo compreendida entre a emissão e observação de seus sinais, bem como a taxa com que o Universo se expande em cada instante de sua história. É possível definir estas quantidades uma vez estabelecidos parâmetros cosmológicos fundamentais como H_0 e q_0 , além da quantidade observável z . Contudo, tanto a coordenada radial comóvel χ quanto a distância própria d não podem ser medidas observacionalmente, por não situarem-se no cone de luz, embora z possa. Precisamos, deste modo, definir distâncias que podem, de fato, relacionar-se com observáveis cosmológicos, sendo elas a **distância de diâmetro angular**, d_A , e a **distância de luminosidade**, d_L .

A primeira destas distâncias, i.e., d_A , pode ser estabelecida através de réguas ou barras padrões ou padronizadas no Universo, que correspondem a objetos com tamanho ou diâmetro característico. Deste modo, podemos medir a distância entre nós e tal objeto, sabendo que esta estimativa não deve ser afetada por possíveis variações de suas características, ou seja:

$$d_A = \frac{l}{\Delta\theta} . \quad (2.49)$$

O painel esquerdo da figura 2.3 ilustra a geometria associada a esta definição. Nela, l representa o diâmetro próprio deste objeto (ou seja, o diâmetro medido em seu referencial de repouso) e $\Delta\theta$ consiste na variação angular compreendida entre o

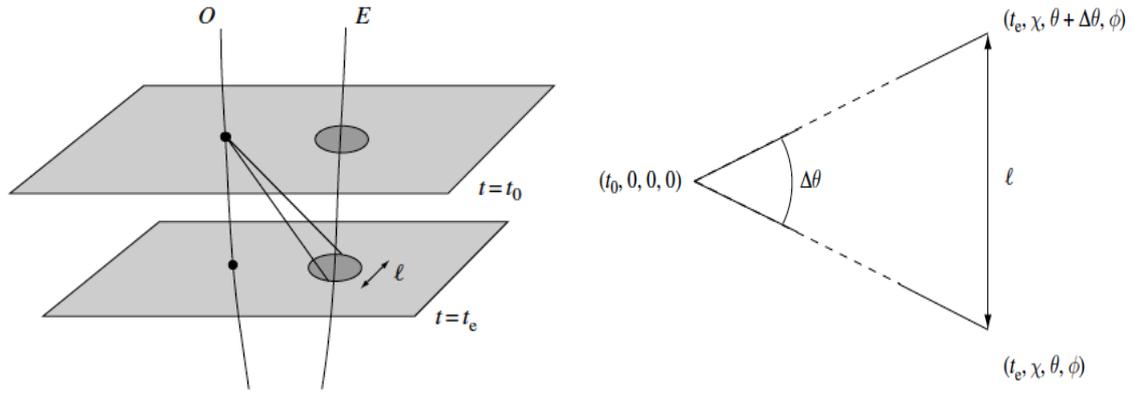


Figura 2.3: *Painel esquerdo*: Geometria associada à distância de diâmetro angular d_A . *Painel direito*: Coordenadas do espaço-tempo associada à definição de d_A . Ambas as figuras foram retiradas de [200].

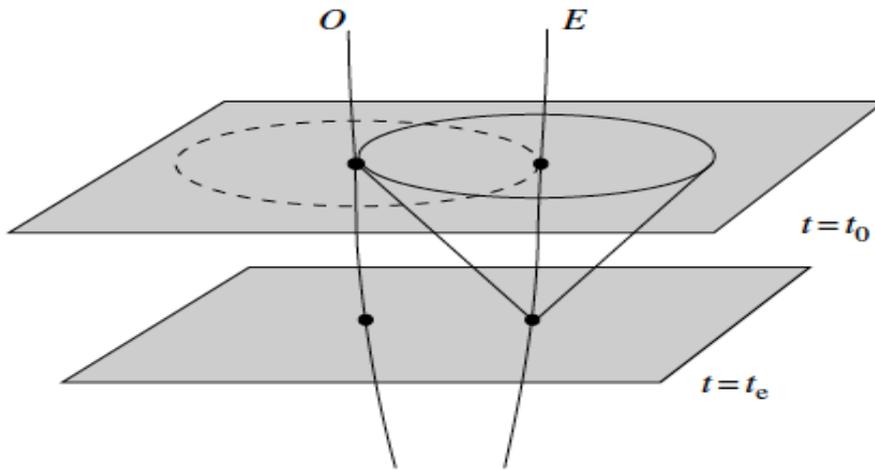


Figura 2.4: Geometria associada à distância de luminosidade d_L . Figura também retirada de [200].

observador e o objeto, enquanto d_A fornece a distância de diâmetro angular entre ele e o observador.

Podemos relacionar d_A com a coordenada radial comóvel, *redshift* e outras quantidades pertinentes através do seguinte argumento: consideremos, então, dois fótons que chegam até nós em um dado instante t_0 , ambos emitidos em t_e a partir de uma fonte extensa (diâmetro l) situada num conjunto de coordenadas χ , como mostra o painel direito da figura 2.3. Nesta configuração, o diâmetro do objeto l pode ser obtido por:

$$l = a(t_e)S(\chi)\Delta\theta, \quad (2.50)$$

cuja definição de $S(\chi)$ encontra-se em 2.30. Aplicando a equação 2.50 em 2.49:

$$d_A = a(t_e)S(\chi) = a(t_0)\frac{a(t_e)}{a(t_0)}S(\chi) = \frac{a(t_0)S(\chi)}{1+z}. \quad (2.51)$$

Já a distância de luminosidade, d_L , pode ser obtida considerando um objeto cujo brilho não varia significativamente de acordo com suas propriedades intrínsecas (sendo assim chamado de vela padrão ou padronizável), mas tão somente de acordo com a distância que ele situa-se de nós. Esta luminosidade, denotada por L (medida em energia/unidade de tempo), pode ser relacionada por definição com o fluxo do objeto em questão via $F = L/(4\pi d^2)$, logo:

$$d_L = \left(\frac{L}{4\pi F} \right)^{1/2}. \quad (2.52)$$

Podemos visualizar a geometria de sua definição no painel esquerdo de 2.4. Analogamente ao caso de d_A , podemos obter, através dela, uma expressão para d_L no contexto do Universo FLRW. Para tal, considera-se a luminosidade $L(t)$ de um objeto localizado em χ emitindo fótons num instante t_e , os quais são recebidos pelo observador O em t_0 sob uma área superficial

$$A = 4\pi a^2(t_0)S^2(\chi), \quad (2.53)$$

seguindo a definição de área superficial da sub-seção anterior. Sabendo que a frequência dos fótons é modificada entre O e E conforme a definição de *redshift* dada em 2.33, $\nu_0 = \nu_e/(1+z)$, a luminosidade $L(t)$ deste objeto, definida em energia/tempo, para O , é dada por:

$$L(t_0) = \frac{h_{\text{pl}}\nu_0}{\tau_0} = \frac{h_{\text{pl}}\nu_e}{\tau_e(1+z)^2} = \frac{L(t_e)}{(1+z)^2}. \quad (2.54)$$

De posse da relação 2.54, o fluxo dos fótons deste objeto compreendido sob uma área A , segundo a equação 2.53, escreve-se como:

$$F(t_0) = \frac{L(t_e)}{4\pi[a_0S(\chi)](1+z)^2}. \quad (2.55)$$

Logo, a distância de luminosidade d_L em 2.52 vale:

$$d_L = a_0S(\chi)(1+z). \quad (2.56)$$

2.3.3 Equações de campo cosmológicas

Nas sub-seções anteriores, mostramos como são a cinemática e geometria do espaço-tempo descrito pela métrica FLRW. Todavia, precisamos ainda mostrar como é a sua dinâmica, o que será feito ao longo desta seção, dentro do paradigma do mo-

delo padrão de Cosmologia (MCP). Para este fim, precisamos empregar a equação de campo gravitacional na presença de matéria e energia das componentes que permeiam o Universo, i.e., matéria bariônica, matéria escura fria (CDM) e Constante Cosmológica Λ . Esta equação de campo é dada por:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = -\kappa T_{\mu\nu} , \quad (2.57)$$

onde $\kappa \equiv 8\pi G/c^4$, G representa a Constante gravitacional Newtoniana, $T = g^{\mu\nu}T_{\mu\nu}$ e $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$. Esta equação 2.57 pode ser reescrita como:

$$R_{\mu\nu} = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}T \right) + \Lambda g_{\mu\nu} . \quad (2.58)$$

A equação 2.58 pode ser obtida ao multiplicarmos a equação 2.57 por $g^{\mu\nu}$, considerando que $g^{\mu\nu}g_{\nu\rho} = \delta_\rho^\mu$, transformando-a em sua forma escalar

$$-R + 4\Lambda = -\kappa T , \quad (2.59)$$

que, em seguida, é multiplicada por $-(1/2)g_{\mu\nu}$, fornecendo então:

$$\frac{1}{2}g_{\mu\nu} - 2\Lambda g_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\kappa g_{\mu\nu}T , \quad (2.60)$$

de forma que, somando a expressão 2.60 com 2.57, obtemos 2.58.

Considerando que o conteúdo material do Universo pode ser descrito por um fluido do tipo perfeito, logo, ausente de cisalhamento e condução de calor, podemos escrever seu tensor de energia e momentum (TEM) como

$$T_{\mu\nu} = (\rho + P/c^2)u_\mu u_\nu - P g_{\mu\nu} , \quad (2.61)$$

onde as densidades materiais ρ e a pressão P dependem apenas do tempo, não da posição em si, uma vez assumido a validade do PC.

Como visto anteriormente, a quadrivelocidade deste fluido é dada por $\mathbf{u} = [u^\mu] = (1, 0, 0, 0) = \delta_0^\mu$. Sabendo que este quadri vetor tem suas componentes definidas conforme

$$u_\mu = g_{\mu\nu}\delta_0^\nu = g_{\mu 0} = c^2\delta_\mu^0 , \quad (2.62)$$

temos que 2.61 toma a seguinte forma:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + P/c^2)c^2\delta_\mu^0\delta_\nu^0 - P g_{\mu\nu} . \quad (2.63)$$

Para obter $T = T^\mu_\mu$, podemos contrair 2.61 com sua versão contravariante, $T^{\mu\nu} = (\rho + P/c^2)u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu}$. Sabendo que $u^\mu u_\mu = c^2$, então o traço do TEM T pode ser escrito como:

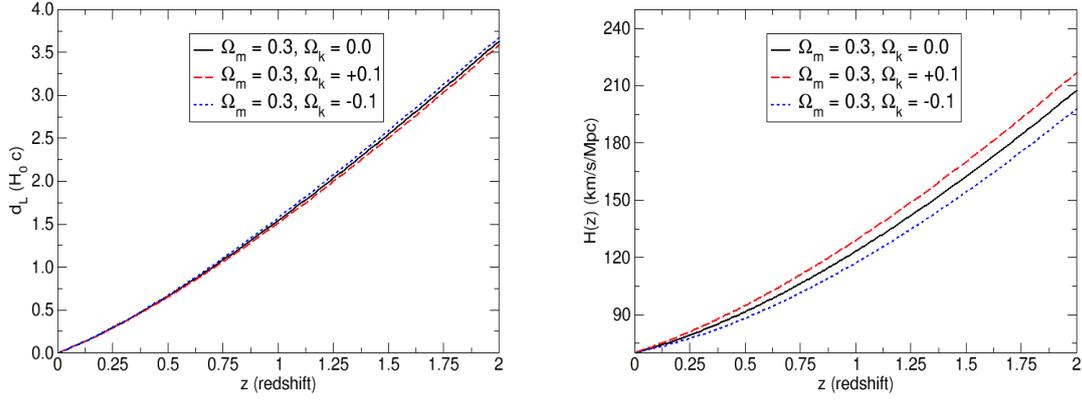


Figura 2.5: *Painel esquerdo*: Distância de luminosidade d_L (dada em unidades de H_0/c) em função do *redshift* z . *Painel direito*: Parâmetro de Hubble $H(z)$, também em função de z . Estes três gráficos foram obtidos considerando um modelo cosmológico Λ CDM com $\Omega_m = 0.3$, $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$ e $\Omega_k = 0.0$ nas curvas pretas, $\Omega_k = +0.1$ nas vermelhas tracejadas) e $\Omega_k = -0.1$ nas azuis pontilhadas.

$$T = (\rho + P/c^2)c^2 - p\delta_\mu^\mu = \rho c^2 - 3P. \quad (2.64)$$

De posse das equações 2.63 e 2.64, que fornecem o lado direito da equação de campo 2.57, além da definição das conexões via equação 2.7 que, por sua vez, provê o tensor de Ricci no lado esquerdo da equação de campo definido conforme 2.12, obtemos então:

$$3\ddot{a}/a = -(1/2)\kappa(\rho c^2 + 3P)c^2 + \Lambda c^2, \quad (2.65)$$

$$a\ddot{a} + 2\dot{a}^2 + 2ck^2 = -[(1/2)\kappa(\rho c^2 - P)c^2 + \Lambda]c^2 a^2. \quad (2.66)$$

Através de 2.65 e 2.66, chegamos às equações de campos cosmológicas dadas por:

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho a^2 + \frac{1}{3}\Lambda c^2 a^2 - c^2 k; \quad (2.67)$$

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right)a + \frac{1}{3}\Lambda c^2 a^2. \quad (2.68)$$

Tais equações podem ser re-organizadas a fim de fornecerem a equação de Friedmann e equação de aceleração³, sendo elas definidas por:

³Muitas vezes a equação 2.68 é referida na literatura como equação de Raychadhouri.

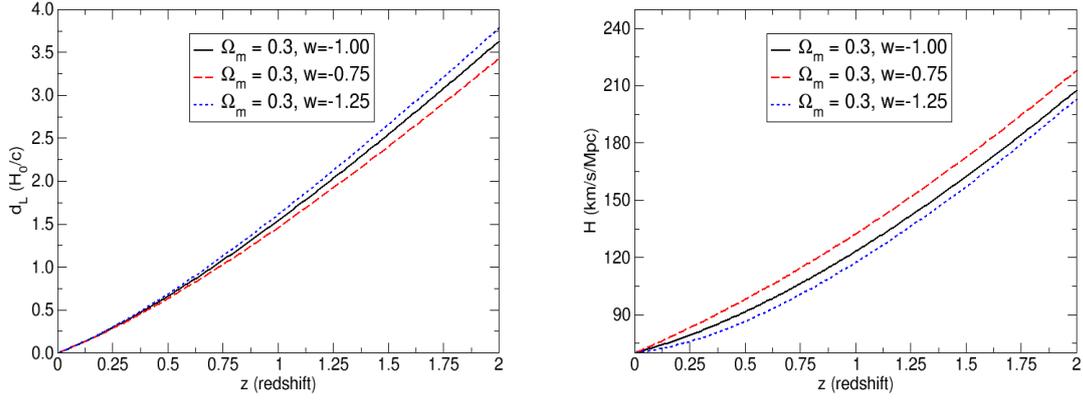


Figura 2.6: *Painel esquerdo*: Distância de luminosidade d_L (dada em unidades de H_0/c) em função do *redshift* z . *Painel direito*: Parâmetro de Hubble $H(z)$, também em função de z . Estes três gráficos foram obtidos considerando um modelo cosmológico w CDM plano com $\Omega_m = 0.3$, $H_0 = 70$ km/s/Mpc e $w = -1$ nas curvas pretas (ou seja, Λ CDM), $w = -0.75$ nas vermelhas tracejadas) e $w = -1.25$ nas azuis pontilhadas.

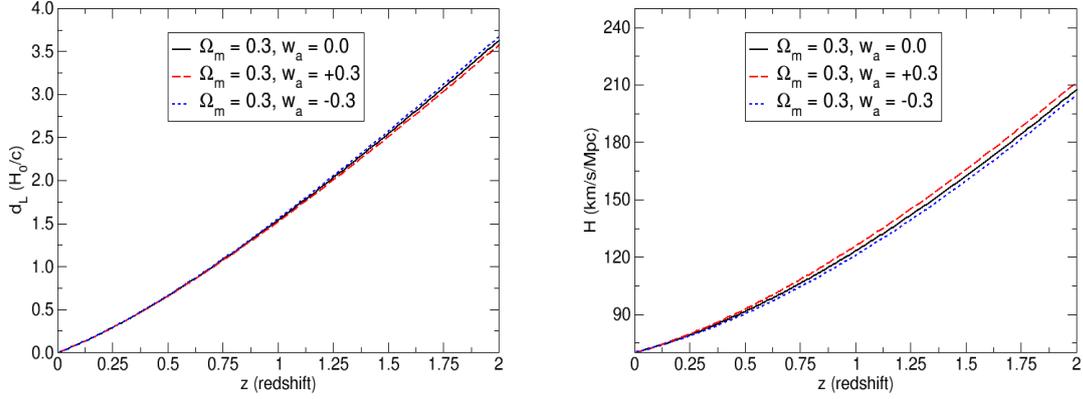


Figura 2.7: *Painel esquerdo*: Distância de luminosidade d_L (dada em unidades de H_0/c) em função do *redshift* z . *Painel direito*: Parâmetro de Hubble $H(z)$, também em função de z . Estes três gráficos foram obtidos considerando um modelo cosmológico CPL plano com $\Omega_m = 0.3$, $H_0 = 70$ km/s/Mpc, $w_o = -1$, $w_a = 0.0$ nas curvas pretas (ou seja, Λ CDM), $w_a = +0.3$ nas vermelhas tracejadas) e $w_a = -0.3$ nas azuis pontilhadas.

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2}; \quad (2.69)$$

$$\dot{H} - H^2 = \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right). \quad (2.70)$$

Precisamos, ainda, dizer como as componentes materiais que constituem o fluido do tipo perfeito cosmológico comportam-se, dando assim a forma final das equações 2.69 e 2.70. Isto pode ser obtido através da equação de movimento deste fluido idealizado, uma vez que o TEM se conserva neste caso, fornecendo assim:

$$\nabla_{\mu} T^{\mu\nu} = \partial_{\nu} T^{\mu\nu} + \Gamma_{\beta\nu}^{\mu} T^{\beta\nu} + \Gamma_{\beta\nu}^{\nu} T^{\mu\beta} = 0. \quad (2.71)$$

Tal condição fornece a equação de continuidade de um fluido relativístico, sendo ela dada por:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a} \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) = 0. \quad (2.72)$$

Assumindo que as componentes materiais que descrevem o fluido cosmológico satisfazem a **equação de estado** $P = w\rho c^2$, a equação 2.72 nos fornece

$$\frac{d(\rho a^3)}{da} = -\frac{3a^2 P}{c^2} = -3w\rho a^2. \quad (2.73)$$

Integrando a equação 2.73, temos então:

$$\rho \propto a^{-3(1+w)}. \quad (2.74)$$

Considerando que $w \simeq 0$ para matéria bariônica e CDM, na aproximação de poeira, que $w = 1/3$ para matéria relativística (fótons e neutrinos) e que $w = -1$ para Λ , podemos definir uma quantidade chamada de **parâmetro de densidade** para cada uma destas componentes i , definida por $\Omega_i \equiv \rho_i/\rho_c$, onde $\rho_c \equiv 3H_0^2/(8\pi G)$ para i correspondendo à radiação, matéria bariônica e CDM. Ω_k , por sua vez, é definido como $\Omega_k \equiv -kc^2/H_0^2$, ao passo que $\Omega_{\Lambda} = \Lambda c^2/(3H_0^2)$. Tomando ainda a definição de *redshift* da equação 2.33, temos $(1+z) \propto a^{-1}$, assim a equação de Friedmann 2.69 chega a uma forma mais direta, isto é:

$$\left(\frac{H}{H_0} \right)^2 = \Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_{\Lambda}, \quad (2.75)$$

onde $\Omega_k = (1 - \Omega_m - \Omega_r - \Omega_{\Lambda})$. Assim, dispondo de observações de $H(z)$ ou das distâncias $d_A = c(1+z)^{-1} \int_0^z dz'/H(z')$, bem como $d_L = c(1+z) \int_0^z dz'/H(z')$, onde todas estas dependem destas quantidades Ω_i , além do *redshift* z em que elas foram efetuadas, podemos estimar a Constante de Hubble H_0 bem como os parâmetros de densidade do conteúdo material cósmico⁴.

⁴Se o Universo apresenta curvatura não-nula, temos então a distância radial comóvel $d = [c/\sqrt{(\Omega_k)}] \sinh \sqrt{(\Omega_k)} \int_0^z dz'/H(z')$ se $\Omega_k > 0$, logo, curvatura aberta, enquanto o caso da curvatura fechada, ou esférica, fornece $d = [c/\sqrt{(|\Omega_k|)}] \sin(\sqrt{(|\Omega_k|)} \int_0^z dz'/H(z'))$ se $\Omega_k < 0$. Uma

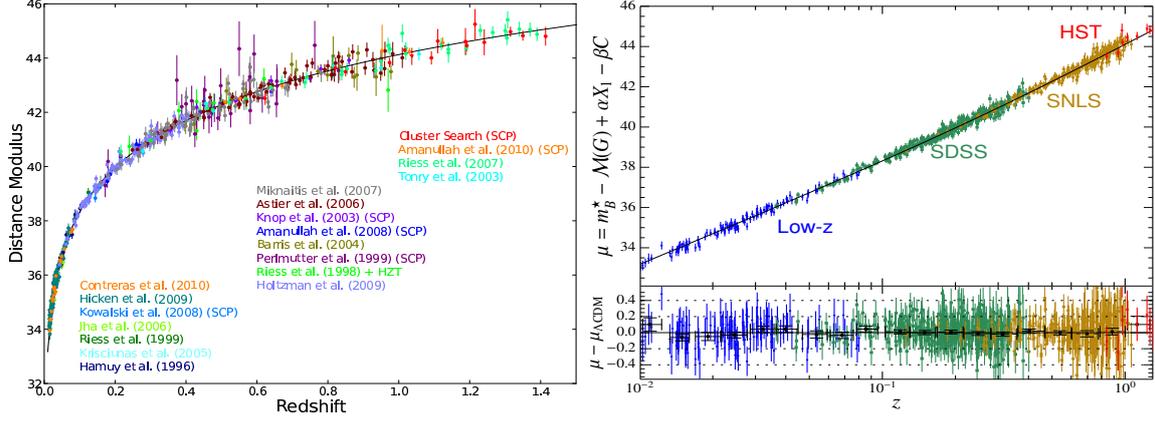


Figura 2.8: *Painel esquerdo*: Diagrama de Hubble, $\mu(z)$, das SNe que constituem a compilação Union2.1, conforme apresentada em [393]. *Painel direito*: Idem para a compilação JLA, cuja fonte da figura é o artigo de [63].

Por fim, notamos ainda que a equação 2.75 é modificada levemente na presença de um fluido genérico de equação de estado $w = \text{cte}$ no tempo e no espaço, atuando assim como **energia escura**, bem como casos onde assume-se uma forma funcional para w tal qual $w(z) = w_o + w_a z / (1 + z)$, como propuseram [106, 269]⁵, sendo a equação de Friedmann de ambos os casos, respectivamente, dadas por:

$$\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = \Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_{DE}(1+z)^{3(1+w_o+w_a)} e^{\frac{-3w_a}{1+z}}. \quad (2.76)$$

Geralmente, infere-se o valor dos parâmetros ditos anteriormente em conjunto com $\{w_o, w_a\}$, como ocorre no caso de 2.76. Exemplos de como d_L e $H(z)$ se comportam sob variação dos parâmetros cosmológicos que caracterizam um modelo Λ CDM, como o caso de Ω_k , são mostrados na figura 2.5, enquanto variações destas mesmas quantidades sob hipótese do modelo w CDM para diferentes valores de w (no caso, basta fixar $w_a = 0$ na equação 2.76 para calcular distâncias e taxas de expansão $H(z)$ para este caso), ou quando assumimos o modelo CPL para valores diferentes de w_a , podem ser conferidas, respectivamente, nos dois painéis que compõem as figuras 2.6 e 2.7.

2.3.4 Sondas observacionais do MCP

Nesta seção, discutiremos as principais sondas cosmológicas do ponto de vista de seus aspectos observacionais, além dos resultados mais recentes que demonstram revisão interessante concernindo definição de distâncias, idades e volumes cosmológicos pode ser conferida em [204].

⁵Tal parametrização da equação de estado da energia escura é chamada de CPL, devido a inicial dos autores Chevallier-Polarski, além da contribuição posterior de Linder, que propuseram esse *ansatz*.

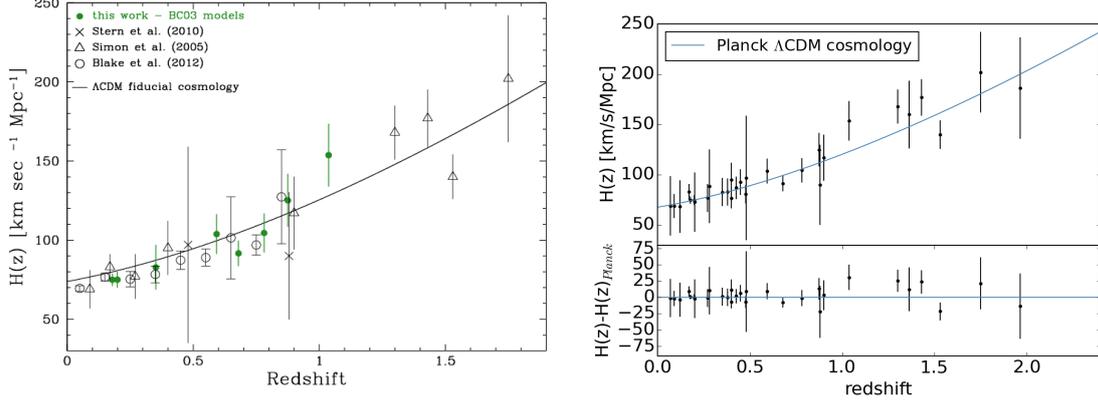


Figura 2.9: *Painel dieito*: Amostra observacional de 18 medidas $H(z)$ compiladas em [301] via idade diferencial de galáxias, compreendendo uma escala de $0 < z < 1.8$. Medidas de $H(z)$ vindas do modo radial de BAO também aparecem na figura. *Painel dieito*: Uma atualização de 2016 da amostra anterior, agora abrangendo $0 < z < 2$ e compreendendo 30 medidas de $H(z)$.

a validade do MCP:

Supernovas do tipo Ia (SNe): Como mostrado na seção anterior, as medidas de módulo de distância destes objetos correspondem a um dos testes mais diretos e poderosos de modelos cosmológicos, dada a relação direta entre a distância de luminosidade d_L e o *redshift* z que, por sua vez, são conectados através dos parâmetros cosmológicos que caracterizam a evolução do *background* de um determinado modelo. Enquanto os trabalhos pioneiros de [352] e [332] dispunham de 55 e 42 SNe para análise, respectivamente, as duas compilações mais recentes, como a Union2.1 [393] e *Joint Light-curve Analysis* (JLA) [63] possuem 580 e 740 objetos, respectivamente, abrangendo $0.015 < z < 1.5$, aproximadamente. Os dados que compõem estas duas últimas compilações encontram-se na figura 2.8. Nota-se, ainda, no painel direito desta mesma figura, a diferença residual entre a medida de μ destas SNe e o valor previsto pelo MCP, $\mu_{\Lambda\text{CDM}}$.

Idade diferencial de galáxias: Na figura 2.9, mostramos os dados de $H(z)$ versus z obtidos através da idade diferencial de galáxias via

$$H(z) = [-1/(1+z)]dz/dt \simeq [-1/(1+z)]\Delta z/\Delta t. \quad (2.77)$$

Tais valores são geralmente obtidos através de modelos de evolução da síntese de populações estelares em cada galáxia, uma vez considerando que tais galáxias evoluem passivamente, i.e., não formam mais estrelas, tais como discutidos em [300, 302] com maiores detalhes. Análises mais antigas utilizavam medidas diretas de $t(z)$, ou do *lookback time* $[t_0 - t(z)]$ obtidas através de métodos semelhantes. Contudo, como

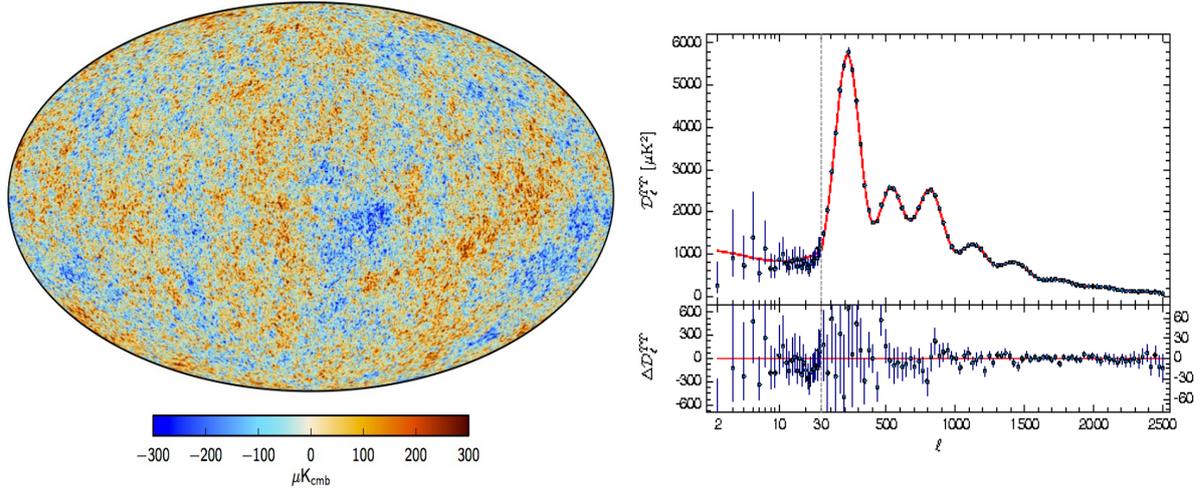


Figura 2.10: *Painel esquerdo*: Mapa das flutuações de temperatura da CMB dados em μK após a aplicação das limpeza dos contaminantes galácticos. *Painel direito*: Espectro de potência deste mapa, que é obtido por meio da expansão dos $\Delta T/T$ em harmônicos esféricos.

mostrado em [142, 143], estes dados apresentam a inconveniência, digamos, de lidar com um parâmetro extra, que trata-se do tempo de incubação das galáxias (ou seja, o tempo que levou para elas formarem-se), o qual é desconhecido. Geralmente assume-se que tal processo demorou em torno de 1 bilhão de anos, contudo, o processo mais comum é efetuar uma marginalização analítica sobre tal parâmetro [143]. Já uma vantagem significativa dos dados de $H(z)$ sobre $t(z)$ vem do fato da primeira quantidade se relacionar diretamente com os parâmetros que a descreve, enquanto a segunda envolve, ainda, uma integral do inverso da primeira quantidade.

Assim, torna-se naturalmente mais fácil estimar os valores viáveis destes parâmetros com $H(z)$, sendo este o motivo pelo qual alguns trabalhos, como [301, 302], tem empregado esforço em aumentar o número de pontos de suas amostras, como pode ser visualizado na figura 2.9. Além disto, há um grande esforço na comunidade em obter o modo radial do BAO, o que permite, também, estimativas de $H(z)$ que podem servir para o mesmo propósito, embora deva-se frisar que este método seja dependente de um modelo cosmológico fiducial para a extração deste sinal.

Radiação cósmica de fundo em micro-ondas: Enquanto os dados de SNe e $H(z)$ dizem respeito à evolução do *background* de um certo modelo, a radiação cósmica de fundo em micro-ondas (em inglês: *Cosmic Microwave Background*, CMB) permitem impor vínculos sobre os parâmetros cosmológicos através da escala das perturbações acústicas que ocorriam anterior ao desacoplamento entre os fótons e bárions no plasma primordial [76, 324]. Tal cenário deixou assinaturas características no espectro de potência de suas flutuações de temperatura, i.e., os picos que podem

ser vistos no painel direito da 2.10, cujo primeiro e maior destes picos apresenta dependência do modelo cosmológico subjacente de acordo com:

$$\ell_A = \frac{\pi}{\theta_A} = \pi \frac{(1 + z_{des})d_A(z_{des})}{r_s(z_{des})}, \quad (2.78)$$

cujo d_A é dada pela expressão típica da distância de diâmetro angular, ao passo que z_{des} denota o *redshift* onde ocorre o desacoplamento entre fótons e bárions ($z_{des} \simeq 1089.94 \pm 0.42$ segundo [11]) e $r_s(z_{des})$ corresponde à escala do horizonte acústico neste mesmo *redshift*, dada por

$$r_s(z_{des}) = \frac{c}{\sqrt{3}H_0} \int_{z_{des}}^{\infty} \frac{dz}{\sqrt{1 + R_s E(z)}} \quad (2.79)$$

sendo $R_s = (3\omega_b)/(4\omega_\gamma)$, $\omega_i \equiv \Omega_i h^2$ e $E(z) \equiv H(z)/H_0$. Tal quantidade, mostrada na equação 2.79, denota a escala do horizonte cosmológico na época em que ocorreu o desacoplamento dos fótons com relação aos bárions, cuja estimativa mais recente consiste em $r_s(z_{des}) \simeq 144.89 \pm 0.44 \text{Mpc}$ [11]. Maiores detalhes acerca da derivação desta fórmula podem ser conferidos em [26]. De acordo com [423], a posição deste primeiro pico acústico é $\ell_A = 301.77 \pm 0.09$ em 1σ de nível de confiança (NC). Alguns autores utilizam um outro parâmetro, chamado *shift parameter* \mathcal{R} , a fim estimar vínculos sobre parâmetros cosmológicos, corresponde a:

$$\mathcal{R} = \sqrt{\frac{\Omega_m}{\Omega_k}} \sinh \sqrt{\Omega_k} \int_0^{z_{des}} \frac{dz}{E(z)}. \quad (2.80)$$

Utilizando estas informações, as análises realizadas pela colaboração do Planck obteve que o parâmetro de densidade da matéria total e a Constante de Hubble devem valer $\Omega_m = 0.308 \pm 0.012$ e $H_0 = 67.8 \pm 0.9 \text{ km/s/Mpc}$ [11], ao passo que $H_0 = 69.7 \pm 2.1 \text{ km/s/Mpc}$ para o último lançamento de dados do WMAP [198]. Novamente, encontra-se concordância com um Universo plano, com vínculos de $\Omega_k = -0.005_{-0.017}^{+0.016}$ (2σ) obtidos por estes mesmos dados. Outros parâmetros como o número de famílias de neutrinos, N_{ef} , assim como o limite superior para suas massas $\sum m_\nu$ podem ser conferidos neste mesmo trabalho, enquanto [12] se dedica, mais especificamente, a testes de modelos alternativos que descrevem a aceleração cósmica. Contudo, os resultados discutidos previamente já lançam luz sobre o potencial restritivo que a informação proveniente da CMB possui sobre desvios do ΛCDM .

Estrutura em grande escala: Passos importantíssimos quanto ao nosso conhecimento acerca dos parâmetros que caracterizam o Universo foram dados com o advento dos grandes *surveys* de galáxias com *redshift*. Dentre eles, podemos citar o *2 degree field* (2dF) no início dos anos 2000, onde alguns trabalhos essenciais sobre a densidade de matéria do Universo, seu espectro de potência etc. [322], além do *Sloan*

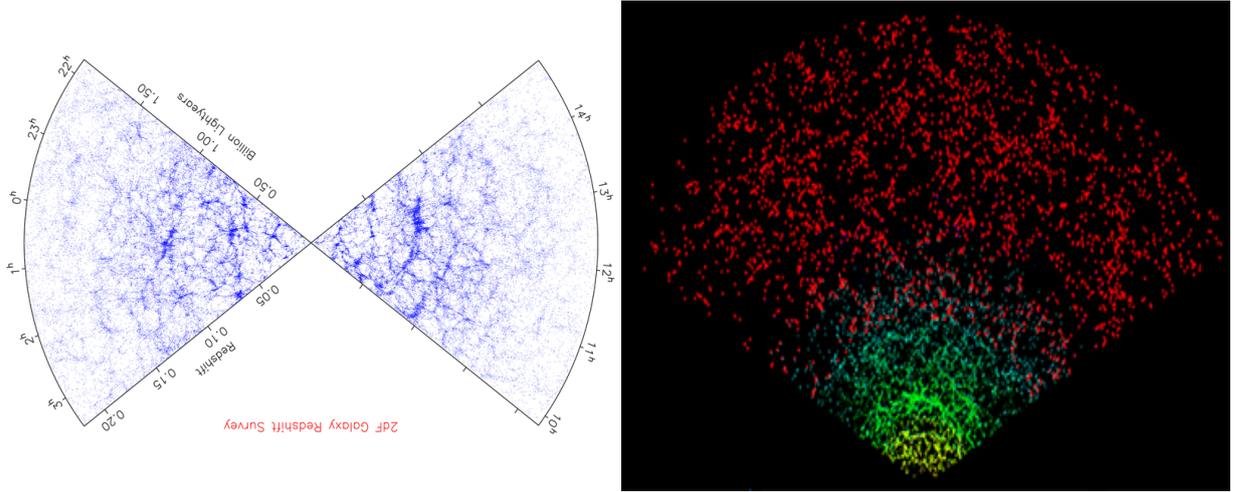


Figura 2.11: *Painel esquerdo*: Distribuição espacial de galáxias observadas do *survey* 2dF, abrangendo uma escala de $z \leq 0.20$. *Painel direito*: Distribuição espacial de galáxias observadas pelo SDSS em sua terceira fase, SDSS-III, onde os pontos verdes e amarelos representam o catálogo principal de galáxias, enquanto os pontos em vermelho denotam as LRGs observadas pelo levantamento.

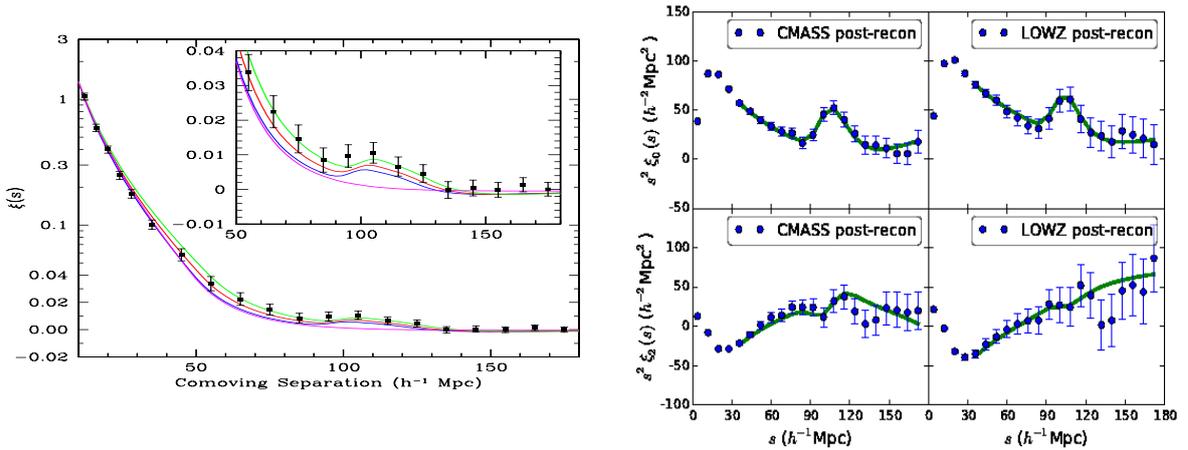


Figura 2.12: *Painel esquerdo*: Função de correlação de dois pontos (2PCF) atuando sobre dados da LSS do quarto lançamento de dados do SDSS (SDSS DR3), onde foi detectado, pioneiramente, o sinal do BAO em $z \simeq 0.3$ [154]. As curvas representam diferentes densidades de bárions, mostrando que o pico acústico não seria visível na ausência de bárions ($\Omega_b = 0$). *Painel direito*: Painéis mostrando a 2PCF para a amostra de LSS em regime de baixos z à esquerda (“LOWZ”) e em regimes de *redshifts* (“CMASS”) mais elevados à direita, com dados do último lançamento de dados do SDSS (DR12) [138].

Digital Sky Survey (SDSS) a partir da metade dos anos 2000. A cobertura celeste e distribuição espacial de galáxias de ambos os levantamentos podem ser visualizadas na figura 2.11. Através de dados fornecidos em seu quarto lançamento (SDSS-DR3, *Data Release 3*) de dados, foi possível obter a primeira detecção do sinal de oscilação acústica bariônica (BAO, do inglês *baryonic acoustic oscillations*) através da função

de correlação de 2 pontos [323].

Mais especificamente, o sinal do BAO provem da escala de horizonte acústica discutida anteriormente no caso da CMB, porém, impresso nos bárions que compõem as galáxias, aglomerados etc., ao invés da radiação. Tal sinal pode ser detectado através de uma assinatura muito característica na distribuição espacial de galáxias ao longo do Universo: um excesso de probabilidade de encontrar galáxias separadas por uma escala que corresponde, justamente, ao tamanho desta escala de horizonte acústico, embora medido num *redshift* ligeiramente diferente do z_{des} , que é o z do arrasto (comumente referido na literatura como *drag epoch*) dos bárions assim que são liberados da pressão dos fótons, z_{arr} ⁶. Assim, temos informação desta escala acústica tanto ao longo da linha de visada, i.e., BAO radial, quanto transversalmente a ela, a qual chamamos de BAO angular, dados respectivamente por:

$$\theta_s(z) = \frac{r_s(z_{arr})}{(1+z)d_A(z)}; \quad \delta z_s(z) = \frac{r_s(z_{arr})H(z)}{c}, \quad (2.81)$$

onde a primeira quantidade relaciona-se com o BAO angular, e a segunda delas corresponde ao BAO radial. Além disto, $r_s(z_{arr})$ representa a escala do horizonte acústico do BAO, cujo valor fiducial adotado nas últimas análises do time do SDSS foi $r_s(z_{arr}) = 147.78$ Mpc [21], ao passo que uma medida alternativa desta quantidade obtida por outros observáveis de maneira independente do modelo cosmológico vale $r_s(z_{arr}) = 142.8 \pm 3.7$ Mpc [194]. Combinando ambas as quantidades, temos, portanto:

$$[\theta_s^2(z)\delta z_s(z)]^{1/3} \equiv \frac{r_s(z_{arr})}{[(1+z)^2 d_A^2(z)c/H(z)]^{1/3}}, \quad (2.82)$$

cujo denominador ajuda a definir uma distância efetiva ao sinal comóvel do BAO em 3 dimensões neste *redshift*, $D_V(z)$, tal como⁷

$$D_V(z) = [(1+z)^2 d_A^2(z)c/H(z)]^{1/3}. \quad (2.83)$$

Então, por meio de $\simeq 47000$ galáxias vermelhas luminosas (*Luminous red galaxies*, doravante LRGs) situadas entre $0.16 < z < 0.47$, [154] obteve uma estimativa deste sinal do BAO em $\bar{z} = 0.35$ cujo resultado pode ser conferido no painel esquerdo

⁶Tal processo é posterior ao desacoplamento dos fótons com respeito aos bárions discutidos antes devido à densidade numérica de fótons ser muito mais elevada do que a de bárions ($\sim 10^9$). Assim, os bárions apresentam profundidade óptica superior a dos fótons, logo, o seu "desacoplamento" acaba sendo posterior ($z \simeq 1020$).

⁷Para efeitos de comparação, as medidas mais recentes de BAO pelo SDSS DR12 fornecem $D_V(z = 0.32) = 1270 \pm 14$ Mpc e $D_V(z = 0.57) = 2033 \pm 21$ Mpc, enquanto a primeira medida em [154] vale $D_V(z = 0.35) = 1370 \pm 64$ Mpc e as medidas do WiggleZ mais recentes são $D_V(z = 0.44) = 1716 \pm 83$ Mpc, $D_V(z = 0.60) = 2221 \pm 101$ Mpc, $D_V(z = 0.73) = 2516 \pm 86$ Mpc [236]⁸. A menos da medida de [154], todas foram normalizadas por uma escala acústica fiducial tal como 147.7 Mpc para os pontos do SDSS e 148.6 Mpc para os do WiggleZ.

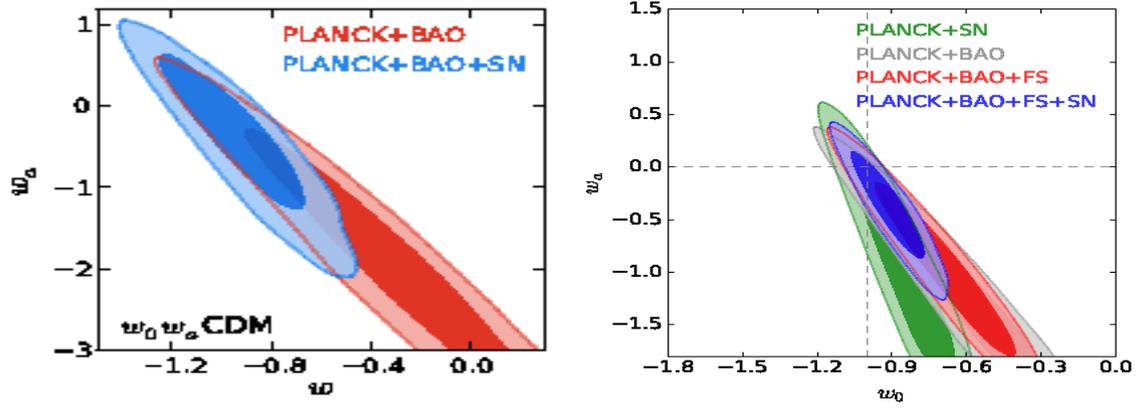


Figura 2.13: *Painel esquerdo*: Vínculos impostos no plano paramétrico $\{w_o, w_a\}$ por parte de dados do SDSS DR10, além de SNe (Union 2) e CMB (Planck 2013), conforme fornecidos em [28]. *Painel direito* Vínculos impostos no plano paramétrico $\{w_o, w_a\}$ por parte de dados um pouco mais recentes do SDSS, mais precisamente do lançamento DR12, além da compilação de SNe (JLA) e dados de CMB (Planck 2015), tais como mostrados em [21].

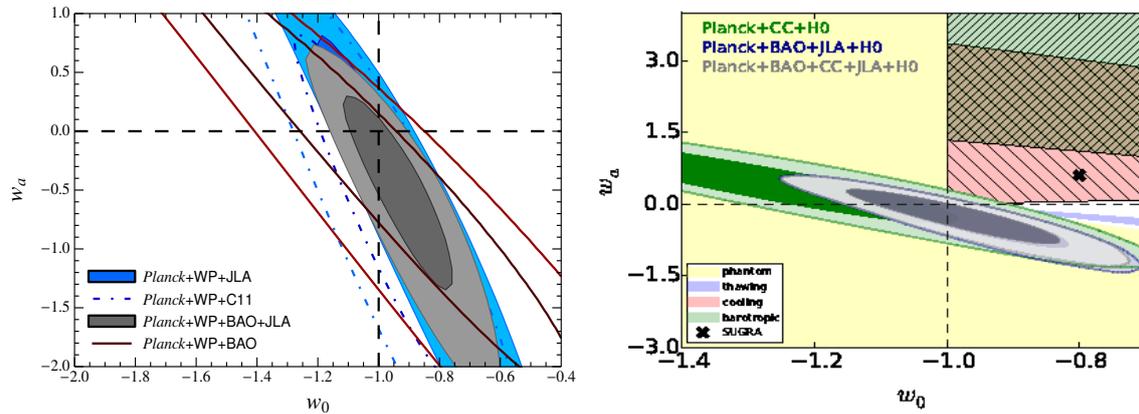


Figura 2.14: *Painel esquerdo*: Vínculos sobre os mesmos parâmetros, mas desta vez, utilizando um conjunto de dados de BAO e CMB um pouco mais antigo (Planck 2013 e 5 pontos de BAO de 6dF, WiggleZ e SDSS III-DR9), conforme publicado em [63]. *Painel direito*: Níveis de confiança sobre este mesmo modelo, mas desta vez impostos por dados de $H(z)$, em conjunto de dados de CMB (Planck 2015), LSS (SDSS-III DR7 e DR9), além de um *prior* de $H(z=0)$ local vindo de [350].

da figura 2.12. O painel direito da mesma figura, por sua vez, apresenta um resultado semelhante obtido com um catálogo mais atualizado do mesmo levantamento, como apresentado em [138].

Outros resultados concernentes às medidas de BAO por meio do SDSS podem ser conferidos em [21, 28, 138, 319, 328, 329, 356], enquanto análises realizadas apenas com as aglomerações angulares de galáxias, as quais fornecem medidas diretas de d_A ao invés de D_V (logo, praticamente independentes do modelo cosmológico) podem ser conferidas em [96, 97, 366, 380]. Além das LRGs do SDSS, galáxias ELGs (*Emission Line Galaxy*) observadas pelo *survey* do WiggleZ [70, 71] forneceram três

Dados	w_o	w_a	Referência
WMAP7 + SDSS DR7 + U2.1 + H_0	-1.05 ± 0.17	$+0.14 \pm 0.70$	[393]
Planck13 + SDSS*	-0.54 ± 0.39	-1.40 ± 1.02	[28]
Planck13 + SDSS* + 6dF	-0.44 ± 0.30	-1.60 ± 0.85	[28]
Planck13 + SDSS* + 6dF + U2	-0.94 ± 0.17	-0.37 ± 0.60	[28]
Planck13 + JLA	-0.89 ± 0.21	-0.70 ± 1.09	[63]
Planck13 + SDSS* + 6dF + WiggleZ + JLA	-0.96 ± 0.12	-0.34 ± 0.55	[63]
Planck13 + SDSS* + 6dF + WiggleZ + SNLS3	-1.07 ± 0.15	-0.07 ± 0.56	[63]
Planck13 + SDSS	-0.34 ± 0.34	-1.83 ± 1.86	[138]
Planck13 + SDSS + JLA	-0.94 ± 0.19	-0.42 ± 0.63	[138]
Planck13 + SDSS + 6dF + JLA	-0.89 ± 0.18	-0.48 ± 0.61	[138]
Planck15 + SDSS + 6dF + $H(z)$ + H_0	-1.09 ± 0.20	-0.02 ± 0.55	[302]
Planck15 + SDSS + 6dF + JLA + $H(z)$ + H_0	-0.98 ± 0.11	-0.30 ± 0.40	[302]
Planck15 + SDSS + 6dF	-0.68 ± 0.18	-0.98 ± 0.53	[21]
Planck15 + SDSS + 6dF + JLA	-0.91 ± 0.10	-0.39 ± 0.34	[21]

Tabela 2.1: Vínculos observacionais sobre o espaço paramétrico formado por $\{w_o, w_a\}$ para diferentes combinações de dados de CMB, LSS, SNe e $H(z)$. Os casos em que SDSS aparece como "SDSS*" correspondem aos pontos de BAO obtidos pelas galáxias tanto a amostra de LRGs quanto a amostra de galáxias situadas em baixos z nomeada MGS, i.e., *Main Galaxy Sample*. Mais resultados acerca dos vínculos sobre outros parâmetros, como os mencionado anteriormente assim como o parâmetro de curvatura Ω_k , podem ser consultados nas respectivas referências.

medidas de BAO em *redshifts* intermediários, ao passo que galáxias mais próximas observadas pelo *6 degree field* (6dF) [64] forneceram outra medida de D_V , mas em $z = 0.106$.

Dentre outros observáveis, ressaltamos a detecção de BAO também em aglomerados de galáxias, como nas análises efetuadas em [207, 416, 417], assim como a detecção do BAO com floresta de Ly $-\alpha$ e quasares por parte do SDSS DR10-DR11 em $z > 2$ [88, 148, 165]. Para uma revisão mais detalhada sobre as propriedades físicas e observacionais do BAO, referimos o leitor para [42] e referências lá encontradas.

2.3.5 Vínculos atuais observacionais sobre o MCP

Algumas das análises mais recentes acerca da restrição de parâmetros cosmológicos tem seus resultados mostrados em ambos os painéis das figuras 2.13 e 2.14, bem como na tabela 2.1. É facilmente notável como as incertezas sobre os parâmetros Ω_m, H_0, w_o e w_a foram reduzidas consideravelmente das análises de [28] e, principalmente, de [393], se comparado com as análises mais recentes como as de [21, 138]. Quantificando a qualidade destes vínculos via $FoM = [\sigma(w_o)\sigma(w_a)]^{-1}$,

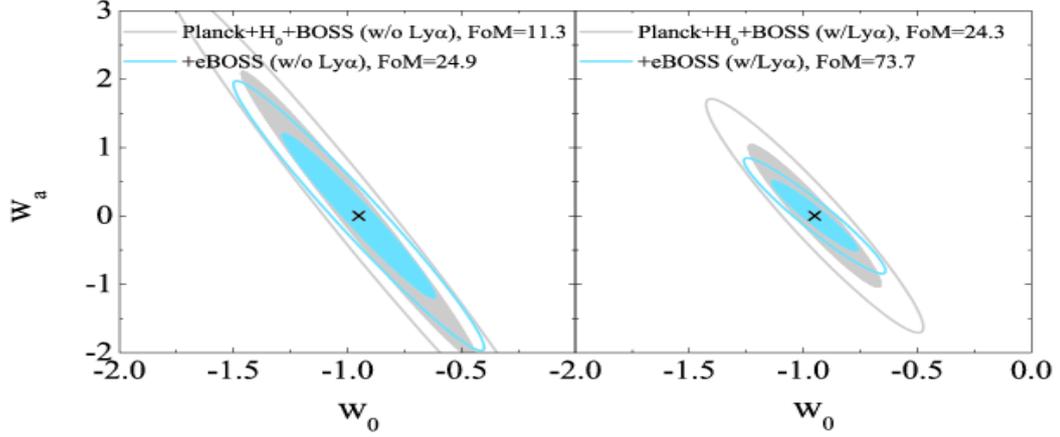


Figura 2.15: Previsões da evolução do potencial restritivo sobre o plano $\{w_o, w_a\}$ por parte do *survey* de galáxias e quasares do eBOSS em 1σ (contornos cheios) e 2σ de NC (contornos vazios), conforme apresentados em [449]. A diferença entre estas figuras reside na inclusão de dados de floresta de Ly – α nos contornos da direita.

conhecido na literatura **figura de mérito** (do inglês *figure of merit*, FoM) [22, 422]⁹, sendo σ_i a incerteza sobre o parâmetro em questão, obteve-se $FoM = 29.4$ e $FoM = 10.5$ dos resultados de [21] com e sem as SNe do JLA, respectivamente, enquanto tal quantidade era $FoM = 9.80$ com a geração anterior de dados de CMB (Planck13), BAO (SDSS DR11) e SNe (Union 2), conforme mostrado em [28]. Tal potencial restritivo se equivale à análise de [302] usando BAO, CMB e $H(z)$, atingindo $FoM = 22.7$ quando SNe do JLA são empregadas junto com estes mesmos dados.

2.3.6 Vínculos futuros observacionais sobre o MCP

Perspectivas acerca dos vínculos cosmológicos por parte do novo experimento do SDSS voltado para BAO, chamado eBOSS (*extended Baryonic Oscillation Spectroscopic Survey*), podem ser consultados em [449], onde é mostrado que as medidas de D_V por parte de LRGs, ELGs (*emission line galaxies*) e quasares devem alcançar 1%, 2% e 1.6%, respectivamente, de sensibilidade em sua medida, permitindo, assim, um ganho no potencial de restrição sobre $\{w_o, w_a\}$ em um fator de 3 frente ao SDSS-III, como pode ser visualizado na figura 2.15.

Por outro lado, as figuras 2.16 mostram o potencial restritivo dos *surveys* de LSS futuros, como o SKA e Euclid, tanto por meio dos dados vindos dos *surveys*

⁹A figura de mérito trata-se de uma quantidade arbitrária extensamente utilizada para fins de obter o potencial restritivo sobre modelos cosmológicos - ou classe deles - por parte de futuros *surveys*, uma vez que define-se através da incerteza da estimativa de parâmetros cosmológicos. Ela pode ser calculada por meio do formalismo estatístico da Matriz de Fisher, como pode ser conferido em [117]. Notamos, ainda, que a definição de [22], originalmente, consiste em $FoM = [6.17\sqrt{\pi}\sigma(w_o)\sigma(w_a)]^{-1}$.

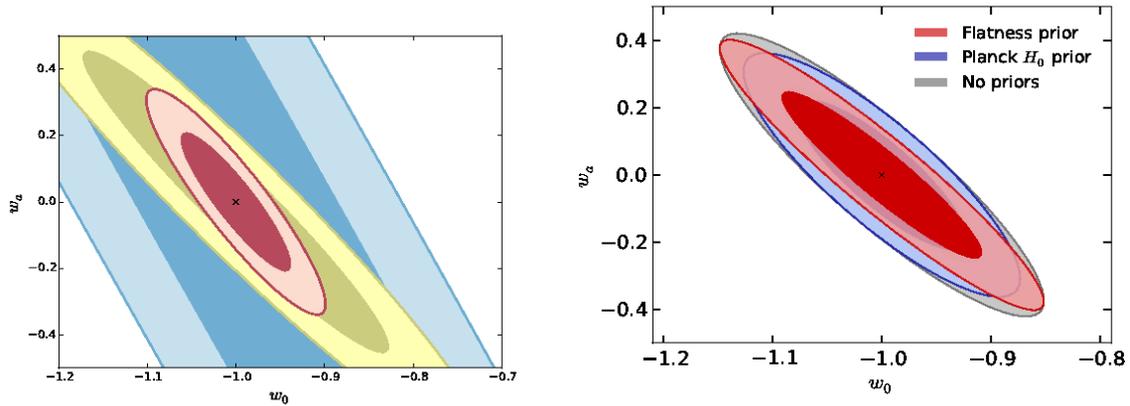


Figura 2.16: *Painel esquerdo:* Previsões do potencial restritivo sobre o plano $\{w_0, w_a\}$ por parte do *survey* de galáxias do SKA em sua primeira e segunda fases (contorno azul e vermelho, respectivamente), cujos contornos mais escuros representam o nível de confiança em 1σ , enquanto os mais claros denotam 2σ . O contorno amarelo corresponde aos vínculos estimados pelos dados do satélite Euclid. Figura obtida de [441]. *Painel direito:* Figura equivalente à do painel esquerdo, contudo, obtida através de dados de BAO esperados pelos mapas de intensidade da linha de 21 cm emitida pelo hidrogênio neutro nas galáxias. Figura obtida de [86].

de galáxias [441] quanto dos mapas de intensidade da linha de 21 cm emitida pelo hidrogênio neutro, que permite medidas de BAO assim como o primeiro caso [86]. No primeiro caso, a figura de mérito vale entre 3 – 7 para dados da primeira geração do SKA, ao passo que as observações do Euclid apresentam precisão suficiente para alcançar uma figura de mérito de $FoM \sim 100$. Este valor é superado, apenas, com a precisão esperada pela segunda fase do SKA, a qual tem perspectiva de $FoM \simeq 160 - 450$ (ver tabela 5 do artigo correspondente). Já no caso do mapeamento de linhas de 21 cm, pode-se atingir uma figura de mérito de $\simeq 120 - 130$ com o SKA 1, tal como mostrado na tabela 4 do artigo em questão. Para efeitos de comparação, experimentos de LSS de estágio IV propostos pelo *Dark Energy Task Force* em [22] estimaram $\simeq 136$, indicando, assim, que estes levantamentos futuros tenham potencial de discriminar (ou aceitar) diferentes classes de modelos cosmológicos com uma precisão inédita.

Ainda que o MCP (ou seja, um Universo com distribuição material de 5% de matéria bariônica + 25% de matéria escura fria + 70% de Constante Cosmológica) esteja em excelente acordo com os dados observacionais discutidos logo acima, assim descrevendo com sucesso a expansão cosmológica em seu *background*, i.e., distâncias e "relógios" cósmicos, a formação e desenvolvimento das estruturas cósmicas que compõem a LSS, bem como as flutuações que hoje enxergamos na CMB. O fato da Constante Cosmológica ser tão pequena em comparação com a previsão da TQC para o densidade de energia do vácuo no Universo (assumindo, tacitamente, que Λ corresponde ao vácuo), além do motivo pelo qual ela, hoje, possuir a mesma

ordem de grandeza daquela da matéria, constitui hoje um problema conhecido na literatura como **coincidência cósmica**¹⁰. Assim, uma miríade de alternativas ao Λ CDM foram propostos nos últimos 18 anos, aproximadamente, onde as principais destas propostas são apresentadas e discutidas logo adiante, enfatizando as propostas voltadas para possíveis violações do PC ou da questão da homogeneidade de alguma maneira.

2.3.7 Alternativas ao MCP

As duas principais alternativas à Constante Cosmológica consistem na modificação de um dos lados da equação de Einstein mostrada em 2.57. Quando isto é realizado em seu lado direito, costumamos dizer que tratam-se de modelos de **energia escura**, pois lidam com este problema através de alterações do conteúdo material do Universo ao propor que a aceleração cósmica é explicada por um fluido exótico, muitas vezes também um fluido do tipo perfeito, geralmente relacionado com um campo escalar dinâmico. Por sua vez, alterações do MCP que atuam no lado esquerdo da equação de Einstein são geralmente referidos como modelos de **gravitação modificada**, pois alteram a forma como a geometria do espaço-tempo se encurva diante da distribuição de matéria do Universo. Assim, maioria dos modelos deste último caso atribuem a aceleração cósmica a uma possível incompletude na formulação da TRG em descrever as grandes escalas cosmológicas, ou em regimes de baixa densidade, embora se assuma que tal teoria ainda esteja correta nos regimes de alta curvatura, i.e., altas densidades, tal como o nosso Sistema Solar ou as vizinhanças de objetos astrofísicos massivos.

Assim, referimos o leitor para [23, 124, 262] acerca de revisões concernindo energia escura, enquanto algumas revisões voltadas à modificações da teoria de gravitação podem ser conferidas em [95, 146, 147, 278, 389], além de [115] para uma revisão geral sobre o tema, [62, 247] acerca de testes da teoria vigente de gravitação, além de [37, 85, 282, 448] quanto à perspectiva do potencial restritivo dos dados futuros de LSS sobre extensões da TRG. Por fim, revisões que abrangem ambos os temas, assim como uma comparação entre as duas abordagens e suas possíveis vantagens e problemas do ponto de vista teórico e fenomenológico encontram-se em [35, 87, 149, 216, 225, 226, 320].

Notamos, ainda, que alguns autores trabalharam na hipótese de um Universo localmente inomogêneo. Dentre as principais propostas com este foco, temos o

¹⁰A equivalência entre ambas as densidades de energia ocorre em $z = 0.310_{-0.15}^{+0.25}$, considerando $\Omega_m = 0.308 \pm 0.012$ [11] e $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$. Apesar deste z ser bem baixo, tal processo ocorreu apenas há $t_L \simeq 3.62$ bilhões de anos atrás, logo, em termos de idades cósmicas, não trata-se de um processo absurdamente recente, ainda que não resolva completamente o problema da coincidência cósmica aqui retratado.

exemplo de um Universo descrito pela métrica Lemaître-Tolman-Bondi (LTB) [77, 261, 404], que [140, 406] perceberam que poderia mimetizar o efeito da diminuição de brilho das SNe semelhantemente ao Λ CDM sob consideração que nos situamos no centro de um grande vazio (*void*), violando assim o Princípio Copernicano. Porém, esta hipótese já foi descartada pois modelos assim exigem um ajuste fino muito grande sobre o tamanho e forma desta inomogeneidade, fora a incompatibilidade entre modelos favorecidos pelos dados de SNe e pelos dados de Sunyaev-Zeldovich por parte da CMB [24, 91, 114, 169, 170, 287, 349, 413, 442, 447, 453].

Uma outra alternativa ao MCP focada em modelos inomogêneos consiste no modelo de *backreaction*, onde parte-se do pressuposto que as inomogeneidades locais poderiam provocar um efeito semelhante à aceleração cósmica, tendo em vista que o Universo próximo, i.e., em escalas menores do que 100 Mpc, é bastante inomogêneo [82–84, 407, 432]¹¹. Entretanto, estas propostas não fornecem uma alternativa satisfatória ao Λ CDM, como mostrado em [74, 108, 111, 112, 257, 265, 363, 364, 430], embora trabalhos mais recentes [52, 175, 176, 294, 362] tenham demonstrado que este *coarse graining* pode enviesar as estimativas de parâmetros cosmológicos em alguns %, logo, algo que deve ser considerado ao analisar os dados de futura geração de *surveys*.

2.4 Conclusões

Neste capítulo, apresentamos os argumentos geométricos e condições de simetria que nos permitem derivar a métrica FLRW, que constitui um dos pilares mais vitais do MCP, nos permitindo assim descrever as quantidades cosmológicas necessárias para descrever sua dinâmica e cinemática, assim como os observáveis cosmológicos de interesse tal como o *redshift* de objetos distantes. Vimos que o modelo Λ CDM, base do MCP, apresenta excelente acordo com os dados observacionais de diversas origens e épocas: CMB, LSS, bem como velas, régua e relógios padrões como distâncias cosmológicas via BAO e SNe, no primeiro caso, além de idades de galáxias antigas quanto aos relógios cósmicos. Ainda assim, a natureza física da Constante Cosmológica Λ permanece em aberto, uma vez que a densidade de energia do vácuo deveria ser muito mais elevada, partindo das previsões teóricas da TQC, de forma que, ainda que o MCP forneça uma excelente descrição fenomenológica de observações astrofísicas, ele ainda carece de maior fundamentação física para a natureza de aproximadamente 95% de seu conteúdo. Enquanto avanços na TQC vem sendo realizados quanto à uma teoria unificada da gravidade e as demais interações fundamentais (eletromagnética, nuclear forte e nuclear fraca), uma imensidão de

¹¹Confere-se o nome de *coarse graining* na literatura para este efeito das estruturas locais sendo consideradas como desprezíveis, algo que torna-se mais forte quanto menor for a escala em questão.

alternativas à Λ foram propostas nos últimos 18 anos, onde nenhuma delas até o momento se mostrou, pelo menos, tão bem sucedida quanto o MCP para descrever estas observações.

Temos grande chance de investigar a natureza da matéria e energia escuras, duas componentes ainda inexplicadas que compõem estes 95% do Universo, de maneira inédita com o advento dos futuros *surveys* como o J-PAS, DESI, Euclid, LSST e SKA. Todavia, uma questão talvez tão importante quanto estas pode, finalmente, ser testada com grande precisão com o advento destes projetos: a validade dos pressupostos fundamentais do MCP, como o caso do PC. Sendo assim, é essencial desenvolver testes de consistência entre observações e o modelo FLRW e o quão bem poderemos estabelecer esta consistência, além uma modelagem mais completa da influência exercida das inhomogeneidades da LSS sobre os parâmetros cosmológicos, tendo como objetivo averiguar qual o estado da arte da validade destas hipóteses e como podemos testá-las, além de estabelecer as quantidades cosmológicas necessárias para afirmar a validade delas. Enquanto a parte final deste capítulo se debruçou a revisar a literatura existente sobre este assunto, nota-se que maior parte dos testes visam a questão da homogeneidade cosmológica e do Princípio Copernicano, enquanto a isotropia, embora mais facilmente testável, geralmente é assumida como verdadeira.

Entretanto, muitos trabalhos realizados nos últimos anos indicam possíveis indícios de violação desta hipótese, como será mostrado e discutido logo no próximo capítulo. Considerando a necessidade de se estabelecer o quão consistente com o modelo FLRW são as observações de fato e considerando, ainda, que afirmar a validade do PC depende da validade da isotropia antes mesmo do Princípio Copernicano, esta tese se dedica a estudar este tema. Assim, o capítulo 3 dela apresenta uma revisão extensa de potenciais indicações de desacordo entre esta hipótese isotrópica e as observações, ao passo que os demais capítulos versam sobre os trabalhos que foram conduzidos ao longo deste doutorado com foco neste tema.

Capítulo 3

Testes observacionais da isotropia cosmológica

3.1 Introdução

Neste capítulo, nos dedicaremos a revisar o status dos testes observacionais da isotropia cosmológica realizados com os seguintes observáveis cosmológicos: Radiação cósmica de fundo (CMB), estrutura em grande escala (LSS) e indicadores de distâncias cosmológicas como galáxias em baixos z e Supernovas do tipo Ia (SNe). O seu objetivo é construir um quadro geral sobre o panorama atual da validade (ou ausência) desta hipótese fundamental.

3.2 Radiação cósmica de fundo em micro-ondas

3.2.1 Dipolo na CMB

A anisotropia mais conhecida no Universo, até o momento, é aquela caracterizada pelo dipolo da CMB, sendo este atribuído ao movimento relativo do nosso GL em direção a ela. Sabendo que a CMB é muito bem descrita por um corpo negro de temperatura média $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ [162], temos então que o seu valor é modificado devido a movimentos peculiares de acordo com a seguinte transformação de Lorentz

$$T(\theta) = T_0 \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (3.1)$$

sendo $\beta \equiv v/c$ e $\cos \theta \equiv \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}$, onde \mathbf{n} representa a direção deste movimento. Como $\beta \sim 10^{-3}$, podemos expandir a expressão 3.1 até primeira ordem em série de Taylor de acordo com [242]:

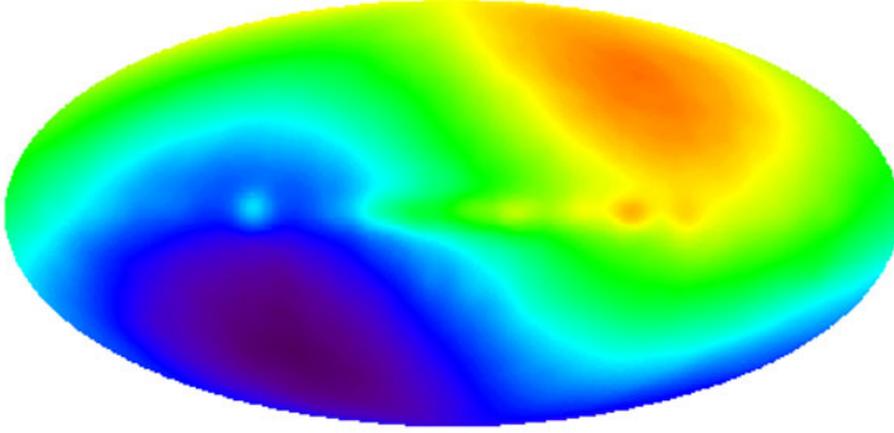


Figura 3.1: Dipolo na temperatura da CMB obtido pelo satélite COBE.

$$T(\theta) \approx T_0(1 + \beta \cos \theta) . \quad (3.2)$$

Por isto, nos referiremos, daqui em diante, ao dipolo causado pelo nosso movimento peculiar em direção a observáveis distantes como dipolo cinemático. Notamos, ainda, que as flutuações primordiais de temperatura da CMB, δT também são afetadas pela nossa velocidade, não somente o seu valor médio. Assim, a variação de temperatura no mapa completo da CMB, devido a seu efeito, é dada por [19]:

$$\delta T = T_0(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) + \delta T'[\bar{n} - \nabla(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})](1 + \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) , \quad (3.3)$$

onde $\delta T'$ é o valor destas flutuações de temperatura no referencial de repouso da CMB.

Na figura 3.1, apresentamos o dipolo na temperatura média da CMB conforme obtido pela missão completa do satélite COBE [163, 242]. A direção onde o primeiro destes mapas alcança a máxima amplitude localiza-se em $(l, b) = (263.99^\circ \pm 0.14^\circ, 48.26^\circ \pm 0.03^\circ)$ [197] com velocidade de $v = (369 \pm 0.9)$ km/s, no referencial de repouso do nosso do sistema solar. Já no referencial de repouso do GL, tal direção vale $(l, b) = (276^\circ \pm 3^\circ, 26^\circ \pm 3^\circ)$, com a velocidade de $v_{GL} = (627 \pm 22)$ km/s [242], uma vez que a velocidade do sistema solar com respeito ao GL vale $v = (306 \pm 18)$ km/s na direção $(l, b) = (99^\circ \pm 5^\circ, -4^\circ \pm 4^\circ)$ [133]. Uma revisão histórica sobre estimativas do dipolo cinemático anteriores ao COBE, através da CMB, pode ser encontrada em [271]¹.

¹Alternativamente, alguns trabalhos levantaram a hipótese deste dipolo ter uma origem não-cinemática, ao menos parcialmente, tal que possíveis efeitos geométricos oriundos de uma física primordial [353], ou devido a uma possível violação do princípio cosmológico [139], poderiam mimetizá-lo. Já [92], por sua vez, relaciona a anisotropia cinemática da CMB a um modelo topológico não-trivial, apontando a possibilidade de um caso assim reproduzir o efeito do movimento de nosso GL relativo aos seus fótons.

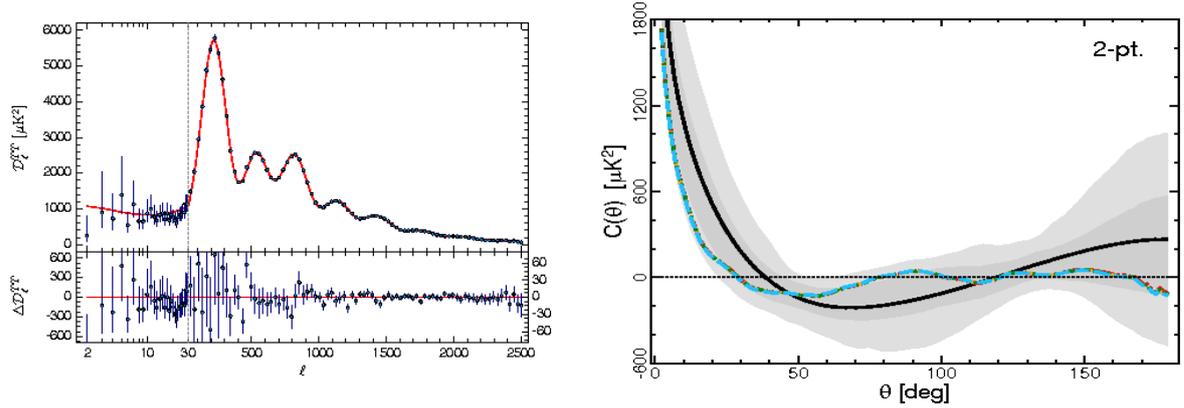


Figura 3.2: *Painel esquerdo:* Espectro de potência das flutuações de temperatura da CMB, dado por $\mathcal{D}_\ell \equiv \ell(\ell + 1)C_\ell/(2\pi)$, representado pelos pontos em azuis, enquanto a linha vermelha contínua denota o modelo de melhor ajuste para estes \mathcal{D}_ℓ . *Painel direito:* Função de correlação de dois pontos (2PACF) destas flutuações de temperatura da CMB, onde as curvas coloridas mostram o valor obtido das observações para diferentes configurações de máscara, e a região cinza denota regiões de confiança de 1σ e 2σ em torno da curva preta que representa simulações baseadas no MCP.

3.2.2 Anomalias na CMB

Sabemos que a CMB compreende um dos observáveis mais precisos no que refere-se à imposição de vínculos sobre modelos cosmológicos e à natureza das perturbações do Universo primordial. Isto leva muitos autores a afirmarem que as suas flutuações de temperatura em $\sim 10^{-5}$ (uma vez subtraído do dipolo cinemático), advindas das perturbações de densidade no plasma primordial cosmológico, denotam a melhor prova observacional da validade do MCP. Muitos, inclusive, afirmam que o PC também é validado devido à isotropia estatística muito bem estabelecida (aparentemente) das flutuações de temperatura. Entretanto, várias características peculiares vem sendo reportadas em seus mapas de temperatura desde os resultados do WMAP, principalmente, onde faremos uma revisão geral acerca delas, bem como uma revisão das principais soluções propostas para resolvê-las. Discussões mais detalhadas sobre este assunto podem ser encontradas em [51, 129, 377, 451].

Ausência de correlação em grandes escalas angulares: Ainda na época do satélite COBE, mas cuja confirmação, de fato, veio no primeiro lançamento de dados do WMAP [390], notou-se que a função de correlação angular de dois pontos angular $C(\theta)$ (2PACF, do inglês *2-point angular correlation function*)² apresenta uma ausência significativa de correlações em grandes escalas angulares ($70^\circ < \theta < 170^\circ$), em comparação às correlações esperadas pelo Λ CDM. O painel direito da figura 3.2

²Relacionamos o espectro de potência C_ℓ da CMB com a 2PACF via $C(\theta) = \langle T(\mathbf{n}_1)T(\mathbf{n}_2) \rangle = (4\pi)^{-1} \sum_\ell (2\ell + 1)C_\ell P_\ell(\cos \theta)$

permite visualizar este efeito. A significância estatística de $C(\theta)$ é quantificada, ao longo das escalas angulares, por meio de um estimador chamado $S_{1/2}$, proposto em [390], que é descrito por:

$$S_{1/2} = \int_{-1}^{1/2} d(\cos \theta) [C(\theta)]^2. \quad (3.4)$$

Desde as primeiras análises dos dados do WMAP, vem sendo reportada uma significância muito baixa para este sinal ($p\text{-value} < 0.01$)³ por parte diferentes autores e metodologias [58, 127, 128, 130, 182, 399]. Uma das análises mais recentes, realizada pela própria colaboração do Planck [13], mostrou que estas correlações angulares $C(\theta)$ apresentam-se menos anômalas, i.e., $p\text{-value} \sim 0.03$, em escalas $\theta > 60^\circ$. Atribui-se esta evidência, em grande parte, ao baixo valor do quadrupolo C_2 , algo que pode ser inspecionado diretamente no espectro de potência presente na figura 3.2. Por tal motivo, os autores de [58] apontaram uma redução deste sinal anômalo quando este quadrupolo anômalo é desprezado, embora ainda haja uma tensão considerável entre os mapas de CMB produzidos sob hipótese do MCP e os mapas reais. Em [128], contudo, foi mostrado que tal ausência de correlações ocorre para $\ell < 5$, logo, não ocorre somente por causa do quadrupolo. Várias hipóteses já foram formuladas para tal anomalia, como o efeito Doppler presente no espectro de potência da CMB, além de anisotropias secundárias como os efeito Sunyaev-Zeldovich e efeito Sachs-Wolfe integrado (SWI), ou mesmo anisotropias decorrentes da máscara utilizada para remoção de contaminantes galácticos ou emissão térmica de poeira. Nenhuma destas hipóteses, contudo, apresentou resultados satisfatórios para explicar este efeito [132, 346].

A perspectiva atual é de que dados provenientes de outros observáveis relacionados, tais como *surveys* de galáxias, ou polarização dos fótons da CMB, possam confirmar ou refutar, de fato, a existência deste sinal, assim mostrando se ele surge (ou não) devido a uma casualidade estatística. Trabalhos sobre a capacidade de detecção de um sinal deste tipo na LSS podem ser encontrados em [174, 193], retratando a dificuldade de encontrar correspondência desta anomalia da CMB na LSS, enquanto [132] buscaram uma correspondência dela com o SWI, encontrando baixa possibilidade disso ocorrer.

Alinhamento dos baixos multipolos da CMB: Desde os primeiros lançamentos de dados do WMAP, muitos autores tem reportado que o quadrupolo e octo-

³A menos que dito o contrário, $p\text{-value}$ corresponde à fração do número de ocorrências de uma dada hipótese frente ao número total de eventos realizados. Logo, um $p\text{-value}$ de 0.01 diz que apenas 1% das realizações reproduziu o efeito sob teste. Quando $p\text{-value} < 0.05$, costuma-se dizer na literatura que a hipótese nula (que consiste no efeito oposto àquela hipótese que desejamos testar de fato) foi rejeitada de maneira estatisticamente significante, uma vez que a sua ocorrência é baixa.

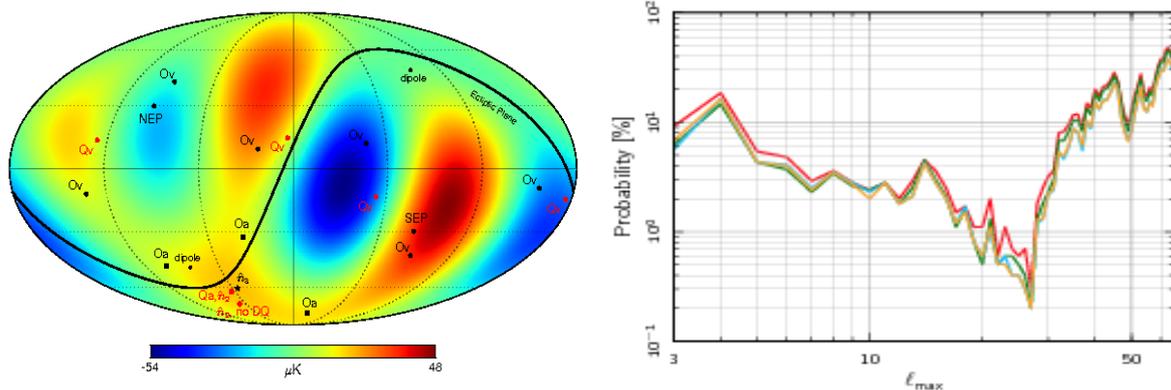


Figura 3.3: *Painel esquerdo*: Alinhamento entre o quadrupolo e octopolo ($\ell = 2$ e $\ell = 3$, respectivamente) obtidos em [131], sendo representados por "QV" (em preto) e "OV" (em vermelho), além da área do octopolo "OA", dos polos eclípticos "NEP" e "SEP", e da direção do dipolo cinemático discutido na seção anterior. *Painel direito*: Probabilidade de obter uma assimetria de paridade entre \mathcal{D}_ℓ pares e ímpares em mapas simulados, tendo Λ CDM como modelo fiducial, em função do ℓ_{max} considerado nestes mapas [13].

polo da CMB encontram-se anormalmente alinhados, aproximadamente, $(l, b) = (238.5^\circ, 13.4^\circ)$ e $(l, b) = (239.0^\circ, 25.7^\circ)$, com probabilidade de ocorrência girando em torno de 96.8% (99.95% se considerar, ainda, a direção do dipolo cinemático da CMB discutido na seção anterior). É possível, ainda, notar um alinhamento destes multipolos com o plano eclíptico, embora com significância mais baixa ($p\text{-value} > 0.001$).

O painel esquerdo da figura 3.3 ilustra estes alinhamentos no mapa de octopolo [131]. Ao utilizar um algoritmo chamado *multipole vectors* [125], os mesmos autores reportaram um alinhamento entre tais multipolos, ou seja, um alinhamento presente em grandes escalas angulares, cuja probabilidade de ocorrência comparado à simulações isotrópicas da CMB (logo, assumindo Λ CDM como modelo fiducial), é menor do que 1%. Tal resultado foi extensamente analisado em trabalhos posteriores, empregando dados mais recentes do WMAP e, inclusive, do Planck, os quais confirmaram este resultado [4, 126, 131, 183, 255, 311, 330, 376].

Dentre as possíveis soluções visando explicar tal efeito, podemos citar o trabalho de [412], cujo autor mostrou que a presença de uma distribuição inhomogênea de matéria em nossa vizinhança poderia levar a um dipolo na CMB decorrente do lenteamento do seus fótons. Trabalhos mais recentes como o da referência [311], por exemplo, testa a hipótese deste alinhamento ser relacionado com o quadrupolo Doppler do movimento do nosso GL relativo à CMB, obtendo uma redução da significância estatística deste alinhamento deste modo. Já em [131], por sua vez, foi apontado que o alinhamento destes multipolos com o plano eclíptico tem a significância estatística atenuada (3-20%) quando assume-se a existência de alinhamento

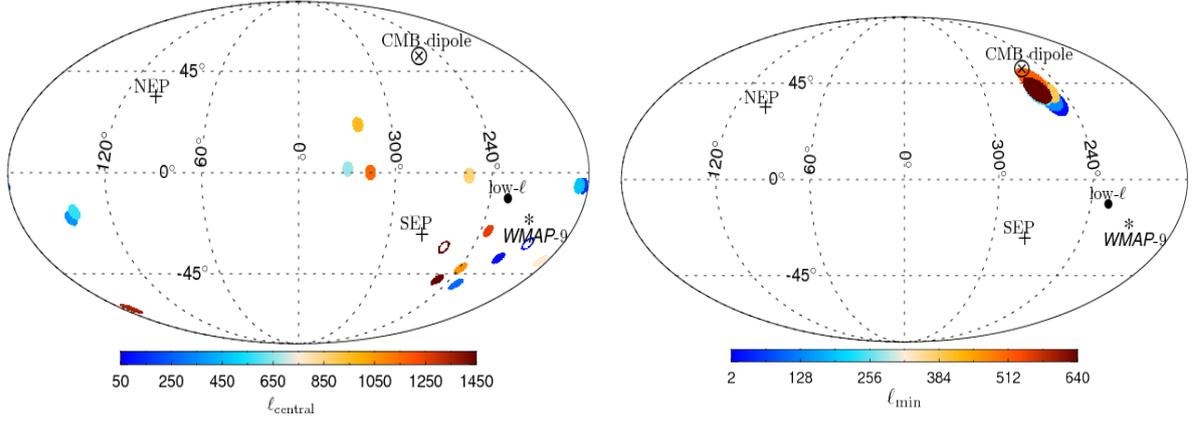


Figura 3.4: *Painel esquerdo*: Direção da modulação dipolar onde ocorre a máxima assimetria hemisférica do espectro de potência da temperatura da CMB, dada conforme o ℓ considerado. *Painel direito*: Direção preferencial desta anisotropia fornecida por outro método, obtida a partir de um ℓ_{\min} . Ambos os gráficos foram retirados de [13].

intrínseco entre quadrupolo e octopolo.

Outros trabalhos levantaram a hipótese de que efeito SWI permitiria aliviar a tensão sobre esta anomalia [342, 344, 345]. Mais precisamente, em [346] mostrou-se que, diante do SWI, efeito SZ e máscara devido aos contaminantes galácticos, apenas a ausência de potência no quadrupolo revelou-se uma anomalia persistente, enquanto as outras tem sua significância estatística reduzida. Alternativas mais exóticas para solucionar este problema consistem na hipótese de uma anisotropia intrínseca no Universo, como em [93, 94, 99], porém, apesar de aliviar a anomalia dos alinhamentos em grandes escalas angulares, não mostrou-se capaz de resolver outras anomalias reportadas na CMB.

Assimetria hemisférica na temperatura da CMB: Muito provavelmente a anomalia mais conhecida da CMB, quicá a maior evidência existente de uma possível violação da isotropia cosmológica em grandes escalas angulares, trata-se de uma dependência direcional do espectro de potência da CMB cuja direção de máxima anisotropia aponta próximo ao polo sul eclíptico. As primeiras evidências observacionais deste sinal foram apontadas, inicialmente, por [157, 190], os quais utilizaram o primeiro mapa liberado pelo WMAP em suas análises e encontraram uma significância estatística de $> 99\%$ para sua existência. Ainda que outros trabalhos tenham proposto diferentes algoritmos e metodologias, este sinal foi encontrado sistematicamente nos mapas posteriores do WMAP, assim como nos do Planck [7, 13, 20, 36, 55, 59, 61, 158, 164, 172, 179, 191, 203, 318, 337, 340, 347]. Num dos resultados mais recentes, esta assimetria de potência tem como melhor ajuste $A = 0.066 \pm 0.021$ na direção $(l, b) = (225^\circ, -18^\circ) \pm 24^\circ$ (tabela 22 de [13],

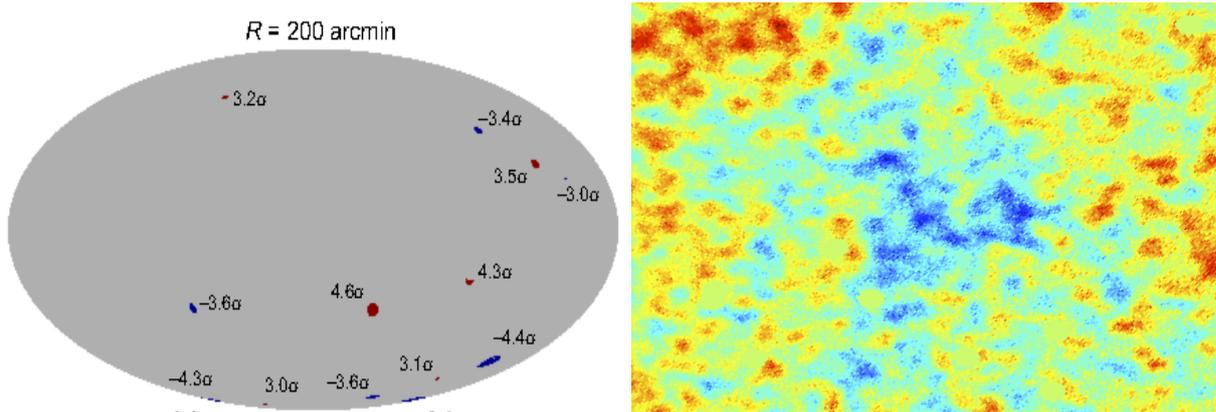


Figura 3.5: *Painel esquerdo*: Significância estatística de quão anômalas são regiões muito quentes (ou muito frias) da CMB, para círculos de $R = 200'$. A anomalia mais conhecida dentre elas, nomeada de *Cold Spot*, aparece na região sudeste desta projeção com significância estatística de 4.4σ [13]. *Painel direito*: Visão desta *Cold Spot* após um *zoom* sobre um mapa da CMB mais antigo (WMAP7) [418].

válido para o mapa SMICA), resultado este consistente com o que vem sendo reportado ao longo de uma década pela maioria das análises⁴. A relação entre as direções de máxima assimetria da CMB com respeito à escala do multipolo ℓ é exibida na figura 3.4.

Várias análises se dedicaram também a analisar a motivação física deste resultado, cujas principais ideias se focaram na (i) presença de não-gaussianidade das flutuações primordiais cosmológicas, manifestadas tanto nos mapas de temperatura [18, 178, 308] quanto nos de polarização da CMB [304, 309], bem como a presença de (ii) campo magnético primordial [14, 57], hipótese esta já descartada devido à alta amplitude desta modulação dipolar, (iii) topologia não-trivial e métrica anisotrópica, onde análises de [15] e [365] mostram baixa evidência para a hipótese da métrica anisotrópica, ainda que a possibilidade da topologia não-trivial ainda mostre-se mais capaz de explicar este fenômeno do que a métrica anisotrópica. Por fim, a (iv) influência do efeito Doppler local, onde [340] mostraram que a sua inclusão no espectro de potência de mapas simulados permite reduzir a significância estatística desta anomalia para 2σ , ao passo que as análises efetuadas em [164] revelaram que a significância estatística é bastante atenuada quando se considera apenas os dados da CMB em altos multipolos, como pode ser notado nos painéis da figura 3.4. No caso, a direção preferencial destes mapas coincide com a do dipolo cinemático discutido no começo desta seção.

Deste modo, podemos concluir que a razão desta anisotropia anômala da CMB

⁴Nas análises de [158], por exemplo, foi obtido $A = 0.114 \pm 0.021$ na direção $(l, b) = (225^\circ, -27^\circ)$ para dados do WMAP3, enquanto os autores de [59] reportaram uma máxima anisotropia de $A \simeq 0.2$ em $(l, b) = (222^\circ, -18^\circ)$ usando discos de $R = 30^\circ$ ao longo da esfera celeste para estes mesmos mapas.

encontra-se, ainda, em aberto, em especial devido à confirmação deste sinal nas análises extensas realizadas pelo time do Planck [13]. Todavia, trabalhos recentes como [340, 346] lançaram luz sob esta questão ao apontar que o efeito Doppler local, em conjunto da anomalia de quadrupolo na CMB, contribuem de forma relevante para a existência desta assimetria direcional significativa. Por fim, um trabalho recente mostrou que dados futuros de temperatura e polarização da CMB tem o potencial de confirmar, definitivamente, se esta anomalia direcional na CMB corresponde a uma casualidade estatística, ou a uma evidência real de violação da isotropia estatística [316].

Assimetria de paridade na CMB: Uma outra anisotropia direcional marcante na CMB é a assimetria de paridade. Mais precisamente, [256] notaram que o mapa do primeiro lançamento de dados do WMAP apresentava uma assimetria de paridade com significância estatística de $> 95\%$.

Esta questão foi revista e analisada extensamente nos lançamentos mais tardios do WMAP, apontando significância estatística de 99.5% para a rejeição desta hipótese em mapas sintéticos do WMAP sob hipótese do Λ CDM [44, 184, 238, 310], tendo sido confirmada, também, nos dados de CMB do Planck [7, 13, 105, 450]. Os resultados principais concernindo este assunto foram compilados em [451]. Um exemplo do *p-value* obtido nas análises de [13] pode ser visto no painel direito da figura 3.3, onde nota-se claramente que tal efeito é mais anômalo quando $\ell_{max} < 50$. Logo, uma aparente solução desta anomalia reside no efeito Doppler de nosso movimento local, além de possíveis contribuições de anisotropias secundárias da CMB e, principalmente, da máscara assimétrica utilizada para eliminar contaminantes da Via Láctea, conforme mostrado em [346].

Cold Spot: Trata-se de uma região anormalmente fria e não-gaussiana ($\delta T \simeq -150 \mu\text{K}$) localizada em $(l, b) = (209^\circ, -57^\circ)$, percebida originalmente por [135] no mapa do WMAP1 e confirmada, posteriormente, nos lançamentos seguintes deste mesmo experimento com *p-value* de ~ 0.01 [136, 137]. Análises posteriores, como as efetuadas na referência [13], revelaram que a significância estatística desta região frente à estatística de picos de temperatura na CMB é $> 4.5\sigma$, logo, correspondendo à anomalia da CMB com maior grau de discrepância dentre todas as discutidas nesta seção (outras regiões anômalas podem ser vistas no painel esquerdo da figura 3.5).

Uma das explicações mais exploradas para explicar esta região consiste na existência de um *void* [214]. Uma visão mais detalhada em torno dela é apresentada no painel direito da figura 3.5, cujos detalhes se encontram em [418]⁵. A fim de

⁵Foi mostrado em [56], ainda, que a presença desta "estrutura" na CMB contabiliza com uma boa percentagem da anomalia hemisférica encontrada em sua distribuição angular de temperatura.

Anomalia	p -value	levantamento	referência
Espaço angular			
baixa variância ($N_{\text{side}} = 16$)	≤ 0.005	Planck 15	Tab. 12 [13]
2PACF $\chi^2(\theta > 60^\circ)$	≤ 0.03	Planck 15	Tab. 14 [13]
2PACF $S_{1/2}$	≤ 0.005	Planck 15	Tab. 13 [13]
2PACF $S_{1/2}$	≤ 0.003	Planck 13 & WMAP 9yr	Tab. 2 [130]
2PACF $S_{1/2}$ (máscaras maiores)	≤ 0.001	Planck13	Tab. 2 [130]
	≤ 0.001	WMAP 9yr	[131, 182]
assimetria hemisférica	≤ 0.001	Planck 15	Tab. 20 [13]
<i>Cold Spot</i>	≤ 0.010	Planck 15	Tab. 19 [13]
Espaço harmônico			
alinhamento quadrupolo-octopolo	≤ 0.005	Planck 13	Tab. 7 [131]
$\ell = 1, 2, 3$ alinhamento	≤ 0.002	Planck 13	Tab. 7 [131]
preferência por paridade ímpar $\ell_{\text{max}} = 28$	< 0.003	Planck 15	Fig. 20 [13]
preferência por paridade ímpar $\ell_{\text{max}} < 50$ (LEE)	< 0.020	Planck 15	Texto [13]
modulação dipolar for $\ell = 2 - 67$	≤ 0.010	Planck 15	Texto [13]

Tabela 3.1: Anomalias da CMB e suas respectivas significâncias estatísticas (p -values), bem como os dados utilizados para tal inferência, e as referências aonde foram reportadas. Tabela adaptada de [377]. LEE refere-se aos casos onde o *look-elsewhere effect* foi levado em conta.

demonstrar essa possibilidade, alguns autores buscaram correspondência entre esta *Cold Spot* e possíveis *voids* em mapas da LSS. Por exemplo, os autores de [361] alegaram ter encontrado tal correspondência com um catálogo de fontes em rádio, contudo, análises posteriores [385] não confirmaram tal resultado.

Por meio do advento de catálogos de galáxias mais recentes e precisos, como o do *Wide Infrared Satellite Explorer*, os autores de [161, 395] perceberam uma potencial associação entre esta *Cold Spot* e um grande *void* de aproximadamente $R \sim 450$ Mpc de extensão situado em $0.15 < z < 0.25$, sendo ele denominado de *Eridanus Supervoid*. Entretanto, análises posteriores revelaram que, apesar da correlação visual, o perfil de temperatura desta *Cold Spot* não pode ser explicado por uma estrutura assim através do efeito SWI [246, 285, 306], ou mesmo sob hipótese de múltiplos *voids* [307]⁶. Espera-se que levantamentos mais precisos da LSS, tal análise pode ser aprimorada, permitam mostrar, definitivamente, se há correlação da *Cold Spot* com alguma estrutura cosmológica, ou mesmo da própria existência deste *Eridanus Supervoid*.

Sendo assim, concluímos que há, de fato, evidência para sinais na CMB que apon-

⁶É discutido em [306] que a *Cold Spot* mostra-se anômala não exatamente por causa seu baixo valor de T , mas devido aos "anéis" de δT elevados ao seu redor, formando assim um perfil pouco provável de ser reproduzido em simulações de mapas de CMB sob hipótese do MCP.

tam anomalias em sua distribuição de temperatura que poderiam, eventualmente, por à teste o pressuposto do modelo Λ CDM e, inclusive, a validade do PC. Embora a maioria delas tenha sido detectada e explorada nos dados do WMAP (em alguns casos, como os problemas relacionados ao quadrupolo, ainda no mapa de temperatura do COBE nos anos 1990), todos foram confirmados nos mapas mais recentes do Planck, em que a própria colaboração realizou uma série de testes estatísticos considerando efeitos sistemáticos e algorítmicos da instrumentação, os quais encontram-se resumidos na tabela 3.1.

Muito se discute, entretanto, que a persistência na detecção de tais resultados advém de efeitos de seleção *a posteriori*⁷, além do fato da anormalidade destes resultados comparados às simulações isotrópicas, baseadas no MCP, serem um caso de *look-elsewhere effect*⁸ destas análises, como discutido em [13, 20, 51, 130, 131]. Obteve-se que, de fato, a significância estatística destas anomalias são atenuadas quando o *look-elsewhere effect* é devidamente contabilizado, embora permaneçam elevadas (p -value = 0.01 – 0.05) para a maioria delas, sendo o caso mais persistente a baixa potência do quadrupolo. Portanto, há ainda a possibilidade de que o MCP, assim com o PC, não forneçam uma formulação apropriada do Universo em vista destes resultados. Contudo, é necessário que tais efeitos sejam verificados também em outros observáveis cosmológicos, a exemplo da LSS, lentes gravitacionais, ou mesmo mapas mais precisos da polarização da CMB, a fim de fortalecer sua evidência [377].

3.3 Estrutura em grande escala

3.3.1 Introdução

A distribuição angular de galáxias no infravermelho consiste em um dos observáveis mais empregados na literatura no intuito de sondar o movimento relativo do nosso GL de galáxias devido à atração gravitacional produzida pelos aglomerados e *voids* que caracterizam a rede cósmica da LSS. Assim, pode-se testar a concordância com o dipolo de $v \simeq 630$ km/s em $(l, b) \simeq (276^\circ, 30^\circ)$ [242] (ou $v \simeq 384$ km/s na

⁷Ou seja, a confirmação de um resultado anterior através de métodos desenvolvidos justamente para este propósito.

⁸Considera-se que resultados anômalos acontecem porque um número muito grande de testes foi realizado, ainda mais testes que procuram algum sinal num limiar muito grande justo por não se saber que valor, dentro deste limiar, tal sinal ocorre, aumentando assim a probabilidade de suas detecções. Uma forma de contabilizar este *look-elsewhere effect* consiste em multiplicar o p -value pelo número de testes realizados, ou então calculá-lo considerando $p = \alpha/n$, sendo α o limiar de valores onde o efeito em questão é procurado e n o número de realizações consideradas. Muito foi discutido, por exemplo, que a detecção do bóson de Higgs pelo LHC (*Large Hadron Collider*) podia ser resultante deste efeito devido ao grande número de experimentos realizados, ou mesmo o grande limiar de energia que os experimentos abrangem.

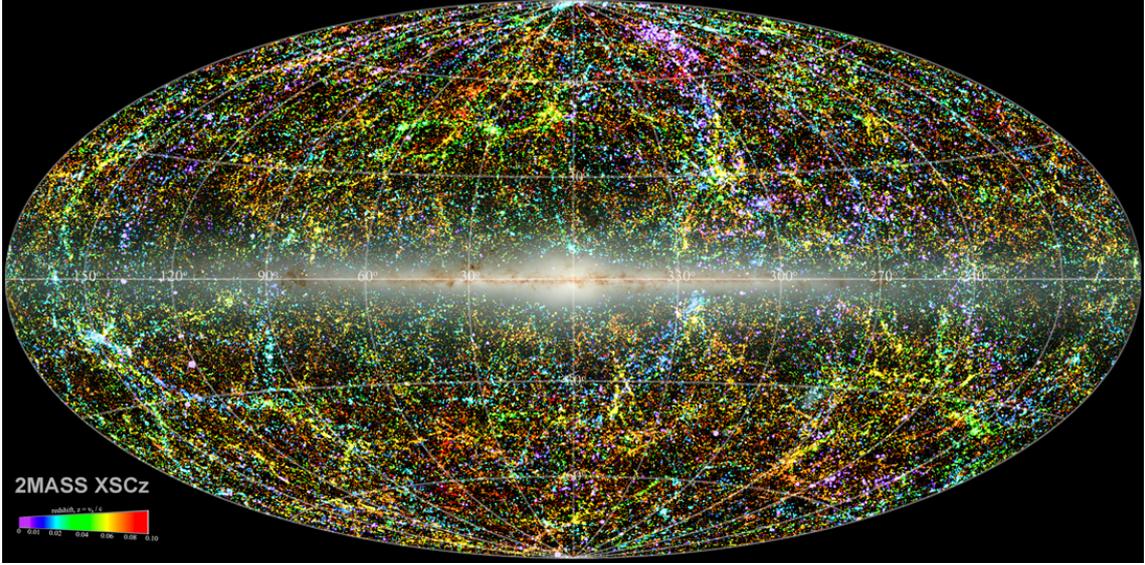


Figura 3.6: Distribuição angular de $\sim 10^6$ galáxias que compõem o catálogo do 2MASS. A escala de cor corresponde aos *redshifts* fotométricos destes objetos conforme obtidos em [67].

direção $(l, b) = (264^\circ, 48^\circ)$ considerando o referencial de repouso heliocêntrico [19]) detectado na CMB.

Uma abordagem popular para realizar este estudo consiste em relacionar o campo de velocidade da LSS com as perturbações no contraste de densidade da matéria que, em primeira ordem, é dada por [323]:

$$v(\mathbf{r}) = \frac{H_0 f(\Omega_m)}{4\pi G \rho_b} g(\mathbf{r}); \quad g(\mathbf{r}) = G \rho_b \int d\mathbf{r}' \delta(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}, \quad (3.5)$$

sendo \mathbf{r} a escala comóvel sob questão, ρ_b a densidade de energia dos bárions, $\delta = (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$ o contraste de densidade da matéria e, por fim, $f(\Omega_m) \simeq \Omega(z)_m^\gamma$ [253, 270]⁹.

Por sua vez, $g(\mathbf{r})$ denota o vetor de aceleração do nosso movimento devido à instabilidade gravitacional. Utilizando $\eta \equiv f(\Omega_m)/b^{10}$, onde b representa o viés entre o contraste de densidade de galáxias com respeito ao da matéria (i.e., $\delta_g = b\delta$), a expressão 3.5 torna-se:

$$v(\mathbf{r}) = \frac{H_0 \eta}{4\pi} \int d\mathbf{r}' \delta_g(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r}' - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^3}, \quad (3.6)$$

onde $v(\mathbf{r}) = v_{GL}$ ao tomar $r = 0$, i.e., o baricentro do GL. A integral no lado direito desta equação denota o dipolo de nosso movimento local (popularmente chamado de *clustering dipole* na literatura), que pode ser dado em termos do fluxo vindo das

⁹O fator γ depende muito fracamente da Constante Cosmológica ou de algum modelo de energia escura, sendo bem aproximado por $\gamma \simeq 0.55$ para a TRG. Logo, desvios deste valor representariam evidência observacional para modelos de gravitação alternativos.

¹⁰O símbolo usualmente empregado para essa relação é β , contudo, escolhemos representá-lo por η para não confundir com $\beta \equiv v/c$.

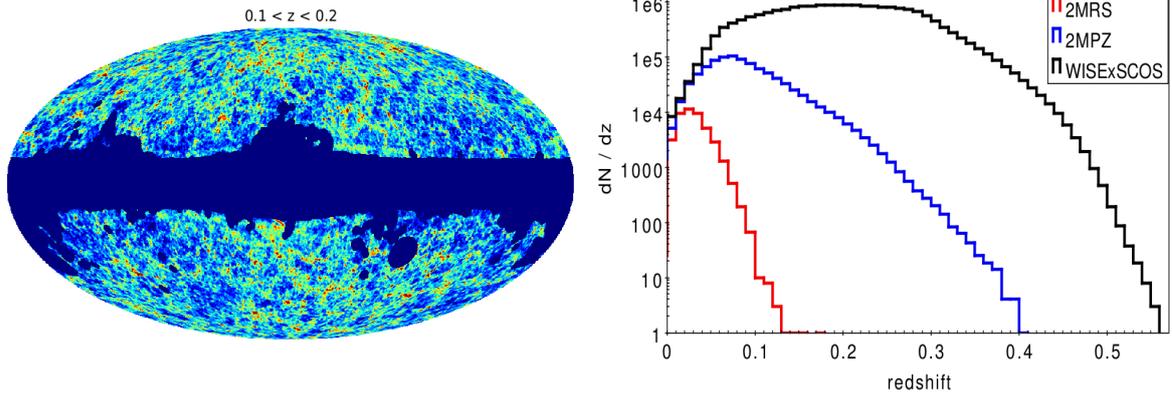


Figura 3.7: *Painel esquerdo*: Distribuição de galáxias que compõem a amostra WISExSCOS em uma fatia de $0.10 < z < 0.20$. *Painel direito*: Distribuição de número de fontes por intervalo de *redshift* para as fontes dos catálogos 2MRS, 2MPZ e WISExSCOS. Gráficos obtidos de [68].

galáxias, a partir de uma certa distância do GL, conforme [65, 66]:

$$d = \frac{3\Omega_m H_0^2}{2bj} \sum_{i=1}^{N_{gal}} S_i \hat{\mathbf{x}}_i, \quad (3.7)$$

sendo $j = \int L\Phi(L)dL$ a densidade de luminosidade na banda onde os objetos foram observados, $\Phi(L)$ a função de luminosidade desta banda, e $S_i = L_i/(4\pi r_i^2)$ representa o fluxo recebido do i -ésimo objeto da amostra, que relaciona-se com a equação anterior via $v_{GL} = \eta d$. Tal formalismo permite não só inferir o movimento de nosso GL, mas também testar a validade do MCP pois, sabendo o viés b das galáxias, obtem-se o parâmetro de densidade da matéria Ω_m . Vale notar, ainda, que uma alternativa a esta análise pode ser realizada através da distorção no espaço de *redshift* [227] que surge pelo efeito de velocidades peculiares v_{pec} quando objetos são tratados em z , ao invés das distâncias comóveis, via $z_{obs} = z + v_{pec}/c$, tal como em [71, 202, 223] para *surveys* de galáxias recentes como o WiggleZ, 6dF e SDSS e Cosmicflows-2, respectivamente. Como a expressão 3.7 é limitada pelo fluxo das galáxias existentes na amostra, este aferidor é chamado de *flux-weighted dipole* na literatura¹¹.

3.3.2 Dipolo na estrutura em grande escala: infravermelho e óptico

Apesar de terem havido estimativas de v_{GL} diretamente através da LSS ainda no começo dos anos 1980 [145, 439], somente graças ao advento de *surveys* de galáxias mais profundos abrangendo todo o céu, como o IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*), tornou-se viável sondar não só a direção de nosso fluxo local (*bulk flow*), que caracteriza nosso movimento através do Universo, mas também impor vínculos no crescimento das estruturas e parâmetro de densidade da matéria (ainda que de forma bem limitada frente aos *surveys* de gerações futuras como o SDSS, por exemplo). Alguns dos trabalhos antigos realizados com galáxias deste *survey*, bem como outras observações de galáxias realizadas no infravermelho e óptico, podem ser encontrados em [41, 250, 273, 357, 358, 391, 440].

Na década passada, tivemos o lançamento do satélite *2 micron all sky survey* (2MASS), ampliando assim o número de galáxias observadas em algumas ordens de grandeza ($\sim 10^4$ para $\sim 10^5 - 10^6$). As análises mais notáveis da anisotropia de dipolo com estas observações são a de [283], cujos autores reportaram $v \simeq 665$ kms na direção $(l, b) = (264.5^\circ \pm 2^\circ, 43.5^\circ \pm 4^\circ)$, além de $(l, b) = (245^\circ \pm 12^\circ, 39^\circ \pm 10^\circ)$ por parte de [156] (velocidade fixada em $v = 622$ km/s [242]) para um sub-catálogo do 2MASS compreendendo 45 mil objetos com *redshifts* medidos espectroscopicamente (2MRS) em $z \leq 0.1$ ¹². Para efeito de comparação, uma das medidas mais modernas de nosso movimento peculiar com o IRAS forneceu $v \simeq 682$ km/s na direção $(l, b) = (253^\circ, 26^\circ)$ [357].

Enquanto a maioria dos métodos anteriores se baseavam em análises do dipolo ponderado em fluxo, os autores de [173] propuseram um teste da isotropia na LSS baseado diretamente da estimativa da variação angular das contagens de galáxias (GNCs, do inglês *number counts*) projetadas em 2D. Ainda que trate-se de um teste menos preciso que o anterior, ele encontra-se independente de pressupostos sobre propriedades astrofísicas tais como a função de luminosidade ou mesmo as magnitudes das galáxias, permitindo, assim, um teste direto entre a amplitude do dipolo obtido por esse método e a amplitude que seria esperada pelo modelo Λ CDM dadas as limitações e características do catálogo (por ex., sua profundidade, área do céu observada, valor do viés b das galáxias que o compõe etc.).

¹¹Em [173], é discutido que esta análise não corresponde a uma estimativa de fato de um dipolo, uma vez que informação do fluxo advindo dos objeto é utilizada como aferidor de sua profundidade mesmo sob a limitação da amostra, logo, servindo de uma medida indireta de profundidade, atuando como uma "terceira dimensão". Uma estimativa de um dipolo de fato, embora possivelmente menos precisa, seria realizada somente com as informações em 2D da distribuição de galáxias, tal como será discutida mais adiante.

¹²Versões atualizadas destes dados encontram-se em [384], quanto ao catálogo principal de fontes extensas, além de [211] quanto à sub-amostra 2MRS.

Algumas destas análises, portanto, foram realizadas recentemente por [173] com dados do 2MASS [211, 384], além de uma atualização delas com um catálogo de galáxias do WISE [435] realizada por [445], ao passo que os autores de [25, 30] efetuaram testes de isotropia local, mas com diferentes abordagens, empregando uma versão do catálogo de fontes extensas do 2MASS com medida fotométrica de z [67] (ver figura 3.6)¹³. Porém, nenhuma destas análises foi capaz de encontrar significância para o dipolo cinemático nestas galáxias devido ao número limitado de objetos nestas amostras e, principalmente, devido à baixa profundidade delas. Por exemplo, espera-se que as flutuações na densidade da matéria existente mesmo em *redshifts* intermediários ($z \sim 0.5$) produziram um dipolo nos NCs de $A \sim 10^{-2}$, logo, uma ordem de grandeza acima de $A \propto \beta \sim 10^{-3}$ esperado para o dipolo cinemático. Ainda que não tenha sido possível detectar este sinal do dipolo cinemático com estes dados. A maioria destes trabalhos aponta uma boa concordância com a amplitude do dipolo esperada por causa das perturbações na matéria típicas no Λ CDM, dadas as limitações destas amostras, embora [445] tenham apontado concordância apenas marginal (2.5σ) com o MCP. Mais recentemente, uma análise efetuada em [219] empregando uma compilação de galáxias de diferentes morfologias, chamada Hyperleda¹⁴, reportou a existência de anisotropia nestes dados coincidindo com os polos celestes, i.e., $(l, b) = (123.7^\circ, 24.6^\circ)$ considerando NC de $> 95\%$ independentemente do tipo morfológico da galáxia, indicando, assim, um potencial viés sistemático nesta amostra, ou um desafio potencial ao PC.

Uma estimativa referente às condições necessárias para que o efeito Doppler seja detectável nas galáxias longínquas, por sua vez, foi realizada em [215]. No caso, suas análises mostraram que um levantamento tal como Large Synoptic Sky Telescope (LSST) possui especificações suficientes para estimar a direção deste dipolo com $\sim 15^\circ$ de precisão (considerando NC de 2σ). Por sua vez, [444] estimaram que prescrições necessárias para tal deveriam satisfazer $N_{gal} > 10^7$, com profundidade típica de $\bar{z} \simeq 0.7$ e cobertura celeste de $f_{sky} \simeq 0.75$, para uma distinção entre o dipolo cinemático e o dipolo das aglomerações de LSS com NC de $> 3\sigma$. Tal configuração é ainda intangível para os *surveys* de céu inteiro realizados em infra-vermelho e óptico atuais como o 2MASS, ou mesmo o WISE, ainda que combinados, os quais apresentam valores típicos de $\bar{z} \simeq 0.2$, $N_{gal} \sim 10^6$ e $f_{sky} \leq 0.70$. Por sua vez, é possível que o catálogo de galáxias do WISE-SUPERCOSMOS, conforme mostrada na figura 3.7, permitam um melhor teste de consistência com a direção do dipolo cinemático da CMB tendo em vista o maior número de objetos ($N_{gal} \sim 10^7$), fora a presença de medida de *redshifts* para os mesmos.

¹³Estes últimos dados do WISE e do 2MPZ já representam um ganho de uma ordem em magnitude frente aos dados utilizados em [173], i.e., $N_{gal} \sim 10^6$

¹⁴<http://leda.univ-lyon1.fr/>

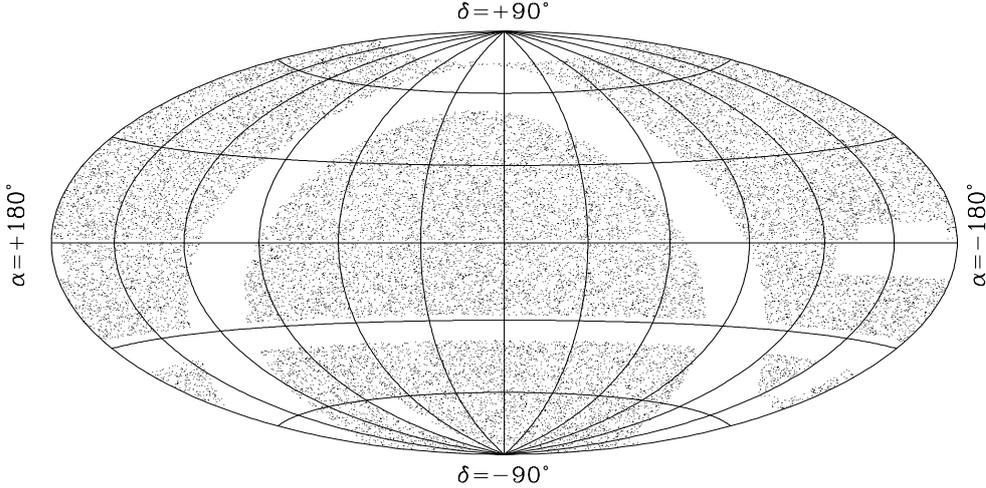


Figura 3.8: Distribuição angular de $\sim 3 \times 10^4$ galáxias que compõem a amostra de objetos em rádio 87GB+PMN tal como apresentado em [39]. No caso, as fontes foram projetadas de acordo com uma projeção Aitoff em **coordenadas celestes**, ou seja, em função da declinação (DEC) e ascensão reta (RA) onde elas se localizam.

3.3.3 Dipolo na estrutura em grande escala: rádio

Catálogos de fontes extragalácticas em rádio constituem, possivelmente, a sonda mais eficiente para examinar a isotropia da LSS e efetuar teste de consistência com o dipolo da CMB. Tendo em vista a alta luminosidade de alguns objetos que emitem neste comprimento de onda, como é o caso de galáxias com núcleos ativos (AGN, *Active Galactic Nuclei*), pode-se alcançar escalas muito maiores comparado com *surveys* no infravermelho e óptico ($z \sim 1$), permitindo, assim, um teste mais robusto do que os realizados nestes comprimentos de onda. Uma vez que o dipolo local devido as aglomerações em *redshifts* baixos e intermediários são menos contundente nestas escalas, torna-se possível sondar o dipolo cinemático diretamente nestes catálogos. Ademais, observações em rádio não sofrem com o problema de contaminação galáctica, por ex. emissão térmica de poeira, algo crítico em observações realizadas no infravermelho, constituindo assim um elemento de complexidade a menos que deve-se lidar.

A assinatura de nosso movimento peculiar nos GNCs em rádio obedece, então, a seguinte forma [155]:

$$A = [2 + x(1 + \alpha)]\beta, \quad (3.8)$$

logo, tomando $x \simeq 1$ e $\alpha \simeq 0.75$, além de $\beta = 1.23 \times 10^{-3}$, temos $A \simeq 0.0046$

A primeira tentativa de obter o dipolo na distribuição de fontes em rádio foi realizada por [39], onde os autores unificaram os dados do *87 Green Bank* (87GB), que mapeou rádio galáxias no hemisfério norte celeste até $RA = 75^\circ$, com os dados do *survey Parkes-MIT-NRAO* (PMN), sendo este atuante no hemisfério sul celeste,

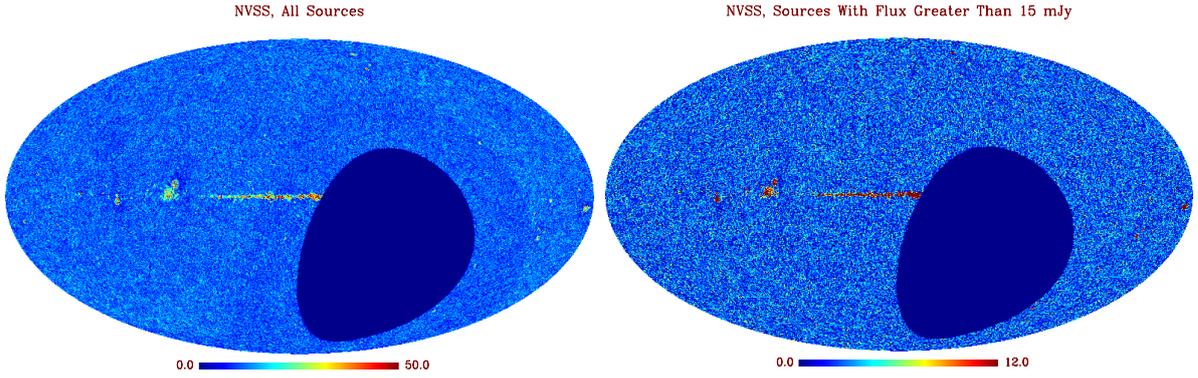


Figura 3.9: *Painel esquerdo*: Distribuição angular das rádio galáxias que compõem a amostra de objetos em rádio NVSS, apresentando $N_{gal} \simeq 1.7 \times 10^6$ em $S > 2.5$ mJy. *Painel direito*: Distribuição angular somente das fontes que satisfazem o limiar de fluxo $S > 15$ mJy. Figura obtida de [173].

construindo assim uma amostra de $N_{gal} \sim 2.7 \times 10^4$ em um limiar de fluxo $S > 50$ mJy. No entanto, estes autores falharam em obter um sinal claro deste dipolo cinemático nas galáxias distantes devido ao baixo número de fontes compondo esta amostra, embora a direção de máxima anisotropia nos GNCs obtida nesta análise tenha apresentado concordância razoável com a CMB ainda assim.

Somente com amostras observacionais mais completas, como no caso do NVSS (*NRAO Very Large Array Sky Survey*) [121], é que tornou-se possível obter um sinal significativo do dipolo cinemático na LSS. Este *survey* mapeou mais de 1.5 milhões de objetos a partir de $DEC > -40^\circ$ na frequência de 1.4 GHz, cuja distribuição angular é apresentada, em diferentes regimes de fluxo, nos painéis que compõem a figura 3.9. Através desta amostra observacional, os autores de [69] obtiveram um dipolo de amplitude $A = 0.008 \pm 0.003$ apontando na direção $(l, b) = (196^\circ, 51^\circ)$ ao considerar fontes situadas no limiar de fluxo $S < 10$ mJy¹⁵, ao passo que, com as fontes situadas no limiar de fluxo $S > 20$ mJy, a direção deste dipolo apresenta concordância maior com o dipolo cinemático da CMB, i.e., $(l, b) = (241^\circ, 37^\circ)$, embora apresente uma amplitude marginalmente maior ($A = 0.011 \pm 0.003$). Ainda assim, as análises de [69] apresentam concordância com a expectativa da amplitude do dipolo em GNCs dentro de um NC de 2σ uma vez assumido $x \simeq 1$, $\alpha \simeq 0.75$ e $\beta = 1.23 \times 10^{-3}$ para um valor de referência de A .

Porém, trabalhos posteriores não confirmaram o resultado de [69] quanto à concordância em relação a este dipolo. Em [383], por exemplo, foi estimada que a velocidade para nosso movimento relativo a estas rádio galáxias deve ser de $v \sim 1600 \pm 400$ km/s para justificar a flutuação angular presente nestes dados, logo, apresentando uma discordância frente ao valor obtido na CMB em 3σ . Curiosa-

¹⁵A amplitude apresentada pelos autores na tabela 1 de seu artigo deve ser dividida por um fator 2, já que os mesmos definiram esta quantidade com este fator adicional multiplicando a equação 3.8.

mente, a direção preferencial da anisotropia dos GNCs obtida nesta análise forneceu um valor em bom acordo com a direção encontrada na CMB: $(l, b) = (240^\circ, 44^\circ)$ para fontes de $S > 15$ mJy. Por sua vez, [173] reportou um dipolo ainda mais elevado: $A = 0.027 \pm 0.005$ apontando em $(l, b) = (214^\circ, 16^\circ)$. Porém, neste caso, é necessário levar em consideração que os autores reduziram a área observacional da amostra substancialmente ao eliminar objetos situados em $|b| \geq 15^\circ$, além de $DEC > 78^\circ$ e $DEC < 10^\circ$, deixando apenas $f_{sky} \simeq 0.42$. Já os autores de [359] obtiveram $A = 0.016 \pm 0.005$ na direção $(l, b) = (248^\circ, 46^\circ)$ considerando fontes sob um limiar de $S > 25$ mJy, apresentando também uma tensão de 3σ com mapas simulados isotrópicos contendo um dipolo fiducial de 0.0048 ± 0.0004 , resultado semelhante ao reportado em [403].

Algumas hipóteses foram formuladas para resolver essa discrepância, tal como a presença de grandes inomogeneidades locais [360], ou de modos anisotrópicos nas perturbações escalares em escalas além do horizonte semelhante ao proposto para a CMB [171]. Embora aliviem esta tensão, nenhuma delas fornece uma explicação plenamente satisfatória para este problema. Somente em uma análise recente, efetuada por [402], essa tensão foi reduzida a um patamar mais aceitável, i.e., 2.12σ , comparando com o valor esperado de A considerando o dipolo cinemático encontrado na CMB. Neste trabalho, foi obtido $A = 0.009$ na direção $(l, b) = (246^\circ, 38^\circ)$ para fontes com $S > 15$ mJy. A diferença desta análise frente às demais deve-se à inclusão da aglomeração destas fontes no espectro de potência angular dos mapas simulados do NVSS, considerando tanto um viés variável em z conforme $b = b(z) = 0.33z^2 + 0.85z + 1.6$ quanto $b = 2.0$ ou $b = 3.0$, de modo que a tensão entre o valor esperado para o dipolo cinemático em rádio e o valor estimado nos dados vale 2.12σ para o primeiro caso, 2.19σ para $b = 2.0$ e 1.54σ se $b = 3.0$ ¹⁶.

A conclusão que podemos extrair é que, de fato, era esperado uma concordância maior entre o dipolo cinemático na CMB e na LSS. Entretanto, ainda podemos lançar as hipóteses de que possam existir mais ingredientes a serem considerados nestas análises do que o considerado usualmente. Por exemplo, a validade das aproximações leis de potência do número de fontes por fluxo ou do seu índice espectral, bem como o fato da estimativa do dipolo destes GNCs terem utilizado, somente, na teoria da relatividade restrita, de modo que podem existir correções da TRG ainda inexploradas neste contexto. Esta questão poderá ser melhor respondida com o advento de futuros *surveys*, em especial o SKA, que deve observar $\sim 10^8$ objetos na

¹⁶Um contraponto a este resultado pode ser consultado análise de [104], onde os autores mostraram que a inclusão do dipolo cinemático no cálculo da 2PACF do NVSS reduz a significância estatística para não-gaussianidade primordial nestes dados. Como o viés b mimetiza o efeito da não-gaussianidade no espectro de potência angular e, por sua vez, estes dados do NVSS não favorecem a existência deste sinal, fica lançada a dúvida sobre a validade da solução apresentada em [402] para explicar a tensão entre o dipolo dos dados e o dos mapas reais.

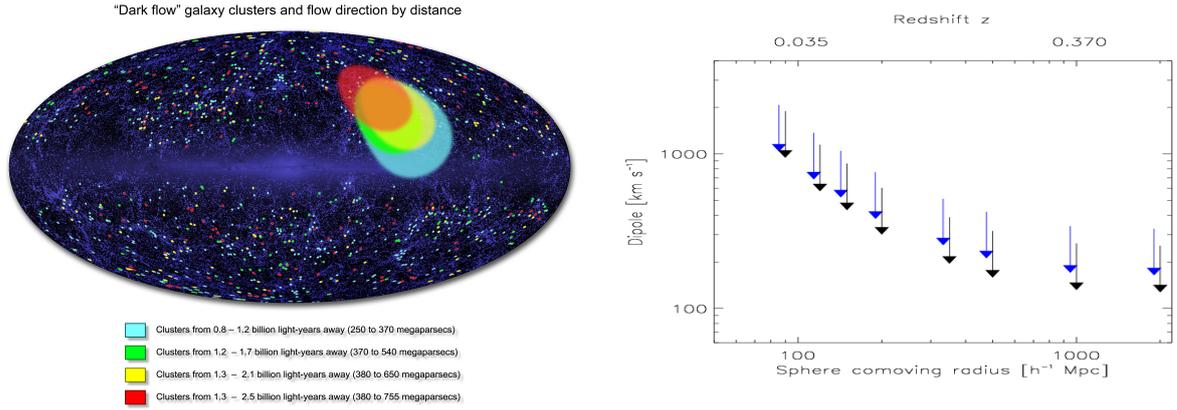


Figura 3.10: *Painel esquerdo*: Distribuição angular dos GCs adotados na análise de [232], onde pontos azul claro representam os objetos mais próximos ($R = 260 - 370$ Mpc), pontos vermelhos e amarelos correspondem aos GCs em escalas intermediárias ($R = 370 - 650$ Mpc), enquanto os vermelhos denotam objetos situados até $R = 755$ Mpc. Os contornos coloridos, por sua vez, denotam a direção preferencial para o dipolo da velocidade peculiar de Créditos: NASA/Goddard/A. Kashlinsky, et al. *Painel direito*: Valores obtidos para o dipolo da velocidade de *bulk flow* via kSZ nas análises de [10].

sua primeira fase ($\sim 10^{10}$ rádio galáxias em seu estágio final) numa área celeste de 3π [217, 279, 378], o que tem o potencial de impor vínculos de até 1° na direção do dipolo segundo as análises de [134, 378]¹⁷.

3.3.4 Dipolo na estrutura em grande escala: aglomerados de galáxia e raios-X

Observações em raios-X vem sendo adotadas a fim de estudar a isotropia cosmológica desde os anos 1960s. Inicialmente, estes trabalhos consistiam em estimar um dipolo presente na emissão dos fótons emitidos pelo fundo difuso em raios-x (XRB, do inglês *X-Ray background*) [159, 272, 381], os quais são sensíveis ao movimento relativo de nosso GL em direção aos objetos que o compõem. Exemplos destes estudos podem ser encontrados em [80, 298, 335, 339, 371, 424], onde alguns autores reportam resultados semelhantes ao dipolo cinemático observado na CMB, embora alguns discutam a dificuldade de obtenção deste sinal devido à baixa resolução dos dados de XRB em observações realizadas no limiar de energia dos raios-X duros, i.e., $I \geq 2$ keV. Semelhante às análises realizadas com fontes no infravermelho e

¹⁷Outra evidência de anisotropia dipolar nos dados da LSS em rádio consiste no alinhamento da polarização de quasares. Uma análise efetuada por [343], por exemplo, mostrou uma possível direção preferencial de alinhamento de sua polarização em rádio situada em $(l, b) = (101^\circ, -62^\circ) \pm 15^\circ$, logo, com a antípoda em $(l, b) = (291^\circ, 62^\circ)$, estando assim razoavelmente próxima do dipolo cinemático da CMB localizado em $(l, b) = (264^\circ, 48^\circ)$. Observações destes dados em óptico, como em [213, 326], encontram evidência semelhante. Uma tese concernindo este tema pode ser conferida em [325].

Galáxias em infravermelho/óptico I	v (km/s)	(l, b)	referência
IRAS PSC	736	(248°, 40°)	[440]
IRAS PSCz	762	(252°, 35°)	[391]
IRAS 1.2 Jy	~ 700	(235°, 45°)	[41]
IRAS PSCz	682	(253°, 26°)	[357]
2MXSC	665	(265°, 44°)	[283]
2MRS	622 (fixo)	(245°, 39°)	[156]
IRAS PSCz	~ 700	(291°, 40°)	[40]
2MXSC	≤ 600	(257°, 40°)	[66]
Galáxias em infravermelho/óptico II	$A \times 10^{-2}$	(l, b)	referência
2MRS	12.40	(228°, 37°)	[173]
2MXSC	8.80	(305°, 5°)	[173]
WISE-2MASS	5.00	(310°, -15°)	[445]
2MPZ	-	(315°, 30°)	[30]
2MPZ	2.80	(320°, 6°)	[25]
Hyperleda	-	(123.7°, 24.6°)	[219]
Galáxias em rádio	$A \times 10^{-2}$	(l, b)	referência
NVSS	0.110*	(241°, 37°)	[69]
NVSS	0.200*	(248°, 24°)	[383]
NVSS	0.270*	(214°, 15°)	[173]
NVSS	0.160*	(218°, 48°)	[359]
WENSS	0.290*	(214°, -)	[359]
NVSS	0.130*	(256°, 36°)	[403]
NVSS	0.090*	(246°, 38°)	[402]
Aglomerados de galáxias	v (km/s)	(l, b)	referência
HEAO-1	-	(274°, 71°)	[252]
XBAC	1750	(251°, 10°)	[336]
CIZA + XBAC	507	≈ (270°, 10°)	[241]
ROSAT + CIZA + WMAP5	≈ 1000	(296°, 39°)	[233]
XRБ	v (km/s)	(l, b)	referência
SSI	475*	(245°, 53°)	[424]
ROSAT	1300	(288°, 25°)	[335]
HEAO-1	573*	(342°, 7°)	[371]

Tabela 3.2: Principais estimativas do dipolo na LSS via galáxias em infravermelho e óptico I (método ponderado em fluxo) e II (método 2D), galáxias em rádio, aglomerados de galáxias em raios-X e XRБ. O símbolo (*) faz referência ao valor do dipolo da CMB com respeito ao referencial de repouso heliocêntrico, ou seja, $v = 369$ km/s na direção $(l, b) = (264°, 48°)$, enquanto os demais valores dizem respeito ao valor do dipolo no referencial de repouso do LG, $v = 622$ km/s na direção $(l, b) = (276°, 36°)$.

óptico, o método do dipolo ponderado por fluxo foi também empregado com dados de GCs, como nos trabalhos de [240, 241, 252, 336, 369, 370]. Maioria deles apresenta boa concordância com resultados obtidos para o dipolo com galáxias, ainda que levantem a questão de uma possível ausência de convergência para o dipolo de *bulk flow* destes objetos ao passo que os primeiros

Outra abordagem para sondar isotropia com GCs se baseia no efeito Sunyaev-Zeldovich (SZ). Mais precisamente, na estimativa de fluxos de velocidades peculiares destes GCs em um movimento coerente *bulk flow*, o qual é percebido através do efeito SZ cinemático (kSZ, do inglês *kinematic Sunyaev-Zeldovich* [392]) [189, 231]. Análises com GCs razoavelmente profundos ($z \leq 0.3$) obtidos pelo WMAP e pelo Planck, além de compilações de catálogos públicos de dados desses objetos, foram realizadas nos últimos anos [33, 34, 232–234], cuja distribuição angular dos dados utilizados nas análises de [232] pode ser visualizada no painel esquerdo da figura 3.10. Estes autores reportaram a existência de um *bulk flow* muito elevado ($v \sim 800$ km/s) que estendem-se até escalas muito grandes ($r \sim 1$ Gpc), embora a direção de máxima anisotropia desta anisotropia, curiosamente, localiza-se bem próxima ao dipolo cinemático visto na CMB. Tal resultado vai totalmente de encontro às previsões do MCP para o *bulk flow* local, levantando a hipótese de flutuações primordiais de densidade como agente responsável por este resultado, similarmente ao caso do dipolo elevado encontrado nos GNCs em rádio e na anomalia hemisférica da CMB, sendo este o motivo pelo qual este resultado é popularmente referido na literatura como *dark flow*, i.e., ”fluxo escuro”.

Análises independentes de [299, 317], todavia, não reportaram o mesmo efeito. O último destes trabalhos mostrou $v \sim 3000$ km/s para o limite superior da velocidade peculiar dos GCs via efeito kSZ, onde atribui-se este valor elevadíssimo para v às limitações dos dados observacionais. Já a colaboração do Planck [10] mostrou que o *bulk flow* obtido via kSZ converge para valores $v \leq 500$ km/s para escalas $R > 300$ Mpc/h, valor este bem abaixo do limite superior ($v > 1000$ km/s) esperado pela presença do sinal de temperatura da CMB, ruído instrumental e da contribuição térmica do efeito Sunyaev-Zeldovich, conforme mostrado no painel direito da figura 3.10 (ver [32] para um contraponto desta mesma análise). Assim, o consenso atual é de que o sinal encontrado por [34, 232] deve-se mais a uma causalidade estatística do que uma violação do MCP e da hipótese da isotropia cosmológica sugerida originalmente. Com o advento de futuros *surveys* de GCs em raios-X, como o eROSITA [293, 334], espera-se que estes objetos permitam um teste da isotropia cosmológica com muito mais precisão do que temos capacidade hoje.

3.3.5 Anisotropia na distribuição angular de GRBs

Gamma-ray Bursts (GRBs) estão entre os fenômenos astrofísicos mais intrigantes no Universo. Mais especificamente, tratam-se das explosões mais energéticas já detectadas, onde um pulso típico emite durante uma fração de segundos quase toda a energia que o Sol deve emitir ao longo de seus (aproximadamente) 10 bilhões de anos de vida. Devido a isso, são objetos que podem ser observados até distâncias

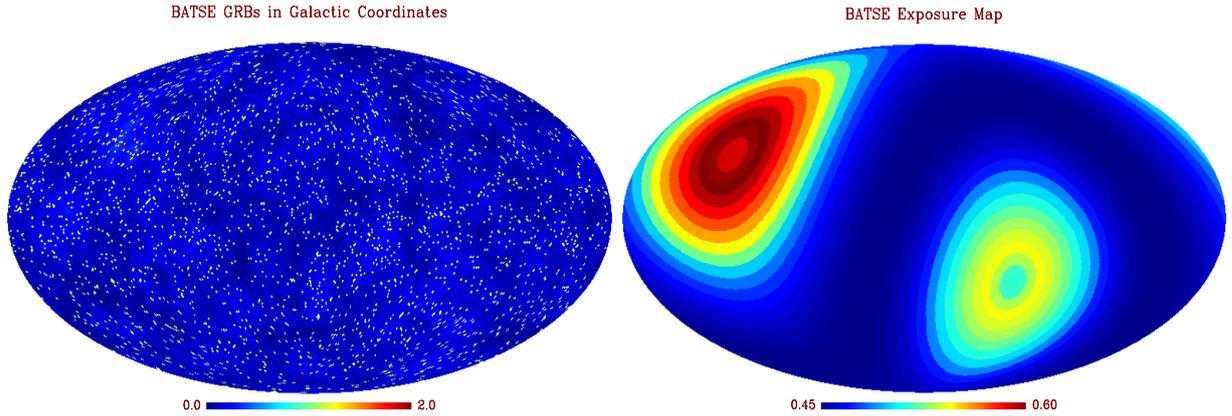


Figura 3.11: *Painel esquerdo*: Distribuição angular dos GRBs analisados em [173], onde os pontos são representados em amarelo, e as incertezas em torno de suas posições aparecem como regiões circulares ou ovais ao seu redor. *Painel direito*: Função de exposição do satélite, que é proporcional à quantidade de tempo que uma dada região do céu foi monitorada. Percebe-se, neste mapa, que o polo norte eclíptico foi a região mais visitada, em seguida do polo sul eclíptico. Figura obtida, também, de [173].

cosmológicas extremamente profundas ($z \leq 10$), logo, constituem excelentes laboratórios astrofísicos e cosmológicos, onde revisões acerca da natureza dos GRBs e suas aplicações podem ser conferidas em [297, 333, 420]. Todavia, o conhecimento acerca de tais objetos só evoluiu consideravelmente com as observações realizadas pelo instrumento BATSE (*Burst and Transient Source Explorer*) pertencente ao CRGO (*Compton Gamma Ray Observatory*), lançado em 1991. Por meio de um de seus primeiros lançamentos de dados, os autores de [292] verificaram os primeiros indícios de fato significativos que tratam-se de objetos de origem cosmológica, uma vez que estes autores encontraram que os GRBs encontravam-se isotropicamente distribuídos na esfera celeste, enquanto [244] descobriu que estes objetos apresentavam uma distribuição bimodal quanto a um parâmetro chamado T_{90} , i.e., o tempo de duração entre 5% a 95% do total de energia liberada pelo objeto. Deste modo, objetos apresentando $T_{90} < 2$ s correspondem à classe de GRBs curtos (*short Gamma-ray bursts*, SGRBs), comumente associados à fusão de estrelas compactas, ao passo que GRBs com $T_{90} > 2$ s são referidos como GRBs longos (*long Gamma-ray bursts*, LGRBs), cuja explicação mais aceita hoje pela comunidade científica é que LGRBs tratam-se de pulsos emitidos pelo objeto remanescente do colapso de uma estrela muito massiva.

O resultado de [292] foi confirmado utilizando dados posteriores do BATSE, já contendo amostras de 1000 GRBs, através de diferentes metodologias [81, 400], alegando consistência entre a distribuição angular destes objetos e realizações isotrópicas de Monte Carlo (MC). Alternativamente, [284] discutiu sobre a existência potencial na distribuição angular de GRBs devido ao efeito Doppler atribuído ao

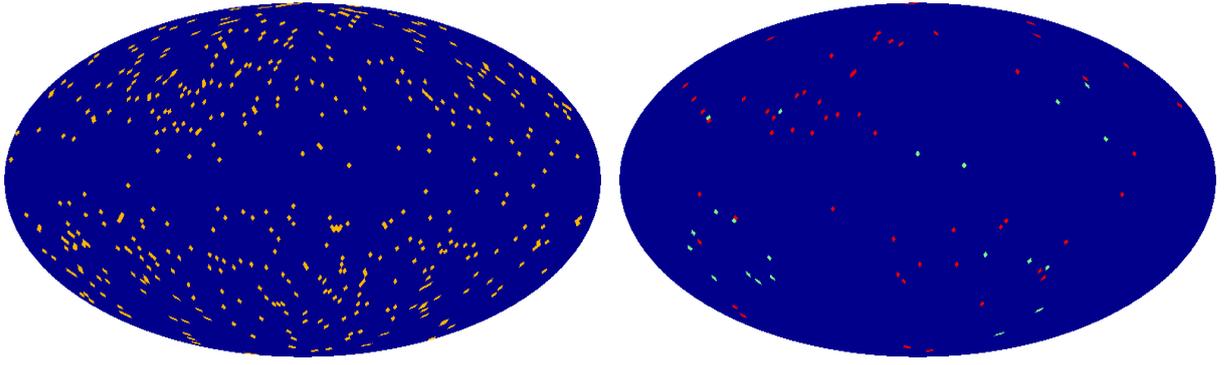


Figura 3.12: *Painel esquerdo*: Distribuição angular dos GRBs com determinação de z . *Painel direito*: GRBs situados em $1.6 < z < 2.1$ exibidos em vermelho, enquanto os verdes correspondem aos objetos com $0.78 < z < 0.86$. Ambos os mapas foram construídos utilizando a amostra de GRBs mais atual para junho/2016.

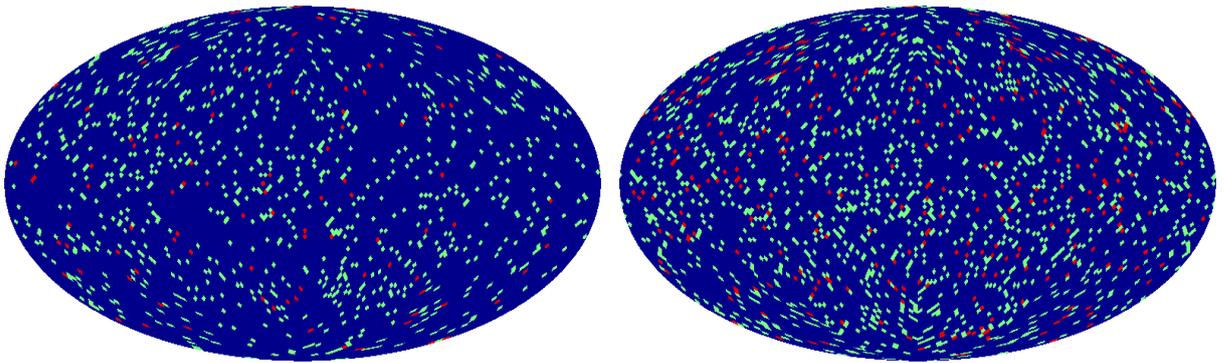


Figura 3.13: *Painel esquerdo*: Distribuição angular dos 1024 GRBs que compõem uma das amostras mais recente do satélite SWIFT. *Painel direito*: Distribuição dos 1826 GRBs do catálogo do FERMI. Os pontos em vermelho representam SGRBs (99 na amostra SWIFT, 303 na FERMI, definidos segundo $T_{90} < 2$), ao passo que os verdes denotam os LGRBs em ambas as figuras.

nosso movimento peculiar através do Universo, estimando $A \sim 10^{-1} - 10^{-3}$ para seu possível dipolo, o qual seria detectável com uma amostra de $n_{GRBs} = 10^4$ objetos (ainda hoje, temos apenas $n_{GRBs} \sim 10^3$ conhecidos). Já [372] refizeram esta estimativa através de um dipolo ponderado através da fluência (fluxo integrado sobre o tempo de duração de uma explosão, logo, de certo modo similar ao dipolo ponderado em fluxo utilizado para estimar o nosso dipolo local em galáxias e aglomerados), confirmando o resultado anterior de $n_{GRBs} = 10^4$ como requisito a fim de perceber uma flutuação de $\sim 1\%$ (relembrando que nosso movimento peculiar apresenta $\beta \sim 10^{-3}$) em seu valor, permitindo assim testar a consistência com o

valor encontrado na CMB.

Contudo, os autores de [38] dividiram o catálogo de 932 GRBs de acordo com seu T_{90} , ou com sua fluência, obtendo que a distribuição de SGRBs é inconsistente em isotropia com mais de 99% de confiança, embora os LGRBs estejam, curiosamente, uniformemente distribuídos pelo céu, algo confirmado na maioria das análises subsequentes realizadas com dados do BATSE [280, 295, 296, 414] através dos mais variados algoritmos, além de [415] para um dos primeiros lançamentos de dados do SWIFT, e [397] para análises empregando dados de GRBs do FERMI. Em [60], todavia, mostrou-se que os SGRBs do BATSE estão de acordo com a hipótese da isotropia cosmológica uma vez que a função de exposição exibida na figura 3.11 é apropriadamente contabilizada. Análises de [173], por sua vez, impuseram um limite superior para o dipolo na distribuição de GRBs do BATSE em $A < 0.117$, embora nenhuma direção privilegiada significativa tenha sido identificada neste trabalho.

Com o advento de novas *surveys* atuando em raios gama, como o caso do SWIFT e do FERMI, temos atualmente $n_{GRBs} > 10^3$ no total de cada amostra, como podem ser notadas na figura 3.13 com posições determinadas na ordem de minutos de arco (não mais em graus, como no caso do BATSE), onde algumas centenas destes GRBs, agora, possuem determinação de z com boa precisão. Através destas amostras atualizadas, os autores de [208] reportaram a existência de uma possível estrutura de 3000 – 4000 Mpc formada por GRBs entre $1.6 < z < 2.1$ (logo, bem maior do que o Sloan Great Wall, de 400 Mpc, ou dos grandes grupos de quasares de 1000 – 1500 Mpc). Tal estrutura nomeada é de Hercules-Corona Borealis Great Wall (HCBGW) (a qual pode ser visualizada no painel esquerdo de 3.12), cuja evidência observacional foi confirmada, novamente, com dados atualizados do SWIFT em [209]. Outro estudo, ainda, mostrou uma possível estrutura de 1720 Mpc constituída de GRBs entre $0.78 < z < 0.86$, embora com menor significância estatística do que a primeira estrutura.

Porém, a significância destes resultados vem sendo contestada. Na análise de [411], por exemplo, encontrou-se apenas evidência marginal para anomalia na distribuição de objetos de acordo com a distribuição de *redshift*, assim como a sua duração (SGRBs ou LGRBs), uma vez considerando a função de exposição do SWIFT. Já os trabalhos de [263, 264], por sua vez, examinaram a função de correlação de 2 pontos e a escala de homogeneidade espaciais (i.e., em 3D) destes objetos, respectivamente, semelhante às análises realizadas em [258, 379] com galáxias do WiggleZ e SDSS-III. Estes trabalhos mostraram que o número de GRBs contido em esferas de raio R tornam-se consistentes com a hipótese da homogeneidade (ou seja, quando o número de objetos contido nestas esferas equivale ao de catálogos randômicos sintéticos, que são homogêneos por construção) quando $R > 8000$ Mpc, haja visto que os GRBs situam-se muito distantes um do outro. Este resultado en-

Amostra observacional	N_{SNe}	(l, b)	Referência
HZS98 + SCP	79	$(80^\circ, -20^\circ)$	[243]
HZS03	241	$(300^\circ, -25^\circ)$	[375]
Gold04	178	$(55^\circ, -15^\circ)$	[375]
Gold04	152	$(97^\circ, 45^\circ)$	[187]
Union	307	$(309^\circ, 43^\circ)$	[123]
Gold07	182	$(347^\circ, 27^\circ)$	[186]
Union2	557	$(309^{+23^\circ}_{-03^\circ}, 18^{+11^\circ}_{-10^\circ})$	[29]
Union2	557	$(314^{+20^\circ}_{-13^\circ}, 28^{+11^\circ}_{-33^\circ})$	[89]
Union2	557	$(309^{+16^\circ}_{-16^\circ}, -15^{+12^\circ}_{-12^\circ})$	[286]
Constitution ($z \leq 0.20$)	183	$(325^\circ, -19^\circ)$	[230]
Union2	557	$(187^\circ, -18^\circ)$	[452]
Union2	557	$(306^\circ, -13^\circ)$	[90]
Union2.1	580	$(307^{+16^\circ}_{-16^\circ}, -14^{+10^\circ}_{-10^\circ})$	[443]
Union2	557	$(65^\circ, 56^\circ)$	[185]
Union2 + GRBs	616	$(306^{+18^\circ}_{-18^\circ}, -18^{+11^\circ}_{-11^\circ})$	[103]
Union2.1 + GRBs	696	$(309^{+15^\circ}_{-15^\circ}, -8^{+10^\circ}_{-10^\circ})$	[421]
Union2	557	$(88^{+45^\circ}_{-45^\circ}, 22^{+26^\circ}_{-26^\circ})$	[374]
JLA	740	$(106^{+16^\circ}_{-16^\circ}, 1^{+10^\circ}_{-10^\circ})$	[374]
Union2 (erros estat.)	557	$(315^\circ, 27^\circ)$	[222]
Union2 (erros estat. + sist.)	557	$(128^\circ, 18^\circ)$	[222]
Union2.1	580	$(334^{+6^\circ}_{-6^\circ}, 30^{+2^\circ}_{-8^\circ})$	[102]
Union2.1 ($z > 0.20$)	350	$(33^\circ, -19^\circ)$	[218]
JLA	740	$(316^{+107^\circ}_{-110^\circ}, -5^{+41^\circ}_{-60^\circ})$	[267]

Tabela 3.3: Direções de máxima anisotropia da expansão cosmológica reportadas na literatura.

fraquece a evidência de possível violação do PC através da existência de estruturas como as duas "GRB Great Wall", uma vez que elas apresentam menos da metade desta escala.

Percebe-se, então, que a questão da isotropia de GRBs permanece em aberto até o presente momento, embora muitos trabalhos apontem uma anisotropia significativa na distribuição celeste dos SGRBs, não nos LGRBs. Contudo, é plausível que estes resultados surjam devido a um efeito de seleção nos SGRBs por causa das dificuldades em detectá-los, algo que o aprimoramento das amostras observacionais do FERMI e SWIFT podem resolver muito em breve.

3.4 Indicadores de distâncias cosmológicas

3.4.1 Anisotropia na expansão cosmológica

Como discutido no capítulo 1, foi através de observações de indicadores de distância de SNe em alto z , que obteve-se a evidência mais significativa que o

Universo encontra-se em fase de expansão acelerada tardia dominada pela Constante Cosmológica Λ . Esta descoberta, no entanto, ainda assume um modelo que assume uma métrica FLRW, ou seja, homogênea e isotrópica, como discutido no capítulo 2 desta tese, levando assim alguns autores a contestar que esta expansão acelerada do Universo, inferida através da redução de brilho nas SNe acima do esperado por um Universo sem Λ em altos z , poderia ser reproduzida no caso de um Universo que violasse o Princípio Copernicano, i.e., caso vivêssemos numa grande região sub-densa modelada de acordo com uma métrica inomogênea e isotrópica LTB. Alternativamente, modelos de *backreaction*, voltados para a explicação dos efeitos inomogeneidades locais na equação de Friedmann e, por consequência, nos parâmetros cosmológicos, também surgiram como possível explicação da aceleração cósmica tardia, o que foi discutido também no capítulo anterior. Entretanto, tais propostas se concentram na questão da homogeneidade cosmológica, não exatamente da isotropia, que será o foco desta seção.

O primeiro teste de isotropia cosmológica com dados de distâncias cosmológicas de SNe foi realizado em [243], que valeram-se de uma amostra contendo 79 SNe compiladas das referências [332, 352]. Foi obtido um eixo preferencial na expansão cosmológica, via ajuste dos parâmetros cosmológicos $\{\Omega_m, \Omega_\Lambda\}$, apontando na direção $(l, b) = (80^\circ, -20^\circ)$. Expandiu-se, ainda, a variação angular destes parâmetros no espaço dos harmônicos esféricos de acordo com $\delta x = (x - \langle x \rangle) / \langle x \rangle = \sum a_{\ell m} Y_{\ell m}$, sendo x o parâmetro em questão e $\langle x \rangle$ o seu melhor ajuste global, encontrando que esta anisotropia apresenta, aproximadamente 90% de NC frente às simulações assumindo distribuições isotrópicas, concluindo assim que não trata-se de uma anisotropia estatisticamente significativa tendo em vista, ainda, que os dados eram, ainda, bastante limitados. Em [375], munidos de dados mais completos frente às amostras empregadas por [243], i.e., $n_{\text{SNe}} = 150 - 250$, os autores efetuaram um estudo bem mais detalhado e completo da isotropia cósmica com este tipo de dados. Mais precisamente, eles compararam o valor ajustado para a constante de Hubble H_0 em regiões antípodas do céu, encontrando assim uma máxima assimetria relacionada com os polos equatoriais em alguns casos, embora outros resultados não tenham encontrado esta mesma evidência. Outros trabalhos seguindo uma linha semelhante encontram-se em [186, 187], cujos autores buscaram uma possível dependência direcional nas observações de SNe por meio da máxima discrepância de χ^2 em diferentes trechos do céu mas, novamente, reportaram baixa significância estatística para um sinal destes. Já trabalhos realizados por [72, 73], mesmo com um foco ligeiramente diferente em suas análises (flutuações angulares da energia escura por meio das flutuações existentes em μ de acordo com a escala angular), obtiveram resultados marginalmente consistentes para ausência de variação angular no módulo de distância das SNe através do céu.

Até então, maioria dos trabalhos realizados nesta linha eram dominados pelos erros sistemáticos, além do baixo número de SNe e a distribuição altamente não-uniforme das amostras. Somente com dados mais completos de SNe, abrangendo pelo menos $n_{\text{SNe}} \simeq 500$ em suas amostras, tornou-se possível um teste mais robusto desta natureza. Em [29], por exemplo, foi realizada uma comparação hemisférica de Ω_m em diferentes trechos do céu via um estimador $\Delta\Omega_m/\Omega_m = 2(\Omega_m^s - \Omega_m^i)/(\Omega_m^s + \Omega_m^i)$, com Ω_m^x representando o valor do parâmetro de densidade de matéria ajustado num determinado hemisfério x onde $x = s$ indicando hemisfério superior e $x = i$ indicando inferior, uma vez definido um eixo em especial. Os autores encontraram que tal quantidade é maximizada na direção $(l, b) = (309_{-3}^{+23}, 18_{-10}^{+11})$ para todas as SNe na amostra, cujo $\Delta\Omega_m/\Omega_m = 0.43 \pm 0.06$, enquanto $(l, b) = (341_{-22}^{+9}, -17_{-6}^{+28})$ com $\Delta\Omega_m/\Omega_m = 2.08 \pm 0.22$ para SNe próximas ($z \leq 0.20$). Todos estes resultados apresentam concordância em 1σ com simulações isotrópicas (ou seja, assumindo ΛCDM como modelo fiducial). Em um trabalho semelhante, [89] empregaram a mesma compilação de 557 SNe para estimar a anisotropia do parâmetro de desaceleração, ao invés de Ω_m , encontrando assim um resultado semelhante ao de [29]: $(314_{-13}^{+20}, 28_{-33}^{+11})$ para $z \leq 1.40$ e $\Delta q_0 = 0.79$, com equação de estado variando de $w = -1.46$ a $w = -0.77$ no hemisfério de máxima anisotropia nesta escala de z .

Uma outra análise interessante consiste na de [230], onde foram adotadas quatro sub-amostras da compilação *Constitution* contendo apenas SNe em $z \leq 0.20$, assim contornando a necessidade de assumir um modelo cosmológico para descrever as distâncias da SNe, logo, evitando um pressuposto a mais nas análises. No caso, os autores mostraram uma assimetria máxima, denotada por $\delta H_0/H_0$, como sendo $\delta H_0/H_0 < 0.038$ na direção $(325^\circ, -19^\circ)$ com NC de 95.6%, onde esta anisotropia pode ser atribuída, em grande parte, à incompletude da cobertura celeste das SNe que compõem estas amostras. Outras análises recentes nesta mesma linha foram realizadas por [222] e [218] que, utilizando 557 SNe ($z \leq 1.40$) (além dos erros não-diagonais das incertezas sistemáticas em μ) e 350 SNe ($z > 0.20$), respectivamente, apontaram anisotropias com NC de até 2σ em regiões diferentes resultados. Entretanto, [218] indicou que a direção reportada em suas análises coincide com este dipolo cinemático observado na CMB com NC de 2σ . Curiosamente, as análises de [452] reportaram uma máxima anisotropia, curiosamente, situada próxima à antípoda deste dipolo. Destacamos, ainda, o trabalho de [374], que adotaram uma métrica anisotrópica para descrição das distâncias cosmológicas, tendo concluído que a variação angular do H_0 encontra-se em $|\delta H_0/H_0| < 5\%$ (considerando NC de 1σ), logo, consistente com o resultado de [230]. Estes mesmos autores previram ainda que dados futuros de SNe tem um potencial restritivo de $|\delta H_0/H_0| \sim 10^{-5}$ sob hipótese deste mesmo modelo anisotrópico.

Um método alternativo a estas análises baseia-se, de certo modo, em assumir um

dipolo fenomenológico para o módulo de distância das SNe, i.e., $\mu = \bar{\mu}(1 + A \cos \theta)$, sendo $\bar{\mu}$ o valor desta quantidade fornecido por um modelo isotrópico tal como o Λ CDM. Em [123], por exemplo, foi adotada uma forma funcional dipolar diretamente da distância de luminosidade das SNe, encontrando assim $A = 0.139$ na direção $(l, b) = (309^\circ, 43^\circ)$ para SNe em altos *redshifts*, $z > 0.56$. Considerando SNe em $z > 0.20$, por sua vez, apresentaram $A = 0.071$ apontando em $(l, b) = (287^\circ, 46^\circ)$, logo, consideravelmente próximos ao dipolo da CMB encontrado em $(l, b) = (264^\circ, 48^\circ)$. Uma análise mais recente adotando esta mesma abordagem encontra-se em [286], onde encontrou-se uma relação consistente com [29], ou seja, $(l, b) = (309^{+16^\circ}_{-16^\circ}, -15^{+12^\circ}_{-12^\circ})$ de $A = 0.0013 \pm 0.006$, apresentando, desta forma, concordância marginal com simulações isotrópicas. Abordagens afins foram adotadas em trabalhos subsequentes como os de [90, 103, 267, 421, 443], onde encontrou-se uma anisotropia dipolar semelhante àquela obtida em [286]. Uma comparação entre a eficiência do método hemisférico e o ajuste dipolar pode ser encontrada em [101, 268], onde ambas as análises apontaram que o segundo método fornece um diagnóstico mais preciso da anisotropia, porém, ressalta-se a adoção de uma forma funcional pode contribuir para esta vantagem do método de modulação dipolar.

Portanto, concluímos que a maioria das análises efetuadas com dados de SNe apontam baixa significância estatística para um Universo anisotrópico, onde os sinais encontrados com até 2σ de NC, geralmente, provem da baixa uniformidade da cobertura angular destes objetos pelo céu, não de uma anisotropia intrinsecamente cosmológica. Veremos, agora, outra forma de sondar a isotropia do Universo local.

3.4.2 Velocidades peculiares

Tentativas de obter a velocidade de nosso movimento relativo através do Universo por meio de dados observacionais de distâncias cosmológicas é um programa já de longa data, o qual possui relação próxima com o que foi discutido na seção 3.3.1 e 3.3.3, onde referimos o leitor a [224, 303] para análises com foco em vínculos sobre modelos alternativos de gravitação por meio destes dados de velocidades peculiares. Dentre os traçadores de distâncias mais usualmente empregados para estes testes, podemos citar galáxias espirais (ou aglomerados de galáxia), cuja velocidade de recessão com respeito a nós pode ser obtida através de sua luminosidade intrínseca via relação de Tully-Fisher [408]. Trabalhos antigos com este foco, os quais foram realizados por meio deste método, podem ser encontrados em [1, 144, 220], quando autores dispunham apenas de algumas dezenas de objetos para suas análise, até análises mais recentes como [202, 206] por meio de amostras contendo quase 10^4 objetos.

Contudo, a distância de luminosidade de SNe em baixos z constituem, atual-

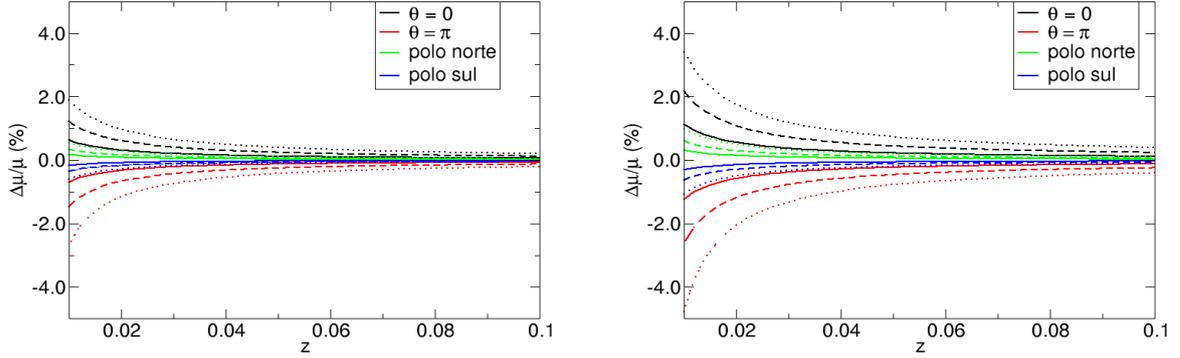


Figura 3.14: *Painel esquerdo*: Diferença percentual $\delta\mu/\mu = (\mu_{corr} - \mu)/\mu$ entre o módulo de distância calculado utilizando a equação A.12, ou seja, contendo uma correção de primeira ordem na distância da luminosidade devido ao dipolo da velocidade peculiar, μ_{corr} e o seu valor quando não empregamos tal correção, μ . Tal efeito foi calculado para um dipolo de velocidade apontando em $(l, b) = (290^\circ, 15^\circ)$, cuja linha horizontal preta é mostrada para módulos de distâncias alinhados perfeitamente com este sinal, enquanto a curva vermelha representa o caso de medidas de μ situadas na antípoda deste dipolo e os demais representam a correção medida nos polos norte (verde) e sul (azul) galácticos. *Painel direito*: Idem ao painel esquerdo, mas para uma correção diferente, fornecida pela equação 3.11. As curvas presentes neste gráfico também apresentam o mesmo significado do painel anterior. Notamos, ainda, que as curvas contínuas denotam $v = 300$ km/s, ao passo que as tracejadas e pontilhadas denotam, respectivamente, casos de $v = 600$ km/s e $v = 1000$ km/s para a velocidade deste *bulk flow*.

mente, sondas observacionais precisas o suficiente para estimar anisotropias das velocidades peculiares. Por meio de 98 SNe próximas, [341] obtiveram $\eta = 0.55 \pm 0.06$, logo, apresentando precisão semelhante aos dados do IRAS PSCz e o primeiro lançamento de dados do WMAP, indicando assim o potencial destes objetos em examinar o campo gravitacional da LSS local. Pouco mais adiante, métodos similares foram propostos por [78, 79, 212] (ver também [228, 229] para trabalhos recentes referindo-se às perturbações na distância de luminosidade via movimentos peculiares) para analisar a perturbação nas distâncias de luminosidade destes objetos por meio de velocidades peculiares, indicando, ainda, que tal correção se faz necessária para uma estimativa mais precisa de parâmetros cosmológicos.

Seguindo [78], podemos então escrever a distância de luminosidade tal como¹⁸

$$d_L(z, \mathbf{n}) = d_L(\bar{z}, \mathbf{n}) + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \left[d_L^0(\bar{z}) + (1 + \bar{z})^2 / H(\bar{z}) \right], \quad (3.9)$$

onde onde z denota o *redshift* da fonte observada, \mathbf{n} o vetor que caracteriza sua posição no céu e \mathbf{v} o dipolo da velocidade peculiar. O dipolo $d_L^1(z)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})$, termo de

¹⁸Esta expressão é demonstrada no apêndice A desta tese.

correção em d_L devido à velocidade peculiar, se escreve como

$$d_L^1(z)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) [(1 + \bar{z})^2/H(\bar{z})] = v \cos \theta [(1 + \bar{z})^2/H(\bar{z})] . \quad (3.10)$$

Note que, no trabalho de [212], obteve-se uma correção em d_L da forma

$$d_L(z) = [1 + 2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})] d_L(\bar{z}) , \quad (3.11)$$

onde $d_L(\bar{z})$ corresponde à distância de luminosidade no *redshift* situado no referencial de repouso da CMB, que é considerado o referencial não perturbado comparado com as velocidades peculiares das próprias SNe. A influência das correções apresentadas nas equações 3.9 e 3.11 é mostrada nas figura 3.14 para diferentes linhas de visada representadas por θ obtido via $\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_v = \cos \theta$, sendo \mathbf{e}_v o vetor para onde direciona o dipolo \mathbf{v} do *bulk flow*¹⁹.

Note que esta correção pode atingir quase 1.5% quando a correção em d_L proposta em [212] é devidamente incluída para $z \leq 0.02$, e para medidas desta quantidade alinhadas (ou anti-alinhadas) com o dipolo do *bulk flow*, mas tipicamente atinge valores de 0.5% para escalas mais profundas. Por sua vez, a correção efetuada em [78] é ainda mais sutil, atingindo pouco mais de 0.5% mesmo nas escalas mais próximas aqui consideradas ($z = 0.01$) e quando a contribuição deste dipolo é máxima, logo, caso em que $\theta = 0$. Isto ilustra bem como um efeito de $v = 300$ km/s modifica bem fracamente o módulo de distância nas SNe quando $z > 0.02$, indicando assim a dificuldade em medi-lo. Ainda que a velocidade seja amplificada para $v = 600$ km/s e $v = 1000$ km/s, casos mostrados nas linhas tracejadas e pontilhadas, respectivamente, a correção máxima que ocorre no caso da equação 3.11 é de 5% na antípoda do dipolo em $z \leq 0.02$ enquanto que a correção proposta em 3.9 não alcança mais de 3% nesta mesma escala de z . Por fim, ressaltamos que a cosmologia fiducial adotada para o cálculo de d_L , e eventualmente de μ , foi de um modelo Λ CDM com $H_0 = 70$ km/s/Mpc e $q_0 = -0.5845$, o que é compatível com $\Omega_m = 0.277$ dentro do cenário deste modelo.

Na tabela 3.4, temos uma compilação dos resultados reportados do dipolo da velocidade peculiar com dados de distâncias observacionais de objetos em baixos z . Pode-se notar que maioria das análises foram realizadas em $z < 0.10$, com exceção de [348], cujas análises situam-se na escala $z < 0.20$. A exceção de [425], que estimou uma velocidade peculiar de $v = 487_{-81}^{+81}$ km/s em escalas menores do que 50 Mpc/h (logo, $z < 0.01$), algo inconsistente com o espectro de potência das per-

¹⁹Mais precisamente, $\cos \theta = \cos l_n \cos l_v \sin b_n \sin b_v + \sin l_n \sin l_v \sin b_n \sin b_v + \cos b_n \cos b_v$, onde (l_v, b_v) correspondem à direção do dipolo de velocidade, enquanto (l_n, b_n) dizem respeito ao vetor para onde aponta a linha de visada.

Amostra observacional	escala	$v(\text{km/s})$	(l, b)	referência
JRK	$z \leq 0.015$	279_{-68}^{+68}	$(285^{\circ+18^{\circ}}, -10^{\circ+15^{\circ}})$	[192]
SNLS1	$z \leq 0.124$	468_{-86}^{+86}	$(234^{\circ+44^{\circ}}, 39^{\circ+21^{\circ}})$	[180]
Composite	50 Mpc/h	487_{-81}^{+81}	$(287^{\circ+9^{\circ}}, 8^{\circ+6^{\circ}})$	[425]
Union2	$0.015 < z < 0.025$	250	$(271^{\circ}, 16^{\circ})$	[120]
Gold04	$0.005 < z < 0.025$	450_{-190}^{+180}	$(285^{\circ+23^{\circ}}, -1^{\circ+19^{\circ}})$	[276]
Composite	$z < 0.10$	480_{-10}^{+20}	$(285^{\circ+24^{\circ}}, 9^{\circ+19^{\circ}})$	[276]
Union2	$z \leq 0.05$	188_{-103}^{+119}	$(290^{\circ+39^{\circ}}, 20^{\circ+32^{\circ}})$	[141]
SFI++	$< 100 \text{ Mpc/h}$	260_{-40}^{+40}	$(279^{\circ+6^{\circ}}, 10^{\circ+6^{\circ}})$	[312]
Const.	$0.005 < z < 0.025$	446_{-101}^{+101}	$(273^{\circ+11^{\circ}}, 46^{\circ+8^{\circ}})$	[427]
"FA"	$z > 0.05$	249_{-76}^{+76}	$(319^{\circ+18^{\circ}}, 7^{\circ+14^{\circ}})$	[410]
Union2.1	$z < 0.20$	260	$(295^{\circ}, 5^{\circ})$	[348]
Union2.1 + SNF	$0.015 < z < 0.035$	243_{-88}^{+88}	$(298^{\circ+25^{\circ}}, 15^{\circ+20^{\circ}})$	[160]
A1SN	$< 100 \text{ Mpc/h}$	230_{-50}^{+50}	$(296^{\circ+16^{\circ}}, 15^{\circ+13^{\circ}})$	[275]
Enear	$< 100 \text{ Mpc/h}$	250_{-50}^{+50}	$(314^{\circ+14^{\circ}}, -6^{\circ+9^{\circ}})$	[275]
2MTF	$z < 0.15$	345_{-27}^{+27}	$295^{\circ+5^{\circ}}, 16^{\circ+4^{\circ}}$	[206]
Cosmicflows-2	$z < 0.10$	270_{-23}^{+23}	$(283^{\circ}, 19^{\circ})$	[201]
"Combined"	$0.015 < z < 0.045$	-	$(276^{\circ}, 20^{\circ})$	[31]
2MRS	≤ 0.1	685	$(260^{\circ}, 39^{\circ})$	[195]
Union2.1	$z < 0.05$	270_{-50}^{+50}	$(295^{\circ+30^{\circ}}, 10^{\circ+15^{\circ}})$	[290]

Tabela 3.4: Estimativas de velocidade do dipolo local (i.e., do nosso *bulk flow*) reportadas na literatura, assim como sua direção. As amostras observacionais, número de objetos e escala (em distância comóvel ou z) são fornecidas também. JRK corresponde à amostra de $n_{\text{SNe}} \simeq 60$ objetos compilada por [221].

turbações da matéria esperados pelo MCP (utilizando parâmetros cosmológicos do melhor ajuste deste modelo segundo o WMAP5, resultados mais atuais até então) em $> 2\sigma$ nesta escala. Os autores encontraram valores consistentes com estas expectativas utilizando as mais variadas compilações de SNe tal qual Union2, Union2.1 e o catálogo combinado de [223], que apresentam em torno de $n_{\text{SNe}} \simeq 150$ objetos atualmente ($n_{\text{SNe}} \simeq 300$ no caso de [223]), além de compilações de distâncias demais objetos além de SNe (a exemplo do Composite, Cosmicflows-2, por exemplo, que são constituídos de 4500 e 8200 dados de distâncias, respectivamente, situados em $z \leq 0.1$).

É possível, ainda, perceber boa concordância com a amplitude e direção do nosso movimento relativo à CMB ($v = 369 \pm 2 \text{ km/s}$ na direção $(l, b) = (246^{\circ}, 48^{\circ})$), além de que estes resultados apresentam também concordância ao menos marginal com as análises anteriores de isotropia diretamente nos parâmetros cosmológicos como, por exemplo, a direção preferencial da expansão de Hubble de $(l, b) = (325^{\circ}, -19^{\circ})$ encontrada por [230] em um regime de *redshift* semelhante às análises discutidas neste momento, ou análises do dipolo de galáxias e aglomerados de galáxias observadas no óptico/infravermelho via flutuação do fluxo destes objetos (mas sem diferenças

muito significativas das análises em 2D tal qual [173]).

Todavia, a maioria das análises reportaram evidência estatística nula para o "dark flow" obtido via kSZ de aglomerados de galáxias em $z \leq 0.20$ [34, 232, 233], reforçando novamente a hipótese de possíveis erros sistemáticos afetando estas medidas. Em contrapartida, análises realizadas por [75, 291, 433] apresentaram uma possível discrepância entre a flutuação de H_0 utilizando distâncias em z calculados no referencial de repouso da CMB e do GL, tal que uma simples transformação de Lorentz entre nosso referencial de repouso (heliocêntrico) e o da CMB não seria capaz de explicar este fato. Este resultado aponta, assim, uma potencial contribuição no dipolo da CMB que não seria de origem cinemática. Este argumento foi rebatido num trabalho mais recente ainda [248] onde, por meio dos dados do Composite e Cosmicflows-2, além de simulações de N-corpos, mostrou-se que esta discrepância surge da presença deste dipolo local na direção próxima à da CMB. Como consequência, o valor de H_0 é mais elevado nesta direção, como ocorre com a taxa de expansão do Universo calculada para observadores situados em um *void*, logo, maiores flutuações deste parâmetro são esperadas nesta direção.

3.5 Conclusões

Através desta extensa revisão da literatura quanto aos testes de anisotropia já realizados, lançamos luz sob o status atual do nosso conhecimento sobre a hipótese fundamental de que nosso Universo é isento de direções preferenciais a menos de movimentos locais. Concluimos, então, que existem resultados na literatura reportando tensões moderadas entre as observações e este pressuposto fundamental do MCP, em especial na isotropia estatística da CMB, na evidência de *bulk flows* elevados obtidos via kSZ de aglomerados de galáxias e na amplitude da anisotropia dos GNCs em rádio. Logo, é crucial que desenvolvamos metodologias de análise de dados robustas o suficiente para esta próxima geração de *surveys* cosmológicos (LSST, Euclid, SKA etc.) a fim de testar a concordância dos dados observacionais com as hipóteses que permeiam este MCP. Isto nos forneceria uma compreensão mais precisa e completa do mesmo, afora uma compreensão teórica abrangente sobre o que devemos, de fato, por à prova a fim de demonstrar a validade da isotropia cosmológica e da métrica FLRW como elemento fundamental que descreve quantidades cosmológicas. No caso, os dados observacionais contemporâneos fornecem um excelente laboratório não só para o desenvolvimento destes métodos, mas também para nos dizer o status atual do quanto sabemos, de fato, sobre estas hipóteses.

Portanto, os próximos capítulos da tese se dedicam à pesquisa desenvolvida sobre testes observacionais da isotropia em grandes escalas, onde nos concentramos em dois pontos principais: **(i)** validade da isotropia na expansão cosmológica através

de medidas de distâncias de SNe, cujas análises foram, posteriormente, aplicadas para resolver a discrepância entre diferentes estimativas de H_0 **(i-a)**; **(ii)** validade da isotropia cosmológica na estrutura em grande escala por meio da análise da distribuição angular de objetos cósmicos. Tais análises põem à prova duas das quatro quantidades cosmológicas (distâncias cosmológicas, velocidades peculiares, contagens de objetos e lentes) cujas revisões [109, 110, 277] apontam como suficientes para caracterizar completamente a isotropia do Universo uma vez que seus dados observacionais apresentem concordância com este pressuposto fundamental. Os detalhes pertinentes à metodologia desenvolvida para as análises do primeiro ponto, bem como os resultados obtidos delas, são apresentados no capítulo 4, enquanto os capítulos 5 e 6 desta tese se concentram no segundo ponto, apresentados sob a luz de diferentes metodologias e dados observacionais.

Capítulo 4

Sondando a isotropia cosmológica com Supernovas do tipo Ia

4.1 Introdução

Neste capítulo, realizamos testes de isotropia cosmológica com Supernovas do tipo Ia (SNe), verificando assim se os parâmetros cosmológicos que caracterizam a cinemática do Universo apresentam alguma dependência direcional significativa, uma vez consideradas as limitações observacionais. Isto indicaria, assim, uma possível violação do PC como discutido nos dois capítulos anteriores. Deste modo, apresentaremos neste capítulo a preparação da amostra observacional de SNe, a metodologia empregada em nossas análises, os resultados que obtivemos e como estes comparam-se com trabalhos anteriores da literatura. Por fim, concluímos esse capítulo com as pontuações finais sobre estas análises e o panorama atual desse tipo de teste.

4.2 Amostras observacionais

Utilizamos duas compilações de SNe neste trabalho: Union2.1, uma amostra de 580 SNe construída pelo *Supernova Cosmology Project* [393], cujos objetos se localizam em $0.015 < z < 1.4$, e a amostra chamada JLA, que vem de *Joint light-curve analysis* [63], sendo composta por 740 objetos situados em um intervalo de *redshift* similar ao da amostra Union2.1. As distribuições angulares de ambas amostras de SNe, quando projetadas na esfera celeste, podem ser visualizadas na figura 4.1¹.

Ressaltamos, entretanto, que as medidas de distâncias das SNe dessas amostras foram obtidos através de um calibrador de curva de luz chamado *SALT-II*², afinal, SNe não são objetos perfeitamente padrão, mas sim padronizáveis, de modo que este

¹Ao longo desta tese, os mapas são apresentados em projeção Mollweide a menos que dito o contrário.

²<http://supernovae.in2p3.fr/salt/doku.php>.

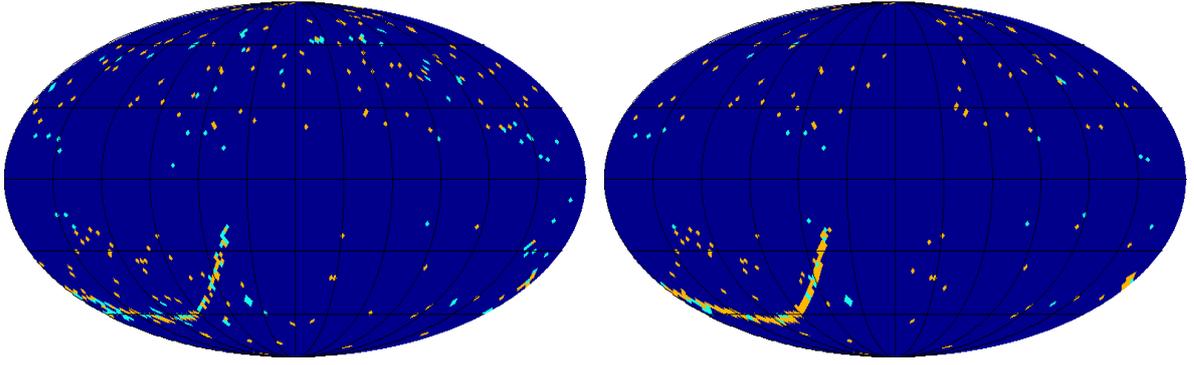


Figura 4.1: *Painel esquerdo*: Distribuição angular das 580 SNe que constituem a amostra Union2.1. *Painel direito*: Distribuição angular das SNe da compilação JLA, composta de 740 objetos. Os pontos laranjas representam SNe que satisfazem $z \leq 0.2$ e $|b| > 20^\circ$, já os pontos verdes denotam os demais objetos das amostras.

calibrador foi designado justamente com este objetivo. Sendo assim, as incertezas associadas as suas distâncias, devido à este processo, são basicamente contabilizados nos parâmetros $\{\alpha, \beta\}$, fora a magnitude absoluta M . Para maiores detalhes sobre o cálculo destas incertezas levando em conta ainda outros fatores como lentes gravitacionais e velocidades peculiares, referimos o leitor a [122] e referências lá encontradas. Como um exemplo, o melhor ajuste destes parâmetros que caracterizam o calibrador *SALT-II* nos dados de Union2.1 são $\alpha = 0.122$ e $\beta = 2.466$, ao passo que os valores obtidos para as SNe do JLA correspondem a $\alpha = 0.141$ e $\beta = 3.101$, fornecidos na tabela 10 de [63]. Todos esses valores foram obtidos em ajustes que assumiram o modelo Λ CDM para descrever os parâmetros cosmológicos, mas como nossas análises atuam num regime de baixos *redshifts*, como será explicado mais adiante, a arbitrariedade na escolha destes parâmetros não influencia significativamente os nossos resultados finais. Quanto ao caso das magnitudes absolutas, adotamos também os valores obtidos por [63] para a amostra JLA, ou seja, $M = -19.04 \pm 0.01$ além de uma correção de -0.070 ± 0.023 relacionada ao fato de SNe observadas em galáxias mais massivas ($m_{gal} > 10^{10} m_\odot$) serem mais brilhantes. As mesmas estimativas para SNe de Union2.1 foram de $M = -19.32$ com correção de -0.036 .

Um outro ponto notável na figura 4.1 é a baixa presença de SNe próximas ao plano galáctico, i.e., a região em torno do centro dos mapas apresentados. Isto decorre da extinção por parte da emissão térmica de poeira, que é bastante elevada nesta região, dificultando as detecções desses objetos neste trecho do céu. A fim de uniformizar essa deficiência na cobertura celeste de ambas as amostras, excluímos aqueles objetos situados em $|b| \leq 20^\circ$. Assim, obtemos um melhor controle dessa incompletude intrínseca às distribuições angulares de SNe, o que será importante

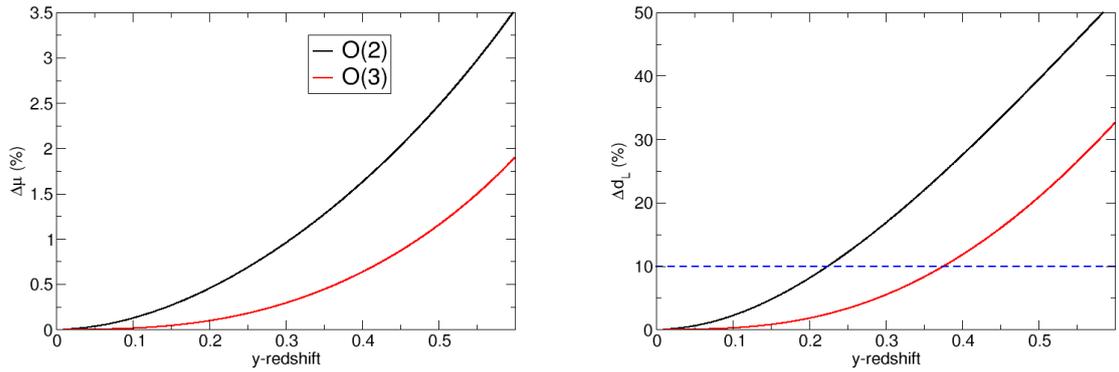


Figura 4.2: *Painel esquerdo*: Comparação entre a diferença percentual do módulo de distância estimado via cosmografia e via Λ CDM quando truncamos a série em d_L em ordem 2 em z (curva preta contínua), e quando a série é truncada na ordem 3 (curva vermelha tracejada). *Painel direito*: Idem ao painel esquerdo, mas para as distâncias de luminosidade d_L . Ambos painéis mostram μ e d_L em função da parametrização y de *redshift*, onde os limites correspondem a $z \in (0, 1.5)$.

nas análises posteriores onde colocaremos as anisotropias estimadas dos dados de SNe à prova da incompletude angular de cada amostra.

4.3 Metodologia

4.3.1 Ajuste paramétrico

O teste da isotropia da expansão cosmológica utiliza, mais especificamente, dados observacionais do diagrama de Hubble, i.e., a relação entre *redshift* e módulo de distância destes objetos, assumindo que a padronização discutida anteriormente é confiável. Assim, podemos estimar os parâmetros cosmológicos que melhor ajustam estes dados para cada *redshift* ao minimizar a quantidade chamada χ^2 , que é definida como:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\mu_i - \mu_{\text{teo}}(z_i, \mathbf{p})}{\sigma_{\mu_i}} \right)^2, \quad (4.1)$$

onde $(z_i, \mu_i, \sigma_{\mu_i})$ contém a informação observacional da i -ésima SN, correspondendo, respectivamente, ao seu *redshift*, módulo de distância e a incerteza de sua medida³. Por sua vez, μ_{teo} denota o módulo de distância fornecido por um modelo caracterizado pelo conjunto de parâmetros \mathbf{p} , sendo estes, portanto, os parâmetros a serem

³Vale ressaltar que, nesta análise, utilizamos apenas as incertezas diagonais dos erros estatísticos devido ao número reduzido de SNe nas nossas análises em $z \leq 0.2$, ainda mais utilizando suas subamostras definidas em diferentes regiões do céu, como será mostrado mais adiante.

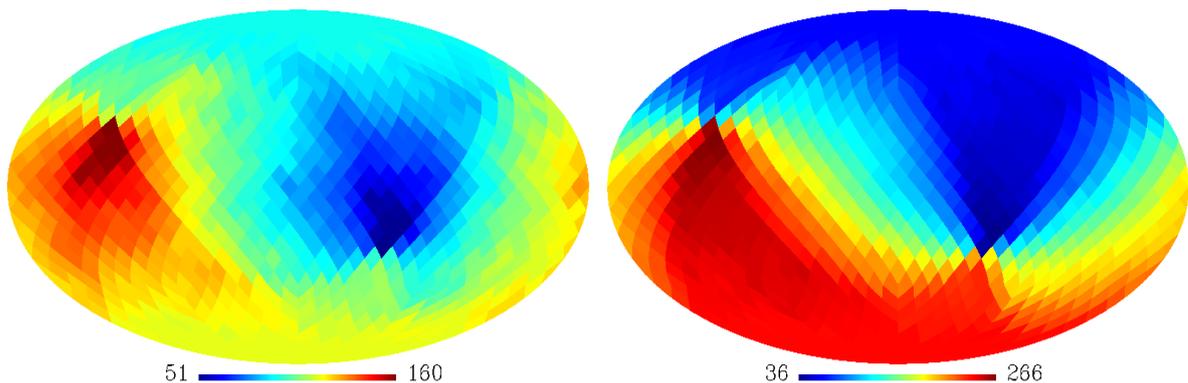


Figura 4.3: *Painel esquerdo*: Número de SNe da amostra Union2.1 compreendidos entre cada um dos 768 hemisférios distintos, onde esse número varia de 51 a 160. *Painel direito*: A mesma quantidade, mas para a amostra JLA, variando de 36 a 266 ao longo da esfera celeste.

ajustados. Uma escolha natural para \mathbf{p} seria $\{\Omega_m, H_0\}$, ou seja, os parâmetros de densidade da matéria, além da taxa de expansão atual do Universo, H_0 , por serem parâmetros que descrevem a dinâmica do MCP. Contudo, esta escolha pressupõe, implicitamente, que Λ CDM fornece o cenário cosmológico correto para determinar as distâncias das SNe, já enviesando nossas análises com esta escolha. Isto pode ser contornado se limitarmos nossas análises a um regime de baixo *redshift* tal qual $z \leq 0.20$, nos permitindo então escrever a distância de luminosidade como uma expansão em série de Taylor em torno de $z = 0$, conforme discutido na seção 2.3, de acordo com:

$$d_L(z, \mathbf{p}) = cH_0^{-1} \left[z + \left(\frac{1 - q_0}{2} \right) z^2 + O(3) \right], \quad (4.2)$$

$$\mu_{\text{teo}} \equiv m - M = 5 \log d_L(z, \mathbf{p}) + 25, \quad (4.3)$$

sendo $q_0 \equiv -\ddot{a}_0/(a_0 H_0^2)$, como definido no capítulo 1. Truncamos a série em ordem 3 pois, no regime de z adotado, contribuições a partir desta ordem são desprezíveis.

É muito comum, na literatura, trabalhar com a d_L expandida em função do chamado *y-redshift*, definido como $y \equiv z/(1+z)$. Isto é feito a fim de evitar divergência da série quando $z \simeq 1$, haja visto que $y \rightarrow 1$ apenas quando $z \rightarrow \infty$, de modo que a equação 4.2 se reescreve como [98]:

$$d_L(y, \mathbf{p}) = cH_0^{-1} \left[y + \left(\frac{3 - q_0}{2} \right) y^2 + O(3) \right]. \quad (4.4)$$

Sendo assim, definimos nosso espaço paramétrico \mathbf{p} como $\{H_0, q_0\}$. Este espaço é ainda mais geral comparado a $\{\Omega_m, H_0\}$, haja visto que fornecem resultados seme-

lhantes para d_L neste limiar de z , mas sem pesar o fato da adoção de um modelo cosmológico específico para descrevê-la. Uma comparação entre o módulo de distância e a distância de luminosidade calculados via cosmografia e via Λ CDM, assumindo ambos $\Omega_m = 0.3$, $H_0 = 70$ km/s/Mpc, $q_0 = (3/2)\Omega_m - 1$ e $j_0 = 1$ (quando a série é truncada apenas na ordem 4) como modelo fiducial, se encontra na figura 4.2. Estes gráficos mostram a variação percentual de μ e d_L entre estes casos, ou seja, $\Delta_x \equiv (x_{cosmog} - x_{\Lambda CDM})/x_{\Lambda CDM}$ onde $x = d_L$ ou μ , em função da parametrização y -*redshift*. Nota-se uma discrepância bem significativa em altos z , algo esperado haja visto a maior dificuldade de convergência da expansão cosmográfica neste regime, de modo a exigir um número maior de termos para descrevê-la. Isto justifica o motivo pelo qual trabalhamos em $z \leq 0.20$.

Notamos, ainda, que a cobertura angular das SNe neste regime de *redshift* é bastante mais abrangente do que as SNe mais distantes em ambas as compilações, fornecendo então mais um motivo para efetuar as análises direcionais com objetos situados nesta faixa. Por fim, ressaltamos que o ajuste estatístico de H_0 , por exemplo, é realizado através da marginalização de q_0 , e vice-versa. Ainda que se pese a degenerescência existente no espaço paramétrico $\{H_0, q_0\}$, isso nos permite obter um limite superior da amplitude da variação angular de cada um destes parâmetros, logo, uma estimativa mais conservadora da mesma.

4.3.2 O método sigma-map

Como mostra os painéis da figura 4.3, a anisotropia numérica de objetos existente em certas regiões do céu é bastante notável. Uma abordagem que construímos a fim de quantificar o quão anisotrópicas são estas amostras consiste, então, em obter a distribuição de pares de objetos em diferentes regiões do céu. Em outras palavras, empregamos método baseado na função de correlação angular de dois pontos (2PACF), que trata-se de um estimador estatístico e geométrico que calcula a probabilidade de encontrar um outro situado em um determinado ângulo sólido $d\Omega$, e a uma separação angular θ deste objeto em questão, ou seja,

$$dP = \bar{n}[1 + w(\theta)]d\Omega, \quad (4.5)$$

sendo $w(\theta)$ a 2PACF e n representa a densidade numérica média de SNe projetadas no céu. Uma forma de escrever essa 2PACF consiste em

$$w(\theta) = \frac{DD - RR}{RR}, \quad (4.6)$$

onde DD e RR denotam o número de pares de objetos do catálogo real e aleatório, respectivamente, separados a uma distância $[\theta - d\theta/2, \theta + d\theta/2]$ entre si. Desta ma-

neira, regiões menos povoadas de SNe apresentariam uma $w(\theta)$ negativa, ao passo que um valor positivo dessa função indica uma região mais provável de encontrar objetos. Discussões mais aprofundadas sobre a 2PACF e suas aplicações em Cosmologia, bem como definições mais gerais sobre função de correlação em 3 dimensões, ou mesmo funções de correlação de n-pontos, podem ser encontradas em [289, 323].

Em nossas análises, calculamos a 2PACF de acordo com $w(\theta) = DD - RR$ para as SNe dentro dos hemisférios cujos centros estão representados na figura 4.3⁴. Dividimos as escalas angulares em intervalos discretos igualmente espaçados entre si (*bins*), onde somamos o quadrado da 2PACF obtida em cada um deles⁵ e, então, normalizamos essa soma pelo número total de *bins* estabelecidos, ou seja:

$$\sigma(l, b) \equiv \sqrt{\frac{1}{N_{bins}} \sum_{i=1}^{N_{bins}} w^2(\theta_i; \gamma_0)}, \quad (4.7)$$

sendo N_{bins} o número total de *bins*, θ_i a distância angular com relação ao centro do hemisfério a procura de outros objetos ao longo de sua extensão, γ_0 o ângulo da abertura da calota na esfera celeste onde a análise atual (no caso de hemisférios, $\gamma_0 = 90^\circ$), $w(\theta_i; \gamma_0)$ denota a 2PACF discutida logo acima e, por fim, σ corresponde à quantidade que atribuiremos o nome de *sigma-map* nesta tese. Este método foi desenvolvido em [54] para estudar a distribuição angular de objetos cósmicos e, assim, possibilitar o estudo de sua (an)isotropia, sendo efetivamente empregado em [59, 60] para análises da isotropia em grandes escalas angulares da temperatura da radiação cósmica de fundo e da distribuição celeste de SGRBs, respectivamente. Aqui, o *sigma-map* será aplicado nas duas amostras de SNe para um total de $N_{hemis} = 768$ hemisférios centrados em um dado (l, b) , cujos resultados quantificam as correlações angulares da distribuição destes objetos para cada uma dessas regiões do céu quando, então, comparadas com a média dos $\sigma(l, b)$ de 500 catálogos sintéticos, notando que estes catálogos apresentam aproximadamente mesmo número de pontos e o mesmo corte galáctico, $|b| \leq 20^\circ$, que a amostra real

4.4 Testes de significância estatística

A fim de diagnosticar se há, de fato, alguma dependência direcional nas distâncias das SNs, comparamos os valores ajustados de $\{H_0, q_0\}$ em sub-conjuntos de SNe delimitados por hemisférios cujos centros são definidos pela pixelização $N_{side} = 8$ do pacote HEALpix. Deste modo, a incerteza associada a todas as direções apresen-

⁴O fator RR no denominador atua apenas na escala da amplitude 2PACF, portanto, não modifica de fato as correlações angulares, sendo esse o motivo pelo qual omitimos esse fator.

⁵Somamos os quadrados pois a soma da 2PACF em cada intervalo angular, ao longo do hemisfério completo, tal soma dá um resultado nulo.

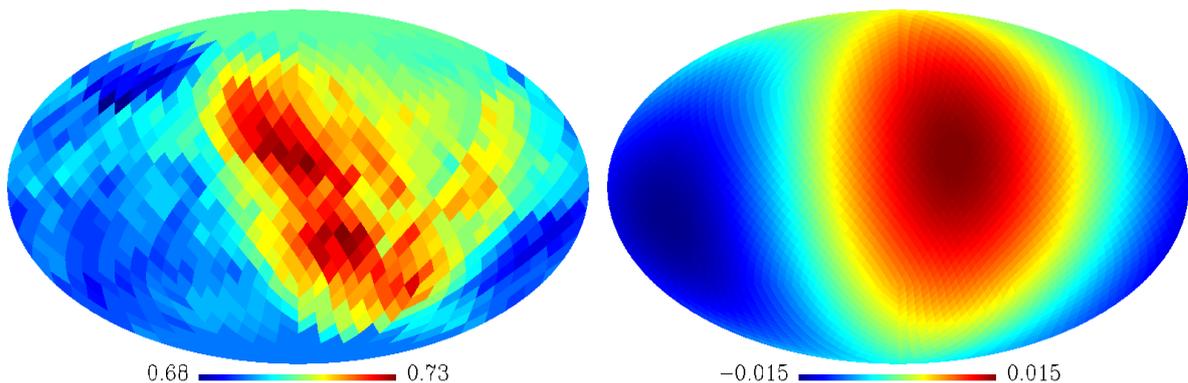


Figura 4.4: *Painel esquerdo*: Resultado da análise *Hubble-map* sobre a compilação Union2.1 para 768 hemisférios distintos. A máxima variação obtida neste parâmetro é de $\Delta_h = 4.6$ km/s/Mpc, cujo valor mínimo e máximo ajustados são de $H_0 = 68.3$ km/s/Mpc e $H_0 = 72.9$ km/s/Mpc, respectivamente. *Painel direito*: Contribuição dipolar *Hubble-map* do painel anterior, o qual indica a direção onde ocorre a máxima anisotropia do parâmetro de Hubble, no caso, é de $(l, b) = (326^\circ, 12^\circ)$.

tadas ao longo deste trabalho é de 7.33° quando for esta a pixelização adotada. O número de objetos em cada um destes hemisférios é exibido na figura 4.3 para a amostra Union2.1 e JLA (painel esquerdo e direito, respectivamente). Assim, mapeamos a variação destes parâmetros ao longo de toda a esfera celeste, análise este que nomearemos daqui em diante de *Hubble-map* para o mapeamento do H_0 , e de *q-map* para o caso do q_0 . A amplitude de anisotropia é dada por $\Delta_x \equiv x_{0,max} - x_{0,min}$, sendo $x_{0,max}$ o máximo valor de x_0 estimado para H_0 ou q_0 em algum destes hemisférios, e $H_{0,min}$, claramente, o valor mínimo. A direção preferencial destes parâmetros no céu será fornecida pelo dipolo destes mapas, ou seja, fixamos o valor médio (monopolo) e demais multipolos destes mapas em zero, restando apenas o dipolo ($\ell = 1$), obtendo naturalmente este direção.

Entretando, vale notar que uma assimetria hemisférica notável encontrada em Δ_h ou Δ_q não implica, necessariamente, em uma anisotropia de origem cosmológica. Tal sinal pode ocorrer devido a cobertura celeste de SNe deficiente em certas regiões do céu, por exemplo, ou um excesso de objetos localizado em direções opostas, produzindo assim uma anisotropia espúria devido às limitações dos dados. A fim de testar esses efeitos, produzimos 500 realizações de SNe baseadas em método de (MC) de acordo com as seguintes especificações:

- *MC-iso*: SNe são distribuídas de maneira uniforme ao longo da esfera celeste, tal como uma distribuição isotrópica.
- *MC-shuffle*: SNe são embaralhadas no céu. Em outras palavras, mantemos as coordenadas (l, b) de cada objeto e atribuímos o seu (z, μ, σ_μ) a outro.

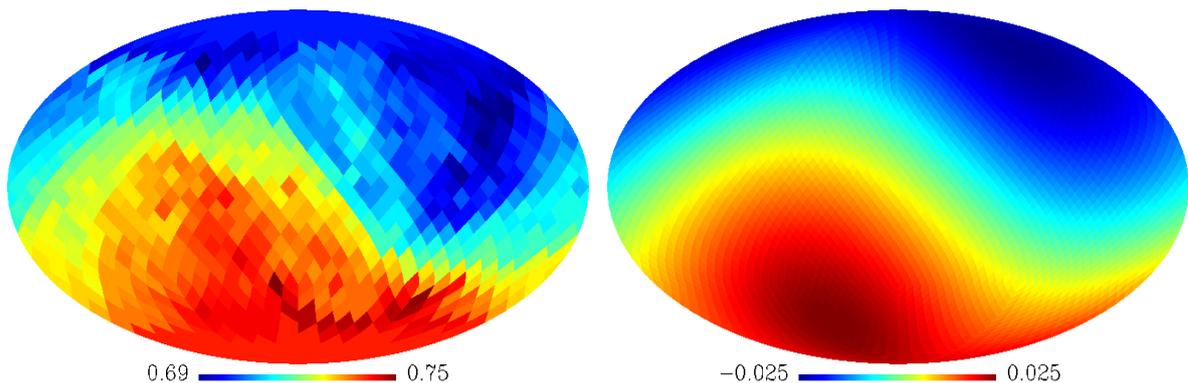


Figura 4.5: *Painel esquerdo*: Resultado da análise *Hubble-map* sobre a compilação JLA para 768 hemisférios distintos. A máxima variação obtida neste parâmetro é de $\Delta_h = 5.6$ km/s/Mpc, cujo valor mínimo e máximo ajustados são de $H_0 = 69.5$ km/s/Mpc e $H_0 = 75.0$ km/s/Mpc, respectivamente. *Painel direito*: Contribuição dipolar *Hubble-map* do painel anterior, o qual indica a direção onde ocorre a máxima anisotropia do parâmetro de Hubble, no caso, é de $(l, b) = (58^\circ, -60^\circ)$.

Assim, caso a variância angular destes parâmetros seja muito discrepante frente a essas simulações (por ex., menos de 1% desses MCs fornecendo Δ_h ou Δ_q acima do valor obtido dos dados verdadeiros), podemos dizer que encontramos uma anisotropia **estatisticamente significativa**, rejeitando assim a hipótese nula que tais valores provem de uma amostra observacional limitada. Por fim, ressaltamos que o número de objetos contidos em cada realização é o mesmo de cada uma das amostras que selecionamos para nossas análises.

4.5 Resultados

4.5.1 Hubble-maps e q-maps

Os resultados da análise *Hubble-map* se encontram nas figuras 4.4 e 4.5 para as amostras Union2.1 e JLA, respectivamente. Já os *q-map* obtidos destas compilações são exibidos nas figuras 4.6 e 4.7. No caso dos *hubble-maps*, encontramos $\Delta_h = 4.6$ km/s/Mpc na direção $(l, b) = (326^\circ, 12^\circ)$ nas SNe de Union2.1, enquanto os dados de JLA fornecem $\Delta_h = 5.6$ km/s/Mpc na direção $(l, b) = (58^\circ, -60^\circ)$, ou seja, direções discrepantes entre si. Os *q-maps*, no entanto, tem seus valores ajustados bem menos restritos do que os H_0 , de tal modo que $\Delta_q = 2.56$ e $\Delta_q = 1.62$ para as amostras Union2.1 e JLA, respectivamente. As direções de máxima anisotropia que obtivemos, novamente, são diferentes para cada amostra: $(l, b) = (354^\circ, -27^\circ)$ em Union2.1, e $(l, b) = (45^\circ, -51^\circ)$ em JLA. Para estes valores, foram considerados os valores mínimos de q_0 pois estes apontam a direção de máxima aceleração cosmológica.

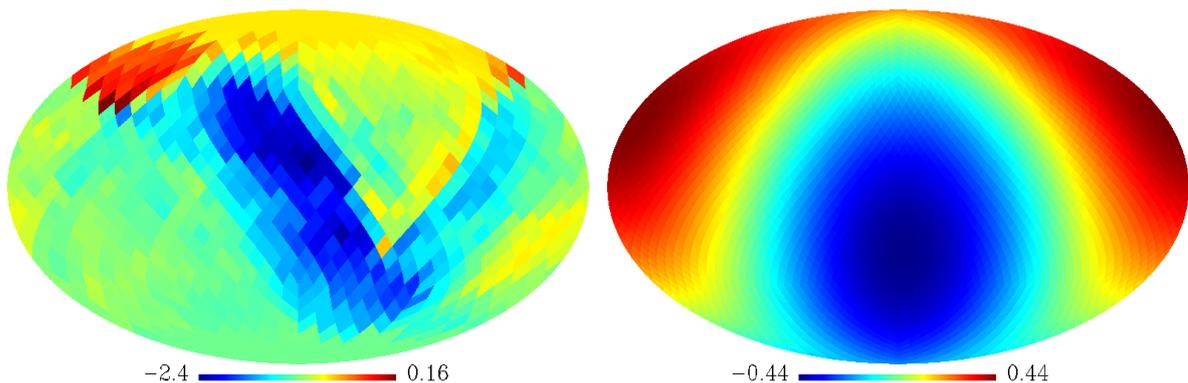


Figura 4.6: *Painel esquerdo*: Resultado da análise q -map sobre a compilação Union2.1 para 768 hemisférios distintos. A máxima variação obtida neste parâmetro é de $\Delta_q = 2.56$, cujo valor mínimo e máximo ajustados são de $q_0 = -2.40$ e $q_0 = +0.16$, respectivamente. *Painel direito*: Contribuição dipolar q -map do painel anterior, o qual indica a direção onde ocorre a máxima anisotropia do parâmetro de desaceleração, no caso, é $(l, b) = (354^\circ, -27^\circ)$.

Os dipolos destes mapas foram obtidos com mapas de resolução $N_{side} = 16$, ou seja, cada pixel apresenta 3.67° de separação entre si, sendo esta, portanto, a incerteza associada a estas direções. Vale ressaltar, ainda, que consideramos somente os erros diagonais do módulo de distância das SNe ao longo de nossas análises, haja visto que a inclusão dos termos não-diagonais de suas matrizes de covariância degradariam ainda mais os vínculos sobre $\{H_0, q_0\}$, logo, dificultando ainda mais a sua inferência e, assim, praticamente impossibilitando nossa análise, como visto em [222].

Comparamos, então, os principais resultados reportados na literatura aos nossos nas tabelas 4.2, que trata-se de uma versão reduzida da tabela 3.3. Notamos, primeiramente, que o *Hubble-map* de Union2.1 apresenta a melhor concordância com os demais resultados, assim como as análises de isotropia nas SNe através da velocidade de *bulk flow* presente em baixos z , a exemplo da análise de [120], cujos autores reportaram $(l, b) = (282^\circ \pm 34^\circ, 22^\circ \pm 20^\circ)$ para a direção preferencial deste efeito, enquanto [348] estimou $(l, b) = (295^\circ, 5^\circ)$ e, por outro lado, [31] reportou uma máxima anisotropia localizada em $(l, b) = (276^\circ \pm 29^\circ, 20^\circ \pm 14^\circ)$. Contudo, em [267] foi reportado um resultado semelhante às análises que utilizaram Union2 ou Union2.1, mas em tensão com os nossos resultados. Ainda realizamos um teste do q -map utilizando todas os 580 objetos da compilação Union2.1, bem como os 740 que compõem a amostra JLA, obtendo $(l, b) = (262^\circ, 36^\circ)$ para o primeiro caso, e $(l, b) = (73^\circ, -66^\circ)$ para o segundo, apontando novamente a tensão entre os resultados obtidos de diferentes compilações. Ressaltamos que, nestas análises, assumimos Λ CDM plano para realizar o ajuste paramétrico de H_0 e q_0 . Já o trabalho de [218] discute que há uma possível correlação entre a direção de máxima anisotropia en-

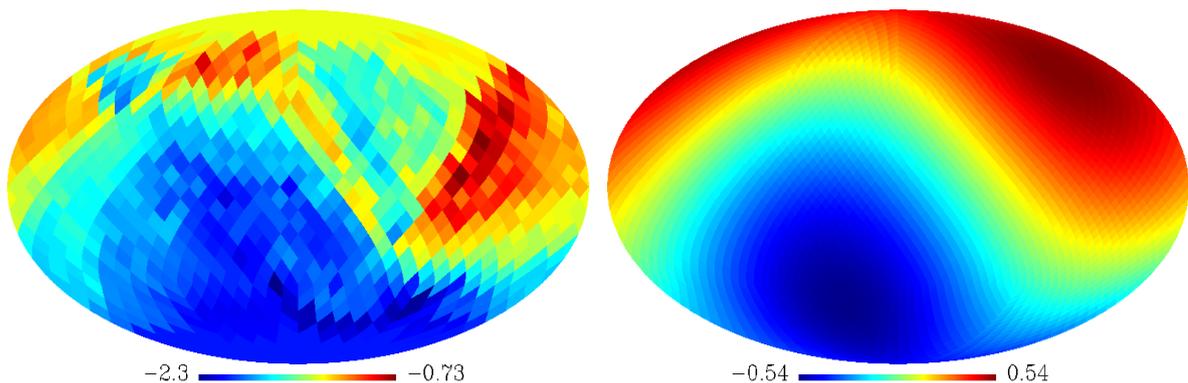


Figura 4.7: *Painel esquerdo*: Resultado da análise q -map sobre a compilação JLA para 768 hemisférios distintos. A máxima variação obtida neste parâmetro é de $\Delta_q = 2.56$, cujo valor mínimo e máximo ajustados são de $q_0 = -2.35$ e $q_0 = -0.73$, respectivamente. *Painel direito*: Contribuição dipolar q -map do painel anterior, o qual indica a direção onde ocorre a máxima anisotropia do parâmetro de desaceleração, no caso, é $(l, b) = (45^\circ, -51^\circ)$.

contrada por eles e o dipolo cinemático da CMB, tendo como p -value = 0.192 para a ocorrência de uma realização isotrópica com direção, ao menos, tão próxima deste dipolo cinemático quanto $(33^\circ, -19^\circ)$. Assim, concluímos que a máxima assimetria encontrada em H_0 com as SNe de Union2.1 parece ser associada ao *bulk flow*, logo, decorrente de uma anisotropia local, enquanto que o q -maps de ambas as compilações, ou o *hubble-map* de Union2.1, sugerem outras dependências direcionais. Entretanto, não é possível extrair uma conclusão definitiva sobre a origem delas devido ao baixo potencial restritivo sobre os valores possíveis destes parâmetros.

Tratando, agora, da amplitude de máxima anisotropia, comparamos nossos resultados com análises semelhantes realizadas previamente na tabela 4.1. Nela, vemos que o valor de $\Delta_h = 4.6$ km/s/Mpc encontrado na amostra Union2.1 é o mais elevado dentre os estudos que empregaram dados de Union2.1. Por exemplo, [230] reportou $\Delta_h = 3.0$ km/s/Mpc empregando uma amostra de SNe mais antiga e menor, composta de 180 SNe. Porém, suas análises fixaram $q_0 = -0.601$, ao invés de marginalizar este parâmetro como fizemos. Já [387, 388] encontraram, respectivamente, $\Delta_h = 3.63$ km/s/Mpc (assumindo Λ CDM), e $\Delta_h = 6.40$ km/s/Mpc (análise cosmográfica), onde em ambos os casos foram empregadas as 740 SNe da compilação JLA. Já os δq_0 estimados por [29, 90] foram de 0.165 e de 0.195, respectivamente, com as 557 SNe de Union2 mas ressaltando que os autores assumiram um modelo Λ CDM e w CDM, respectivamente, através da relação $q_0 = (3/2)\Omega_m - 1$, enquanto as análises de [387, 388] com a amostra JLA completa forneceram, respectivamente, $\Delta_q = 0.452$ e $\Delta_q = 1.31$. Nossos valores se mostram intermediários entre [230] e [387] para Δ_h , enquanto nosso Δ_q se mostra o mais elevado entre todas as esti-

Δ_h (km/s/Mpc)	Compilação de SNe	Referência
3.0	Constitution ($z \leq 0.2$, cosmografia)	[230]
2.1	Union2 ($z < 1.4$, Λ CDM)	[102]
3.6	JLA ($z < 1.4$, Λ CDM)	[388]
6.4	JLA ($z < 1.4$, cosmografia)	[387]
4.6	Union2.1 ($z \leq 0.2$, cosmografia)	[47]
5.6	JLA ($z \leq 0.2$, cosmografia)	[47]
Δ_q	Compilação de SNe	Referência
0.165	Union2 ($z < 1.4$, Λ CDM)	[29]
0.195	Union2 ($z < 1.4$, w CDM)	[89]
0.452	JLA ($z < 1.4$, Λ CDM)	[388]
1.310	JLA ($z < 1.4$, cosmografia)	[387]
2.560	Union2.1 ($z \leq 0.2$, cosmografia)	[47]
1.620	JLA ($z \leq 0.2$, cosmografia)	[47]

Tabela 4.1: Comparação entre os principais resultados da amplitude anisotropia na expansão cosmológica reportadas na literatura, quando comparados com nossos resultados publicados em [47].

mativas discutidas, ainda que possamos atribuí-lo, em maior parte, ao regime em baixo z adotado em nossa análise. Deste modo, podemos afirmar que a amplitude das anisotropias reportadas neste trabalho se encontram em bom acordo com demais resultados da literatura, haja visto que trabalhamos com sub-amostras das compilações de SNe, ao invés dos conjuntos observacionais completos.

4.5.2 sigma-maps

Os resultados das análises *sigma-map* para ambas compilações de SNe são exibidos na figura 4.8. Tais mapas foram obtidos conforme descrito na sub-seção 4.3.2, ou seja, comparando as correlações angulares da distribuição de SNe em cada hemisfério delimitado por $N_{side} = 8$ com a média de 500 realizações isotrópicas em cada um desses hemisférios, mas respeitando o número de pontos de cada amostra, assim como o corte galáctico efetuado em $|b| \leq 20^\circ$. A fim de analisar com mais detalhes as anisotropias obtidas nessa análise, expandimos os *sigma-maps* no espaço dos harmônicos esféricos tal como $\sigma(l, b) = \sum_{\ell=1}^{\ell=10} a_{\ell m} Y_{\ell m}(l, b)$, sendo $\sigma(l, b)$ o número assinalado em cada pixel. Assim, são construídos os espectros de potência das correlações angulares das SNe de acordo com $S_\ell \equiv (2\ell + 1)^{-1} \sum_{\ell=1}^{\ell=10} |a_{\ell m}|^2$, onde restringimos nossa expansão em $\ell \leq 10$ de modo a atuar em escalas angulares a partir de $\varphi \sim 18^\circ$ considerando ℓ via $\varphi \sim 180^\circ/\ell$. Os resultados desta análise são mostrados na figura 4.9. Através desses gráficos, nota-se claramente que os dados observacionais apresentam muito mais correlações angulares em todas as escalas angulares sondadas do que a média esperada para conjuntos de SNe isotrópicos con-

Amostra observacional	N_{SNe}	(l, b)	Referência
HZS03	241	$(300^\circ, -25^\circ)$	[375]
Gold04	178	$(55^\circ, -15^\circ)$	[375]
Union	307	$(309^\circ, 43^\circ)$	[123]
Union2	557	$(309^\circ_{-03^\circ}, 18^\circ_{-10^\circ})$	[29]
Union2	557	$(314^\circ_{-13^\circ}, 28^\circ_{-33^\circ})$	[89]
Union2	557	$(302^\circ_{-16^\circ}, 18^\circ_{-16^\circ})$	[286]
Constitution ($z \leq 0.20$)	183	$(325^\circ, -19^\circ)$	[230]
Union2.1	580	$(307^\circ_{-16^\circ}, -14^\circ_{-10^\circ})$	[443]
Union2.1 + GRBs	696	$(309^\circ_{-15^\circ}, -8^\circ_{-10^\circ})$	[421]
Union2 (erros estat.)	557	$(315^\circ, 27^\circ)$	[222]
Union2 (erros estat. + sist.)	557	$(128^\circ, 18^\circ)$	[222]
Union2.1 ($z > 0.20$)	350	$(33^\circ, -19^\circ)$	[218]
JLA	740	$(316^\circ_{-110^\circ}, -5^\circ_{-60^\circ})$	[267]
Union2.1	211	$(326^\circ, 12^\circ)$	<i>Hubble-map</i> [47]
JLA	302	$(58^\circ, -60^\circ)$	<i>Hubble-map</i> [47]
Union2.1	211	$(354^\circ, -27^\circ)$	<i>q-map</i> [47]
JLA	302	$(45^\circ, -51^\circ)$	<i>q-map</i> [47]

Tabela 4.2: Comparação entre os principais resultados da direção de anisotropia na expansão cosmológica reportadas na literatura com os nossos resultados, que encontram-se na parte de baixo desta mesma tabela. Estimamos a incerteza sobre estas direções pelo tamanho angular dos pixels definidos pela grade de $N_{side} = 16$ do HEALpix, ou seja, 3.67° em ambas as coordenadas. Ver 3.3 para uma versão mais completa da mesma tabela.

tendo o mesmo número de pontos. Isto indica, explicitamente, que as distribuições angulares de ambas amostras de SNe são bastante anisotrópicas.

Testamos, ainda, a hipótese de viés entre os *sigma-maps* e os mapeamentos dos parâmetros cosmológicos através do coeficiente de Pearson ρ , que permite quantificar a correlação entre estes mapas, cujos resultados são mostrados na tabela 4.3. Para a amostra Union2.1, não foi possível obter uma correlação significativa entre o *sigma-map* e o *Hubble-* e *q-map*, indicando assim que os hemisférios mais ou menos deficientes de SNe não influenciam na dependência direcional ambos os mapas. Porém, o resultado é diferente no caso JLA, onde as correlações entre os mapas se mostram mais significativas, ainda que moderadas em termos absolutos ($|\rho| \leq 0.7$), sugerindo, deste modo, que a assimetria dos parâmetros cosmológicos mapeados com as SNe do JLA são, de alguma forma, enviesados pela cobertura celeste deficiente de objetos desta amostra. Além disso, anticorrelações fortes entre os *Hubble-maps* e *q-maps* também foram encontradas, como pode ser visto na parte inferior da mesma tabela, as quais podem ser atribuídas à degenerescência existente entre ambos os parâmetros. Por fim, a comparação entre mapas de diferentes conjuntos de SNe não apontam correlações (ou anticorrelações) significativas entre si, a parte de mo-

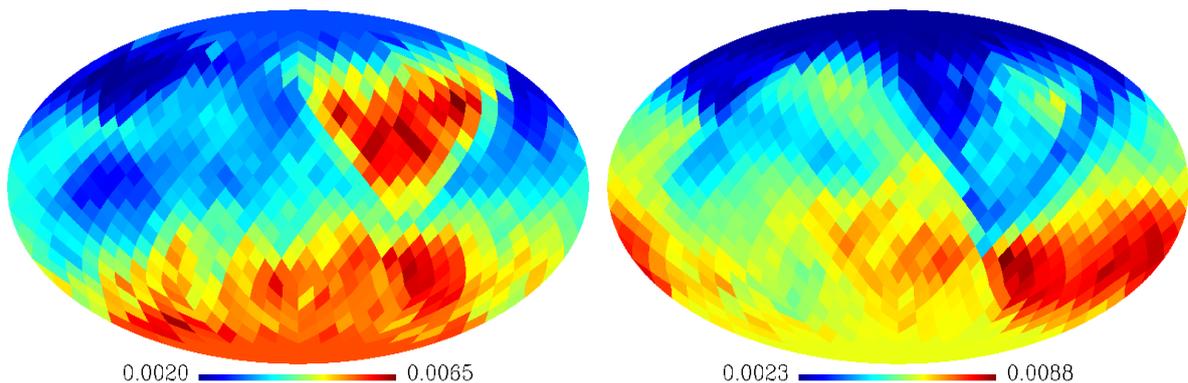


Figura 4.8: *Painel esquerdo*: Resultado da análise *sigma-map* sobre a compilação Union2.1 para 768 hemisférios distintos. *Painel direito*: O mesmo *sigma-map*, mas dessa vez obtido para a amostra JLA.

Union2.1		ρ
Hubble-map vs. sigma-map		+0.059
q-map vs. sigma-map		-0.200
q-map vs. Hubble-map		-0.702
JLA		ρ
Hubble-map vs. sigma-map		+0.651
q-map vs. sigma-map		-0.446
q-map vs. Hubble-map		-0.915
Union2.1 vs JLA		ρ
sigma-map Union2.1 vs. sigma-map JLA		+0.614
Hubble-map Union2.1 vs. Hubble-map JLA		-0.188
q-map Union2.1 vs. q-map JLA		+0.261

Tabela 4.3: Coeficiente de Pearson entre diferentes mapas.

derada correlação entre *sigma-maps*, indicando novamente a tensão existente entre resultados obtidos por essas diferentes amostras.

4.5.3 Significância estatística

Com o objetivo de estimar a significância estatística das nossas análises, comparamos os *Hubble-* e *q-maps* das amostras Union2.1 e JLA com 500 realizações seguindo as prescrições da seção 4.4. Empregamos o *p-value* como indicador de significância estatística, que é estimado pela percentagem de MCs que fornecem Δ_h e Δ_q maiores do que os obtidos dos dados reais. Em outras palavras, adotamos como hipótese nula que as anisotropias presentes nestes mapas ocorrem por causa da baixa uniformidade angular das amostras de SNe, ao invés de uma anisotropia de origem cosmológica, logo, baixos valores para esses *p-values* (tipicamente *p-value*

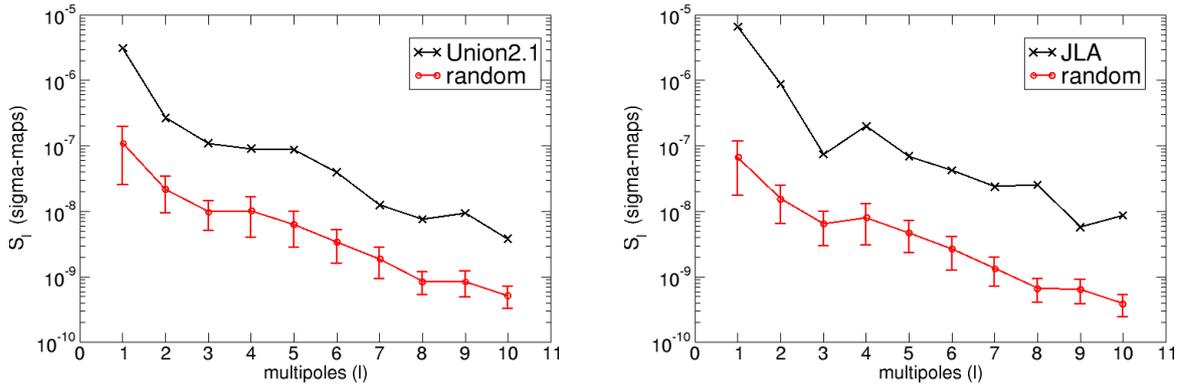


Figura 4.9: *Painel esquerdo*: Resultado da espectro de potência S_ℓ do *sigma-map* obtido da compilação Union2.1. *Painel direito*: Os mesmos S_ℓ 's, porém, obtidos da amostra JLA. As curvas pretas representam o espectro de potência dos *sigma-map* dos dados, ao passo que as vermelhas representam a média dos S_ℓ 's dos mapas aleatórios, cujo espalhamento é dado pelo desvio absoluto da média.

Teste	p -value (MCs iso)	p -value (MCs shuffle)
$\Delta_h \geq 0.046$ (Union2.1)	0.042	0.078
$\Delta_h \geq 0.056$ (JLA)	0.010	0.041
$\Delta_q \geq 2.56$ (Union2.1)	< 0.001	0.002
$\Delta_q \geq 1.62$ (JLA)	0.022	0.346

Tabela 4.4: Percentual de realizações MCs iso e MCs shuffle, denotados como p -value, que fornecem Δ_h ou Δ_q acima dos valores obtidos dos dados reais.

< 0.05) indicariam que esta hipótese foi rejeitada e, portanto, há de fato uma expansão cosmológica anisotrópica estatisticamente significativa que não ocorre devido as limitações dos dados.

Os resultados dessas análises estão listados na Tabela 4.4. Para os *Hubble-maps*, encontramos valores de p -values mais baixos nos MCs iso em ambas as amostras, se comparado aos MCs shuffle. Este resultado mostra como anisotropia de H_0 , em parte, se deve à cobertura angular deficiente de ambas compilações. Ainda assim, é possível rejeitar a hipótese de que a anisotropia do H_0 tanto em Union2.1, quanto em JLA, se trata de um sinal intrínseco no Universo, haja visto que estes p -values $\simeq 0.05$ na maioria destes casos. No caso dos q -maps, a amostra Union2.1 apresenta um p -value muito baixo para ambos conjuntos de MCs , algo que pode ser atribuído a um ajuste espúrio de $q_0 = +0.16$ em uma certa região do céu, ao passo que os q -maps das SNe do JLA apresentam uma certa tensão com os MCs iso, como esperado por causa da não-uniformidade marcante na distribuição angular de suas SNe. Contudo, o valor $\delta_q \geq 1.62$ pode ser facilmente explicados nos MCs shuffle, como indicado pelo

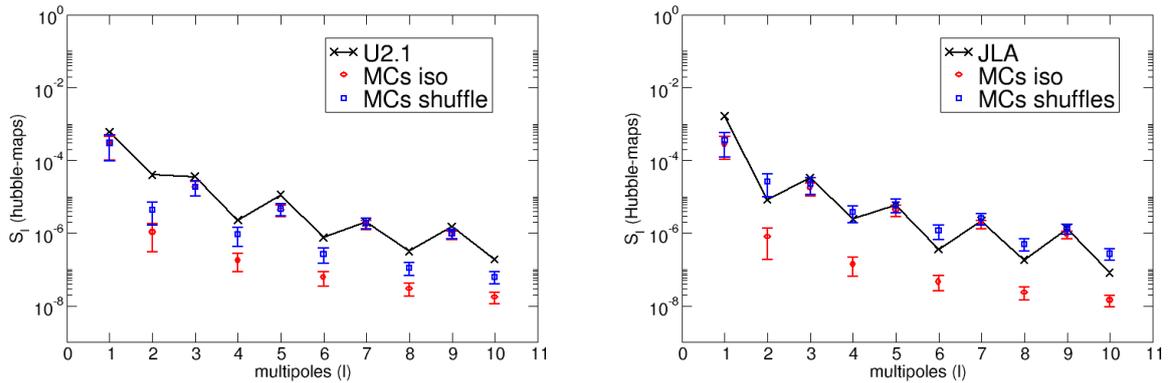


Figura 4.10: *Painel esquerdo*: Espectros de potência S_ℓ 's do *Hubble-map* obtido da amostra Union2.1. *Painel direito*: Idem, mas para a amostra JLA. Em ambos os gráficos, as curvas pretas denotam o valor obtido dos dados reais, enquanto os círculos vermelhos representam a média dos S_ℓ 's calculados dos *Hubble-maps* obtidos dos *MCs iso*, e os quadrados azuis, por fim, são a média dos S_ℓ 's calculados dos *q-maps* do *MCs shuffle*. A incerteza em torno dos MCs é obtida por meio do desvio absoluto da média de cada valor.

p -value = 0.346. Sendo assim, a conclusão é que não há evidência significativa para anisotropia nos parâmetros cosmológicos em ambas compilações de SNe uma vez considerando suas deficiências, especialmente, concernindo à uniformidade angular das SNe no céu. Há de se levar em conta, também, a dificuldade em restringir o parâmetro q_0 , em especial na amostra Union2.1, ainda mais neste regime de baixos z , apontando, assim, que a máxima variação de seu valor absoluto, possivelmente, não é o indicador mais otimizado da anisotropia da aceleração cosmológica⁶.

Uma outra maneira de inferir a anisotropia do par $\{H_0, q_0\}$ consiste em realizar uma análise semelhante ao caso do *sigma-map*, isto é, construindo espectros de potência da variância angular de cada uma destas quantidades, assim verificando se tais anisotropias podem se revelar em escalas menores do que a do monopolo e dipolo, i.e., $\varphi \leq 90^\circ$. Assim, podemos associar uma flutuação angular anômala nos parâmetros cosmológicos à presença de inhomogeneidades marcantes, ou uma falha do PC em descrever o Universo localmente, no caso de anisotropias que não podem ser explicadas pelas deficiências na cobertura celeste de SNe. Na prática, obtemos os S_ℓ 's dos *hubble-maps* e *q-maps* cujos coeficientes $a_{\ell m}$'s são calculados via $\{(x_0 - \bar{x}_0)/\bar{x}_0\} = \sum_{\ell=1}^{\ell=10} a_{\ell m} Y_{\ell m}(l, b)$, sendo $x_0 = H_0$ ou q_0 , e \bar{x}_0 o valor médio do parâmetro em questão ao longo da esfera celeste⁷. Análises semelhantes foram

⁶Também testamos a significância estatística das direções preferenciais obtidas em cada mapa. Encontramos que os MCs produzidos de acordo com ambas as prescrições fornecem direções espalhadas aleatoriamente pela esfera celeste, mostrando assim que tais direções não decorrem de um efeito de seleção presente nas amostras.

⁷Em [47], mostramos o espectro de potência diretamente os *Hubble-* e *q-maps*, mas a menos da

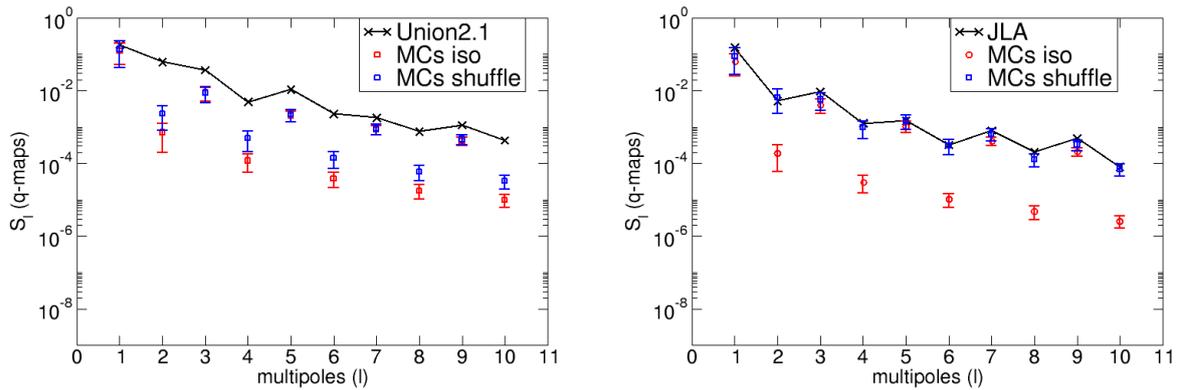


Figura 4.11: *Painel esquerdo*: Espectros de potência S_ℓ 's do q -map obtido da amostra Union2.1. *Painel direito*: Idem, mas para a amostra JLA. Em ambos os gráficos, as curvas pretas denotam o valor obtido dos dados reais, enquanto os círculos vermelhos representam a média dos S_ℓ 's calculados dos q -maps obtidos dos MCs iso, e os quadrados azuis, por fim, são a média dos S_ℓ 's calculados dos q -maps do MCs shuffle. A incerteza em torno dos MCs é obtida por meio do desvio absoluto da média de cada valor.

realizadas por [387, 388] com um propósito semelhante, assim como [72, 73], que calcularam diretamente as correlações angulares de μ tendo como objetivo testar flutuações da energia escura, assim podendo lançar alguma luz sobre sua natureza.

Os resultados obtidos para o espectro de potência das anisotropias de H_0 são mostrados na figura 4.10, onde notamos que as SNe de Union2.1 apresentam uma leve tensão com a média dos S_ℓ 's calculados dos MCs, embora esse desacordo seja reduzido nas escalas $\ell \geq 7$. Isto aponta que há uma indicação mais significativa de anisotropia em seus *Hubble-maps*, podendo então estar associados com inhomogeneidades existentes na estrutura em grande escala. Mas os resultados da decomposição espectral do *Hubble-map* dos dados de JLA, entretanto, não apontam essa tendência a menos do dipolo. Sendo assim, é possível explicar o espectro de potência de $\{(H_0 - \bar{H}_0)/\bar{H}_0\}$ em termos da cobertura incompleta de SNe ao longo da esfera celeste em ambas as amostras, o que parece com maior intensidade no caso da compilação JLA.

Já os espectros de potência dos q -maps, por sua vez, são exibidos na figura 4.11. No painel esquerdo, correspondente a análise realizada sobre os dados de Union2.1, vemos que os seus S_ℓ estão em discordância de ambas prescrições das simulações de MC, exceto pelo dipolo (S_1) dos dados, o qual pode ser explicado dentro das incertezas estimadas pelas realizações, logo, indicando que esse valor elevado do dipolo não apresenta significância estatística, ainda que o monopolo seja muito discrepante normalização promovida por \bar{x}_0 , os resultados são consistentes entre si.

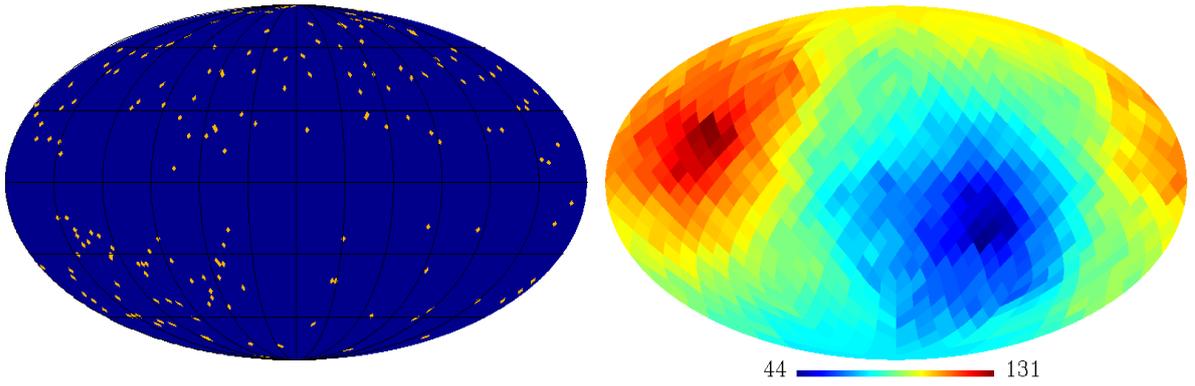


Figura 4.12: *Painel esquerdo*: Distribuição angular das SNe da amostra Union2.1 que satisfazem $z \leq 0.10$, totalizando 175 objetos. *Painel direito*: O número de objetos compreendidos nos 768 hemisférios disponíveis para nossas análises, variando de 44 a 131 para os hemisférios menos e mais povoados, respectivamente.

frente aos MCs, como discutido anteriormente. No painel direito, que trata-se da análise realizada com as SNe do JLA, há uma concordância maior entre o espectro de potência das flutuações q_0 com os *MCs shuffle* em todas as escalas, além de concordar com os isotrópicos em multipolos ímpares (incluindo o dipolo). Tais resultados mostram, portanto, que a anisotropia do *q-map* obtido da amostra Union2.1 apresenta tensão significativa quando comparado com as flutuações dessas correlações angulares na realizações de MC, algo já mostrado de outra maneira pelos baixos *p-values* da análise anterior.

4.6 Variação local da Constante de Hubble com SNe

Considerando que, na seção anterior, obtivemos $\Delta_h = 3.0$ km/s/Mpc e tendo em vista, ainda, a existência de uma tensão significativa entre o valor de H_0 estimado pela colaboração do Planck, $H_0 = 67.8 \pm 0.9$ km/s/Mpc [11], sob hipótese de modelo Λ CDM plano⁸, e uma medida de $H_0 = 73.8 \pm 2.4$ km/s/Mpc realizada com velas padronizáveis [350]⁹. Ainda que uma revisão dos mesmos dados empregados em [350] tenha sido realizada em [150], cujo autor reportou $H_0 = 72.5 \pm 2.5$ km/s/Mpc,

⁸Quando mais parâmetros livres são incluídos, por exemplo parâmetros de curvatura ou equação de estado da energia escura podendo assumir valores que não somente $w = -1$, o valor e incertezas de H_0 mudam bastante, tornando-se quase sempre mais baixos do que este reportado embora as incertezas aliviem, de certo modo, este desacordo.

⁹Há uma medida mais recente por parte desse último grupo, 73.2 ± 1.7 km/s/Mpc [351], divulgada pouco tempo depois de nossas análises. Um trabalho interessante compilando informações sobre medidas diversas de H_0 durante os últimos anos com uma abordagem semelhante à empregada na física nuclear encontra-se em [338].

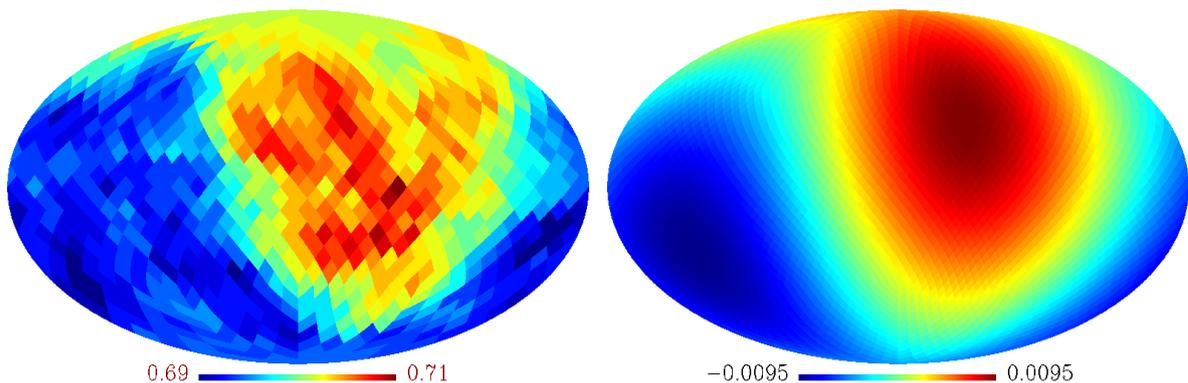


Figura 4.13: *Painel esquerdo*: Hubble-map obtido sobre a amostra Union2.1 limitada em $z \leq 0.1$. No caso, foi obtido uma variância de H_0 de 68.9 ± 0.5 km/s/Mpc a 71.2 ± 0.7 km/s/Mpc *Painel direito*: O dipolo desse mesmo mapa, cuja intensidade máxima aponta na direção $(l, b) = (315^\circ, 27^\circ)$.

esta tensão ainda permanece, embora menos significativa. Ou seja, estimativas de H_0 via lentes fortes, ainda que apresentem incerteza mais elevada do que métodos utilizando escalas de distância ou a CMB, mostram maior concordância com os resultados deste último, logo, constituindo mais um ponto de tensão entre elas. Dada a importância deste parâmetro por se tratar de um ingrediente essencial no cálculos de distâncias e idades cosmológicas, assim como o crescimento de estruturas no Universo, a existência desta disparidade tão marcante entre diferentes métodos e observáveis apresenta um problema para o MCP, o que permite abertura para a sua revisão e reformulação.

Uma explicação plausível para este desacordo entre um suposto H_0 “local” e o suposto H_0 “global” consiste no *bulk flow* presente no Universo local devido a inhomogeneidades presentes na estruturas locais. Tal ideia vem sendo explorada desde o final dos anos 1990 e começo dos 2000, onde [382] estimou que variância cósmica e amostragens insuficientes podem acarretar em diferenças de 5% no valor deste parâmetro por causa das perturbações de matéria escura provocadas por tais inhomogeneidades, embora tenham assumido um modelo cosmológico sem a presença de Λ em suas análises, algo consistente com observações cosmológicas da época. Análises mais modernas apontam $\Delta_h \leq 1.79$ km/s/Mpc devido à variância cósmica [288], ou que a flutuação da Constante de Hubble $\Delta H_0/H_0$ (não confundir com Δ_h , que representa a diferença entre valores máximos e mínimos de H_0) deve ser de $\Delta H_0/H_0 \sim 5 - 10\%$ para escalas de $r \sim (40 - 60)$ Mpc devido ao efeito das inhomogeneidades atuando sobre o valor médio desse parâmetro (*backreaction*) [265]. Por outro lado, uma análise semelhante realizada em [45], que empregou correções relativísticas da presença destas inhomogeneidades na variância cósmica, estimou uma variação de

$ \Delta_h (\text{km/s/Mpc})$	escala de <i>redshift</i>	(l, b)	referência
< 1.79	$0.01 \leq z \leq 0.10$	-	[288]
1.6 – 2.4	$z \leq 0.10$	-	[45]
1.55 – 1.97	$0.010 < z < 0.025$	-	[195]
3.0	$z \leq 0.20$	$(302^\circ, -18^\circ)$	[230]
4.6	$z \leq 0.20$	$(326^\circ, 12^\circ)$	[47]
2.30 ± 0.86	$z \leq 0.10$	$(315^\circ, 27^\circ)$	[46]
$v(\text{km/s})$	escala de <i>redshift</i>	(l, b)	referência
$0.015 < z < 0.025$	250	$(271^\circ, 16^\circ)$	[120]
$z < 0.20$	260	$(295^\circ, 5^\circ)$	[348]
-	$0.015 < z < 0.045$	$(276^\circ, 20^\circ)$	[31]
$z < 0.05$	270	$(295^\circ, 10^\circ)$	[290]

Tabela 4.5: *Acima*: resumo das estimativas anteriores de Δ_h , tanto analíticas quanto observacionais. *Abaixo*: Estimativas da velocidade de *bulk flow* local, assim como as direções estimadas para o mesmo. Comparamos ainda nossos resultados [46, 47] com os principais resultados reportados na literatura recentemente. Uma versão mais completa do trecho inferior desta tabela encontra-se no capítulo 3, tabela 3.4.

$\Delta_h \simeq (1.6 - 2.4)$ km/s/Mpc. Outra abordagem teórica, mas com mesmo propósito, consiste em assumir modelos com uma inomogeneidade esfericamente simétrica local, modelados de acordo com a métrica LTB, como agente responsável desta anisotropia em H_0 . Em [405], por exemplo, foi estimado $\Delta H_0/H_0 \sim (5 - 10)\%$ na presença de um *void* de extensão $r_{\text{void}} \sim (200 - 500)$ Mpc, resultado confirmado em análises mais recentes, contudo, seguindo o mesmo espírito, realizadas por [354, 355], onde os autores mostraram que um *void* local modifica a distância de luminosidade. Estes trabalhos sugerem, portanto, que o Universo local inomogêneo provoca um viés na medida de H_0 a medida que a taxa de expansão cosmológica ocorre mais rapidamente em regiões vazias do que localidades densas, fornecendo assim uma explicação plausível para a tensão existente entre medidas de [350] e [11].

Entretanto, estimativas de flutuações no valor da Constante de Hubble devido à inomogeneidades cósmicas vem sendo realizadas há bastante tempo. Um dos trabalhos pioneiros nesta linha consiste em [446], onde foi reportado $\Delta H_0/H_0 \sim (7 - 10)\%$ para 44 SNe próximas. Já análises como as de [166, 237, 409, 428, 429] reportaram presença de *voids* de $r \sim (150 - 300)$ Mpc/h de extensão, localizados em $z \simeq 0.06 - 0.08$, no hemisfério sul, algo que potencialmente afetaria uma estimativa H_0 . Por sua vez, [30] obteve uma assimetria hemisférica na função de luminosidade em $(l, b) = (315^\circ, 30^\circ)$, logo, encontrando correspondência com tais previsões e pressupostos.

Porém, trabalhos recentes onde simulações de N -corpos do Universo próximo, tais como [313–315, 434], sugerem que as inomogeneidades das estruturas próximas

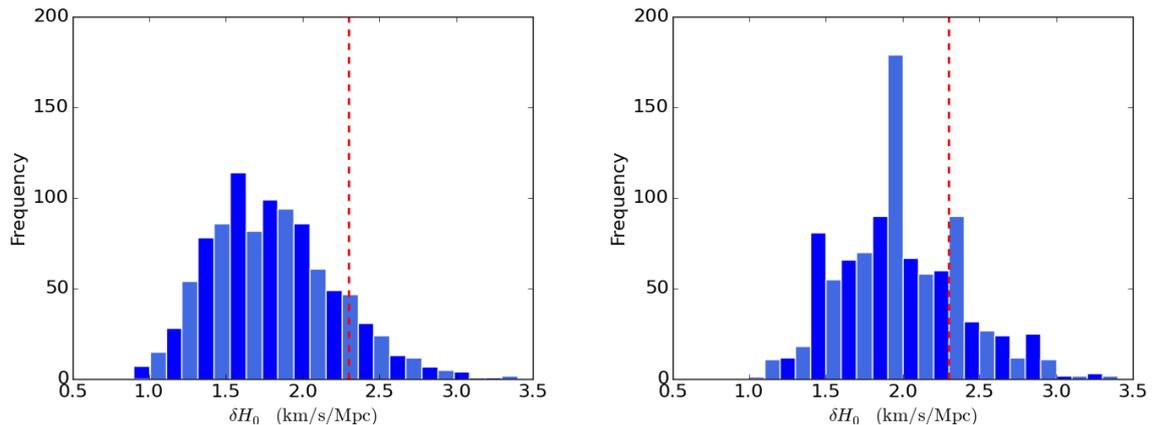


Figura 4.14: *Painel esquerdo*: Histograma da distribuição de Δ_h das 1000 realizações *MCs iso* dos dados de Union2.1. *Painel direito*: Idem ao esquerdo, mas para os *MCs shuffle*. A linha horizontal vermelha em ambos os gráficos mostram a variância de H_0 obtida dos dados verdadeiros.

produzem $\Delta H_0/H_0 \simeq 1\%$ em escalas de $r \geq 100 \text{ Mpc}/h$, atingindo 10% apenas em $r \sim (10 - 30) \text{ Mpc}/h$, logo, insuficientes para explicar tamanha discordância entre H_0 das velas padronizáveis e H_0 estimado pela CMB. Ressaltamos, ainda, que alguns trabalhos recentes, como os de [75, 291, 433], reportaram que o valor de H_0 estimado por catálogos de distâncias de objetos em baixo z ($z_{max} \sim 0.1$) apresenta menor flutuações, surpreendentemente, quando o *redshift* destes objetos é deslocado para o referencial de repouso do GL, não o da CMB. Este resultado reforça a hipótese das estruturas próximas influenciarem a expansão cosmológica local e a anisotropia de H_0 . No entanto, um trabalho bastante recente de [248] mostra que esta discrepância pode ser explicada pelo fato do valor de H_0 ser enviesado para valores mais altos na presença destes *bulk flows*. Assim, uma anisotropia $\Delta H_0/H_0$ mais elevada acaba sendo medida na direção onde esse efeito se torna mais proeminente, ou seja, no referencial de repouso da CMB.

Neste trabalho, testamos também a hipótese da discrepância reportada na estimativa de H_0 emergir devido a efeitos locais. Para tal, dados de SNe em $z \leq 0.1$ são empregados, onde a anisotropia do H_0 ao longo do céu é estimada pelo mesmo método *Hubble-map* do trabalho anterior, de tal forma que comparamos seu resultado com as estimativas anteriores

4.6.1 Metodologia

Como SNe em baixo z são bastante sensíveis a velocidades peculiares, e como a anisotropia encontrada no *Hubble-map* coincide com a direção tipicamente encontrada para este *bulk flow*, exploramos novamente o método de comparação hemisférica de H_0 através da esfera celeste visando inferir se a sua variação em di-

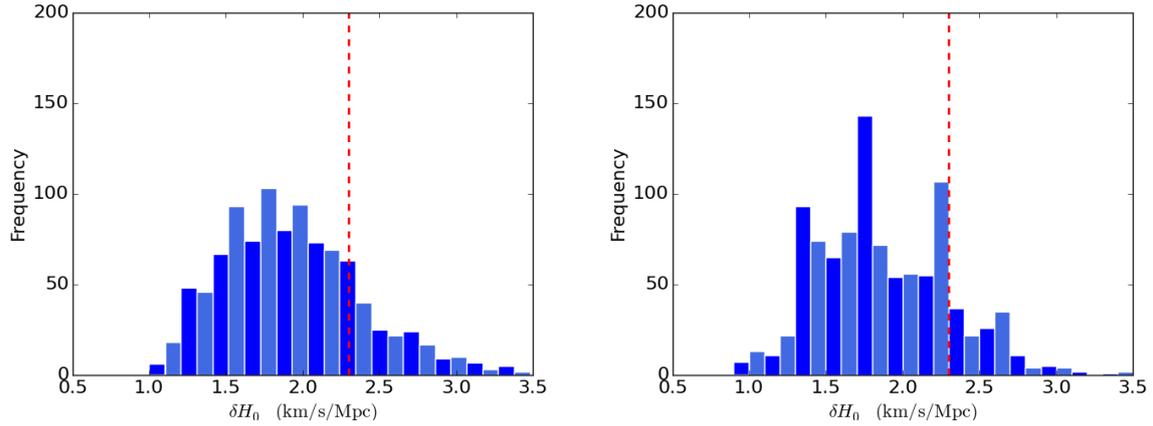


Figura 4.15: *Painel esquerdo*: Histograma da distribuição de Δ_h das 1000 realizações *MCs gauss* assumindo a configuração angular original dos dados de Union2.1. *Painel direito*: Idem ao esquerdo, mas para os *MCs gauss* em que as SNe encontram-se isotropicamente distribuídas na esfera celeste. A linha horizontal vermelha em ambos os gráficos mostram a variância de H_0 obtida dos dados verdadeiros.

ferentes regiões do céu permite, assim, reconciliar essas medidas discrepantes de H_0 , ou pelo menos aliviar essa tensão existente entre elas. No caso, restringimos nossas análises em um regime de z ainda menor do que o da análise anterior, i.e., $z \leq 0.1$, porém desconsiderando o corte galáctico $|b| \leq 20^\circ$, garantindo assim o máximo de objetos mais próximos da compilação. Assim, temos um total de 175 SNe distribuídas na esfera celeste de acordo com o painel esquerdo da figura 4.12. Novamente, dividimos a esfera celeste em 768 hemisférios, tal como mostrados no painel direito dessa mesma figura, e assim realizamos o ajuste do parâmetro H_0 com os objetos compreendidos em cada uma destas regiões, tal como na análise anterior. Dessa vez, fixamos $q_0 = -0.5845$, correspondendo a $\Omega_m = 0.277$, i.e., melhor ajuste de Union2.1 sobre esse parâmetro sob pressuposto do modelo Λ CDM. Porém, a escolha de q_0 não afeta de forma contundente o valor de Δ_h , deslocando apenas os valores absolutos de H_0 dependendo de seu valor.

4.6.2 Resultados

O resultado dessa análise é exibido no painel esquerdo da Figura 4.13, onde encontramos mínimo e máximo valor de $H_0 = 68.9 \pm 0.5$ km/s/Mpc e $H_0 = 71.2 \pm 0.7$ km/s/Mpc, respectivamente. Logo, $\Delta_h = 2.30 \pm 0.86$ km/s/Mpc cujo dipolo aponta em $(l, b) = (315^\circ, 27^\circ)$. Ou seja, a variância direcional deste parâmetro, de fato, é consistente com ambos valores de [11] e [350] considerando as suas incertezas em 2σ . Assim, reconciliamos parcialmente a tensão existente entre estes valores tendo como hipótese que o nosso movimento local é o principal motivo nesta dependência direcional de H_0 . Nossos resultados estão em bom acordo com a direção

estimada para esse *bulk flow*, assim como estimativas analíticas de Δ_h devido à variância cósmica e inhomogeneidades locais de [45, 288], como podemos conferir na Tabela 4.5. Tendo em vista esse panorama, nosso resultado confirma que H_0 local $\neq H_0$ global devido ao *bulk flow* que atua sobre SNe próximas, de tal modo a enxergarmos uma expansão cosmológica mais rápida em nossa posição relativa às demais estruturas e, assim, sendo capaz de aliviar parcialmente a grande tensão existente entre diferentes medidas desse parâmetro

Quanto à significância estatística do valor de Δ_h , utilizamos as mesmas abordagens da análise anterior (*MCs iso* e *MCs shuffle*), além de uma terceira prescrição de MC a qual chamaremos de *MCs gauss*. Esta consiste em manter obter realizações do módulo de distância μ de acordo com uma curva gaussiana de probabilidade centrada no valor do modelo fiducial $H_0 = 70$ km/s/Mpc e $q_0 = -0.5845$ para cada z das SNe, tendo como dispersão a incerteza σ_μ associada a essa mesma medida¹⁰. Tal teste será realizado assumindo tanto a distribuição angular original das SNe quanto distribuições perfeitamente isotrópicas.

Reportamos, assim, os resultados destas análises nas figuras 4.14, para os testes referentes à distribuição angular das SNe, e 4.15 para os testes quanto as incertezas de suas medidas, i.e., os *MCs gauss*. Mostramos o resultado destas análises $\Delta_h = 2.3$ km/s/Mpc é reproduzido por 20.4% e 14.7% das realizações *MCs shuffle* e *MCs iso*, respectivamente, enquanto o resultado dos *MCs gauss* isotrópicos ou anisotrópicos fornecem um valor semelhante ao caso *MCs shuffle*, ou seja, entre 18-20%. Estes resultados indicam, portanto, que a dependência angular de H_0 pode ser atribuída em parte à cobertura angular deficiente da amostra observacional, haja visto o aumento da significância estatística do valor $\Delta_h = 2.3$ km/s/Mpc nas realizações isotrópicas. Além disto, pode-se notar que as incertezas nas medidas de distâncias das SNe ainda são elevadas a ponto que, mesmo se a cobertura angular destes objetos fosse de fato isotrópica, ainda seria insuficiente para afirmar que a variação angular de H_0 deve-se, de fato, ao efeito produzido em μ devido ao *bulk flow*, ainda que a amplitude e direção da anisotropia nele encontrada seja consistente com estimativas anteriores da literatura. As limitações quanto a detectabilidade da velocidade deste efeito de *bulk flow* no status das observações atuais foi apontado por [290], apontando que precisamos de amostras observacionais com $\sim 10^4$ SNe a fim de detectar $v = 300$ km/s com suficiente significância estatística, valendo ainda notar que [230] apontaram que o Δ_h obtido em seu trabalho poderia, em boa parte, ser explicada pela variância cósmica advinda incompletude dos dados de SNe.

Além disso, a precisão das medidas de μ também se mostram um fator limitante

¹⁰Ou seja, não assumimos um efeito de *bulk flow* fiducial nestes MCs, visando assim simular se apenas as flutuações possíveis devido aos erros nas medidas de distâncias poderia, então, tornar possível a detecção de um Δ_h semelhante ao inferido dos dados reais

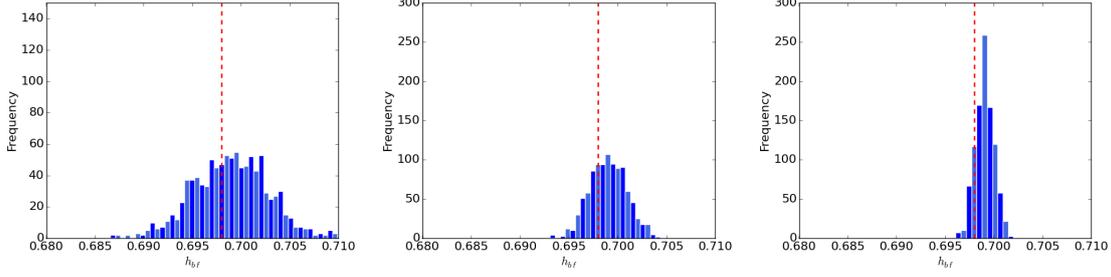


Figura 4.16: Histograma dos melhores ajuste de H_0 , h_{bf} (onde $H_0 = 100h$ km/s/Mpc) para 1000 realizações *MC-gauss* com velocidade de *bulk flow* de $v = 300$ km/s na direção $(l, b) = (295^\circ, 5^\circ)$ quando assumido o mesmo σ_μ dos dados de Union2.1 (*painel esquerdo*), metade deste valor original (*painel central*) e $\sigma_\mu \rightarrow \sigma_\mu/4$ (*painel direito*). Em todos os casos, a linha vermelha tracejada representa $H_0 = 69.8$ km/s/Mpc.

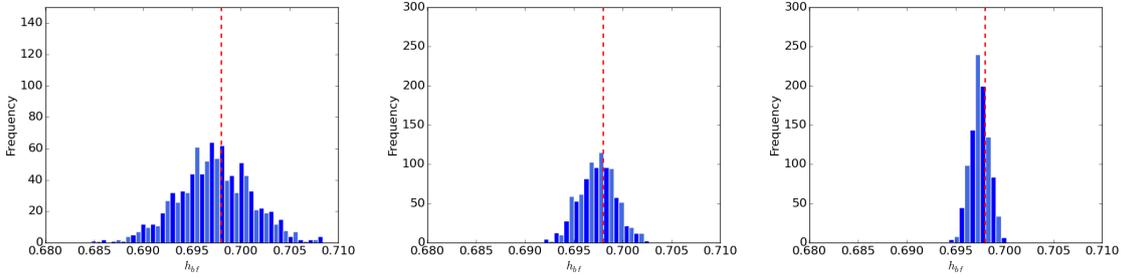


Figura 4.17: Histograma dos melhores ajuste de H_0 , h_{bf} (onde $H_0 = 100h$ km/s/Mpc) para 1000 realizações *MC-gauss* com velocidade de *bulk flow* nula quando assumido o mesmo σ_μ dos dados de Union2.1 (*painel esquerdo*), metade deste valor original (*painel central*) e $\sigma_\mu \rightarrow \sigma_\mu/4$ (*painel direito*). Em todos os casos, a linha vermelha tracejada representa $H_0 = 69.8$ km/s/Mpc.

para uma distinção mais robusta entre um Δ_h elevado provocado pela anisotropia da própria distribuição das SNe, ou um efeito que se manifesta, de fato, por causa do *bulk flow*. Simulamos, assim o efeito de velocidades peculiares nas SNe em suas distâncias de luminosidade seguindo [78], ou seja, assumindo uma correção dipolar na d_L tal qual $[v(1+z)^2/H(z)] \cos \theta$, sendo $\theta = \cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})^{-1}$, i.e., o ângulo entre a posição da SN e a direção da velocidade peculiar v . Assumindo $v = 300$ km/s apontando em $(l, b) = (295^\circ, 5^\circ)$, assim como $H_0 = 69.8$ km/s/Mpc, a ideia é verificamos em quantos casos obtemos um valor global de $H_0 \geq 69.8$ km/s/Mpc em comparação com MCs que apresentam velocidade nula¹¹.

O resultado destas análises podem ser visualizados nas figuras 4.16 e 4.17 para o caso em que o efeito deste *bulk flow* é considerado ou não nas simulações, respectivamente. Utilizando a distribuição angular e σ_μ originais das SNe, verificamos que 55% dos MCs que contabilizam esse *bulk flow* satisfizeram essa hipótese, frente à 37%

¹¹Adotamos um modelo fiducial semelhante a alguns resultados encontrados na literatura, em especial o de [348]. No entanto, realizamos uma estimativa de v e o vetor de sua direção, encontrando $v = 240 \pm 82$ km/s (NC de 1σ) em torno de $(l, b) = (298^\circ, 10^\circ)$

dos MCs com velocidade nula. Ou seja, não é possível mostrar que o H_0 é, de fato, enviesado pela presença deste efeito dentro das limitações dos dados atuais. Contudo, estas percentagens mudam de 55% para 60%, com os casos assumindo $v = 0$ dando 28% para essa hipótese quando $\sigma_\mu \rightarrow \sigma_\mu/2$, isto é, quando o erro da medida de μ é reduzido à metade de seu valor real. Estes mesmos números, respectivamente, tornam-se 71% e 13% (ou seja, formando uma tensão de aproximadamente 1.6σ ao aproximar as distribuições de h_{bf} como curvas gaussianas) entre as medidas de H_0 em 1000 MCs onde $\sigma_\mu \rightarrow \sigma_\mu/4$. Mostramos, assim, que a redução nas incertezas nas medidas de distâncias de SNe a 1/4 do valor atual, torna possível demonstrar que a presença de *bulk flows* tornam a medida de H_0 enviesada com significância estatística bem maior. permitindo, portanto, uma melhor compreensão acerca de sua inferência e dificuldades potenciais envolvidas nela, bem como uma melhor ideia sobre o Universo local inhomogêneo e do dipolo na expansão cosmológica.

4.7 Conclusões

Por fim, nossas análises sugerem que o *Hubble-map* de Union2.1 indica uma anisotropia coincidente com o *bulk flow* devido às estruturas cósmicas próximas a nós. Na seção 4.6, mostramos que tal efeito é capaz de aliviar a tensão entre diferentes estimativas de H_0 . Quanto aos mapeamentos do parâmetro de desaceleração, i.e., *q-maps*, encontramos uma sugestão de anisotropia cosmológica na amostra Union2.1, contudo, a limitação dos dados em inferir vínculos sobre q_0 , afóra a cobertura angular insuficiente das SNe, não permitem, no momento, uma conclusão definitiva sobre tal assunto. Encontramos, ainda, que análises realizadas com a compilação JLA não estão em concordância com os resultados obtidos com SNe do Union2, ainda que haja interseção entre as amostras. No entanto, ressaltamos que os resultados de seus *Hubble-maps* e *q-maps* se mostram moderadamente influenciadas pela anisotropia intrínseca dessa amostra, analisada via *sigma-map*.

Logo, concluímos que nossos resultados mostram baixa evidência para uma expansão cosmológica anisotrópica além do *bulk flow* local produzido pelas inhomogeneidades da LSS, algo que está em bom acordo com demais análises da literatura. Com o advento de mais dados observacionais, $n_{SNe} \sim 10^4 - 10^5$, esperamos que estas questões acerca da anisotropia dos parâmetros cosmológicos, em conjunto aos avanços realizados na caracterização das estruturas próximas, possam ser inferidas com muito mais precisão, bem como a validação (ou não) do PC.

Capítulo 5

Sondando a isotropia cosmológica com a estrutura em grande escala I: Aglomerados de galáxias

5.1 Introdução

Neste capítulo, discutiremos sobre os testes de isotropia estatística realizados com a amostra mais recente de aglomerados de galáxias (GCs, do inglês *galaxy clusters*) fornecida pela colaboração do Planck em [16]. Esta amostra foi obtida através de observações do efeito Sunyaev-Zeldovich (SZ) nos fótons da CMB, sendo este o motivo pelo qual recebe o nome PSZ2 (*Planck's Sunyaev-Zeldovich 2nd release*), onde referimos o leitor para [5, 8] sobre versões anteriores deste catálogo e para [9, 17] sobre análises focadas em restrição de parâmetros cosmológicos com estes mesmos dados. Como visto no capítulo 3, GCs já foram empregados, previamente, a fim de estudar a isotropia cosmológica através do estudo *bulk flow* tanto via variação do fluxo da luminosidade em raios-X [240, 336], quanto via efeito kSZ [34, 232]. Entretanto, é a primeira vez que uma amostra de GCs é adotada para testar a isotropia cosmológica diretamente por meio de sua distribuição angular no céu, em nosso conhecimento, haja visto que esse catálogo PSZ2 corresponde a maior amostra de GCs que abrange o céu inteiro até o presente momento ($N_{GCs} > 1000$, enquanto catálogos antigos como o *ROSAT*, ou compilações antigas de GCs, apresentavam $N_{GCs} < 400$), permitindo então um teste robusto dessa natureza conforme desenvolvemos e mostramos neste capítulo.

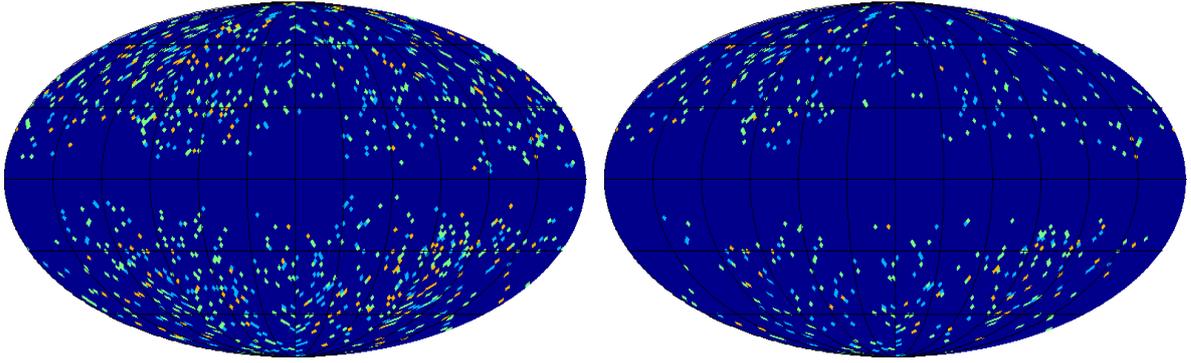


Figura 5.1: *Painel esquerdo*: Distribuição angular dos 1066 GCs da amostra PSZ2 com *redshifts* determinados (ver seção 5.2 sobre mais detalhes) cobrindo $f_{sky} \simeq 0.83$. Os pontos azuis representam os objetos com $z \leq 0.15$, enquanto os verdes denotam aglomerados com $0.15 < z \leq 0.40$ e, por fim, os pontos laranjas correspondem aos GCs mais profundos da amostra ($z > 0.4$, onde $z_{max} = 0.8$). *Painel direito*: Distribuição angular dos 488 GCs que compõem a sub-amostra PSZ2-cosmo, sendo composta dos objetos com maior S/N do catálogo em $f_{sky} \simeq 0.65$, apresentada mesma escala de cores do mapa anterior.

5.2 Amostra observacional

A amostra observacional utilizada nesta análise consiste no catálogo de GCs nomeado de *Union*, chamada daqui em diante de *PSZ2-union*, pois foi construído através da união de três diferentes algoritmos empregados pelo time do Planck para reconhecimento destes objetos, cujos maiores detalhes sobre isso podem ser conferidos em [16].¹, contendo 1653 pontos. Entretanto, estes algoritmos apresentam suas limitações, por exemplo, podendo assinalar um objeto como GC mesmo não sendo um de fato, assim como contaminações espúrias no infravermelho também constituem um fator crucial para reduzir a pureza da amostra. Deste modo, utilizamos três imposições no catálogo diretamente obtido do IRSA, que são

- $IR_{FLAG} < 1$,
- $Q_{NEURAL} > 0.4$,
- $z > -1$.

A primeira destas restrições lida com contaminações espúrias no infravermelho, o que reduz a significância na detecção de um GC, enquanto a segunda delas denota o limiar mínimo em que os algoritmos empregados para o reconhecimento de um

¹A amostra consiste em um total de 1653 GCs, tendo sido obtida via download do *website* IRSA <http://irsa.ipac.caltech.edu>.

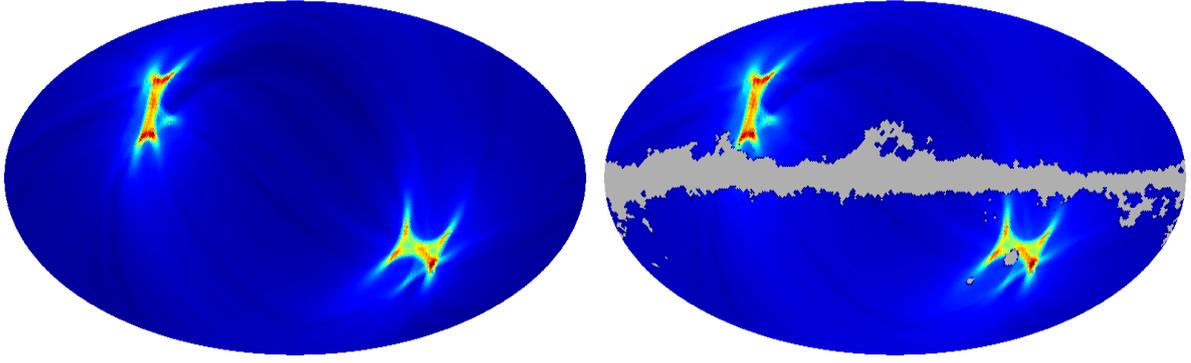


Figura 5.2: *Painel esquerdo*: Mapa da função de exposição (NUSE) do satélite Planck, onde as regiões mais claras representam áreas do céu observadas em um maior número de ocasiões devido estratégia observacional do satélite Planck. *Painel direito*: O mesmo do painel esquerdo após a aplicação da máscara correspondente á amostra PSZ2. Tais mapas foram obtidos através da média dos números de exposições nas 4 frequências mais baixas do satélite.

GC torna-se confiável. Após estes dois primeiros vínculos, eliminamos 180 destes 1653 objetos originais, garantindo já uma pureza da amostra de 85% quanto a estes fatores segundo [16]. Já o terceiro corte que empregamos diz respeito a determinação de *redshift* do objeto, onde $z = -1$, no caso, simboliza GCs ausentes de medida de *redshift*. Eliminamos estes pontos por precaução, haja visto que o sinal/ruído da amostra contendo apenas GCs com z determinados aumenta de $S/\bar{N} \simeq 5.6$ para $S/\bar{N} \simeq 6.2$.

Desta forma, obtemos uma amostra final de 1066 GCs confiáveis, conforme exibidos no painel esquerdo figura 5.1. Esta amostra abrange mais de 4/5 do céu ($f_{sky} \simeq 0.83$), logo, permite uma análise direcional robusta de sua distribuição espacial, como o teste da isotropia estatística em grande escala que pretendemos realizar².

5.3 Metodologia

Empregamos, novamente, o método *sigma-map* para as análises da isotropia dos GCs, tendo a vantagem do número muito maior de objetos na PSZ2 do que nas

²Notamos que existe uma sub-amostra deste catálogo conhecida como *PSZ2-cosmo*, mostrada no painel direito da figura 5.1. Constituída de apenas 488 objetos com $S/N > 6$ e $f_{sky} \simeq 0.65$, tal amostra apresenta maior pureza quanto à possíveis contaminações espúrias e falhas no reconhecimento como um GC (95%). Todavia, os resultados obtidos com estes dados são muito semelhantes aos do catálogo de 1066 objetos, sendo este o motivo pelo qual daremos ênfase maior no estudo realizado com ele. Ressaltamos, ainda, que o catálogo de 1474 GCs sem imposição da determinação z também fornece um resultado final semelhante a ele.

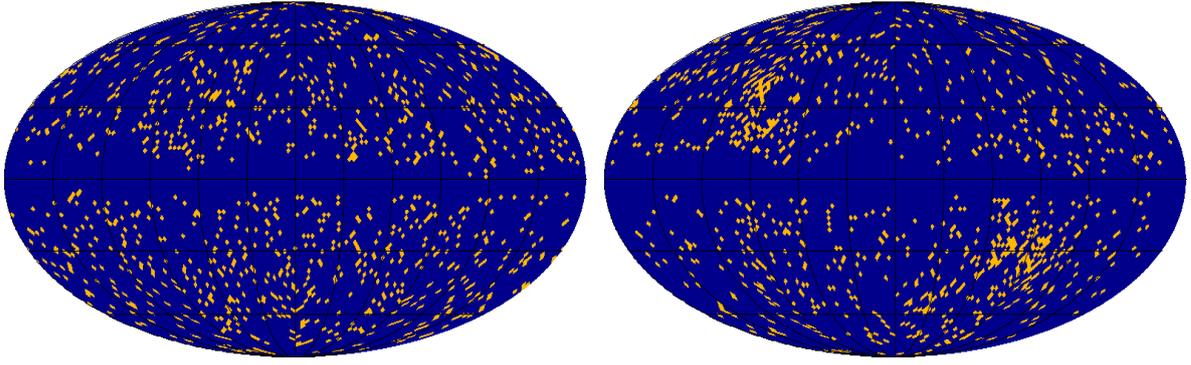


Figura 5.3: *Painel esquerdo*: Distribuição angular de pontos a realização *MC iso* #123. *Painel direito*: Distribuição de pontos do caso *MC aniso* #410. Pode-se perceber que o mapa mostrado a direita apresenta uma contribuição bem maior de pontos próximos aos pólos eclípticos devido ao efeito da NUSE nele simulado.

compilações Union2.1 e JLA, além do fato de se tratar de uma amostra fornecida por um único projeto, ao invés de uma compilação construída de diferentes *surveys* (logo, lidando com a inconveniência de diferentes erros sistemáticos e coberturas angulares insuficientes). Desta forma, o método *sigma-map* pode ser utilizado diretamente como aferidor da isotropia estatística, verificando assim se o $\sigma(l, b)$ definido na expressão 4.7 apresenta dependência direcional significativa. Em outras palavras, testamos se a amostra apresenta excesso ou ausência de correlação em alguma escala angular comparada a simulações isotrópicas, algo que pode ser revelado por meio de seu espectro de potência³

Semelhante às análises de [60], o tempo de exposição do satélite em certas regiões do céu pode ocasionar uma detecção espúria de anisotropia em grandes escalas angulares. Sabendo que o satélite Planck visitou os polos eclípticos com maior frequência do que os demais trechos do céu, em especial o plano galáctico, podemos então construir NUSE (do inglês *non-uniform sky exposure*) deste levantamento, que pode ser visualizada nos painéis da figura 5.2. Mais especificamente, contabilizamos a probabilidade de existirem mais GCs nas regiões mais claras deste mapa devido ao maior número maior de exposições nelas⁴. Contudo, ressaltamos que estes mapas de N_{obs} (convertidos posteriormente em p_{obs} , como explicado) foram construídos através da média destes valores, após a degradação do mapa original ($N_{side} = 2048$

³Seguimos a mesma ideia do teste de isotropia efetuado com SGRBs em [60] nestas análises. A menos que dito o contrário, os mapas de GCs analisados possuem resolução $N_{side} = 64$, enquanto as análises direcionais são realizadas com os 768 hemisférios definidos por $N_{side} = 8$.

⁴Normalizamos os mapas NUSE, que originalmente fornecem N_{obs} , i.e., número de observações, pelo número máximo $N_{obs,max}$ obtido em um dado pixel a fim de que a escala dos mapas NUSE denotem um peso onde é atribuída maior ou menor probabilidade de sua detecção, assim variando entre [0.01, 1] com exceção da região eliminada pela máscara

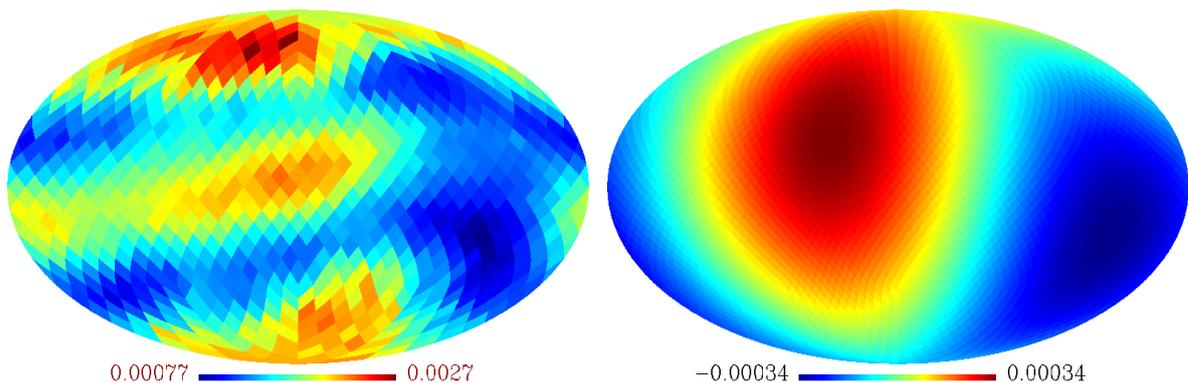


Figura 5.4: *Painel esquerdo*: Resultado da análise direcional do *sigma-map* no espaço dos pixel. *Painel direito*: O dipolo deste mesmo mapa, cujo máximo valor aponta na direção $(l, b) = (42^\circ, 19^\circ)$, logo, sua antípoda se localiza em $(l, b) = (222^\circ, -19^\circ)$.

para $N_{side} = 64$) em cada pixel, para as 4 frequências de observação mais baixas do Planck (100, 143, 217, and 353 GHz). Ou seja, não levamos em conta as duas frequências mais elevadas de operação do Planck pois estas forneceram um $N_{obs,max}$ menor do que essas 4, podendo então influenciar no mapa NUSE final que se encontra na figura 5.2.

5.4 Testes de significância estatística

Calculamos a significância estatística do teste *sigma-map*, novamente, por meio de realizações de MCs, a exemplo das análises discutidas no capítulo 4. Assim, construímos dois conjuntos de 500 MCs com as seguintes especificações:

- *MCs iso*: semelhante ao teste realizado nas SNe, onde distribuimos aproximadamente 1066 GCs na esfera celeste de modo uniforme, a menos da região eliminada pela máscara de contaminantes em torno do plano galáctico.
- *MCs aniso*: Semelhante ao caso anterior, porém, os GCs são distribuídos ao longo da esfera celeste com uma maior probabilidade de acordo com as regiões mais claras da NUSE apresentada no painel direito da figura 5.2.

Enquanto o primeiro conjunto de MCs permite comparar a distribuição angular dos dados reais com distribuições idealisticamente isotrópicas, a menos da máscara (a qual, por si só, já pode introduzir uma possível anisotropia devido à sua assimetria intrínseca), os *MCs aniso*, por sua vez, quantificam a anisotropia que a NUSE pode exercer em uma realização sintética dos dados de PSZ2. Assim, podemos verificar se os GCs estão de fato em concordância com a hipótese de isotropia estatística da

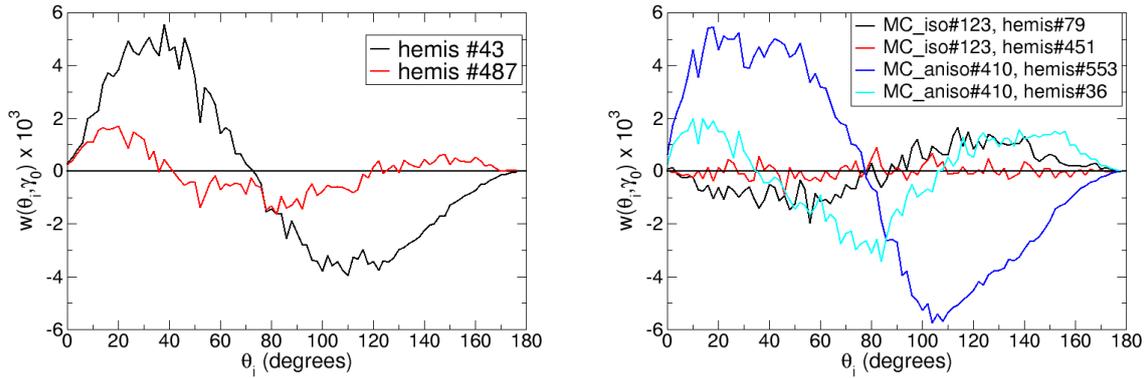


Figura 5.5: *Painel esquerdo*: A 2PACF $w(\theta_i, \gamma_0)$ para dois hemisférios correspondentes aos centros de pixel #43 e #487 em $N_{side} = 8$, onde θ_i denota a distância angular do centro do pixel. Tais hemisférios foram escolhidos por apresentarem máximo e mínimo valores de *sigma-maps*, respectivamente. *Painel direito*: 2PACFs obtidas para uma realização *MC iso* denotada por #123, com curva preta e vermelha representando o *sigma-map* máximo e mínimo, respectivamente, além das 2PACFs de uma realização *MCs aniso* denominada #410, cujo máximo valor de σ nestes dados corresponde à curva azul e o seu mínimo à curva em ciano.

LSS considerando as possíveis anisotropias espúrias introduzidas por parte do corte galáctico assimétrico e pela NUSE.

5.5 Resultados

5.5.1 sigma-maps

Os resultados da análise *sigma-map* do PSZ2 encontram-se nos dois mapas apresentados na figura 5.4. No mapa da esquerda, exibimos o *sigma-map* completo, ao longo de toda a esfera celeste, onde os pixels mais vermelhos denotam regiões onde os GCs apresentam mais correlações (ou anticorrelações) do que as azuis quando comparados com a média de $\sigma(l, b)$ de 500 realizações aleatórias. Notamos, assim, que os maiores *sigma-maps* localizam-se na região noroeste e centro-sul destes mapas, ao passo que a maior parte da região leste do céu, junto com alguns trechos também a oeste, apresentam os menores valores dessa quantidade.

Já o painel direito desta mesma figura, por sua vez, mostra a contribuição do dipolo deste *sigma-map*, cujo eixo de máxima anisotropia aponta na direção $(l, b) = (42^\circ, 19^\circ)$, logo, sua antípoda se localiza em $(l, b) = (222^\circ, -19^\circ)$. Curiosamente, esta antípoda encontra-se não muito distante da região anômala presente nos mapas da CMB conhecida como *cold spot*, a qual situa-se em $(l, b) = (209^\circ, -57^\circ)$, quiçá da anomalia norte-sul reportada nas flutuações de temperatura da CMB, esta localizada

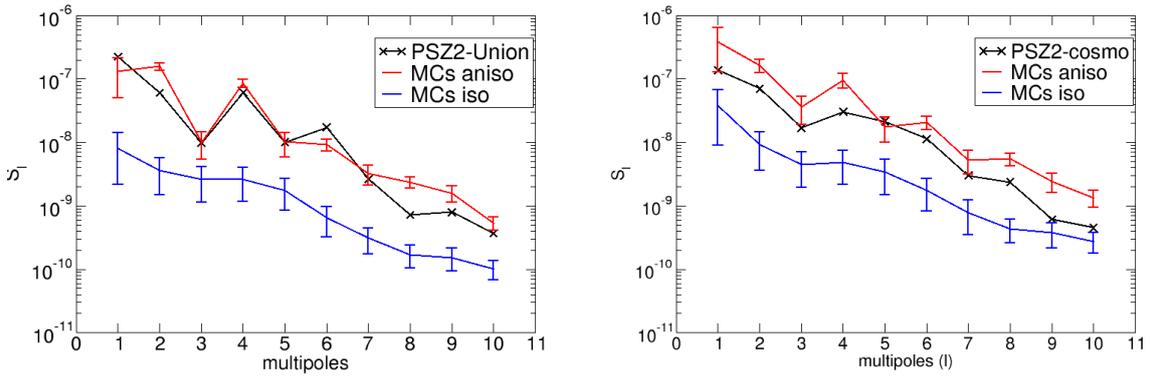


Figura 5.6: *Painel esquerdo*: Espectro de potência dos *sigma-maps* do catálogo PSZ2, dado em função dos S_ℓ 's, para $1 \leq \ell \leq 10$. A curva preta representa os S_ℓ 's dos dados, enquanto a azul corresponde à média dos *MCs iso*, e a vermelha, por sua vez, à média dos *MCs aniso*. As barras de erro de cada um dos casos de *MCs* são dadas pelo desvio absoluto da média em cada ℓ . *Painel direito*: Os mesmos S_ℓ 's, mas desta vez obtidos para os 488 GCs da sub-amostra otimizada *cosmo*. Este gráfico é apresentado a fim de mostrar que o comportamento da anisotropia dos GCs de PSZ2 não muda significativamente mesmo neste caso.

em $(l, b) \approx (210^\circ, -26^\circ)$ [13]. Todavia, deve-se ter em mente que este dipolo é uma aproximação devido aos extremos do *sigma-map* completo não alinharem-se, exatamente, num eixo. Então, não atribuímos significância a essa possível associação entre a anomalia hemisférica da CMB e a antípoda do dipolo deste *sigma-map*, tampouco encontramos associação entre o *sigma-map* e a direção do *bulk flow* tal como encontrada nos testes de isotropia com SNe.

No painel esquerdo da figura 5.5, apresentamos dois exemplos das correlações angulares $w(\theta_i, \gamma_0)$ obtidas com GCs situados nos hemisférios #43, onde o menor valor de σ foi obtido ao longo da esfera celeste, e em #487, onde ocorre o maior valor do mesmo. Estes exemplos servem de ilustração da máxima anisotropia possível nestes dados em termos da 2PACF em diferentes trechos do céu, como podemos notar nas flutuações bem mais elevadas desta quantidade na curva vermelha em comparação com a curva preta. A linha horizontal preta em $w(\theta_i, \gamma_0) = 0$ demarca o limiar onde não há correlações ou anticorrelações, como seria esperado em amostras perfeitamente isotrópicas. Já o painel direito da mesma figura refere-se aos hemisférios que apresentaram valores extremos no *sigma-map* para duas realizações de MC (*MC iso* #123 e *MC aniso* #410), onde nota-se facilmente que, no caso do MC anisotrópico via NUSE, as realizações apresentam correlações angulares bem mais fortes, ao longo de todas as escalas consideradas, do que no caso do *MC iso*.

5.5.2 Significância estatística

Quanto à significância estatística destes resultados, comparamos o espectro de potência (ou seja, os S_ℓ 's tais como definidos no capítulo anterior) do *sigma-map* dos dados frente à média dos S_ℓ 's dos MCs na figura 5.6. A parte dos S_2 , S_6 e S_8 , que apontam uma leve discrepância com a média dos *MCs aniso*, encontramos boa concordância entre as anisotropias dos dados observacionais e a média destas realizações cujos objetos foram distribuídos no céu sob a ponderação da NUSE.

Notamos, ainda, que este comportamento repete-se na sub-amostra *PSZ2-cosmo* de 488 objetos e $f_{sky} \simeq 0.65$, embora apenas em $\ell \leq 8$. Em escalas menores, as análises mostram maior concordância com os *MCs iso*, por sua vez. Considerando que estes *MCs aniso* fornecem o limite superior de uma anisotropia potencial que surge de um efeito observacional bem conhecido, como a NUSE, podemos afirmar que não há evidência significativa para a existência de anisotropia na distribuição pontual de GCs no céu, dando assim suporte observacional à validade do Princípio Cosmológico.

5.6 Conclusões

Neste capítulo, testamos o pressuposto da isotropia estatística do Universo através da análise direcional da distribuição de GCs em grandes escalas angulares. Utilizamos, para este propósito, o mesmo método de comparação hemisférica da 2PACF efetuado no trabalho com as SNe, i.e., o *sigma-map*, seguindo a ideia central de [60], embora tenhamos utilizado, desta vez, um objeto diferente nas análises. Diferentemente das SNe, cujas compilações apresentam um número bem menor de objetos na esfera celeste e encontram-se distribuídas irregularmente pelo céu, esta amostra de GCs pode ser testada diretamente através deste método. Como GCs consistem em excelentes representantes da LSS, violação do pressuposto da isotropia estatística deixaria uma assinatura que poderia ser revelada nos padrões celestes formados por estes GCs uma vez contabilizando as limitações intrínsecas da amostra observacional.

Sendo assim, a análise *sigma-map* sobre este catálogo de 1066 GCs não nos mostrou qualquer sinal significativo de anisotropia que não pudesse ser explicado em termos da incompletude da amostra, em especial por parte da NUSE do satélite Planck. Isto pode ser visualizado mais facilmente no espectro de potência destes *sigma-maps*, que encontram-se na figura 5.6. Nota-se que os S_ℓ dos dados de PSZ2-union apresentam correlações angulares em escalas $\varphi > 18^\circ$ ($\ell < 10$) em substancialmente melhor acordo com os 500 *MCs aniso* do que os *MCs iso*, tendência semelhante seguida pela sub-amostra PSZ2-cosmo. Ou seja, a anisotropia encon-

trada nos dados de PSZ2 pode ser explicada por um efeito de seleção observacional como a NUSE, mostrando assim que a distribuição celeste dos GCs desta amostra apresenta boa concordância com a hipótese da isotropia estatística na LSS. Com os levantamentos futuros de observações de GCs em raios-X, a exemplo do eROSITA [293], esperamos fornecer uma amostra observacional de até $n_{GCs} \sim 10^5$ no céu inteiro, nos permitindo, então, a execução deste mesmo teste com muito mais precisão.

Capítulo 6

Sondando a isotropia cosmológica com a estrutura em grande escala II: Galáxias no infravermelho

6.1 Introdução

Neste capítulo, apresentamos e discutimos um teste da hipótese da isotropia cosmológica com os dados fornecidos pelo satélite WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer*) [435], cujas $\simeq 1.7 \times 10^6$ galáxias selecionadas para análise representam um acréscimo de, aproximadamente, o dobro de pontos frente aos catálogos construídos com base em *surveys* da geração anterior, como o *2MASS Extended Source Catalog* (2MXSC) ou o *2MASS Photometric Redshift Catalog* (2MPZ). Assim, temos a oportunidade de verificar consistência não só com resultados obtidos anteriormente com observações de LSS e SNe sobre o dipolo local, mas também com as análises de [445], que indicaram uma tensão moderada ($2 - 2.5\sigma$) entre a amplitude da anisotropia encontrada na distribuição angular de galáxias do WISE e o valor estimado para a mesma no paradigma do MCP.

Em nossas análises, novamente, empregaremos o método de comparação hemisférica para analisar a variação direcional dos objetos que compõem a amostra do WISE, comparando, também, o resultado obtido de seus dados com simulações baseadas no Λ CDM com o propósito de testar a concordância entre eles. As influências de possíveis vieses observacionais, semelhante ao encontrado nas análises realizadas com os GCs do PSZ2, serão também testadas. Sendo assim, as próximas seções deste capítulo se dedicam a apresentar a amostra observacional e a metodologia desenvolvida para testar a isotropia deste catálogo, discutir os seus resultados, estimar a sua significância estatística e, por fim, apresentar os resultados obtidos, conforme pode ser conferido na referência [48].

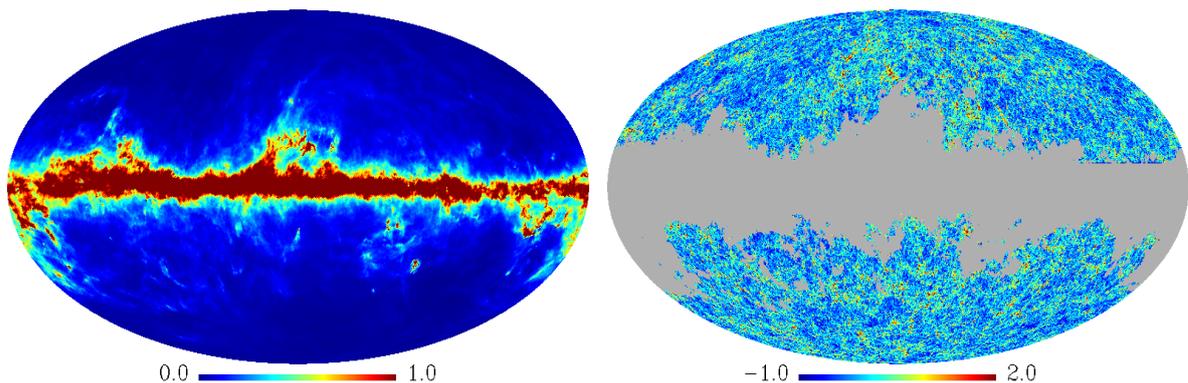


Figura 6.1: *Painel esquerdo*: Mapa de avermelhamento fornecido por [373]. A escala máxima deste mapa foi truncada em $E(B - V) = 1.0$ visando, também, uma melhor visualização do mapa. *Painel direito*: Contraste de densidade δ_n das galáxias constituintes da amostra WISE-2MASS que adotaremos ao longo de nossas análises. Este mapa apresenta um número de fontes n_{gal} de $\simeq 1.6 \times 10^6$ em $f_{sky} \simeq 0.60$ com $N_{side} = 128$ (logo, cada pixel possui, aproximadamente, 0.5° de tamanho). O valor máximo do mapa foi truncado em 2.0 a fim de facilitar a visualização deste contraste.

6.2 Amostra observacional

A amostra observacional adotada em nossas análises consiste no lançamento “Allwise”, que foi disponibilizada no final de 2013 após a junção da fase criogênica [435] com a fase pós-criogênica NEOWISE [281] (esta última voltada para o sistema solar). Este lançamento consiste em 747 milhões de pontos mapeados em todo o céu nas bandas de 3.4, 4.6, 12, e 22 μm , cujas magnitudes dos objetos em cada uma delas são, respectivamente, referidas como W_1 , W_2 , W_3 , and W_4 . Diferentemente do 2MASS, não há um catálogo de fontes estendidas do WISE até o presente momento, de tal modo que a maioria destes pontos correspondem a componentes da Via Láctea, fora contribuições significativas de estrelas e quasares. A fim de evitar essas contaminações, além de lidar com incertezas sistemáticas dos próprios dados, seguimos basicamente os cortes em magnitude e cor sugeridos por [245], os quais combinaram observações na banda principal do WISE, W_1 , com a magnitude J_{2MASS} do *survey* 2MASS-PSC, situada em $\lambda = 1.24 \mu\text{m}$ (por isto esta amostra observacional é referida como WISE-2MASS daqui em diante), assim selecionando os objetos que satisfazem as seguintes condições:

- $11.0 < W_1 < 15.2$
- $W_1 - J_{2MASS} < -1.7$
- $J_{2MASS} < 16.5$
- $|b| > 10^\circ$

O primeiro corte tem relação com o fato de que $\sim 93\%$ das galáxias com $W_1 < 15.2$ tem correspondência com objetos observados pelo satélite 2MASS. O segundo desses cortes maximiza a separação entre galáxias e estrelas, garantindo 2% de contaminação a partir deste limiar, como mostrado na figura 2 de [245], o que resolve o problema da contaminação lunar presente no catálogo original do WISE antes desta combinação com a magnitude do 2MASS, como apontado na figura 6 deste mesmo trabalho. O terceiro, por sua vez, lida com efeitos de seleção espacial devido à estratégia observacional do 2MASS no que concerne às fontes mais obscuras, como mostra a figura 8 de [245]. Por fim, o último destes cortes elimina fontes muito próximas ao plano galáctico, que naturalmente apresentam maior chance de contaminação estelar mesmo após a aplicação dos critérios anteriores. Com isso, temos um catálogo confiável (97% de pureza e 86% de completude dentro destes limites de magnitude) composto por aproximadamente 2.5 milhões de galáxias obtido no endereço eletrônico: <http://irsa.ipac.caltech.edu>

Visando evitar a contaminação da emissão térmica de poeira de nossa Galáxia, construímos uma máscara seguindo uma ideia semelhante a de [245]. Mais precisamente, utilizamos um mapa de avermelhamento $E(B - V)$ fornecido por [373]¹, onde eliminamos os pixels que apresentam $E(B - V) \geq 0.10$. O mapa resultante deste corte, dado em termos do contraste de densidade de GNCs (do inglês *galaxy number counts*), denotado por $\delta_g \equiv N - \bar{N}/\bar{N}$ (sendo N o número de fontes em cada um dos pixels e \bar{N} o número médio desta quantidade), encontra-se no painel direito da figura 6.1.

6.3 Metodologia

O teste de anisotropia no WISE-2MASS será realizado por meio de comparação hemisférica dos GNCs, semelhantemente às análises anteriores. Para tal, nos baseamos em um estimador utilizado por [25], como segue:

$$\Delta_i = 2 \times \left(\frac{n_i^N - n_i^S}{n_i^N + n_i^S} \right). \quad (6.1)$$

Na equação 6.1, temos que $n_i^j \equiv N_i^j / (4\pi f_{sky,i}^j)$, onde j nesse caso representa o hemisfério "sul" (S) e "norte" (N) com respeito às coordenadas do centro do pixel i definido pelo pacote HEALPix, enquanto N_i^j denota o número de galáxias situadas dentro de cada um destes hemisférios, e $f_{sky,i}^j$ a fração do céu disponível em cada um

¹Este mapa foi construído para frequências de 100 μm tendo em vista as observações do IRAS/ISSA e COBE/DIRBE, logo, no infravermelho bem mais próximo do que a principal banda do WISE, ou mesmo do 2MASS. No entanto, ao adotar o mapa de avermelhamento do satélite Planck sob o mesmo critério de seleção, a menos de um número total de pixels removidos pouco maior, os resultados finais são mantidos. Sendo assim, mantemos nossas análises com o mapa de [373].

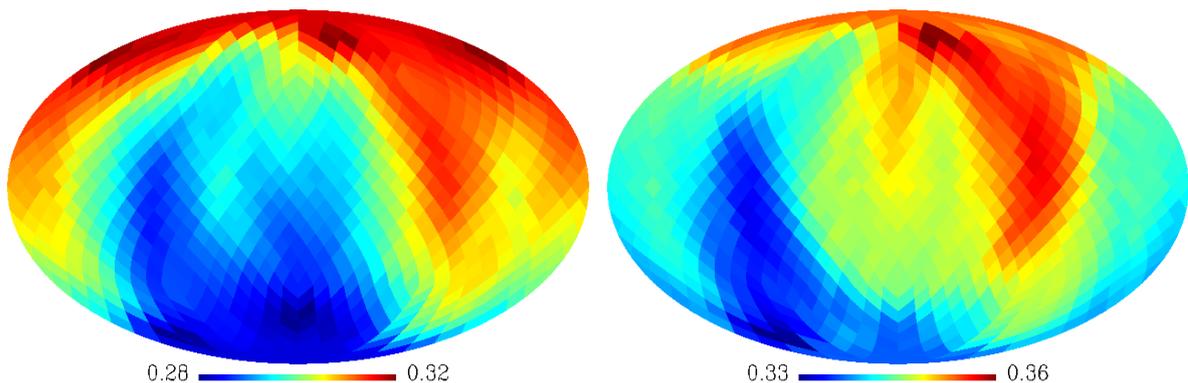


Figura 6.2: *Painel esquerdo*: Assimetria da fração do céu disponível em cada hemisfério dada a máscara do mapa WISE-2MASS apresentado na figura 6.1. *Painel direito*: idem ao caso anterior, mas para um critério menos rigoroso ($E(B - V) \geq 0.50$) para a construção da máscara. Ressaltamos que o mapa completo do painel esquerdo apresenta $f_{sky} \simeq 0.60$, sendo $f_{sky} \simeq 0.68$ para o segundo deles.

deles, tendo em vista o corte efetuado segundo os critérios descritos na seção anterior. Assim, calculamos esta quantidade Δ_i para cada centro hemisférico definido pela resolução $N_{side} = 8$, mapeando toda a esfera celeste em busca de um eixo preferencial em sua distribuição de galáxias. Conferimos o nome de *delta-map* para este estimador de agora em diante. A fim de calcular com mais precisão qual a direção de máxima anisotropia dipolar, extraímos o dipolo deste *delta-map* ao fixar os $\{a_{\ell m}\}$ em zero, exceto pelos termos com $\ell = 1$. A amplitude e direção do valor máximo deste mapa resultante, portanto, será referida como o nosso dipolo nos GNCs.

Outros estimadores na literatura consistem na soma de objetos em cada pixel estabelecido diretamente no mapa, dada uma densidade superficial $\sigma_0 \equiv N/4\pi$ de pontos em cada um destes pixels, tal como sugerido em [134]. Estimadores nesta linha foram empregados por [359, 383, 401, 403], enquanto que as análises de [173, 445] utilizaram um estimador ligeiramente diferente, conforme sugerida por [199]. Contudo, estes métodos podem fornecer resultados enviesados devido à presença de regiões incompletas na esfera celeste, ainda mais na presença de cortes celestes assimétricos como no caso do catálogo disponível. Assim, existem regiões com cobertura do céu ligeiramente maior do que outras, de tal modo que um maior número de objetos podem se localizar nelas, podendo, assim, indicar um excesso de GNCs nestas regiões apenas por conta de um efeito de seleção.

Por tais motivos, adotamos o estimador apresentado na equação 6.1 como diagnóstico do dipolo nos GNC pelo fato de já levar em conta a assimetria na fração observável do céu disponível em cada hemisfério, onde dois destes casos são mostrados na figura 6.2 para a máscara de $E(B - V) \geq 0.10$ em seu painel esquerdo, além de outro caso onde o critério foi aliviado para $E(B - V) \geq 0.50$ no painel direito.

Dados	A	(l, b)	referência
2MRS (2011)	0.125	(239°, 42°)	esta tese
2MRS (2011)	0.124	(228°, 37°)	[173]
2MRS (2006)*	652 km/s	(245°, 39°)	[156]
2MXSC	0.063	(318°, 10°)	esta tese
2MXSC	0.088	(305°, 5°)	[173]
2MXSC*	665 km/s	(265°, 44°)	[283]
NVSS	0.011	(225°, 51°)	esta tese
NVSS	0.010	(196°, 51°)	[69]
NVSS	0.020	(248°, 24°)	[383]
NVSS	0.027	(214°, 15°)	[173]
NVSS	0.016	(218°, 48°)	[359]
NVSS	0.013	(256°, 36°)	[403]
NVSS	0.009	(246°, 38°)	[402]

Tabela 6.1: Comparação entre as direções e amplitudes dos GNCs obtidas com o método *delta-map* para três amostras observacionais: *2 MASS Redshift Survey* (2MRS), com $f_{sky} \simeq 0.89$, *2 MASS Extended Sources Catalogue* (2MXSC), apresentando $f_{sky} \simeq 0.52$, além do catálogo em rádio NVSS, onde este possui $f_{sky} \simeq 0.69$. Denotamos por asterisco os trabalhos onde o dipolo da LSS local foi estimado pelo método ponderado em fluxo. Já com os dados do NVSS, todos os resultados apresentados consideraram apenas fontes com limite inferior para o fluxo em $S > 15$ mJy.

Notamos uma variação direcional de aproximadamente 7% no f_{sky} no primeiro destes mapas, reduzida levemente para pouco mais de 5% no segundo caso, mas a máxima anisotropia de ambos situa-se, curiosamente, próxima à direção dipolo cinemático da CMB. Portanto, ressaltamos novamente a importância da adoção deste estimador, uma vez que a contagem em diferentes hemisférios leva em conta a normalização por $4\pi f_{sky}$, pois, de outro modo, poderíamos detectar um "falso positivo" do dipolo de GNCs nesta direção².

Efetuamos, também, estimativas do dipolo via *delta-map* em catálogos mais antigos, a fim de testar sua performance em comparação aos demais estimadores, cujos resultados são exibidos na tabela 6.1. Percebe-se boa concordância, no geral, com a maioria destas estimativas, mostrando assim a boa performance do *delta-map* frente a eles, afora a vantagem do custo computacional menos elevado do que estimadores quadráticos.

²Um método alternativo, recentemente proposto por [321], consiste em um teste de isotropia por meio da teoria da informação.

6.4 Significância estatística

6.4.1 Simulações log-normal

Além de estimar a existência de uma direção preferencial nos GNCs, visamos ainda testar a significância de sua amplitude com relação ao valor esperado pelo MCP quanto às flutuações de densidade de matéria no regime de *redshift* coberto pelo WISE-2MASS, além da área celeste disponível para análise. Para tal, catálogos sintéticos foram construídos através de simulações do tipo "log-normal" do contraste de densidade de galáxias³, haja visto que a distribuição de massa no Universo (logo, o contraste de densidade de GNCs também, via $\delta_g = b\delta_m$) obedece a este tipo de distribuição, tal como discutido em [53, 119] e verificado posteriormente em simulações realizadas por [107, 235]⁴. Mais recentemente, foi conferido por meio de dados preliminares do *Dark Energy Survey* que a distribuição de GNC em escalas de $10' - 40'$, assim como a convergência de lentes fracas em até $20'$, seguem de fato uma distribuição log-normal [113].

Seguimos, portanto, a ideia de [25] de quantificar a significância estatística de nossos resultados através de realizações log-normal da LSS que mimetizam o catálogo real, traçando assim uma comparação entre o *delta-map* delas e o *delta-map* dos dados reais. Para este objetivo, 1000 realizações independentes foram produzidas através do código público FLASK⁵ [437]. Estas simulações utilizam a variância do contraste de GNCs do WISE-2MASS, $\sigma^2 \simeq 0.225$, além do espectro de potência angular C_ℓ calculado via código CAMB SOURCES⁶ das perturbações de densidade de matéria assumindo Λ CDM plano como modelo fiducial, cujos parâmetros são fornecidos pelo melhor ajuste obtido no último lançamento de dados do Planck [11], tal qual

$$C_\ell = 4\pi \int_0^\infty d \ln k \mathcal{P}^2(k = \ell/r(z), z = 0) I^2(k), \quad (6.2)$$

onde

$$I(k) \equiv \int_0^{z=\infty} dz W(z) D(z) j_\ell(kr(z)), \quad (6.3)$$

³Enquanto uma distribuição normal se refere ao caso da soma de variáveis independentes, de acordo com o teorema do limite central, log-normal se trata do produto destas variáveis independentes tal que o seu correspondente logaritmo segue uma distribuição normal.

⁴O padrão log-normal nos GNC é atribuído ao crescimento de estruturas no regime não-linear que ocorre na fase tardia do Universo [254]. Isto é esperado, também, na convergência de lentes fracas [196, 398]. Para uma revisão sobre distribuições do tipo log-normal em outros casos na natureza, referimos o leitor interessado para [266].

⁵<http://www.astro.iag.usp.br/~flask>.

⁶<http://camb.info/sources> [100].

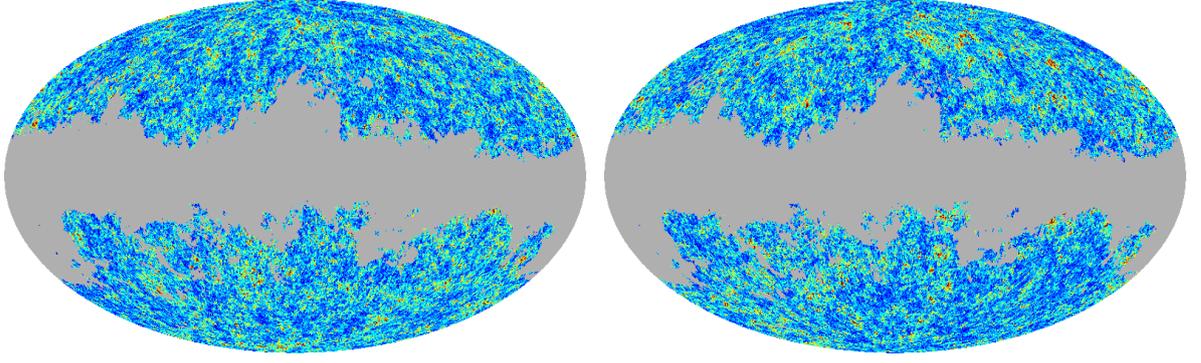


Figura 6.3: Ambos os painéis exibem exemplos das amostras simuladas de δ_N de acordo com a prescrição apresentada na seção 6.3.1.

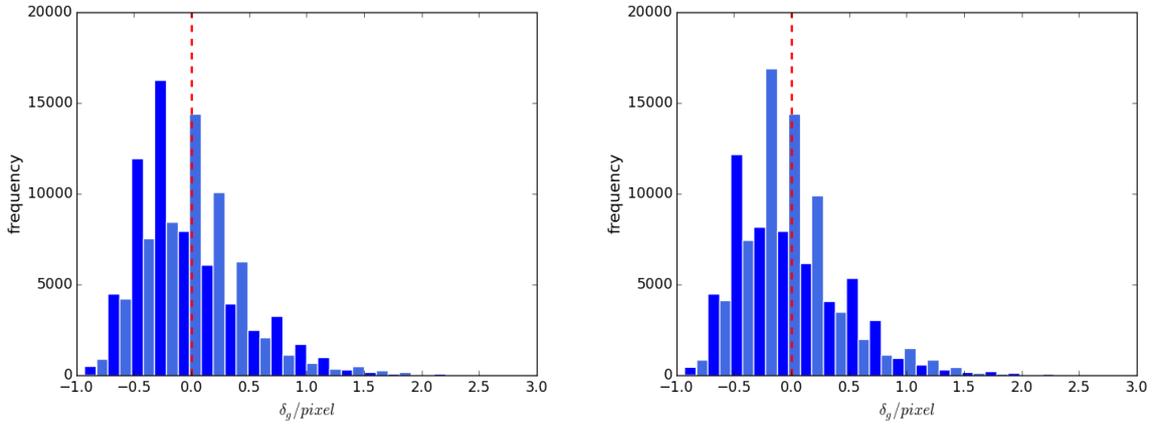


Figura 6.4: *Painel esquerdo*: Histograma do contraste de densidade dos GNCs do WISE-2MASS em cada pixel. *Painel direito*: Histograma do contraste de densidade dos GNCs de uma realização log-normal. Em ambos os casos, pode-se perceber a distribuição prolongada para a direita do valor médio, sendo este denotado pela linha vermelha centrada em zero.

$$W(z) = \frac{b(z)dN/dz}{\int_{z_{min}}^{z_{max}} dz(dN/dz)} . \quad (6.4)$$

$W(z)$ denota a quantidade chamada de "função janela", pois dita qual a função de seleção do *survey* em função do *redshift*, enquanto $\mathcal{P}(k, z)$ refere-se ao espectro de potência da matéria adimensional, i.e., $\mathcal{P}(k, z) \equiv k^3 P(k)/(2\pi^2)$. Além disso, $D(z)$ denota o crescimento linear da densidade da matéria, enquanto $r(z)$ corresponde à distância radial comóvel.

Ainda sobre a construção dos catálogos sintéticos, foram inclusas contribuições não-lineares modeladas pelo HALOFIT [386, 396], bem como efeitos de distorções de volume por meio de lentes gravitacionais, além de distorções no espaço de *redshift*,

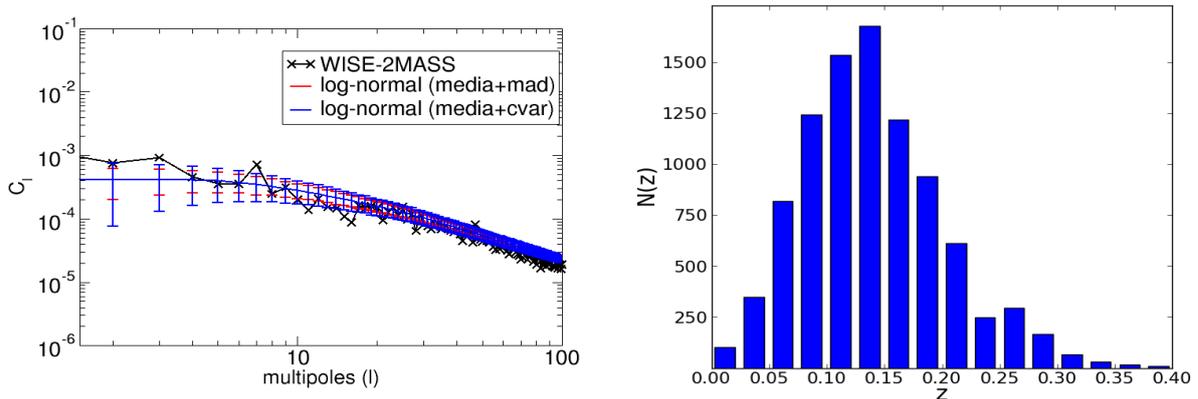


Figura 6.5: *Painel esquerdo*: Comparação entre os (pseudo)- C_ℓ dos dados observacionais. Os dados em vermelho denotam a média das realizações log-normal cujo espalhamento é representado pelo desvio absoluto da média (MAD) de cada C_ℓ , enquanto a curva azul corresponde ao caso quando essa incerteza é tomada como a variância cósmica $\sigma_{C_\ell} = \sqrt{2/[(2\ell + 1)f_{sky}]}C_\ell$. *Painel direito*: Distribuição de objetos por intervalo de z utilizada para o cálculo de $W(z)$ na equação 6.4, cuja figura foi retirada do trabalho de [445].

por meio do *software* CAMB SOURCES. O único parâmetro livre neste processo é o viés das galáxias, $b \equiv \delta_g/\delta_m$, o qual foi ajustado de forma a reproduzir a variância $\sigma_{gal}^2 \simeq 0.225$ do contraste de densidade do mapa real. Obtivemos um viés constante de $b = 1.37$, logo, em bom acordo com o resultado de [445], $b = 1.40 \pm 0.07$. Por fim, a densidade média dos GNCs destes mapas simulados é fixada pelo valor do WISE-2MASS, ou seja, $\bar{N} \simeq 14$ galáxias por pixel na resolução $N_{side} = 128$ (1.85×10^{-2} arcmin $^{-2}$).

Através dessa prescrição, podemos inferir como um campo de densidade de GNCs produzido sob hipótese do MCP se compara com a amplitude do dipolo dos dados observacionais, algo não contabilizado em [445]. Para tal, denotaremos como *p-value* a fração das realizações log-normal que fornecem uma amplitude de dipolo pelo menos igual a dos dados reais. Exemplos de duas destas realizações log-normal produzidas através desta abordagem encontra-se na figura 6.3⁷. Por sua vez, o painel esquerdo da figura 6.4 consiste em um histograma da frequência de valores de δ_g em cada pixel para os dados do WISE-2MASS. Neste caso, visamos ilustrar o caráter log-normal de sua distribuição, o qual pode ser notado pela "cauda longa" a direita do valor médio do histograma, i.e., $\delta_g = 0$, tal como o painel direito desta figura, que refere-se a um histograma semelhante, porém, para uma das simulações log-normal.

Na figura 6.5, mostramos uma comparação entre o espectro de potência angular

⁷Notamos que as simulações são produzidas, originalmente, em céu inteiro, mas levando em conta características do mapa real, como \bar{N} , obtidas na cobertura angular parcial do mapa real. A aplicação de máscara de contaminantes galácticos que definimos é aplicada posteriormente, como já mostrada nesta figura.

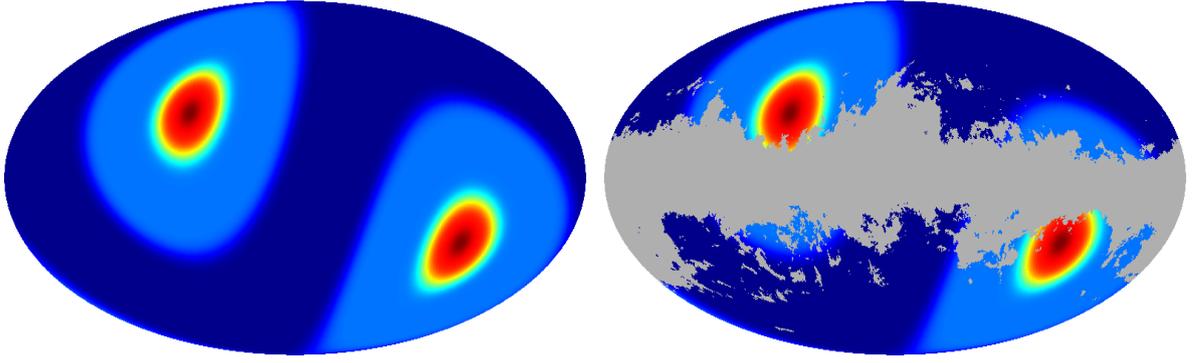


Figura 6.6: *Painel esquerdo*: Modelo da função de exposição da estratégia observacional do satélite WISE na banda W_1 que construímos. *Painel direito*: A mesma NUSE após a aplicação da máscara de contaminantes descrita na seção anterior.

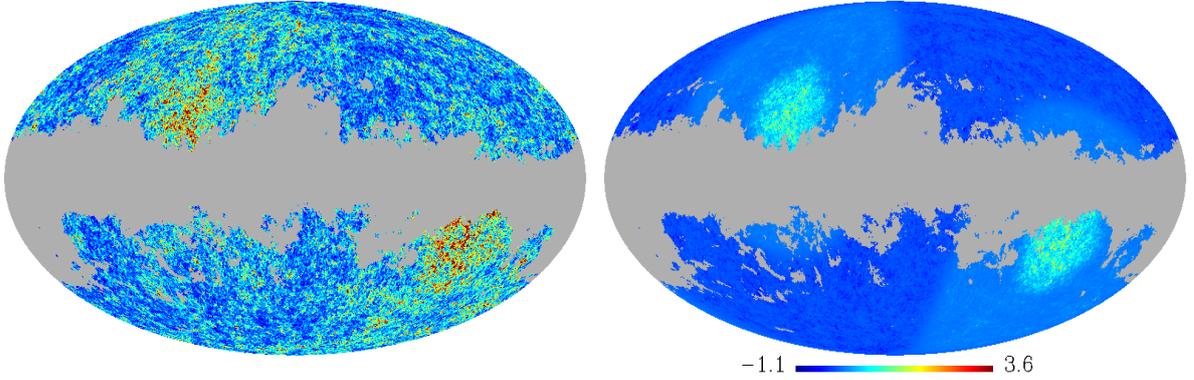


Figura 6.7: *Painel esquerdo*: Contraste de densidade de uma realização log-normal após a inserção da NUSE e do dipolo cinemático, conforme descritos. *Painel direito*: Diferença no contraste de densidade desta mesma realização imposta pela NUSE, além do dipolo cinemático, são levados em consideração.

C_ℓ e a média desta quantidade por parte das simulações log-normal em seu painel esquerdo. Nota-se no primeiro caso, como os C_ℓ das simulações e dos dados apresentam melhor concordância em altos multipolos, assim como o desvio absoluto da média e a variância cósmica nestes momento de multipolo mais elevados. Por tal motivo, mostramos o espectro de potência apenas na faixa $2 \leq \ell \leq 100$ tendo em vista que, no caso $\ell_1, \sigma_{C_1} \sim C_1$ devido ao corte rigoroso em torno do plano galáctico. Contudo, adotamos $\ell_{max} = 256$ (ou seja, $\ell_{max} = 2 \times N_{side}$, especificação padrão do HEALPix) na produção das amostras sintéticas. Por sua vez, o painel direito desta figura exhibe o número de fontes por intervalo de *redshift* de [445], tendo em vista que foram os mesmos valores que adotamos. Esta distribuição mostra que estes objetos devem situar-se, em sua maioria, na faixa de $z \simeq 0.14 - 0.16$, como aponta o máximo

desta figura⁸, sendo $z_{max} \simeq 0.40$

6.4.2 Função de exposição

Assim como no capítulo anterior, lidamos também com uma exposição celeste não-uniforme por parte da estratégia observacional do satélite. Como a NUSE não foi disponibilizada, modelamos ela como apresentada no painel esquerdo da figura 6.6. Ou seja, seguimos os passos do capítulo anterior e ponderamos a GNCs dos mapas log-normal por esta função com o objetivo de simular um possível excesso de GNCs próximos aos pólos eclípticos, o que poderia levar a um excesso de anisotropia dipolar devido a este efeito de seleção. Vale notar que este mapa foi multiplicado pela máscara de $E(B - V)$ adotada no mapa de GNCs do WISE-2MASS, como mostrado no painel direito da mesma figura.

Incluímos, ainda, a contribuição do dipolo cinemático nos GNCs destas realizações log-normal. Ainda que a escala de *redshift* alcançada pelas galáxias do WISE-2MASS seja insuficiente para detectá-lo, haja visto que o dipolo proveniente da aglomeração da matéria local apresenta um $C_1 \sim 10^{-3}$, logo, aproximadamente duas ordens de grandeza maior do que o valor esperado para esse sinal ($C_1 \sim 10^{-5}$), contabilizamos ainda assim o seu efeito de acordo com uma modulação dipolar seguindo $\delta_N = A \cos \theta$, sendo $A = 0.0028$, como estimado por [444] e $\cos \theta$ o ângulo entre o centro do pixel e a direção deste dipolo fiducial dada pelo [19], ou seja, $(l, b) = (263.99^\circ, 48.26^\circ)$. Mostramos no painel esquerdo da figura 6.7 o contraste de densidade das fontes após a inclusão da NUSE e do dipolo cinemático, ao passo que o painel direito apresenta a diferença entre o δ_g dos GNCs do mapa original e o δ_g do mapa mostrado no painel esquerdo, onde tais efeitos já foram contabilizados.

6.5 Resultados

6.5.1 Delta-maps

Apresentamos o resultado obtido pela análise *Delta-map* dos dados na figura 6.8, onde o painel da esquerda mostra o *Delta-map* completo, enquanto o da direita corresponde à contribuição de dipolo (ou seja, impusemos $a_{\ell m} = 0$ exceto quando $\ell = 1$). Notamos que o *Delta-map* é predominado, justamente, pela contribuição de

⁸Em [445], os autores efetuaram uma combinação entre as fontes do WISE-2MASS e um catálogo chamado GAMA, numa área comum de 144 graus² entre ambos, a fim de obter essa distribuição. Devido a esta área bem pequena, chamamos a atenção que este gráfico pode não corresponder plenamente à distribuição real de galáxias por intervalo de *redshift* deste catálogo. Tal problema só seria resolvido combinando o WISE-2MASS com um outro catálogo maior dentro dessa cobertura de z , o que permitiria, talvez, estimar seus valores, porém, indisponível até o momento que o trabalho foi realizado.

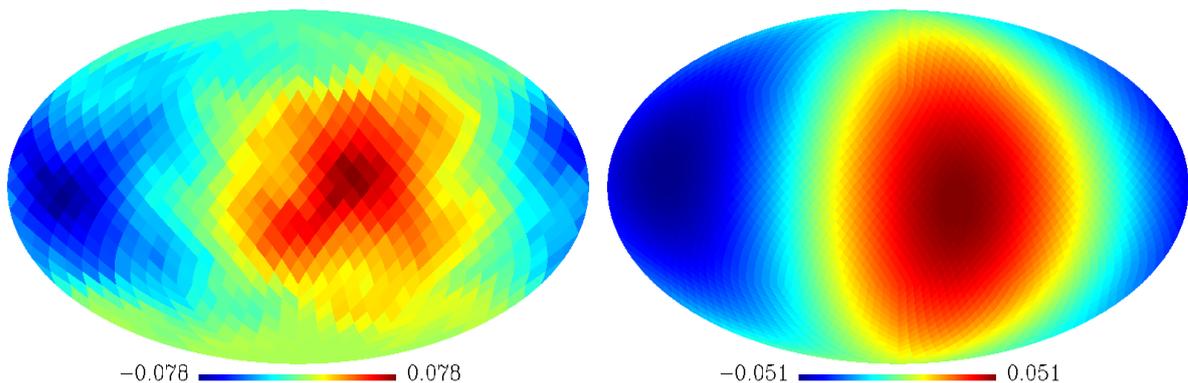


Figura 6.8: *Painel esquerdo*: O resultado da análise *Delta-map* sobre as $n_{gal} \simeq 1.7 \times 10^6$ fontes da amostra WISE-2MASS. *Painel direito*: Contribuição dipolar deste mapa, que é caracterizado pela amplitude $A = 0.0507$ na direção $(l, b) = (323.44^\circ, -4.78^\circ)$.

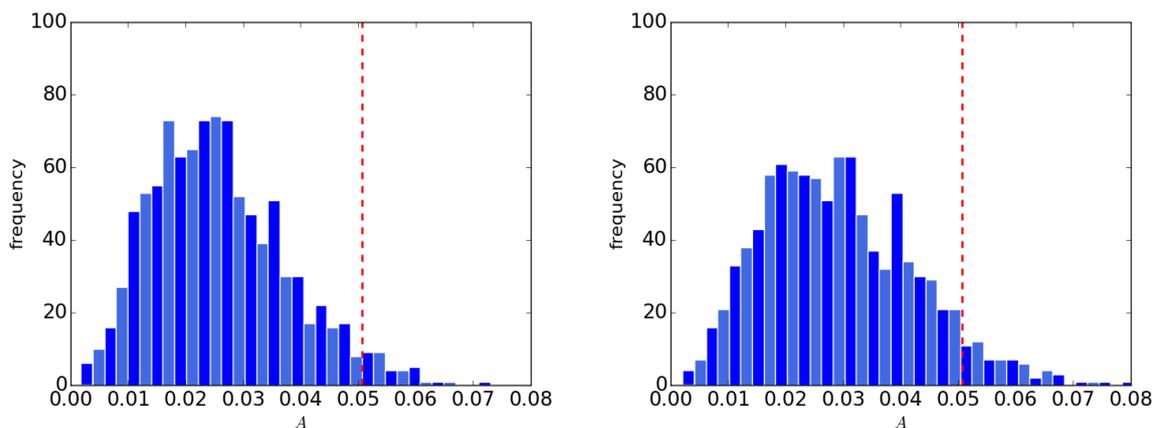


Figura 6.9: *Painel esquerdo*: Histograma da amplitude dos dipolos das simulações log-normal. *Painel direito*: Histograma das mesmas simulações após a inclusão da função de exposição, além do dipolo de aberração. Em ambos os casos, a linha vermelha vertical denota o valor de A dos dados reais.

dipolo ($\sim 65\%$ de sua amplitude total), que é dada por $A = 0.0507$ e sua direção preferencial situada em $(l, b) = (323.44^\circ, -4.78^\circ)$. Quanto à incerteza destes valores, adotaremos o ruído de Poisson tal como feita em [445], que pode ser calculado segundo $\sigma_{A,p} = 1.5 (\sqrt{\pi})^{-1} \sqrt{\Omega/(4\pi\bar{N})}$ [215], onde Ω representa a área total disponível na amostra, enquanto \bar{N} denota o número médio de objetos por esterradiano. O valor obtido foi $\sigma_A = 0.0014$, logo, bem menor do que a amplitude do dipolo que inferimos, mostrando assim que este ruído nas GNCs pouco afeta o seu valor total.

Em [445], por exemplo, a direção preferencial encontrada na distribuição angular dos GNCs situa-se em $(l, b) = (310^\circ, -15^\circ)$, com amplitude de $A \simeq 0.05 \pm 0.01$ considerando o valor médio dos dipolos obtido com diferentes máscaras. Para um corte

Dados de LSS	$A \times 10^{-2}$	(l, b)	significância estatística	referência
2MXSC	8.80	$(305^\circ, 5^\circ)$	$\sim 1\sigma$	[173]
WISE-2MASS	5.00	$(310^\circ, -15^\circ)$	0.010 – 0.020	[445]
2MPZ	-	$(315^\circ, 30^\circ)$	> 0.120	[30]
2MPZ	2.80	$(320^\circ, 6^\circ)$	0.130	[25]
NVSS	0.36	$(246^\circ, 38^\circ)$	0.017	[402]
Hyperleda	–	$(124^\circ, 25^\circ)$	< 0.050	[219]
WISE-2MASS	5.07	$(323^\circ, -5^\circ)$	0.061	[48]
Dados de SNe/LSS	v (km/s)	(l, b)	significância estatística	referência
Union2	-	$(309^\circ, 19^\circ)$	0.054	[120]
”First Amendment”	249	$(319^\circ, 7^\circ)$	> 0.050	[410]
Union2.1	260	$(295^\circ, 5^\circ)$	≤ 0.005	[348]
Union2.1 + SN _{factory}	243	$(298^\circ, 15^\circ)$	0.010	[160]
2MTF	292	$(295^\circ, 16^\circ)$	$\sim 1\sigma$	[206]
Union2.1 + 6dF + LOSS	-	$(276^\circ, 20^\circ)$	0.290	[31]
Cosmicflows-2	270	$(283^\circ, 19^\circ)$	$\sim 1\sigma$	[201]
Dados de SNe	$A \times 10^{-2}$	(l, b)	significância estatística	referência
Union2	-	$(309^\circ, 18^\circ)$	$\sim 1\sigma$	[29]
Union2	0.13	$(309^\circ, -15^\circ)$	0.048	[286]
Constitution	-	$(325^\circ, -19^\circ)$	> 0.005	[230]
Union2	3.00	$(306^\circ, -13^\circ)$	$\sim 1\sigma$	[90]
Union2.1	1.50	$(326^\circ, 12^\circ)$	0.076	[47]
JLA	2.50	$(58^\circ, -60^\circ)$	0.182	[47]
JLA	< 0.20	$(316^\circ, -5^\circ)$	$\sim 1\sigma$	[267]
Dados da CMB	$A \times 10^{-3}$	(l, b)	significância estatística	referência
Planck	1.35	$(264^\circ, 48^\circ)$	$> 3\sigma$	[19]

Tabela 6.2: Amplitude, direção e significância estatística (em níveis de confiança ou em p -values) dos dipolos reportados recentemente na literatura por meio das seguintes abordagens e observáveis (de cima para baixo): Dipolo na LSS via GNCs projetados em 2D, dipolo na velocidade de *bulk flow* nas SNe e LSS locais, dipolo nos parâmetros cosmológicos ou módulo de distância das SNe. O valor em negrito corresponde às nossas análises. Mostramos, ainda, o valor do dipolo cinemático da CMB no final da tabela para fins de comparação com estas estimativas.

de 10° além da máscara de poeira e avermelhamento, por exemplo, o dipolo que os autores de [445] encontraram foi de $A = 0.035$, apontando em $(l, b) = (326^\circ, -17^\circ)$. Análises recente realizadas com a amostra 2MPZ, por sua vez, apresentam valores similares: $(l, b) = (315^\circ, 30^\circ)$ (sem amplitude especificada) em [30] e $(l, b) = (320^\circ, 6^\circ)$ com $A = 0.028$ em [25], baseando-se em diferentes métodos.

Assim, mostramos que nosso resultado está em bom acordo com as demais análises da literatura, bem como a maioria das demais estimativas do dipolo local empregando outros observáveis cosmológicos e outros métodos, ainda que distantes do dipolo cinemático da CMB. Isto, contudo, pode ser explicado pela concordância

Amostra WISE-2MASS	$N_{gal} \times 10^6$	f_{sky}	$A \times 10^2$	(l, b)
$E(\mathbf{B} - \mathbf{V}) \geq 0.10$	1.668	0.600	5.07	$(323.44^\circ, -4.78^\circ)$
$E(B - V) \geq 0.50$	1.922	0.688	5.59	$(320.62^\circ, -7.18^\circ)$
$ b \leq 15^\circ$	1.641	0.591	5.10	$(323.44^\circ, -4.78^\circ)$
$ b \leq 20^\circ$	1.559	0.562	4.79	$(326.25^\circ, -7.18^\circ)$
$ b \leq 25^\circ$	1.427	0.515	5.34	$(334.69^\circ, -4.78^\circ)$
$N_{side} = 64$	1.666	0.599	5.14	$(326.25^\circ, -7.18^\circ)$
$N_{side} = 32$	1.657	0.629	5.14	$(326.25^\circ, -7.18^\circ)$
$N_{hemis} = 192$	1.668	0.600	5.08	$(323.44^\circ, -4.78^\circ)$
$N_{hemis} = 3072$	1.668	0.600	5.08	$(323.44^\circ, -4.78^\circ)$
$W_1 \leq 14.2$	0.976	0.597	8.76	$(312.19^\circ, -19.47^\circ)$
$W_1 \leq 14.5$	1.441	0.599	6.30	$(317.81^\circ, -14.48^\circ)$
$15.8 < J_{2MASS} < 16.5$	1.173	0.599	3.99	$(326.25^\circ, -2.39^\circ)$

Tabela 6.3: Dipolos obtidos nos dados de WISE-2MASS para diferentes máscaras, resolução do mapa de GNCs, número de hemisférios e regimes de magnitude, visando então testar a consistência do resultado do *delta-map* (primeira linha da tabela, em negrito).

entre nosso resultado e o dipolo obtido com LSS, ou indicadores de distância em baixos z , que surge do *bulk flow* provocado pelas inhomogeneidades locais, sendo este fenômeno uma explicação plausível, portanto, para esse nosso resultado. Por fim, apresentamos os principais trabalhos na literatura recente sobre esse tema em 6.2, onde podemos ver bem como a anisotropia que encontramos no WISE-2MASS compara-se a eles.

Testamos, ainda, a consistência deste dipolo considerando diferentes resoluções, número de hemisférios, cortes galácticos e regimes de magnitude, cujos resultados são apresentados na tabela 6.3. Nota-se que o resultado do *delta-map* original, em direção e amplitude, é praticamente insensível à uma mudança na máscara devido a um outro critério de corte em $E(B - V)$, ou efetuando um corte maior em isolatitude $|b|$, além de $E(B - V) \geq 0.10$. Notamos, ainda, que o mesmo ocorre com diferentes resoluções do mapa, ou diferentes números de hemisférios nestas análises. A mudança mais significativa ocorre ao impor cortes em magnitude, tal que a amplitude do dipolo do *delta-map* aumenta para $A = 0.0876$ quando consideramos as fontes mais brilhantes em W_1 , mas decresce para $A = 0.0399$ para os objetos menos brilhantes na banda J_{2MASS} . Ainda assim, os eixos destes dipolos do *delta-map* obtido destas sub-amostras varia muito sensivelmente em relação ao valor de referência, i.e., $(l, b) = (323.44^\circ, -4.78^\circ)$. Como é esperado que fontes mais brilhantes, por situarem-se mais próximas a nós, apresentem um maior A devido às aglomerações de matéria mais fortes neste regime, concluímos que a estimativa do dipolo de GNCs da amostra WISE-2MASS é bastante robusta quanto a estes possíveis efeitos de seleção.

6.5.2 Significância estatística

A significância estatística da amplitude dipolar encontra-se na figura 6.9. Ambos os painéis apresentam um histograma dos valores de A calculados dos *Delta-maps* de 1000 realizações log-normal, tendo como diferença entre eles a inclusão dos possíveis vieses observacionais como a NUSE, além do dipolo de aberração, no histograma mostrado à direita. A partir da linha vermelha, que denota $A = 0.0507$, temos ideia do acordo existente entre este valor e o dipolo do contraste de densidade dos GNCs esperados dentro das flutuações de densidade da matéria no MCP, além destes possíveis efeitos de seleção. Os valores médios dos dipolos de cada distribuição (\bar{A}), considerando espalhamento dado pelo desvio padrão delas, são de $\bar{A} = 0.0258 \pm 0.0117$ para as simulações produzidas sem a inclusão da NUSE e o dipolo cinemático e $\bar{A} = 0.0293 \pm 0.0133$ quando ambos são contabilizadas⁹. Os p -value destes casos são, respectivamente, de 0.034 e 0.061, de tal modo que ao aproximar essas distribuições como curvas normais, cada valor se converte em 2.13σ e 1.62σ . Quanto às direções de máxima anisotropia nos GNCs, menos de 3% destas realizações apresentam dipolos cujas direções apontam, no máximo, a 20° de distância daquele obtido com os dados, o que decai para menos de 1% considerando uma distância de 10° . Logo, mostramos que a presença da NUSE, da máscara assimétrica, assim como a presença da modulação dipolar não trazem viés algum para a direção dos mapas simulados, além de mostrar, novamente, que a direção do catálogo real não provem de um efeito de seleção por parte deles.

Como mencionamos na sub-seção 6.3.2, a variância cósmica na estimativa dos dipolos é bem elevada devido ao grande corte galáctico, tal que esse efeito se manifesta em $\sigma_{A,var} = 0.5\sqrt{2/(3f_{sky})}A \simeq 0.52A$, ou seja, pouco mais da metade de seu valor absoluto. Entretanto, a variância cósmica média de cada caso discutido acima difere pouco do desvio padrão calculado para eles, i.e., $\sigma_{A,var} = 0.135$ para as simulações sem NUSE e dipolo de aberração e $\sigma_{A,var} = 0.154$ quando incluímos ambos estes efeitos. Portanto, concluímos que a tensão moderada entre o WISE-2MASS e o MCP indicada em [445] pode ser aliviada quando contabilizamos, apropriadamente, a variância dos GNCs dos dados reais por meio das simulações do tipo log-normal, bem como estes vieses observacionais.

6.6 Conclusões

Neste capítulo, analisamos a distribuição angular de galáxias no infravermelho presentes no catálogo WISE-2MASS, que totalizam em torno de 1.7 milhões de objetos em $f_{sky} \simeq 0.60$ em $z < 0.4$, cuja profundidade característica é $\bar{z} \simeq 0.14$. Obtive-

⁹Para efeito de comparação, o valor teórico estimado em [445] foi de 0.0230 ± 0.0120 , o que está em ótima concordância com o dipolo médio do primeiro caso mostrado.

mos uma anisotropia de dipolo nestes dados com amplitude de $A = 0.0507 \pm 0.0014$ em $(l, b) = (323^\circ, -5^\circ)$, cujo valor mostra bom acordo com outro trabalho empregando os mesmos dados [445], assim como análises semelhantes da literatura realizadas com outros observáveis e metodologias (conferir tabela 6.2). Comparando com as análises de [173], onde fez-se uso dos dados mais antigos do 2MRS e 2MXSC, não notamos mudança significativa em termos da direção desse dipolo, embora a amplitude tenha diminuído levemente, tal como esperado pelo fato do WISE-2MASS ser um catálogo mais profundo. Além disso, mostramos que este resultado é robusto frente a diferentes cortes celestes, cuja direção mantem-se estável conforme separarmos as fontes mais brilhantes e mais obscuras da amostra mostrando, assim, o quão robusta é a sua estimativa.

Com respeito à significância estatística, não encontramos a tensão de $\sim 2.5\sigma$ obtida em [445] ao comparar estes dados a 1000 realizações do tipo log-normal, além da inclusão de uma modulação dipolar no δ_N (ainda que subdominante) devido ao efeito Doppler cinemático atribuído ao nosso movimento relativo a estas fontes distantes, fora a NUSE do satélite WISE. Mostramos, portanto, que a anisotropia dipolar nos GNCs da amostra WISE-2MASS está em bom acordo com as demais estimativas de anisotropias na LSS, em especial quanto ao dipolo do Universo local, ainda que estes dados não permitam identificar, exatamente, a anisotropia dos GNCs relacionada ao nosso movimento local. Isto seria viável, somente, por meio de catálogos bem mais profundos do que este, como mostrado em [444]. Todavia, verificamos que a sua amplitude, de fato, apresenta boa concordância com o valor esperado pelo MCP dadas as especificações da amostra observacional, uma vez que a sua variância e dos efeitos observacionais discutidos logo acima são apropriadamente levados em consideração. Com isto, nossa conclusão é que não há evidência para a invalidade da hipótese isotrópica subjacente ao MCP com a amostra observacional do WISE-2MASS.

Capítulo 7

Conclusões e perspectivas

Nesta tese, examinamos a validade de um dos pilares do MCP, a saber, o pressuposto que o Universo é isotrópico em grandes escalas. Para este propósito, empregamos dados envolvendo distâncias cosmológicas de SNe, além da distribuição angular de objetos que constituem a LSS, assim testando diretamente duas das quatro quantidades cosmológicas necessárias para demonstrar isotropia da distribuição de matéria no Universo segundo [109, 110, 277], i.e., distâncias cosmológicas e contagem de objetos, além de um teste indireto da isotropia via velocidades peculiares. Nos concentramos, ainda, em apresentar e discutir resultados da literatura concernindo testes de isotropia desde os anos 1980-1990, visando definir se, de fato, a validade desta hipótese fundamental encontra suporte observacional. Isto é essencial tendo em vista alguns testes da isotropia estatística da temperatura da CMB realizados nos anos 2000, onde vários autores reportaram possíveis evidências de violação deste pressuposto. Atualizações subsequentes dos dados da CMB, seja do WMAP, seja do Planck, reafirmaram a existência destas anomalias, cujas soluções permanecem em aberto para muitas delas embora, nos últimos anos, atribua-se a existência delas parte ao *look-elsewhere effect*, parte à efeitos secundários como SWI, ou à máscara assimétrica que elimina contaminantes da nossa Galáxia. Nenhuma evidência observacional para estes mesmos efeitos, até o momento, foi encontrada nos dados de polarização da CMB, ou mesmo na LSS e lentes. Entretanto, alguns autores reportaram outras anomalias na LSS como, por exemplo, um dipolo dos GNCs em rádio aproximadamente três vezes mais elevado do que encontrado na CMB, uma vez atribuindo este sinal ao movimento relativo de nosso GL, fora a presença de *bulk flows* elevados em GCs através de análises do efeito kSZ. Assim, é de grande importância checar a existência de sinais anômalos em outras amostras observacionais de variadas sondas cosmológicas

Em nossas primeiras análises, obtivemos que as observações das SNe localizadas em $z \leq 0.20$ estão em acordo com o pressuposto da isotropia em grandes escalas com NC de 2σ na maioria das análises. Mais especificamente, encontramos que

os mapas de H_0 em Union2.1 apontam uma direção de máxima anisotropia em $(l, b) = (326^\circ, 12^\circ)$, logo, próxima aos resultados obtidos em testes do *bulk flow* local também com SNe em baixos z . Já a dependência direcional do parâmetro de desaceleração q_0 , por sua vez, se mostra moderadamente anômala na amostra U2.1 frente às simulações e MC, embora não tenhamos encontrado esta evidência nos *q-maps* obtidos com as SNe da compilação JLA. Vale ressaltar, ainda, que a ausência de isotropia encontrada nestes casos pode ser espúria, uma vez que a distribuição angular de SNe na esfera celeste é bastante irregular, especialmente na compilação JLA, podendo levar a parte deste sinal. Deste modo, concluímos que as anisotropias encontradas nas distâncias cosmológicas podem ser associadas tanto ao *bulk flow* local, quanto à baixa uniformidade da cobertura celeste de SNe.

Aproveitamos, ainda, esta mesma ideia de mapear H_0 ao longo do céu para testar se a anisotropia existente neste parâmetro, então associado com velocidades peculiares de SNe em um regime de *redshift* ainda mais baixo ($z \leq 0.10$), permitiria conciliar a tensão entre estimativas efetuadas por [350, 351] com SNe e pela colaboração Planck [11]. Obtivemos que esta tensão é aliviada, de fato, quando analisamos a orientação direcional de H_0 em SNe em baixo z , porém, obtivemos novamente que esta anisotropia se deve, parcialmente, à baixa uniformidade da distribuição angular das SNe. Entretanto, percebemos que o parâmetro H_0 pode ser superestimado na presença de um dipolo na distância de luminosidade ocasionado pela presença de *bulk flows*, embora tal efeito seria detectável com NC de 1.6σ apenas se as incertezas do módulo de distância das SNe fosse reduzido a 1/4 do valor que possuem atualmente.

Com respeito as análises realizadas com dados de LSS, primeiro testamos se a hipótese da isotropia estatística é, de fato, satisfeita pela distribuição angular de fontes que compõem o catálogo PSZ2 de GC. Tendo mais de 1000 objetos compreendidos em $f_{sky} \simeq 0.83$, este catálogo corresponde à maior amostra de GCs em todo o céu até o presente momento, sendo assim ideal para tal teste. Encontramos concordância entre a hipótese em questão com estes dados uma vez que efeitos observacionais, como a máscara em torno do plano galáctico e, principalmente, a NUSE do catálogo, são contabilizados em simulações de MC que mimetizam a distribuição angular do catálogo PSZ2. Logo, nenhum sinal significativo das possíveis anisotropias encontradas na CMB foram reveladas nesta amostra da LSS.

Depois, pusemos à prova esta mesma hipótese com o catálogo WISE-2MASS, sendo este composto por quase 1.7 milhões galáxias no infravermelho após eliminação de 40% do céu devido à contaminação em infravermelho da Via Láctea. Examinamos, especificamente, o dipolo dos GNCs desta amostra, uma vez que análises anteriores, como a de [445], apontaram um valor quase duas vezes acima do esperado em realizações deste catálogo baseadas no MCP. Encontramos um dipolo semelhante

ao desta análise, onde apenas 3.4% das simulações do tipo log-normal baseadas no MCP reproduzem um dipolo, pelo menos, de amplitude igual à da amostra real. A concordância entre estas simulações e dados reais aumenta consideravelmente se considerarmos um modelo para a NUSE da banda principal do WISE, alcançando um p -value de 0.061. Deste modo, a isotropia dos GNCs de galáxias se mostra válida com NC de até 2σ considerando os erros sistemáticos e vieses observacionais presentes nas amostras aqui analisadas

Desta maneira, mostramos que os dados observacionais que temos disponíveis hoje estão em bom acordo com a hipótese que a distribuição de matéria no Universo é, de fato, isotrópica, dentro de um NC de 2σ na maioria dos casos. Leves indícios de anisotropia foram encontrados em algumas análises com SNe e galáxias no infravermelho, porém, todos estes casos podem muito bem ser atribuídos a vieses observacionais das amostras em questão. Considerando a validade do Princípio Copernicano com um NC de aproximadamente 2σ , também, tanto nos testes que assumem métrica inhomogênea, quanto nas análises independentes de modelo, juntando ainda com os trabalhos indicando distribuição espacial de galáxias torna-se comparável a uma distribuição homogênea entre 100 – 300 Mpc, podemos afirmar então que as observações mostram concordância com PC uma vez que suas limitações são devidamente levadas em conta. Ainda que várias análises efetuadas com a CMB (e algumas análises com dados da LSS) apontem potenciais violação da isotropia estatística, não encontramos suporte observacional para tais sinais, quiçá novas anisotropias, indicando assim que a hipótese da isotropia cosmológica é, de fato, apropriadamente suportada pelas observações cosmológicas que temos disponíveis hoje.

Através destes trabalhos, esperamos ter lançado luz sobre o status atual do PC, além de propor métodos e testes que possam servir para análises futuras tendo em vista os *surveys* cosmológicos da próxima geração (por exemplo, J-PAS [50], Euclid [27], LSST [3] e SKA [279]), que esperamos fornecer uma resposta ainda mais contundente quanto à validade dos pilares fundamentais que sustentam o MCP.

Apêndice A

Algumas derivações importantes

A.1 Dipolo cinemático da LSS em rádio

Consideremos, primeiramente, que o fluxo S das fontes depende da frequência ν de acordo com uma lei de potência, ou seja,

$$S \propto \nu^{-\alpha} , \quad (\text{A.1})$$

além do fato que os GNCs (por unidade de ângulo sólido $dN/d\Omega$) a partir de certo limiar de fluxo segue uma lei de potência similar conforme

$$\frac{dN}{d\Omega}(> S) = kS^{-x} , \quad (\text{A.2})$$

e que a frequência de um certo objeto em seu referencial de repouso é modificada, via efeito Doppler, por

$$\nu_{obs} = \nu_0 \delta; \quad \delta = \frac{1 + \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} , \quad (\text{A.3})$$

podemos combinar as expressões A.1 e A.3, obtendo assim

$$S_{obs}(\nu_{obs}) \propto \delta \nu_0^{-\alpha} \Rightarrow \delta \nu_{obs}^{-\alpha} \delta^\alpha \Rightarrow S_0(\nu_{obs}) \delta^{1+\alpha} . \quad (\text{A.4})$$

Substituindo a expressão A.4 em A.2, temos:

$$\left\{ \frac{dN}{d\Omega}(> S) \right\}_{obs} = k S_0(\nu_{obs})^{-x} = k \delta^{x(1+\alpha)} . \quad (\text{A.5})$$

Considerando a aberração dos ângulos, dada por:

$$\sin \theta = \sin \theta_{obs} (1 - \beta^2)^{1/2} / (1 - \beta \cos \theta_{obs}) , \quad (\text{A.6})$$

sendo θ o ângulo medido neste referencial de repouso e θ_{obs} o ângulo observado.

Como $\beta \sim 10^{-3}$, os efeitos relativísticos são pequenos nesta expressão, logo, podemos aproximar a equação A.6 por $\sin \theta = \sin \theta_{obs}(1 + \beta \cos \theta_{obs})$. Tomando, ainda, $\sin \theta \rightarrow \theta$, de modo que a expressão anterior torna-se $\theta = \theta_{obs}(1 + \beta \cos \theta_{obs})$ (logo, $d\theta = d\theta_{obs}(1 + \beta \cos \theta_{obs})$) e assumindo também que ângulo azimutal ϕ não é afetado ($d\phi_{obs} = d\phi$), então podemos escrever o incremento do ângulo sólido $d\Omega$ de acordo com:

$$d\Omega_{obs} = \sin \theta d\theta d\phi = (1 + \beta \cos \theta_{obs})^2 d\Omega = d\Omega \delta^{-2} . \quad (\text{A.7})$$

Então A.5 pode ser reescrita como

$$\left\{ \frac{dN}{d\Omega}(> S) \right\}_{obs} = \left\{ \frac{dN}{d\Omega}(> S) \right\}_0 \delta^{2+x(1+\alpha)} . \quad (\text{A.8})$$

Sendo $\delta \simeq 1 + \beta \cos \theta$, com $\beta \sim 10^{-3}$, a amplitude do dipolo esperado nas GNCs devido ao efeito Doppler e aberração dos ângulos associados ao movimento relativo do GL pode ser expressada por¹:

$$A = [2 + x(1 + \alpha)]\beta . \quad (\text{A.9})$$

A.2 Demonstração do dipolo da distância de luminosidade

Seguindo [78], podemos então escrever a distância de luminosidade média, sob todo o céu, tal como

$$d_L^0(z) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\mathbf{n}} d_L(z, \mathbf{n}) = (1 + z) \int \frac{dz}{H(z)} , \quad (\text{A.10})$$

onde z denota o *redshift* da fonte observada, e \mathbf{n} o vetor que caracteriza sua posição no céu. Concentrando-se na correção de primeira ordem, i.e., o dipolo da distância de luminosidade devido à velocidade peculiar, temos, portanto²

$$d_L^1(z) = \frac{3}{4\pi} \int d\Omega_{\mathbf{n}} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) d_L(z, \mathbf{n}) , \quad (\text{A.11})$$

sendo \mathbf{v} a direção do dipolo da velocidade.

¹A expressão A.9 pode ser obtida usando a aproximação $\ln x \simeq 1 + x$, logo, $\delta \simeq 1 + \beta \cos \theta \simeq \ln(\beta \cos \theta)$.

²Notamos que os termos de ordem mais alta são apresentados e discutidos em [79].

Sabendo que $d_L(z, \mathbf{n}) \simeq d_L^0(z) + d_L^1(z)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})$ e que o *redshift* do objeto sob ação deste efeito pode ser escrito como $z = \bar{z} + \delta z$, \bar{z} sendo o z no referencial de repouso da fonte, temos então

$$d_L(\bar{z}, \mathbf{n}) = d_L(z, \mathbf{n}) + \frac{d}{d\bar{z}} d_L^0(\bar{z}) \delta z . \quad (\text{A.12})$$

Como $d_L^0(\bar{z}) = (1 + \bar{z})(\tau - \bar{\tau})$, $d\tau \equiv dt/a$ o tempo conforme e a sendo o fator de escala, logo $\tau - \bar{\tau} = \int_0^t dt'/a - \int_0^{\bar{t}} dt'/a = \int_{\bar{t}}^t dt'/a \equiv \int_0^{\bar{z}} dz'/H(z')^3$, temos, portanto:

$$\frac{d}{d\bar{z}} d_L^0(\bar{z}) = \frac{d}{d\bar{z}} \left[(1 + \bar{z}) \int_0^{\bar{z}} dz'/H(z') \right] , \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{d}{d\bar{z}} d_L^0(\bar{z}) = \left[\int_0^{\bar{z}} dz'/H(z') + (1 + \bar{z})/H(\bar{z}) \right] , \quad (\text{A.14})$$

sendo $\int_0^z dz'/H(z') = (1 + \bar{z})^{-1} d_L^0(\bar{z})$. Por sua vez, o termo adicional δz pode ser calculado considerando uma perturbação Doppler que relaciona os *redshifts* nos referenciais considerados tal qual

$$1 + z = (1 + \bar{z})(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \Rightarrow 1 + z = 1 + \bar{z} - (1 + \bar{z})\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} . \quad (\text{A.15})$$

Assim, podemos identificar δz na fórmula acima como $\delta z = -(1 + \bar{z})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})$. Juntando esta expressão com a equação A.14:

$$\frac{d}{d\bar{z}} d_L^0(\bar{z}) = -(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \left[d_L^0(\bar{z}) + (1 + \bar{z})^2/H(\bar{z}) \right] . \quad (\text{A.16})$$

Podemos ainda substituir a expressão A.16 acima em $d_L(z, \mathbf{n}) \simeq d_L^0(z) + d_L^1(z)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) = d_L(\bar{z}, \mathbf{n}) - \frac{d}{d\bar{z}} d_L^0(\bar{z}) \delta z$, obtendo, deste modo:

$$d_L(z, \mathbf{n}) = d_L(\bar{z}, \mathbf{n}) + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \left[d_L^0(\bar{z}) + (1 + \bar{z})^2/H(\bar{z}) \right] , \quad (\text{A.17})$$

onde o dipolo na distância de luminosidade, $d_L^1(z)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v})$, denota um termo de correção em d_L associado à velocidade peculiar que, enfim, pode ser escrito como:

$$d_L^1(z)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \left[(1 + \bar{z})^2/H(\bar{z}) \right] = v \cos \theta \left[(1 + \bar{z})^2/H(\bar{z}) \right] . \quad (\text{A.18})$$

³Uma notação mais comum para o tempo conforme é η , mas como utilizamos esta notação, recentemente, para $\eta \equiv f(\Omega_m)/b$, ao invés da notação usual β que, por sua vez, podia confundir-se com o $\beta \equiv v/c$, escolhemos τ para denotar esta quantidade.

Referências Bibliográficas

- [1] AARONSON, M. ET AL., 1982, “The velocity field in the local supercluster”, *Astrophys. J.*, v. 258, pp. 64–76. doi: 10.1086/160053.
- [2] ABBOTT, B. P. ET AL., 2016, “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 6, pp. 061102. doi: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
- [3] ABELL, P. A. ET AL., 2009, “LSST Science Book, Version 2.0”, .
- [4] ABRAMO, L. R. ET AL., 2006, “Alignment Tests for low CMB multipoles”, *Phys. Rev.*, v. D74, pp. 063506. doi: 10.1103/PhysRevD.74.063506.
- [5] ADE, P. A. R. ET AL., 2011, “Planck Early Results VIII: The all-sky Early Sunyaev-Zeldovich cluster sample”, *Astron. Astrophys.*, v. 536. doi: 10.1051/0004-6361/201116459. [Astron. Astrophys.536,A8(2011)].
- [6] ADE, P. A. R. ET AL., 2014, “Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters”, *Astron. Astrophys.*, v. 571, pp. A16. doi: 10.1051/0004-6361/201321591.
- [7] ADE, P. A. R. ET AL., 2014, “Planck 2013 results. XXIII. Isotropy and statistics of the CMB”, *Astron. Astrophys.*, v. 571, pp. A23. doi: 10.1051/0004-6361/201321534.
- [8] ADE, P. A. R. ET AL., 2014, “Planck 2013 results. XXIX. The Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources”, *Astron. Astrophys.*, v. 571, pp. A29. doi: 10.1051/0004-6361/201321523.
- [9] ADE, P. A. R. ET AL., 2014, “Planck 2013 results. XX. Cosmology from Sunyaev–Zeldovich cluster counts”, *Astron. Astrophys.*, v. 571, pp. A20. doi: 10.1051/0004-6361/201321521.
- [10] ADE, P. A. R. ET AL., 2014, “Planck intermediate results. XIII. Constraints on peculiar velocities”, *Astron. Astrophys.*, v. 561, pp. A97. doi: 10.1051/0004-6361/201321299.

- [11] ADE, P. A. R. ET AL., 2016, “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters”, *Astron. Astrophys.*, v. 594, pp. A13. doi: 10.1051/0004-6361/201525830.
- [12] ADE, P. A. R. ET AL., 2015, “Planck 2015 results. XIV. Dark energy and modified gravity”, doi: 10.1051/0004-6361/201525814.
- [13] ADE, P. A. R. ET AL., 2016, “Planck 2015 results. XVI. Isotropy and statistics of the CMB”, *Astron. Astrophys.*, v. 594, pp. A16. doi: 10.1051/0004-6361/201526681.
- [14] ADE, P. A. R. ET AL., 2015, “Planck 2015 results. XIX. Constraints on primordial magnetic fields”, doi: 10.1051/0004-6361/201525821.
- [15] ADE, P. A. R. ET AL., 2016, “Planck 2015 results. XVIII. Background geometry & topology”, *Astron. Astrophys.*, v. 594, pp. A18. doi: 10.1051/0004-6361/201525829.
- [16] ADE, P. A. R. ET AL., 2015, “Planck 2015 results. XXVII. The Second Planck Catalogue of Sunyaev-Zeldovich Sources”, doi: 10.1051/0004-6361/201525823.
- [17] ADE, P. A. R. ET AL., 2016, “Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts”, *Astron. Astrophys.*, v. 594, pp. A24. doi: 10.1051/0004-6361/201525833.
- [18] ADHIKARI, S. ET AL., 2016, “Large-scale anomalies in the cosmic microwave background as signatures of non-Gaussianity”, *Phys. Rev.*, v. D93, n. 2, pp. 023524. doi: 10.1103/PhysRevD.93.023524.
- [19] AGHANIM, N. ET AL., 2014, “Planck 2013 results. XXVII. Doppler boosting of the CMB: Eppur si muove”, *Astron. Astrophys.*, v. 571, pp. A27. doi: 10.1051/0004-6361/201321556.
- [20] AKRAMI, Y. ET AL., 2014, “Power asymmetry in WMAP and Planck temperature sky maps as measured by a local variance estimator”, *Astrophys. J.*, v. 784, pp. L42. doi: 10.1088/2041-8205/784/2/L42.
- [21] ALAM, S. ET AL., 2016, “The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological analysis of the DR12 galaxy sample”, *Submitted to: Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*
- [22] ALBRECHT, A. ET AL., 2006, “Report of the Dark Energy Task Force” , .

- [23] ALCANIZ, J. S., 2006, “Dark Energy and Some Alternatives: A Brief Overview”, *Braz. J. Phys.*, v. 36, pp. 1109. doi: 10.1590/S0103-97332006000700002.
- [24] ALNES, H. ET AL., 2006, “An inhomogeneous alternative to dark energy?” *Phys. Rev.*, v. D73, pp. 083519. doi: 10.1103/PhysRevD.73.083519.
- [25] ALONSO, D. ET AL., 2015, “Homogeneity and isotropy in the Two Micron All Sky Survey Photometric Redshift catalogue”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 449, n. 1, pp. 670–684. doi: 10.1093/mnras/stv309.
- [26] AMENDOLA, L. AND TSUJIKAWA, S., 2010, *Dark Energy: Theory and Observations*. Cambridge, Cambridge University Press.
- [27] AMENDOLA, L. ET AL., 2016, “Cosmology and fundamental physics with the Euclid satellite”, .
- [28] ANDERSON, L. ET AL., 2014, “The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: measuring D_A and H at $z = 0.57$ from the baryon acoustic peak in the Data Release 9 spectroscopic Galaxy sample”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 439, n. 1, pp. 83–101. doi: 10.1093/mnras/stt2206.
- [29] ANTONIOU, I. & PERIVOLAROPOULOS, L., 2010, “Searching for a Cosmological Preferred Axis: Union2 Data Analysis and Comparison with Other Probes”, *JCAP*, v. 1012, pp. 012. doi: 10.1088/1475-7516/2010/12/012.
- [30] APPLEBY, S. AND SHAFIELOO, A., 2014, “Testing Isotropy in the Local Universe”, *JCAP*, v. 1410, n. 10, pp. 070. doi: 10.1088/1475-7516/2014/10/070.
- [31] APPLEBY, S. ET AL., 2015, “Probing bulk flow with nearby SNe Ia data”, *Astrophys. J.*, v. 801, n. 2, pp. 76. doi: 10.1088/0004-637X/801/2/76.
- [32] ATRIO-BARANDELA, F., 2013, “On the Statistical Significance of the Bulk Flow Measured by the PLANCK Satellite”, *Astron. Astrophys.*, v. 557, pp. A116. doi: 10.1051/0004-6361/201321579.
- [33] ATRIO-BARANDELA, F. ET AL., 2012, “Cosmic Microwave Background filters and the Dark-Flow measurement”, .
- [34] ATRIO-BARANDELA, F. ET AL., 2015, “Probing the Dark Flow Signal in Wmap 9-year and Planck Cosmic Microwave Background Maps”, *Astrophys. J.*, v. 810, n. 2, pp. 143. doi: 10.1088/0004-637X/810/2/143.

- [35] AVELINO, P. ET AL., 2016, “Unveiling the Dynamics of the Universe”, *Symmetry*, v. 8, n. 8, pp. 70. doi: 10.3390/sym8080070.
- [36] AXELSSON, M. ET AL., 2013, “Directional dependence of Λ CDM cosmological parameters”, *Astrophys. J.*, v. 773, pp. L3. doi: 10.1088/2041-8205/773/1/L3.
- [37] BAKER, T. AND BULL, P., 2015, “Observational signatures of modified gravity on ultra-large scales”, *Astrophys. J.*, v. 811, pp. 116. doi: 10.1088/0004-637X/811/2/116.
- [38] BALAZS, L. G. ET AL., 1998, “Anisotropy of the sky distribution of gamma-ray bursts”, *Astron. Astrophys.*, v. 339, pp. 1.
- [39] BALEISIS, A. ET AL., 1998, “Searching for large-scale structure in deep radio surveys”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 297, pp. 545–558. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.01536.x.
- [40] BASILAKOS, S. AND PLIONIS, M., 2006, “The PSCz Dipole Revisited”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 373, pp. 1112–1116. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.11075.x.
- [41] BASILAKOS, S. AND PLIONIS, M., 1998, “Large scale coherent dipole anisotropy?” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 299, pp. 637. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.01701.x.
- [42] BASSETT, B. A. AND HLOZEK, R., 2009, “Baryon Acoustic Oscillations”, .
- [43] BAUMANN, D., 2011, “Inflation”. In: *Physics of the large and the small, TASI 09, proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, USA, 1-26 June 2009*, pp. 523–686. doi: 10.1142/9789814327183_0010.
- [44] BEN-DAVID, A. ET AL., 2012, “Parity in the CMB: Space Oddity”, *Astrophys. J.*, v. 748, pp. 39. doi: 10.1088/0004-637X/748/1/39.
- [45] BEN-DAYAN, I. ET AL., 2014, “The value of H_0 in the inhomogeneous Universe”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 112, pp. 221301. doi: 10.1103/PhysRevLett.112.221301.
- [46] BENGALY, C. A. P., 2016, “Constraining the local variance of H_0 from directional analyses”, *JCAP*, v. 1604, n. 04, pp. 036. doi: 10.1088/1475-7516/2016/04/036.

- [47] BENGALY, C. A. P. ET AL., 2015, “Probing Cosmological Isotropy With Type IA Supernovae”, *Astrophys. J.*, v. 808, pp. 39. doi: 10.1088/0004-637X/808/1/39.
- [48] BENGALY, C. A. P. ET AL., 2016, “Is there evidence for anomalous dipole anisotropy in the large-scale structure?” doi: 10.1093/mnras/stw2268.
- [49] BENGALY, C. A. P. OTHERS, 2015, “Probing cosmological isotropy with Planck Sunyaev-Zeldovich galaxy clusters”, .
- [50] BENITEZ, N. ET AL., 2014, “J-PAS: The Javalambre-Physics of the Accelerated Universe Astrophysical Survey”, .
- [51] BENNETT, C. L. ET AL., 2011, “Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Are There Cosmic Microwave Background Anomalies?” *Astrophys. J. Suppl.*, v. 192, pp. 17. doi: 10.1088/0067-0049/192/2/17.
- [52] BENTIVEGNA, E. AND BRUNI, M., 2016, “Effects of nonlinear inhomogeneity on the cosmic expansion with numerical relativity”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 25, pp. 251302. doi: 10.1103/PhysRevLett.116.251302.
- [53] BERNARDEAU, F. AND KOFMAN, L., 1995, “Properties of the cosmological density distribution function”, *Astrophys. J.*, v. 443, pp. 479–498. doi: 10.1086/175542.
- [54] BERNUI, A. E. A., 2004, “Analysis of the angular distribution of cosmic objects”, *Int. Journal of Mod. Phys. D*, v. 13, pp. 1189.
- [55] BERNUI, A., 2008, “Anomalous CMB north-south asymmetry”, *Phys. Rev.*, v. D78, pp. 063531. doi: 10.1103/PhysRevD.78.063531.
- [56] BERNUI, A., 2009, “Is the cold spot responsible for the CMB North-South asymmetry?” *Phys. Rev.*, v. D80, pp. 123010. doi: 10.1103/PhysRevD.80.123010.
- [57] BERNUI, A. AND HIPOLITO-RICALDI, W. S., 2008, “Can a primordial magnetic field originate large-scale anomalies in WMAP data?” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 389, pp. 1453–1460. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13683.x.
- [58] BERNUI, A. ET AL., 2006, “On the cmb large-scales angular correlations”, *Astron. Astrophys.*, v. 454, pp. 409–414. doi: 10.1051/0004-6361:20054243.

- [59] BERNUI, A. ET AL., 2007, “Mapping large-scale anisotropy in the wmap data”, *Astron. Astrophys.*, v. 464, pp. 479–485. doi: 10.1051/0004-6361:20065585.
- [60] BERNUI, A. ET AL., 2008, “On the large-scale angular distribution of short-Gamma-ray bursts”, *Astrophys. J.*, v. 673, pp. 968–971. doi: 10.1086/524678.
- [61] BERNUI, A. ET AL., 2014, “North-South non-Gaussian asymmetry in PLANCK CMB maps”, *JCAP*, v. 1410, n. 10, pp. 041. doi: 10.1088/1475-7516/2014/10/041.
- [62] BERTI, E. ET AL., 2015, “Testing General Relativity with Present and Future Astrophysical Observations”, *Class. Quant. Grav.*, v. 32, pp. 243001. doi: 10.1088/0264-9381/32/24/243001.
- [63] BETOULE, M. ET AL., 2014, “Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples”, *Astron. Astrophys.*, v. 568, pp. A22. doi: 10.1051/0004-6361/201423413.
- [64] BEUTLER, F. ET AL., 2011, “The 6dF Galaxy Survey: Baryon Acoustic Oscillations and the Local Hubble Constant”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 416, pp. 3017–3032. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19250.x.
- [65] BILICKI, M., 2012, *Motion of the Local Group as a cosmological probe*. Tese de Doutorado.
- [66] BILICKI, M. ET AL., 2011, “Is the 2MASS clustering dipole convergent?” *Astrophys. J.*, v. 741, pp. 31. doi: 10.1088/0004-637X/741/1/31.
- [67] BILICKI, M. ET AL., 2014, “2MASS Photometric Redshift catalog: a comprehensive three-dimensional census of the whole sky”, *Astrophys. J. Suppl.*, v. 210, n. 1. doi: 10.1088/0067-0049/210/1/9.
- [68] BILICKI, M. ET AL., 2016, “WISE x SuperCOSMOS photometric redshift catalog: 20 million galaxies over 3π steradians”, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, v. 225, n. 1. doi: 10.3847/0067-0049/225/1/5.
- [69] BLAKE, C. AND WALL, J., 2002, “Detection of the velocity dipole in the radio galaxies of the nrao vla sky survey”, *Nature*, v. 416, pp. 150–152. doi: 10.1038/416150a.
- [70] BLAKE, C. ET AL., 2011, “The WiggleZ Dark Energy Survey: testing the cosmological model with baryon acoustic oscillations at $z=0.6$ ”, *Mon. Not.*

- Roy. Astron. Soc.*, v. 415, pp. 2892–2909. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19077.x.
- [71] BLAKE, C. ET AL., 2011, “The WiggleZ Dark Energy Survey: mapping the distance-redshift relation with baryon acoustic oscillations”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 418, pp. 1707–1724. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19592.x.
- [72] BLOMQVIST, M. ET AL., 2008, “Probing Dark Energy Inhomogeneities with Supernovae”, *JCAP*, v. 0806, pp. 027. doi: 10.1088/1475-7516/2008/06/027.
- [73] BLOMQVIST, M. ET AL., 2010, “Constraining dark energy fluctuations with supernova correlations”, *JCAP*, v. 1010, pp. 018. doi: 10.1088/1475-7516/2010/10/018.
- [74] BOEHM, C. AND RÄSÄNEN, S., 2013, “Violation of the FRW consistency condition as a signature of backreaction”, *JCAP*, v. 1309, pp. 003. doi: 10.1088/1475-7516/2013/09/003.
- [75] BOLEJKO, K. ET AL., 2016, “Differential cosmic expansion and the Hubble flow anisotropy”, *JCAP*, v. 1606, n. 06, pp. 035. doi: 10.1088/1475-7516/2016/06/035.
- [76] BOND, J. R. AND EFSTATHIOU, G., 1984, “Cosmic background radiation anisotropies in universes dominated by nonbaryonic dark matter”, *Astrophys. J. Lett.*, v. 285, pp. L45–L48. doi: 10.1086/184362.
- [77] BONDI, H., 1947, “Spherically symmetrical models in general relativity”, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, v. 107, pp. 410. doi: 10.1093/mnras/107.5-6.410.
- [78] BONVIN, C. ET AL., 2006, “The dipole of the luminosity distance: a direct measure of $h(z)$ ”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 96, pp. 191302. doi: 10.1103/PhysRevLett.96.191302.
- [79] BONVIN, C. ET AL., 2006, “Fluctuations of the luminosity distance”, *Phys. Rev.*, v. D73, pp. 023523. doi: 10.1103/PhysRevD.85.029901,10.1103/PhysRevD.73.023523. [Erratum: *Phys. Rev.D*85,029901(2012)].
- [80] BOUGHN, S. P. AND , 2002, “The Large scale structure of the x-ray background and its cosmological implications”, *Astrophys. J.*, v. 580, pp. 672–684. doi: 10.1086/343861.
- [81] BRIGGS, M. S. ET AL., 1996, “Batse observations of the large scale isotropy of gamma-ray bursts”, *Astrophys. J.*, v. 459, pp. 40. doi: 10.1086/176867.

- [82] BUCHERT, T., 2000, “On average properties of inhomogeneous fluids in general relativity. 1. Dust cosmologies”, *Gen. Rel. Grav.*, v. 32, pp. 105–125. doi: 10.1023/A:1001800617177.
- [83] BUCHERT, T., 2001, “On average properties of inhomogeneous fluids in general relativity: Perfect fluid cosmologies”, *Gen. Rel. Grav.*, v. 33, pp. 1381–1405. doi: 10.1023/A:1012061725841.
- [84] BUCHERT, T., 2008, “Dark Energy from Structure: A Status Report”, *Gen. Rel. Grav.*, v. 40, pp. 467–527. doi: 10.1007/s10714-007-0554-8.
- [85] BULL, P., 2016, “Extending cosmological tests of General Relativity with the Square Kilometre Array”, *Astrophys. J.*, v. 817, n. 1, pp. 26. doi: 10.3847/0004-637X/817/1/26.
- [86] BULL, P. ET AL., 2015, “Late-time cosmology with 21cm intensity mapping experiments”, *Astrophys. J.*, v. 803, n. 1, pp. 21. doi: 10.1088/0004-637X/803/1/21.
- [87] BULL, P. ET AL., 2016, “Beyond Λ CDM: Problems, solutions, and the road ahead”, *Phys. Dark Univ.*, v. 12, pp. 56–99. doi: 10.1016/j.dark.2016.02.001.
- [88] BUSCA, N. G. ET AL., 2013, “Baryon Acoustic Oscillations in the Ly- α forest of BOSS quasars”, *Astron. Astrophys.*, v. 552, pp. A96. doi: 10.1051/0004-6361/201220724.
- [89] CAI, R.G. & TUO, Z. L., 2012, “Direction Dependence of the Deceleration Parameter”, *JCAP*, v. 1202, pp. 004. doi: 10.1088/1475-7516/2012/02/004.
- [90] CAI, R.G. ET AL., 2013, “Constraining the anisotropic expansion of the Universe”, *Phys. Rev.*, v. D87, n. 12, pp. 123522. doi: 10.1103/PhysRevD.87.123522.
- [91] CALDWELL, R. R. AND STEBBINS, A., 2008, “A Test of the Copernican Principle”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 100, pp. 191302. doi: 10.1103/PhysRevLett.100.191302.
- [92] CALVÃO, M. O. ET AL., 2005, “Relativistic effects of our galaxy’s motion on circles-in-the-sky”, *Class. Quant. Grav.*, v. 22, pp. 1991–1999. doi: 10.1088/0264-9381/22/11/005.

- [93] CAMPANELLI, L. ET AL., 2006, “Ellipsoidal Universe Can Solve The CMB Quadrupole Problem”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 97, pp. 131302. doi: 10.1103/PhysRevLett.97.131302. Erratum: *Phys. Rev. Lett.*97, 209903 (2006).
- [94] CAMPANELLI, L. ET AL., 2007, “Cosmic Microwave Background Quadrupole and Ellipsoidal Universe”, *Phys. Rev.*, v. D76, pp. 063007. doi: 10.1103/PhysRevD.76.063007.
- [95] CAPOZZIELLO, S. AND DE LAURENTIS, M., 2011, “Extended Theories of Gravity”, *Phys. Rept.*, v. 509, pp. 167–321. doi: 10.1016/j.physrep.2011.09.003.
- [96] CARNERO, A. ET AL., 2012, “Clustering of Photometric Luminous Red Galaxies II: Cosmological Implications from the Baryon Acoustic Scale”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 419, pp. 1689–1694. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19832.x.
- [97] CARVALHO, G. C. ET AL., 2016, “Baryon Acoustic Oscillations from the SDSS DR10 galaxies angular correlation function”, *Phys. Rev.*, v. D93, n. 2, pp. 023530. doi: 10.1103/PhysRevD.93.023530.
- [98] CATTOEN, C. AND VISSER, M., 2007, “The Hubble series: Convergence properties and redshift variables”, *Class. Quant. Grav.*, v. 24, pp. 5985–5998. doi: 10.1088/0264-9381/24/23/018.
- [99] CEA, P., 2014, “The Ellipsoidal Universe in the Planck Satellite Era”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 441, n. 2, pp. 1646–1661. doi: 10.1093/mnras/stu687.
- [100] CHALLINOR, A. AND LEWIS, A., 2011, “Linear power spectrum of observed source number counts”, *Phys. Rev.*, D84(4):043516. doi: 10.1103/PhysRevD.84.043516.
- [101] CHANG, Z. AND LIN, H.-N., 2015, “Comparison between hemisphere comparison method and dipole-fitting method in tracing the anisotropic expansion of the Universe use the Union2 dataset”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 446, pp. 2952–2958. doi: 10.1093/mnras/stu2349.
- [102] CHANG, Z. AND LIN, H. N., 2015, “Comparison between hemisphere comparison method and dipole-fitting method in tracing the anisotropic expansion of the Universe use the Union2 dataset”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 446, pp. 2952–2958. doi: 10.1093/mnras/stu2349.

- [103] CHANG, Z. ET AL., 2014, “Constraining the Anisotropy of the Universe from Supernovae and Gamma-ray Bursts”, *Mod. Phys. Lett.*, v. A29, n. 15, pp. 1450067. doi: 10.1142/S0217732314500679.
- [104] CHEN, S. AND SCHWARZ, D. J., 2016, “Angular two-point correlation of NVSS galaxies revisited”, *Astron. Astrophys.*, v. 591, pp. A135. doi: 10.1051/0004-6361/201526956.
- [105] CHENG, C. ET AL., 2016, “Preferred axis of CMB parity asymmetry in the masked maps”, *Phys. Lett.*, v. B757, pp. 445–453. doi: 10.1016/j.physletb.2016.04.030.
- [106] CHEVALLIER, M. AND POLARSKI, D., 2001, “Accelerating universes with scaling dark matter”, *Int. J. Mod. Phys.*, v. D10, pp. 213–224. doi: 10.1142/S0218271801000822.
- [107] CHIANG, C. T. ET AL., 2013, “Galaxy redshift surveys with sparse sampling”, *JCAP*, v. 1312, pp. 030. doi: 10.1088/1475-7516/2013/12/030.
- [108] CHIESA, M. ET AL., 2014, “Observational tests of backreaction with recent data”, *JCAP*, v. 1412, n. 12, pp. 049. doi: 10.1088/1475-7516/2014/12/049.
- [109] CLARKSON, C., 2012, “Establishing homogeneity of the universe in the shadow of dark energy”, *Comptes Rendus Physique*, v. 13, pp. 682–718. doi: 10.1016/j.crhy.2012.04.005.
- [110] CLARKSON, C. AND MAARTENS, R., 2010, “Inhomogeneity and the foundations of concordance cosmology”, *Class. Quant. Grav.*, v. 27, pp. 124008. doi: 10.1088/0264-9381/27/12/124008.
- [111] CLARKSON, C. ET AL., 2011, “Does the growth of structure affect our dynamical models of the universe? The averaging, backreaction and fitting problems in cosmology”, *Rept. Prog. Phys.*, v. 74, pp. 112901. doi: 10.1088/0034-4885/74/11/112901.
- [112] CLARKSON, C. ET AL., 2012, “Observational constraints on the averaged universe”, *Phys. Rev.*, v. D85, pp. 043506. doi: 10.1103/PhysRevD.85.043506.
- [113] CLERKIN, L. ET AL., 2016, “Testing the lognormality of the galaxy and weak lensing convergence distributions from Dark Energy Survey maps”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* doi: 10.1093/mnras/stw2106.

- [114] CLIFTON, T. ET AL., 2008, “Living in a Void: Testing the Copernican Principle with Distant Supernovae”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 101, pp. 131302. doi: 10.1103/PhysRevLett.101.131302.
- [115] CLIFTON, T. ET AL., 2012, “Modified Gravity and Cosmology”, *Phys. Rept.*, v. 513, pp. 1–189. doi: 10.1016/j.physrep.2012.01.001.
- [116] CLOWES, R. G. ET AL., 2013, “A structure in the early universe at $z \approx 1.3$ that exceeds the homogeneity scale of the R-W concordance cosmology”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 429, pp. 2910–2916. doi: 10.1093/mnras/sts497.
- [117] COE, D., 2009, “Fisher Matrices and Confidence Ellipses: A Quick-Start Guide and Software”, .
- [118] COLEMAN, P. H. AND PIETRONERO, L., 1992, “The fractal structure of the universe”, *Phys. Rept.*, v. 213, pp. 311–389. doi: 10.1016/0370-1573(92)90112-D.
- [119] COLES, P. AND JONES, B., 1991, “A lognormal model for the cosmological mass distribution”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 248, pp. 1–13. doi: 10.1093/mnras/248.1.1.
- [120] COLIN, J. ET AL., 2011, “Probing the anisotropic local universe and beyond with SNe Ia data”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 414, pp. 264–271. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.18402.x.
- [121] CONDON, J. J. E. A., 1998, “The NRAO VLA Sky Survey”, *The Astr. Journal*, v. 115, pp. 1693–1716. doi: 10.1086/300337.
- [122] CONLEY, A. ET AL., 2011, “Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First 3 Years of the Supernova Legacy Survey”, *Astrophys. J. Suppl.*, v. 192, pp. 1. doi: 10.1088/0067-0049/192/1/1.
- [123] COOKE, R. AND LYNDEN-BELL, D., 2010, “Does the Universe Accelerate Equally in all Directions?” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 401, pp. 1409–1414. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15755.x.
- [124] COPELAND, E. J. ET AL., 2006, “Dynamics of dark energy”, *Int. J. Mod. Phys.*, v. D15, pp. 1753–1936. doi: 10.1142/S021827180600942X.
- [125] COPI, C. J. ET AL., 2004, “Multipole vectors - A New representation of the CMB sky and evidence for statistical anisotropy or non-Gaussianity at $2 \leq l \leq 8$ ”, *Phys. Rev.*, v. D70, pp. 043515. doi: 10.1103/PhysRevD.70.043515.

- [126] COPI, C. J. ET AL., 2006, “On the large-angle anomalies of the microwave sky”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 367, pp. 79–102. doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09980.x.
- [127] COPI, C. J. ET AL., 2007, “The Uncorrelated Universe: Statistical Anisotropy and the Vanishing Angular Correlation Function in WMAP Years 1-3”, *Phys. Rev.*, v. D75, pp. 023507. doi: 10.1103/PhysRevD.75.023507.
- [128] COPI, C. J. ET AL., 2009, “No large-angle correlations on the non-Galactic microwave sky”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 399, pp. 295–303. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15270.x.
- [129] COPI, C. J. ET AL., 2010, “Large angle anomalies in the CMB”, *Adv. Astron.*, v. 2010, pp. 847541. doi: 10.1155/2010/847541.
- [130] COPI, C. J. ET AL., 2015, “Lack of large-angle TT correlations persists in WMAP and Planck”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 451, n. 3, pp. 2978–2985. doi: 10.1093/mnras/stv1143.
- [131] COPI, C. J. ET AL., 2015, “Large-scale alignments from WMAP and Planck”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 449, n. 4, pp. 3458–3470. doi: 10.1093/mnras/stv501.
- [132] COPI, C. J. ET AL., 2016, “The ISW effect and the lack of large-angle CMB temperature correlations”, doi: 10.1093/mnras/stw2163.
- [133] COURTEAU, S. AND VAN DEN BERGH, S., 1999, “The solar motion relative to the local group”, *Astron. J.*, v. 118, pp. 337. doi: 10.1086/300942.
- [134] CRAWFORD, F., 2009, “Detecting the Cosmic Dipole Anisotropy in Large-Scale Radio Surveys”, *Astrophys. J.*, v. 692, pp. 887–893. doi: 10.1088/0004-637X/692/1/887.
- [135] CRUZ, M. ET AL., 2005, “Detection of a non-gaussian spot in wmap”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 356, pp. 29–40. doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.08419.x.
- [136] CRUZ, M. ET AL., 2006, “The non-gaussian cold spot in wmap: significance, morphology and foreground contribution”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 369, pp. 57–67. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10312.x.
- [137] CRUZ, M. ET AL., 2007, “The non-gaussian cold spot in the 3-year wmap data”, *Astrophys. J.*, v. 655, pp. 11–20. doi: 10.1086/509703.

- [138] CUESTA, A. J. ET AL., 2016, “The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Baryon Acoustic Oscillations in the correlation function of LOWZ and CMASS galaxies in Data Release 12”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 457, n. 2, pp. 1770–1785. doi: 10.1093/mnras/stw066.
- [139] CUSIN, G. ET AL., 2016, “Are we living near the center of a local void?” .
- [140] CÉLÉRIER, M.-N., 2000, “Do we really see a cosmological constant in the supernovae data?” *Astron. Astrophys.*, v. 353, pp. 63–71.
- [141] DAI, D.-C. ET AL., 2011, “Measuring the cosmological bulk flow using the peculiar velocities of supernovae”, *JCAP*, v. 04, pp. 015. doi: 10.1088/1475-7516/2011/04/015.
- [142] DANTAS, M. A. AND ALCANIZ, J. S., 2009, “Current lookback time-redshift bounds on dark energy”, *Phys. Lett.*, v. B679, pp. 423–427. doi: 10.1016/j.physletb.2009.08.008.
- [143] DANTAS, M. A. ET AL., 2007, “Dark Energy Constraints from Gemini Deep Deep Survey”, *Astron. Astrophys.*, v. 467, pp. 421. doi: 10.1051/0004-6361:20066632.
- [144] DAVIS, M., PEEBLES, P. J. E., 1983, “Evidence for local anisotropy of the Hubble flow”, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, v. 21, pp. 109–130. doi: 10.1146/annurev.aa.21.090183.000545.
- [145] DAVIS, M. AND HUCHRA, J., 1982, “A survey of galaxy redshifts. III - The density field and the induced gravity field”, *Astrophys. J.*, v. 254, pp. 437–450. doi: 10.1086/159751.
- [146] DE FELICE, A. AND TSUJIKAWA, S., 2010, “f(R) theories”, *Living Rev. Rel.*, v. 13, pp. 3. doi: 10.12942/lrr-2010-3.
- [147] DE RHAM, C., 2014, “Massive Gravity”, *Living Rev. Rel.*, v. 17, pp. 7. doi: 10.12942/lrr-2014-7.
- [148] DELUBAC, T. ET AL., 2015, “Baryon acoustic oscillations in the Ly- α forest of BOSS DR11 quasars”, *Astron. Astrophys.*, v. 574, pp. A59. doi: 10.1051/0004-6361/201423969.
- [149] DURRER, R. AND MAARTENS, R., 2008, “Dark Energy and Dark Gravity”, *Gen. Rel. Grav.*, v. 40, pp. 301–328. doi: 10.1007/s10714-007-0549-5.

- [150] EFSTATHIOU, G., 2014, “H0 Revisited”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 440, n. 2, pp. 1138–1152. doi: 10.1093/mnras/stu278.
- [151] EHLERS, J. AND OTHERS, 1968, “Isotropic solutions of the Einstein-Liouville equations.” *Journal of Mathematical Physics*, v. 9, pp. 1344–1349. doi: 10.1063/1.1664720.
- [152] EINSTEIN, A., 1915, “Die Feldgleichungen der Gravitation”, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 844-847.
- [153] EINSTEIN, A., 1917, “Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie”, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 142-152.
- [154] EISENSTEIN, D. J. ET AL., 2005, “Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies”, *Astrophys. J.*, v. 633, pp. 560–574. doi: 10.1086/466512.
- [155] ELLIS, G. F. R. AND BALDWIN, J. E., 1984, “On the expected anisotropy of radio source counts”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 206, pp. 377–381. doi: 10.1093/mnras/206.2.377.
- [156] ERDOĞDU, P. ET AL., 2006, “The Dipole anisotropy of the 2 Micron All-Sky Redshift Survey”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 368, pp. 1515–1526. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10243.x.
- [157] ERIKSEN, H. K. ET AL., 2004, “Asymmetries in the Cosmic Microwave Background anisotropy field”, *Astrophys. J.*, v. 605, pp. 14–20. doi: 10.1086/382267. [Erratum: *Astrophys. J.*609,1198(2004)].
- [158] ERIKSEN, H. K. ET AL., 2007, “Hemispherical power asymmetry in the three-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe sky maps”, *Astrophys. J.*, v. 660, pp. L81–L84. doi: 10.1086/518091.
- [159] FABIAN, A. C. AND BARCONS, X., 1992, “The origin of the X-ray background”, *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.*, v. 30, pp. 429–456.
- [160] FEINDT, U. ET AL., 2013, “Measuring cosmic bulk flows with Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory”, *Astron. Astrophys.*, v. 560, pp. A90. doi: 10.1051/0004-6361/201321880.
- [161] FINELLI, F. AND OTHERS, 2016, “Supervoids in the WISE–2MASS catalogue imprinting cold spots in the cosmic microwave background”, *Mon.*

Not. Roy. Astron. Soc., v. 455, n. 2, pp. 1246–1256. doi: 10.1093/mnras/stv2388.

- [162] FIXSEN, D. J., 2009, “The Temperature of the Cosmic Microwave Background”, *Astrophys. J.*, v. 707, pp. 916–920. doi: 10.1088/0004-637X/707/2/916.
- [163] FIXSEN, D. J. ET AL., 1996, “The Cosmic Microwave Background spectrum from the full COBE FIRAS data set”, *Astrophys. J.*, v. 473, pp. 576. doi: 10.1086/178173.
- [164] FLENDER, S, AND HOTCHKISS, S., 2013, “The small scale power asymmetry in the cosmic microwave background”, *JCAP*, v. 1309, pp. 033. doi: 10.1088/1475-7516/2013/09/033.
- [165] FONT-RIBERA, A. ET AL., 2014, “Quasar-Lyman α Forest Cross-Correlation from BOSS DR11 : Baryon Acoustic Oscillations”, *JCAP*, v. 1405, pp. 027. doi: 10.1088/1475-7516/2014/05/027.
- [166] FRITH, W. J. ET AL., 2003, “The local hole in the galaxy distribution: Evidence from 2MASS”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 345, pp. 1049. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.07027.x.
- [167] GAMOW, G., 1946, “Expanding Universe and the Origin of Elements”, *Phys. Rev.*, v. 70, pp. 572–573. doi: 10.1103/PhysRev.70.572.2. Disponible em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.70.572.2>>.
- [168] GAMOW, G., 1947, “Erratum: Expanding Universe and the Origin of Elements [Phys. Rev. 70, 572-573 (1946)]”, *Phys. Rev.*, v. 71, pp. 273–273. doi: 10.1103/PhysRev.71.273. Disponible em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.71.273>>.
- [169] GARCIA-BELLIDO, J. AND HAUGBØLLE, T., 2008, “Confronting Lemaitre-Tolman-Bondi models with Observational Cosmology”, *JCAP*, v. 0804, pp. 003. doi: 10.1088/1475-7516/2008/04/003.
- [170] GARCIA-BELLIDO, J. AND HAUGBØLLE, T., 2008, “Looking the void in the eyes - the kSZ effect in LTB models”, *JCAP*, v. 0809, pp. 016. doi: 10.1088/1475-7516/2008/09/016.
- [171] GHOSH, S., 2014, “Generating Intrinsic Dipole Anisotropy in the Large Scale Structures”, *Phys. Rev.*, v. D89, pp. 063518. doi: 10.1103/PhysRevD.89.063518.

- [172] GHOSH, S. ET AL., 2016, “Dipole Modulation of Cosmic Microwave Background Temperature and Polarization”, *JCAP*, v. 1601, n. 01, pp. 046. doi: 10.1088/1475-7516/2016/01/046.
- [173] GIBELYOU, C. AND HUTERER, D., 2012, “Dipoles in the Sky”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 427, pp. 1994–2021. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.22032.x.
- [174] GIBELYOU, C. ET AL., 2010, “Detectability of large-scale power suppression in the galaxy distribution”, *Phys. Rev.*, v. D82, pp. 123009. doi: 10.1103/PhysRevD.82.123009.
- [175] GIBLIN, J. T. ET AL., 2016, “Departures from the Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker Cosmological Model in an Inhomogeneous Universe: A Numerical Examination”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 25, pp. 251301. doi: 10.1103/PhysRevLett.116.251301.
- [176] GIBLIN, J. T. ET AL., 2016, “Observable Deviations from Homogeneity in an Inhomogeneous Universe”, .
- [177] GOODMAN, J., 1995, “Geocentrism reexamined”, *Phys. Rev.*, v. D52, pp. 1821–1827. doi: 10.1103/PhysRevD.52.1821.
- [178] GORDON, C., 2007, “Broken Isotropy from a Linear Modulation of the Primordial Perturbations”, *Astrophys. J.*, v. 656, pp. 636–640. doi: 10.1086/510511.
- [179] GORDON, C. ET AL., 2005, “Spontaneous isotropy breaking: a mechanism for cmb multipole alignments”, *Phys. Rev.*, v. D72, pp. 103002. doi: 10.1103/PhysRevD.72.103002.
- [180] GORDON, C. ET AL., 2008, “Determining the motion of the solar system relative to the cosmic microwave background using type Ia supernovae”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 387, pp. 371–376. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13239.x.
- [181] GOTT, III, J. R. ET AL., 2005, “A map of the universe”, *Astrophys. J.*, v. 624, pp. 463. doi: 10.1086/428890.
- [182] GRUPPUSO, A., 2014, “Two-point correlation function of Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 9-yr data”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 437, n. 3, pp. 2076–2082. doi: 10.1093/mnras/stt1937.

- [183] GRUPPUSO, A. AND GÓRSKI, K. M., 2010, “Large scale directional anomalies in the WMAP 5yr ILC map”, *JCAP*, v. 1003, pp. 019. doi: 10.1088/1475-7516/2010/03/019.
- [184] GRUPPUSO, A. ET AL., 2011, “New constraints on Parity Symmetry from a re-analysis of the WMAP-7 low resolution power spectra”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 411, pp. 1445–1452. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.17773.x.
- [185] GUPTA, S. & SINGH, M., 2014, “High-z Type Ia supernova data: non-Gaussianity and direction dependence”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 440, n. 4, pp. 3257–3261. doi: 10.1093/mnras/stu416.
- [186] GUPTA, S. AND SAINI, T. D., 2010, “Direction Dependence in Supernova Data: Constraining Isotropy”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 407, pp. 651. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16945.x.
- [187] GUPTA, S. ET AL., 2008, “Direction Dependent Non-Gaussianity in High-z Supernova Data”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 388, pp. 242–246. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13377.x.
- [188] GUTH, A. H., 1981, “Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems”, *Phys. Rev.*, v. D23, pp. 347–356. doi: 10.1103/PhysRevD.23.347.
- [189] HAEHNELT, M. G. AND TEGMARK, M., 1996, “Using the kinematic Sunyaev-Zeldovich effect to determine the peculiar velocities of clusters of galaxies”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 279, pp. 545–556. doi: 10.1093/mnras/279.2.545.
- [190] HANSEN, F. K. ET AL., 2004, “Testing the cosmological principle of isotropy: Local power spectrum estimates of the WMAP data”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 354, pp. 641–665. doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.08229.x.
- [191] HANSEN, F. K. ET AL., 2009, “Power Asymmetry in Cosmic Microwave Background Fluctuations from Full Sky to Sub-degree Scales: Is the Universe Isotropic?” *Astrophys. J.*, v. 704, pp. 1448–1458. doi: 10.1088/0004-637X/704/2/1448.
- [192] HAUGBOELLE, T. ET AL., 2007, “The Velocity Field of the Local Universe from Measurements of Type Ia Supernovae”, *Astrophys. J.*, v. 661, pp. 650–659. doi: 10.1086/513600.

- [193] HEARIN, A. P. ET AL., 2011, “Testing the Origin of the CMB Large-Angle Correlation Deficit with a Galaxy Imaging Survey”, *JCAP*, v. 1110, pp. 012. doi: 10.1088/1475-7516/2011/10/012.
- [194] HEAVENS, A. ET AL., 2014, “Standard rulers, candles, and clocks from the low-redshift Universe”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 113, n. 24, pp. 241302. doi: 10.1103/PhysRevLett.113.241302.
- [195] HESS, S. AND KITaura, F.-S., 2016, “Cosmic flows and the expansion of the local Universe from non-linear phase-space reconstructions”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 456, n. 4, pp. 4247–4255. doi: 10.1093/mnras/stv2928.
- [196] HILBERT, S. ET AL., 2011, “Cosmic shear covariance: the log-normal approximation”, *Astron. Astrophys.*, v. 536, pp. A85. doi: 10.1051/0004-6361/201117294.
- [197] HINSHAW, G. ET AL., 2009, “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Data Processing, Sky Maps, and Basic Results”, *Astrophys. J. Suppl.*, v. 180, pp. 225–245. doi: 10.1088/0067-0049/180/2/225.
- [198] HINSHAW, G. ET AL., 2013, “Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results”, *Astrophys. J. Suppl.*, v. 208, pp. 19. doi: 10.1088/0067-0049/208/2/19.
- [199] HIRATA, C. M., 2009, “Constraints on cosmic hemispherical power anomalies from quasars”, *JCAP*, v. 0909, pp. 011. doi: 10.1088/1475-7516/2009/09/011.
- [200] HOBSON, M. P. ET AL., 2006, *General Relativity*. Cambridge, Cambridge University Press.
- [201] HOFFMAN, Y. ET AL., 2015, “Cosmic Bulk Flow and the Local Motion from Cosmicflows-2”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 449, n. 4, pp. 4494–4505. doi: 10.1093/mnras/stv615.
- [202] HOFFMAN, Y. ET AL., 2016, “Goodness-of-fit analysis of the Cosmicflows-2 database of velocities”, .
- [203] HOFTUFT, J. ET AL., 2009, “Increasing evidence for hemispherical power asymmetry in the five-year WMAP data”, *Astrophys. J.*, v. 699, pp. 985–989. doi: 10.1088/0004-637X/699/2/985.

- [204] HOGG, D. W., 1999, “Distance measures in cosmology”, .
- [205] HOGG, D. W. ET AL., 2005, “Cosmic homogeneity demonstrated with luminous red galaxies”, *Astrophys. J.*, v. 624, pp. 54–58. doi: 10.1086/429084.
- [206] HONG, T. ET AL., 2014, “2MTF – IV. A bulk flow measurement of the local Universe”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 445, n. 1, pp. 402–413. doi: 10.1093/mnras/stu1774.
- [207] HONG, T. ET AL., 2016, “A detection of baryon acoustic oscillations from the distribution of galaxy clusters”, *Astrophys. J.*, v. 826, n. 2, pp. 154. doi: 10.3847/0004-637X/826/2/154.
- [208] HORVATH, I. ET AL., 2014, “Possible structure in the GRB sky distribution at redshift two”, *Astron. Astrophys.*, v. 561, pp. L12. doi: 10.1051/0004-6361/201323020.
- [209] HORVATH, I. ET AL., 2015, “New data support the existence of the Hercules-Corona Borealis Great Wall”, *Astron. Astrophys.*, v. 584, pp. A48. doi: 10.1051/0004-6361/201424829.
- [210] HUBBLE, E., 1929, “A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae”, *Proceedings of the National Academy of Science*, v. 15, pp. 168–173. doi: 10.1073/pnas.15.3.168.
- [211] HUCHRA, J. P. E. A., 2012, “The 2MASS Redshift Survey: Description and Data Release”, *Astrophys. J. Suppl.*, v. 199, pp. 26. doi: 10.1088/0067-0049/199/2/26.
- [212] HUI, L. AND GREENE, P. B., 2006, “Correlated Fluctuations in Luminosity Distance and the (Surprising) Importance of Peculiar Motion in Supernova Surveys”, *Phys. Rev.*, v. D73, pp. 123526. doi: 10.1103/PhysRevD.73.123526.
- [213] HUTSEMÉKERS, D., 1998, “Evidence for very large-scale coherent orientations of quasar polarization vectors”, *Astron. Astrophys.*, v. 332, pp. 410–428.
- [214] INOUE, K. T. AND SILK, J., 2006, “Local voids as the origin of large-angle cosmic microwave background anomalies I”, *Astrophys. J.*, v. 648, pp. 23–30. doi: 10.1086/505636.
- [215] ITOH, Y. ET AL., 2010, “A dipole anisotropy of galaxy distribution: Does the CMB rest-frame exist in the local universe?” *Phys. Rev.*, v. D82, pp. 043530. doi: 10.1103/PhysRevD.82.043530.

- [216] JAIN, B. ET AL., 2013, “Novel Probes of Gravity and Dark Energy”, .
- [217] JARVIS, M. J. ET AL., 2015, “Cosmology with SKA Radio Continuum Surveys”, .
- [218] JAVANMARDI, B. ET AL., 2015, “Probing the isotropy of cosmic acceleration traced by Type Ia supernovae”, *Astrophys. J.*, v. 810, pp. 47. doi: 10.1088/0004-637X/810/1/47.
- [219] JAVANMARDI, B. AND KROUPA, P., 2016, “Anisotropy in the all-sky distribution of galaxy morphological types”, .
- [220] JERJEN, H. AND TAMMANN, G. A., 1993, “The Local Group Motion Towards Virgo and the Microwave Background”, *Astron. Astrophys.*, v. 276, pp. 1.
- [221] JHA, S. ET AL., 2007, “Improved Distances to Type Ia Supernovae with Multicolor Light Curve Shapes: MLCS2k2”, *Astrophys. J.*, v. 659, pp. 122–148. doi: 10.1086/512054.
- [222] JIMÉNEZ, J. B. ET AL., 2015, “Anisotropic expansion and SNIa: an open issue”, *Phys. Lett.*, v. B741, pp. 168–177. doi: 10.1016/j.physletb.2014.12.031.
- [223] JOHNSON, A. ET AL., 2014, “The 6dF Galaxy Velocity Survey: Cosmological constraints from the velocity power spectrum”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 444, pp. 3926. doi: 10.1093/mnras/stu1615.
- [224] JOHNSON, A. ET AL., 2016, “Searching for Modified Gravity: Scale and Redshift Dependent Constraints from Galaxy Peculiar Velocities”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 458, n. 3, pp. 2725–2744. doi: 10.1093/mnras/stw447.
- [225] JOYCE, A. ET AL., 2015, “Beyond the Cosmological Standard Model”, *Phys. Rept.*, v. 568, pp. 1–98. doi: 10.1016/j.physrep.2014.12.002.
- [226] JOYCE, A. ET AL., 2016, “Dark Energy vs. Modified Gravity”, .
- [227] KAISER, N., 1987, “Clustering in real space and in redshift space”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 227, pp. 1–27.
- [228] KAISER, N. AND HUDSON, M. J., 2015, “On the perturbation of the luminosity distance by peculiar motions”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 450, n. 1, pp. 883–895. doi: 10.1093/mnras/stv693.

- [229] KAISER, N. AND HUDSON, M. J., 2015, “Kinematic Bias in Cosmological Distance Measurement”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 454, n. 1, pp. 280–286. doi: 10.1093/mnras/stv1959.
- [230] KALUS, B. ET AL., 2013, “Constraints on anisotropic cosmic expansion from supernovae”, *Astron. Astrophys.*, v. 553, pp. A56. doi: 10.1051/0004-6361/201220928.
- [231] KASHLINSKY, A. AND ATRIO-BARANDELA, F., 2000, “Measuring cosmological bulk flows via the kinematic sunyaev-zeldovich effect in the upcoming cosmic microwave background maps”, *Astrophys. J.*, v. 536, pp. L67. doi: 10.1086/312735.
- [232] KASHLINSKY, A. ET AL., 2009, “A measurement of large-scale peculiar velocities of clusters of galaxies: results and cosmological implications”, *Astrophys. J.*, v. 686, pp. L49–L52. doi: 10.1086/592947.
- [233] KASHLINSKY, A. ET AL., 2010, “A new measurement of the bulk flow of X-ray luminous clusters of galaxies”, *Astrophys. J.*, v. 712, pp. L81–L85. doi: 10.1088/2041-8205/712/1/L81.
- [234] KASHLINSKY, A. ET AL., 2011, “Measuring the dark flow with public X-ray cluster data”, *Astrophys. J.*, v. 732, pp. 1. doi: 10.1088/0004-637X/732/1/1.
- [235] KAYO, I. ET AL., 2001, “Probability distribution function of cosmological density fluctuations from Gaussian initial condition: comparison of one- and two-point log-normal model predictions with n-body simulations”, *Astrophys. J.*, v. 561, pp. 22–34. doi: 10.1086/323227.
- [236] KAZIN, E. A. ET AL., 2014, “The WiggleZ Dark Energy Survey: improved distance measurements to $z = 1$ with reconstruction of the baryonic acoustic feature”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 441, n. 4, pp. 3524–3542. doi: 10.1093/mnras/stu778.
- [237] KEENAN, R. C. ET AL., 2013, “Evidence for a 300 Megaparsec Scale Underdensity in the Local Galaxy Distribution”, *Astrophys. J.*, v. 775, pp. 62. doi: 10.1088/0004-637X/775/1/62.
- [238] KIM, J. AND NASELSKY, P., 2010, “Anomalous parity asymmetry of the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe power spectrum data at low multipoles”, *Astrophys. J.*, v. 714, pp. L265–L267. doi: 10.1088/2041-8205/714/2/L265.

- [239] KNOBEL, C., 2012, “An Introduction into the Theory of Cosmological Structure Formation”, .
- [240] KOCEVSKI, D. D. AND EBELING, H., 2006, “On the origin of the local group’s peculiar velocity”, *Astrophys. J.*, v. 645, pp. 1043–1053. doi: 10.1086/503666.
- [241] KOCEVSKI, D. D. ET AL., 2004, “The Dipole anisotropy of the first all - sky x-ray cluster sample”, *Astrophys. J.*, v. 608, pp. 721–730. doi: 10.1086/420694.
- [242] KOGUT, A. ET AL., 1993, “Dipole anisotropy in the COBE DMR first year sky maps”, *Astrophys. J.*, v. 419, pp. 1. doi: 10.1086/173453.
- [243] KOLATT, T. S. AND LAHAV, O., 2001, “Constraints on cosmological anisotropy out to $z=1$ from supernovae ia”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 323, pp. 859. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04262.x.
- [244] KOUVELIOTOU, C. ET AL., 1993, “Identification of two classes of gamma-ray bursts”, *Astrophys. J.*, v. 413, pp. L101–104. doi: 10.1086/186969.
- [245] KOVÁCS, A. AND SZAPUDI, I., 2015, “Star–galaxy separation strategies for WISE-2MASS all-sky infrared galaxy catalogues”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 448, n. 2, pp. 1305–1313. doi: 10.1093/mnras/stv063.
- [246] KOVÁCS, A. AND GARCÍA-BELLIDO, J., 2015, “Cosmic troublemakers: the Cold Spot, the Eridanus Supervoid, and the Great Walls”, doi: 10.1093/mnras/stw1752.
- [247] KOYAMA, K., 2016, “Cosmological Tests of Modified Gravity”, *Rept. Prog. Phys.*, v. 79, n. 4, pp. 046902. doi: 10.1088/0034-4885/79/4/046902.
- [248] KRALJIC, D. AND SARKAR, S., 2016, “Frames of most uniform Hubble flow”, *JCAP*, v. 1610, pp. 016. doi: 10.1088/1475-7516/2016/10/016.
- [249] KRAUSS, L. M. AND TURNER, M. S., 1995, “The Cosmological constant is back”, *Gen. Rel. Grav.*, v. 27, pp. 1137–1144. doi: 10.1007/BF02108229.
- [250] LAHAV, O. E. A., 1988, “The peculiar acceleration of the Local Group as deduced from the optical and IRAS flux dipoles”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 234, pp. 677–701. doi: 10.1093/mnras/234.3.677.
- [251] LAHAV, O., 2002, “Observational tests of FRW world models”, *Class. Quant. Grav.*, v. 19, pp. 3517–3526. doi: 10.1088/0264-9381/19/13/309.

- [252] LAHAV, O. ET AL., 1989, “The spatial distribution of X-ray clusters”, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, v. 238, pp. 881–895. doi: 10.1093/mnras/238.3.881.
- [253] LAHAV, O. ET AL., 1991, “Dynamical effects of the cosmological constant”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 251, pp. 128–136.
- [254] LAHAV, O. ET AL., 1993, “Non-Gaussian signatures from Gaussian initial fluctuations - Evolution of skewness and kurtosis from cosmological simulations in the highly nonlinear regime”, *Astrophys. J.*, v. 402, pp. 387–397. doi: 10.1086/172143.
- [255] LAND, K. AND MAGUEIJO, J., 2005, “Examination of Evidence for a Preferred Axis in the Cosmic Radiation Anisotropy”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 95, pp. 071301. doi: 10.1103/PhysRevLett.95.071301.
- [256] LAND, K. AND MAGUEIJO, J., 2005, “Is the Universe odd?” *Phys. Rev.*, v. D72, pp. 101302. doi: 10.1103/PhysRevD.72.101302.
- [257] LARENA, J. ET AL., 2009, “Testing backreaction effects with observations”, *Phys. Rev.*, v. D79, pp. 083011. doi: 10.1103/PhysRevD.79.083011.
- [258] LAURENT, P. ET AL., 2016, “A $14 h^{-3} \text{ Gpc}^3$ study of cosmic homogeneity using BOSS DR12 quasar sample”, .
- [259] LEMAÎTRE, G., 1927, “Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extragalactiques”, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, v. 47, pp. 49–59.
- [260] LEMAÎTRE, G., 1931, “Expansion of the universe, A homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae”, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, v. 91, pp. 483–490. doi: 10.1093/mnras/91.5.483.
- [261] LEMAÎTRE, G., 1933, “L’Univers en expansion”, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, v. 53.
- [262] LI, M. ET AL., 2011, “Dark Energy”, *Commun. Theor. Phys.*, v. 56, pp. 525–604. doi: 10.1088/0253-6102/56/3/24.
- [263] LI, M.-H, AND LIN, H.-N., 2016, “The Two-Point Correlation Function of Gamma-ray Bursts”, *Astrophys. J.*, v. 807, pp. 76. doi: 10.1088/0004-637X/807/1/76.

- [264] LI, M.-H, AND LIN, H.-N., 2015, “Testing the homogeneity of the Universe using gamma-ray bursts”, *Astron. Astrophys.*, v. 582, pp. A111. doi: 10.1051/0004-6361/201525736.
- [265] LI, N. AND SCHWARZ, D. J., 2008, “Scale dependence of cosmological backreaction”, *Phys. Rev.*, v. D78, pp. 083531. doi: 10.1103/PhysRevD.78.083531.
- [266] LIMPERT, E. ET AL., 2001, “Log-normal distributions across the sciences: Keys and clues on the charms of statistics, and how mechanical models resembling gambling machines offer a link to a handy way to characterize log-normal distributions, which can provide deeper insight into variability and probability—normal or log-normal: That is the question”, *BioScience*, v. 51, n. 5, pp. 341–352.
- [267] LIN, H. N. ET AL., 2016, “Testing the isotropy of the Universe by using the JLA compilation of type-Ia supernovae”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 456, n. 2, pp. 1881–1885. doi: 10.1093/mnras/stv2804.
- [268] LIN, H. N. ET AL., 2016, “The significance of anisotropic signals hiding in the type Ia supernovae”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 460, pp. 617. doi: 10.1093/mnras/stw995.
- [269] LINDER, E. V., 2003, “Exploring the expansion history of the universe”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 90, pp. 091301. doi: 10.1103/PhysRevLett.90.091301.
- [270] LINDER, E. V., 2005, “Cosmic growth history and expansion history”, *Phys. Rev.*, v. D72, pp. 043529. doi: 10.1103/PhysRevD.72.043529.
- [271] LINEWEAVER, C. H., 1997, “The CMB dipole: The Most recent measurement and some history”. In: *Microwave background anisotropies. Proceedings, 31st Rencontres de Moriond, 16th Moriond Astrophysics Meeting, Les Arcs, France, March 16-23, 1996*, pp. 69–76. Disponível em: <<http://alice.cern.ch/format/showfull?sysnb=0232687>>.
- [272] LONGAIR, M. S. AND SUNYAEV, R. A., 1969, “The Origin of the X-ray Background”, *Astrophys. Lett.*, v. 4, pp. 65L–70L.
- [273] LYNDEN-BELL, D. E. A., 1989, “Cosmological deductions from the alignment of local gravity and motion”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 241, pp. 325–345. doi: 10.1093/mnras/241.2.325.
- [274] LYTH, D. H. AND LIDDLE, A. R., 2009, *The Primordial Density Perturbation*. Cambridge, Cambridge University Press.

- [275] MA, Y.-Z. AND PAN, J., 2014, “An estimation of local bulk flow with the maximum-likelihood method”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 437, n. 2, pp. 1996–2004. doi: 10.1093/mnras/stt2038.
- [276] MA, Y.-Z. ET AL., 2011, “The peculiar velocity field: constraining the tilt of the Universe”, *Phys. Rev.*, v. D83, pp. 103002. doi: 10.1103/PhysRevD.83.103002.
- [277] MAARTENS, R., 2011, “Is the Universe homogeneous?” *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, v. A369, pp. 5115–5137. doi: 10.1098/rsta.2011.0289.
- [278] MAARTENS, R. AND KOYAMA, K., 2010, “Brane-World Gravity”, *Living Rev. Rel.*, v. 13, pp. 5. doi: 10.12942/lrr-2010-5.
- [279] MAARTENS, R. ET AL., 2015, “Overview of Cosmology with the SKA”, *PoS*, v. AASKA14, pp. 016.
- [280] MAGLIOCCHETTI, M. ET AL., 2003, “Evidence for anisotropy in the distribution of short-lived gamma-ray bursts”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 343, pp. 255. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06657.x.
- [281] MAINZER, A. OTHERS, 2011, “Preliminary Results from NEOWISE: An Enhancement to the Wide-field Infrared Survey Explorer for Solar System Science”, *Astrophys. J.*, v. 731, pp. 53. doi: 10.1088/0004-637X/731/1/53.
- [282] MAJEROTTO, E. ET AL., 2012, “Probing deviations from General Relativity with the Euclid spectroscopic survey”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 424, pp. 1392–1408. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.21323.x.
- [283] MALLER, A. H. ET AL., 2003, “The clustering dipole of the local universe from the two micron all sky survey”, *Astrophys. J.*, v. 598, pp. L1–L6. doi: 10.1086/380388.
- [284] MAOZ, E., 1994, “The Expected dipole in the distribution of cosmological gamma-ray bursts”, *Astrophys. J.*, v. 428, pp. 454. doi: 10.1086/174258.
- [285] MARCOS-CABALLERO, A. ET AL., 2016, “On the void explanation of the Cold Spot”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 460, n. 1, pp. L15–L19. doi: 10.1093/mnrasl/slw063.
- [286] MARIANO, A. & PERIVOLAROPOULOS, L., 2012, “Is there correlation between Fine Structure and Dark Energy Cosmic Dipoles?” *Phys. Rev.*, v. D86, pp. 083517. doi: 10.1103/PhysRevD.86.083517.

- [287] MARRA, V. AND PÄÄKKÖNEN, M., 2010, “Observational constraints on the LLTB model”, *JCAP*, v. 1012, pp. 021. doi: 10.1088/1475-7516/2010/12/021.
- [288] MARRA, V. ET AL., 2013, “Cosmic variance and the measurement of the local Hubble parameter”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 110, n. 24, pp. 241305. doi: 10.1103/PhysRevLett.110.241305.
- [289] MARTÍNEZ, V. J. & SAAR, E., 2001, *Statistics of the Galaxy Distribution*. Florida, Chapman and Hall/CRC.
- [290] MATHEWS, G. J. ET AL., 2016, “Detectability of cosmic dark flow in the type Ia supernova redshift-distance relation”, *Astrophys. J.*, v. 827, n. 1, pp. 60. doi: 10.3847/0004-637X/827/1/60.
- [291] MCKAY, J. H. AND WILTSHIRE, D. L., 2016, “Defining the frame of minimum non-linear Hubble expansion variation”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 457, n. 3, pp. 3285–3305. doi: 10.1093/mnras/stw128.
- [292] MEEGAN, C. A. ET AL., 1992, “Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE”, *Nature*, v. 355, pp. 143–145. doi: 10.1038/355143a0.
- [293] MERLONI, A. ET AL., 2012, “eROSITA Science Book: Mapping the Structure of the Energetic Universe”, .
- [294] MERTENS, J. B. ET AL., 2016, “Integration of inhomogeneous cosmological spacetimes in the BSSN formalism”, *Phys. Rev.*, v. D93, n. 12, pp. 124059. doi: 10.1103/PhysRevD.93.124059.
- [295] MESZAROS, A. AND STOCEK, J., 2003, “Anisotropy in the angular distribution of the long gamma-ray bursts?” *Astron. Astrophys.*, v. 403, pp. 443–448. doi: 10.1051/0004-6361:20030328.
- [296] MESZAROS, A. ET AL., 2000, “A remarkable angular distribution of the intermediate subclass of gamma-ray bursts”, *Astrophys. J.*, v. 539, pp. 98. doi: 10.1086/309193.
- [297] MESZAROS, P., 2006, “Gamma-Ray Bursts”, *Rept. Prog. Phys.*, v. 69, pp. 2259–2322. doi: 10.1088/0034-4885/69/8/R01.
- [298] MIYAJI, T. AND BOLDT, E., 1990, “The X-ray flux dipole of active galactic nuclei and the peculiar motion of the Local Group”, *Astrophys. J.*, v. 353, pp. L3–L6.

- [299] MODY, K. AND HAJIAN, A., 2012, “One Thousand and One Clusters: Measuring the Bulk Flow with the Planck ESZ and X-Ray Selected Galaxy Cluster Catalogs”, *Astrophys. J.*, v. 758, pp. 4. doi: 10.1088/0004-637X/758/1/4.
- [300] MORESCO, M. ET AL., 2012, “New constraints on cosmological parameters and neutrino properties using the expansion rate of the Universe to $z \sim 1.75$ ”, *JCAP*, v. 1207, pp. 053. doi: 10.1088/1475-7516/2012/07/053.
- [301] MORESCO, M. ET AL., 2012, “Improved constraints on the expansion rate of the Universe up to $z \sim 1.1$ from the spectroscopic evolution of cosmic chronometers”, *JCAP*, v. 1208, pp. 006. doi: 10.1088/1475-7516/2012/08/006.
- [302] MORESCO, M. ET AL., 2016, “Constraining the time evolution of dark energy, curvature and neutrino properties with cosmic chronometers”, .
- [303] MOULD, J. ET AL., 2015, “Modified Gravity and Large Scale Flows”, *Astrophys. Space Sci.*, v. 357, n. 2, pp. 162. doi: 10.1007/s10509-015-2351-2.
- [304] MUKHERJEE, S. AND SOURADEEP, T., 2016, “Litmus Test for Cosmic Hemispherical Asymmetry in the Cosmic Microwave Background B-mode polarization”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 22, pp. 221301. doi: 10.1103/PhysRevLett.116.221301.
- [305] NADATHUR, S., 2013, “Seeing patterns in noise: Gigaparsec-scale ‘structures’ that do not violate homogeneity”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 434, pp. 398–406. doi: 10.1093/mnras/stt1028.
- [306] NADATHUR, S. ET AL., 2014, “Can a supervoid explain the Cold Spot?” *Phys. Rev.*, v. D90, n. 10, pp. 103510. doi: 10.1103/PhysRevD.90.103510.
- [307] NAIDOO, K. ET AL., 2016, “Could multiple voids explain the Cosmic Microwave Background Cold Spot anomaly?” *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 459, n. 1, pp. L71–L75. doi: 10.1093/mnrasl/slw043.
- [308] NAMJOO, M. H. ET AL., 2013, “Hemispherical Asymmetry and Local non-Gaussianity: a Consistency Condition”, *Phys. Rev.*, v. D88, pp. 083527. doi: 10.1103/PhysRevD.88.083527.
- [309] NAMJOO, M. H. ET AL., 2015, “Expected dipole asymmetry in CMB polarization”, *JCAP*, v. 1505, n. 05, pp. 015. doi: 10.1088/1475-7516/2015/05/015.

- [310] NASELSKY, P. ET AL., 2012, “Is the CMB asymmetry due to the kinematic dipole?” *Astrophys. J.*, v. 749, pp. 31. doi: 10.1088/0004-637X/749/1/31.
- [311] NOTARI, A. AND QUARTIN, M., 2015, “On the proper kinetic quadrupole CMB removal and the quadrupole anomalies”, *JCAP*, v. 1506, n. 06, pp. 047. doi: 10.1088/1475-7516/2015/06/047.
- [312] NUSSER, A. AND DAVIS, M., 2011, “The cosmological bulk flow: consistency with Λ CDM and $z \approx 0$ constraints on σ_8 and γ ”, *Astrophys. J.*, v. 736, pp. 93. doi: 10.1088/0004-637X/736/2/93.
- [313] ODDERSKOV, I. ET AL., 2014, “On the local variation of the Hubble constant”, *JCAP*, v. 1410, n. 10, pp. 028. doi: 10.1088/1475-7516/2014/10/028.
- [314] ODDERSKOV, I. ET AL., 2016, “The effect of interacting dark energy on local measurements of the Hubble constant”, *JCAP*, v. 1605, n. 05, pp. 035. doi: 10.1088/1475-7516/2016/05/035.
- [315] ODDERSKOV, I. ET AL., 2016, “The local value of H_0 in an inhomogeneous universe”, *JCAP*, v. 1602, n. 02, pp. 001. doi: 10.1088/1475-7516/2016/02/001.
- [316] O'DWYER, M. ET AL., 2016, “CMB-S4 and the Hemispherical Variance Anomaly”, .
- [317] OSBORNE, S. J. ET AL., 2011, “Measuring the Galaxy Cluster Bulk Flow from WMAP data”, *Astrophys. J.*, v. 737, pp. 98. doi: 10.1088/0004-637X/737/2/98.
- [318] PACI, F. ET AL., 2010, “Power Asymmetries in the Cosmic Microwave Background Temperature and Polarization patterns”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 407, pp. 399–404. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16905.x.
- [319] PADMANABHAN, N. ET AL., 2012, “A 2 per cent distance to $z=0.35$ by reconstructing baryon acoustic oscillations - I. Methods and application to the Sloan Digital Sky Survey”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 427, n. 3, pp. 2132–2145. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.21888.x.
- [320] PADMANABHAN, T., 2008, “Dark energy and gravity”, *Gen. Rel. Grav.*, v. 40, pp. 529–564. doi: 10.1007/s10714-007-0555-7.
- [321] PANDEY, B., 2016, “A new method for testing isotropy with Shannon entropy”, doi: 10.1093/mnras/stw1788.

- [322] PEACOCK, J. A. ET AL., 2001, “A Measurement of the cosmological mass density from clustering in the 2dF Galaxy Redshift Survey”, *Nature*, v. 410, pp. 169–173. doi: 10.1038/35065528.
- [323] PEEBLES, P. J. E., 1980, *Large-scale structure of the Universe*. New Jersey, Princeton Series in Physics.
- [324] PEEBLES, P. J. E. AND YU, J. T., 1970, “Primeval Adiabatic Perturbation in an Expanding Universe”, *Astrophys. J.*, v. 162, pp. 815. doi: 10.1086/150713.
- [325] PELGRIMS, V., 2016, *Cosmic anisotropies from quasars: from polarization to structural-axis alignments*. Tese de Doutorado.
- [326] PELGRIMS, V. AND CUDELL, J.-R., 2014, “A new analysis of quasar polarization alignments”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 442, n. 2, pp. 1239–1248. doi: 10.1093/mnras/stu966.
- [327] PENZIAS, A. A. AND WILSON, R. W., 1965, “A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s.” *Astrophys. J.*, v. 142, pp. 419–421. doi: 10.1086/148307.
- [328] PERCIVAL, W. J. ET AL., 2007, “Measuring the Baryon Acoustic Oscillation scale using the SDSS and 2dFGRS”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 381, pp. 1053–1066. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.12268.x.
- [329] PERCIVAL, W. J. ET AL., 2010, “Baryon Acoustic Oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 Galaxy Sample”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 401, pp. 2148–2168. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15812.x.
- [330] PEREIRA, T. S. AND ABRAMO, L. R., 2009, “Angular-planar CMB power spectrum”, *Phys. Rev.*, v. D80, pp. 063525. doi: 10.1103/PhysRevD.80.063525.
- [331] PERIVOLAROPOULOS, L., 2014, “Large Scale Cosmological Anomalies and Inhomogeneous Dark Energy”, *Galaxies*, v. 2, pp. 22–61. doi: 10.3390/galaxies2010022.
- [332] PERLMUTTER, S. ET AL., 1999, “Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae”, *Astrophys. J.*, v. 517, pp. 565–586. doi: 10.1086/307221.
- [333] PETITJEAN, P. ET AL., 2016, “GRBs and fundamental physics”, doi: 10.1007/s11214-016-0235-6.

- [334] PILLEPICH, A. ET AL., 2012, “The X-ray cluster survey with eROSITA: forecasts for cosmology, cluster physics, and primordial non-Gaussianity”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 422, pp. 44–69. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20443.x.
- [335] PLIONIS, M. AND GEORGANTOPOULOS, I., 1999, “The rosat x-ray background dipole”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 306, pp. 112. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02519.x.
- [336] PLIONIS, M. AND KOLOKOTRONIS, E., 1998, “The x-ray cluster dipole”, *Astrophys. J.*, v. 500, pp. 1. doi: 10.1086/305709.
- [337] POLASTRI, L. ET AL., 2015, “CMB low multipole alignments in the LambdaCDM and Dipolar models”, *JCAP*, v. 1504, pp. 018. doi: 10.1088/1475-7516/2015/04/018.
- [338] PRITYCHENKO, B., 2015, “A Nuclear Data Approach for the Hubble Constant Measurements”, .
- [339] PROTHEROE, R. J. ET AL., 1980, “A galactic component of the diffuse X-ray flux in the range 2-7 keV”, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, v. 192, pp. 445–454. doi: 10.1093/mnras/192.3.445.
- [340] QUARTIN, M. AND NOTARI, A., 2015, “On the significance of power asymmetries in Planck CMB data at all scales”, *JCAP*, v. 1501, n. 01, pp. 008. doi: 10.1088/1475-7516/2015/01/008.
- [341] RADBURN-SMITH, D. J. ET AL., 2004, “A Comparison of local SN Ia with the IRAS PSCz gravity field”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 355, pp. 1378. doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.08420.x.
- [342] RAKIC, A. ET AL., 2006, “Microwave sky and the local rees-sciama effect”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 369, pp. L27–L31. doi: 10.1111/j.1745-3933.2006.00167.x.
- [343] RALSTON, J. P. AND JAIN, P., 2004, “The Virgo alignment puzzle in propagation of radiation on cosmological scales”, *Int. J. Mod. Phys.*, v. D13, pp. 1857–1878. doi: 10.1142/S0218271804005948.
- [344] RASSAT, A. AND STARCK, J. -L., 2013, “On Preferred Axes in WMAP Cosmic Microwave Background Data after Subtraction of the Integrated Sachs-Wolfe Effect”, *Astron. Astrophys.*, v. 557, pp. L1. doi: 10.1051/0004-6361/201321537.

- [345] RASSAT, A. ET AL., 2013, “Removal of two large scale Cosmic Microwave Background anomalies after subtraction of the Integrated Sachs Wolfe effect”, *Astron. Astrophys.*, v. 557, pp. A32. doi: 10.1051/0004-6361/201219793.
- [346] RASSAT, A. ET AL., 2014, “Planck CMB Anomalies: Astrophysical and Cosmological Secondary Effects and the Curse of Masking”, *JCAP*, v. 1408, pp. 006. doi: 10.1088/1475-7516/2014/08/006.
- [347] RATH, P. K. AND JAIN, P., 2013, “Testing the Dipole Modulation Model in CMBR”, *JCAP*, v. 1312, pp. 014. doi: 10.1088/1475-7516/2013/12/014.
- [348] RATHAUS, B. ET AL., 2013, “Studying the Peculiar Velocity Bulk Flow in a Sparse Survey of Type-Ia SNe”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 431, pp. 3678. doi: 10.1093/mnras/stt456.
- [349] REDLICH, M. ET AL., 2014, “Probing spatial homogeneity with LTB models: a detailed discussion”, *Astron. Astrophys.*, v. 570, pp. A63. doi: 10.1051/0004-6361/201424553.
- [350] RIESS, A. G. ET AL., 2011, “A 3% Solution: Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3”, *Astrophys. J.*, v. 730, pp. 119. doi: 10.1088/0004-637X/732/2/129,10.1088/0004-637X/730/2/119. [Erratum: *Astrophys. J.*732,129(2011)].
- [351] RIESS, A. G. ET AL., 2016, “A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant”, .
- [352] RIESS, A. G. ET AL., 1998, “Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant”, *Astron. J.*, v. 116, pp. 1009–1038. doi: 10.1086/300499.
- [353] ROLDAN, O. ET AL., 2016, “Interpreting the CMB aberration and Doppler measurements: boost or intrinsic dipole?” *JCAP*, v. 1606, n. 06, pp. 026. doi: 10.1088/1475-7516/2016/06/026.
- [354] ROMANO, A. E. AND VALLEJO, S. A., 2015, “Directional dependence of the local estimation of H_0 and the nonperturbative effects of primordial curvature perturbations”, *Europhys. Lett.*, v. 109, n. 3, pp. 39002. doi: 10.1209/0295-5075/109/39002.
- [355] ROMANO, A. E. AND VALLEJO, S. A., 2016, “Low-redshift effects of local structure on the Hubble parameter in presence of a cosmological

constant”, *Eur. Phys. J.*, v. C76, n. 4, pp. 216. doi: 10.1140/epjc/s10052-016-4033-9.

- [356] ROSS, A. J. ET AL., 2015, “The clustering of the SDSS DR7 main Galaxy sample – I. A 4 per cent distance measure at $z = 0.15$ ”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 449, n. 1, pp. 835–847. doi: 10.1093/mnras/stv154.
- [357] ROWAN-ROBINSON, M. ET AL., 2000, “The IRAS PSCz dipole”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 314, pp. 375. doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03313.x.
- [358] ROWAN-ROBINSON, M. ET AL., 1990, “A Sparse-Sampled Redshift Survey of IRAS Galaxies - Part One - the Convergence of the IRAS Dipole and the Origin of Our Motion with Respect to the Microwave Background”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 247, pp. 1.
- [359] RUBART, M. AND SCHWARZ, D. J., 2013, “Cosmic radio dipole from NVSS and WENSS”, *Astron. Astrophys.*, v. 555, pp. A117. doi: 10.1051/0004-6361/201321215.
- [360] RUBART, M. ET AL., 2014, “Impact of local structure on the cosmic radio dipole”, *Astron. Astrophys.*, v. 565, pp. A111. doi: 10.1051/0004-6361/201423583.
- [361] RUDNICK, L. ET AL., 2007, “Extragalactic Radio Sources and the WMAP Cold Spot”, *Astrophys. J.*, v. 671, pp. 40–44. doi: 10.1086/522222.
- [362] RÁCZ, G. ET AL., 2016, “Concordance cosmology without dark energy”, .
- [363] RÄSÄNEN, S., 2004, “Dark energy from backreaction”, *JCAP*, v. 0402, pp. 003. doi: 10.1088/1475-7516/2004/02/003.
- [364] RÄSÄNEN, S., 2011, “Backreaction: directions of progress”, *Class. Quant. Grav.*, v. 28, pp. 164008. doi: 10.1088/0264-9381/28/16/164008.
- [365] SAADEH, D. ET AL., 2016, “How isotropic is the Universe?” *Phys. Rev. Lett.*, v. 117, n. 13, pp. 131302. doi: 10.1103/PhysRevLett.117.131302.
- [366] SALAZAR-ALBORNOZ, S. ET AL., 2016, “The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Angular clustering tomography and its cosmological implications”, *Submitted to: Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*
- [367] SARKAR, P. ET AL., 2009, “The scale of homogeneity of the galaxy distribution in SDSS DR6”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 399, pp. L128–L131. doi: 10.1111/j.1745-3933.2009.00738.x.

- [368] SARKAR, S. AND PANDEY, B., 2016, “An information theory based search for homogeneity on the largest accessible scale”, doi: 10.1093/mnras/slwl45.
- [369] SCARAMELLA, R. ET AL., 1989, “A marked concentration of galaxy clusters - Is this the origin of large-scale motions?” *Nature*, v. 338, pp. 562–564. doi: 10.1038/338562a0.
- [370] SCARAMELLA, R. ET AL., 1991, “The distribution of clusters of galaxies within 300 Mpc/h and the crossover to an isotropic and homogeneous universe”, *Astrophys. J.*, v. 376, pp. L1–L4. doi: 10.1086/186089.
- [371] SCHARF, C. A., 2000, “The 2-10 keV xrb dipole and its cosmological implications”, *Astrophys. J.*, v. 544, pp. 49. doi: 10.1086/317174.
- [372] SCHARF, C. A. ET AL., 1995, “On the measurement of a cosmological dipole in the photon number counts of gamma-ray bursts”, *Astrophys. J.*, v. 454, pp. 573. doi: 10.1086/176510.
- [373] SCHLEGEL, D. J. ET AL., 1998, “Maps of dust IR emission for use in estimation of reddening and CMBR foregrounds”, *Astrophys. J.*, v. 500, pp. 525. doi: 10.1086/305772.
- [374] SCHUCKER, T. ET AL., 2014, “Bianchi I meets the Hubble diagram”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 444, n. 3, pp. 2820–2836. doi: 10.1093/mnras/stu1656.
- [375] SCHWARZ, D. J. AND WEINHORST, B., 2007, “(An)isotropy of the Hubble diagram: Comparing hemispheres”, *Astron. Astrophys.*, v. 474, pp. 717–729. doi: 10.1051/0004-6361:20077998.
- [376] SCHWARZ, D. J. ET AL., 2004, “Is the low- l microwave background cosmic?” *Phys. Rev. Lett.*, v. 93, pp. 221301. doi: 10.1103/PhysRevLett.93.221301.
- [377] SCHWARZ, D. J. ET AL., 2016, “CMB Anomalies after Planck”, *Class. Quant. Grav.*, v. 33, n. 18, pp. 184001. doi: 10.1088/0264-9381/33/18/184001.
- [378] SCHWARZ, D. J. ET AL., 2015, “Testing foundations of modern cosmology with SKA all-sky surveys”, *PoS*, v. AASKA14, pp. 032.
- [379] SCRIMGEOUR, M. ET AL., 2012, “The WiggleZ Dark Energy Survey: the transition to large-scale cosmic homogeneity”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 425, pp. 116–134. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.21402.x.

- [380] SEO, H.-J. ET AL., 2012, “Acoustic scale from the angular power spectra of SDSS-III DR8 photometric luminous galaxies”, *Astrophys. J.*, v. 761, pp. 13. doi: 10.1088/0004-637X/761/1/13.
- [381] SHANKS, T. ET AL., 1991, “The Origin of the cosmic X-ray Background”, *Nature*, v. 353, pp. 315–320. doi: 10.1038/353315a0.
- [382] SHI, X. D. AND TURNER, M. S., 1998, “Expectations for the difference between local and global measurements of the Hubble constant”, *Astrophys. J.*, v. 493, pp. 519. doi: 10.1086/305169.
- [383] SINGAL, A. K., 2011, “Large peculiar motion of the solar system from the dipole anisotropy in sky brightness due to distant radio sources”, *Astrophys. J.*, v. 742, pp. L23. doi: 10.1088/2041-8205/742/2/L23.
- [384] SKRUTSKIE, M. F. E. A., 2006, “The Two Micron All Sky Survey (2MASS)”, *The Astron. J.*, v. 131, pp. 1163–1183. doi: 10.1086/498708.
- [385] SMITH, K. M. AND HUTERER, D., 2010, “No evidence for the cold spot in the NVSS radio survey”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 403, pp. 2. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15732.x.
- [386] SMITH, R. E. ET AL., 2003, “Stable clustering, the halo model and nonlinear cosmological power spectra”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 341, pp. 1311. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06503.x.
- [387] SOFIA CARVALHO, C. AND BASILAKOS, SPYROS, 2016, “Angular distribution of cosmological parameters as a probe of inhomogeneities: a kinematic parametrisation”, *Astron. Astrophys.*, v. 592, pp. A152. doi: 10.1051/0004-6361/201628572.
- [388] SOFIA CARVALHO, C. AND MARQUES, K., 2016, “Angular distribution of cosmological parameters as a probe of space-time inhomogeneities”, *Astron. Astrophys.*, v. 592, pp. A102. doi: 10.1051/0004-6361/201628177.
- [389] SOTIRIOU, T. P. AND FARAONI, V., 2010, “f(R) Theories Of Gravity”, *Rev. Mod. Phys.*, v. 82, pp. 451–497. doi: 10.1103/RevModPhys.82.451.
- [390] SPERGEL, D. N. E. A., 2003, “First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters”, *Astrophys. J. Suppl.*, v. 148, pp. 175–194. doi: 10.1086/377226.
- [391] STRAUSS, M. A. ET AL., 1992, “A redshift survey of IRAS galaxies. V - The acceleration on the Local Group”, *Astrophys. J.*, v. 397, pp. 395–419. doi: 10.1086/171796.

- [392] SUNYAEV, R. A. AND ZELDOVICH, YA. B., 1980, “The Velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background. The Possibility of its measurement”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 190, pp. 413–420.
- [393] SUZUKI, N. ET AL., 2012, “The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey: V. Improving the Dark Energy Constraints Above $z_i=1$ and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample”, *Astrophys. J.*, v. 746, pp. 85–109. doi: 10.1088/0004-637X/746/1/85.
- [394] SYLOS LABINI, F. ET AL., 2009, “Persistent fluctuations in the distribution of galaxies from the Two degree Field Galaxy Redshift Survey”, *Europhys. Lett.*, v. 85, pp. 29002. doi: 10.1209/0295-5075/85/29002.
- [395] SZAPUDI, I. AND OTHERS, 2015, “Detection of a Supervoid Aligned with the Cold Spot of the Cosmic Microwave Background”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 450, n. 1, pp. 288–294. doi: 10.1093/mnras/stv488.
- [396] TAKAHASHI, R. ET AL., 2012, “Revising the Halofit Model for the Nonlinear Matter Power Spectrum”, *Astrophys. J.*, v. 761, pp. 152. doi: 10.1088/0004-637X/761/2/152.
- [397] TARNOPOLSKI, M., 2015, “Testing the anisotropy in the angular distribution of Fermi/GBM gamma-ray bursts”, .
- [398] TARUYA, A. ET AL., 2002, “Lognormal property of weak-lensing fields”, *Astrophys. J.*, v. 571, pp. 638–653. doi: 10.1086/340048.
- [399] TEGMARK, M. AND ET AL., 2003, “A high resolution foreground cleaned CMB map from WMAP”, *Phys. Rev.*, v. D68, pp. 123523. doi: 10.1103/PhysRevD.68.123523.
- [400] TEGMARK, M. ET AL., 1996, “The Angular power spectrum of BATSE 3B gamma-ray burst”, *Astrophys. J.*, v. 468, pp. 214. doi: 10.1086/177684.
- [401] TIWARI, P. AND JAIN, P., 2015, “Dipole Anisotropy in Integrated Linearly Polarized Flux Density in NVSS Data”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 447, pp. 2658–2670. doi: 10.1093/mnras/stu2535.
- [402] TIWARI, P. AND NUSSER, A., 2016, “Revisiting the NVSS number count dipole”, *JCAP*, v. 1603, n. 03, pp. 062. doi: 10.1088/1475-7516/2016/03/062.
- [403] TIWARI, P. ET AL., 2014, “Dipole anisotropy in sky brightness and source count distribution in radio NVSS data”, *Astropart. Phys.*, v. 61, pp. 1–11. doi: 10.1016/j.astropartphys.2014.06.004.

- [404] TOLMAN, R. C., 1934, “Effect of Inhomogeneity on Cosmological Models”, *Proceedings of the National Academy of Science*, v. 20, pp. 169–176. doi: 10.1073/pnas.20.3.169.
- [405] TOMITA, K., 2001, “Anisotropy of the hubble constant in a cosmological model with a local void on scales of 200 mpc”, *Prog. Theor. Phys.*, v. 105, pp. 419. doi: 10.1143/PTP.105.419.
- [406] TOMITA, K., 2001, “A local void and the accelerating universe”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 326, pp. 287. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04597.x.
- [407] TSAGAS, C., 2010, “Large-scale peculiar motions and cosmic acceleration”, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, v. 405, pp. 503–508. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16460.x.
- [408] TULLY, R. B. AND FISHER, J. R., 1977, “A new method of determining distances to galaxies”, *Astron. Astrop.*, v. 54, pp. 661–673.
- [409] TULLY, R. B. ET AL., 2008, “Our Peculiar Motion Away from the Local Void”, *Astrophys. J.*, v. 676, pp. 184–205. doi: 10.1086/527428.
- [410] TURNBULL, S. J. ET AL., 2012, “Cosmic flows in the nearby universe from Type Ia Supernovae”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 420, pp. 447–454. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.20050.x.
- [411] UKWATTA, T. N. AND WOZNIAK, P. R., 2016, “Investigation of Redshift- and Duration-Dependent Clustering of Gamma-ray Bursts”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 455, n. 1, pp. 703–711. doi: 10.1093/mnras/stv2350.
- [412] VALE, C., 2005, “Local pancake defeats axis of evil”, .
- [413] VALKENBURG, W. AND OTHERS, 2014, “Testing the Copernican principle by constraining spatial homogeneity”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 438, pp. L6–L10. doi: 10.1093/mnrasl/slt140.
- [414] VAVREK, R. ET AL., 2008, “Testing the Randomness in the Sky-Distribution of Gamma-Ray Bursts”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 391, pp. 1741. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13635.x.
- [415] VERES, P. ET AL., 2010, “Directional Anisotropy of Swift Gamma-Ray Bursts”, *AIP Conf. Proc.*, v. 1279, pp. 457. doi: 10.1063/1.3509346.
- [416] VEROPALUMBO, A. ET AL., 2014, “An improved measurement of baryon acoustic oscillations from the correlation function of galaxy clusters at

- $z \approx 0.3$ ”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 442, n. 4, pp. 3275–3283. doi: 10.1093/mnras/stu1050.
- [417] VEROPALUMBO, A. ET AL., 2016, “Measuring the distance–redshift relation with the baryon acoustic oscillations of galaxy clusters”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 458, n. 2, pp. 1909–1920. doi: 10.1093/mnras/stw306.
- [418] VIELVA, P., 2010, “A Comprehensive overview of the Cold Spot”, *Adv. Astron.*, v. 2010, pp. 592094. doi: 10.1155/2010/592094.
- [419] VISSER, M., 2004, “Jerk and the cosmological equation of state”, *Class. Quant. Grav.*, v. 21, pp. 2603–2616. doi: 10.1088/0264-9381/21/11/006.
- [420] WANG, F. Y. ET AL., 2015, “Gamma-ray Burst Cosmology”, *New Astron. Rev.*, v. 67, pp. 1. doi: 10.1016/j.newar.2015.03.001.
- [421] WANG, J. S. & WANG, F. Y., 2014, “Probing the anisotropic expansion from supernovae and GRBs in a model-independent way”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 443, n. 2, pp. 1680–1687. doi: 10.1093/mnras/stu1279.
- [422] WANG, Y., 2008, “Figure of Merit for Dark Energy Constraints from Current Observational Data”, *Phys. Rev.*, v. D77, pp. 123525. doi: 10.1103/PhysRevD.77.123525.
- [423] WANG, Y. AND DAI, M., 2016, “Exploring uncertainties in dark energy constraints using current observational data with Planck 2015 distance priors”, *Phys. Rev.*, v. D94, n. 8, pp. 083521. doi: 10.1103/PhysRevD.94.083521.
- [424] WARWICK, R. S. ET AL., 1980, “The isotropy of the X-ray background in the energy range 2–18 keV”, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, v. 190, pp. 243–260. doi: 10.1093/mnras/190.2.243.
- [425] WATKINS, R. ET AL., 2009, “Consistently Large Cosmic Flows on Scales of 100 Mpc/h: a Challenge for the Standard LCDM Cosmology”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 392, pp. 743–756. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.14089.x.
- [426] WEINBERG, S., 1972, *Gravitation and Cosmology*. New York, John Wiley and Sons. ISBN: 0471925675, 9780471925675. Disponível em: <<http://www-spires.fnal.gov/spires/find/books/www?cl=QC6.W431%20text-greater>> .

- [427] WEYANT, A. ET AL., 2011, “An Unbiased Method of Modeling the Local Peculiar Velocity Field with Type Ia Supernovae”, *Astrophys. J.*, v. 732, pp. 65. doi: 10.1088/0004-637X/732/2/65.
- [428] WHITBOURN, J. R. AND SHANKS, T., 2014, “The Local Hole revealed by galaxy counts and redshifts”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 437, pp. 2146–2162. doi: 10.1093/mnras/stt2024.
- [429] WHITBOURN, J. R. AND SHANKS, T., 2016, “The galaxy luminosity function and the Local Hole”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 459, n. 1, pp. 496–507. doi: 10.1093/mnras/stw555.
- [430] WIEGAND, A. AND SCHWARZ, D. J., 2012, “Inhomogeneity-induced variance of cosmological parameters”, *Astron. Astrophys.*, v. 538, pp. A147. doi: 10.1051/0004-6361/201118137.
- [431] WILL, C. M., 2014, “The Confrontation between General Relativity and Experiment”, *Living Rev. Rel.*, v. 17, pp. 4. doi: 10.12942/lrr-2014-4.
- [432] WILTSHIRE, D. L., 2007, “Average observational quantities in the timescape cosmology”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 99, pp. 251101. doi: 10.1103/PhysRevLett.99.251101.
- [433] WILTSHIRE, D. L. ET AL., 2013, “Hubble flow variance and the cosmic rest frame”, *Phys. Rev.*, v. D88, pp. 083529. doi: 10.1103/PhysRevD.88.083529.
- [434] WOJTAK, R. ET AL., 2014, “Cosmic variance of the local Hubble flow in large-scale cosmological simulations”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 438, n. 2, pp. 1805–1812. doi: 10.1093/mnras/stt2321.
- [435] WRIGHT, E. L. ET AL., 2010, “The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance”, *Astron. J.*, v. 140, pp. 1868. doi: 10.1088/0004-6256/140/6/1868.
- [436] WU, K. K. S. ET AL., 1999, “The large-scale smoothness of the Universe”, *Nature*, v. 397, pp. 225–230. doi: 10.1038/16637. [19(1998)].
- [437] XAVIER, H. S. ET AL., 2016, “Improving lognormal models for cosmological fields”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 459, n. 4, pp. 3693–3710. doi: 10.1093/mnras/stw874,10.1093/mnras/459/4/3693.
- [438] YADAV, J. K. ET AL., 2010, “Fractal Dimension as a measure of the scale of Homogeneity”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 405, pp. 2009. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16612.x.

- [439] YAHIL, A. ET AL., 1980, “The velocity field of bright nearby galaxies. III - The distribution in space of galaxies within 80 megaparsecs - The north galactic density anomaly”, *Astrophys. J.*, v. 242, pp. 448–468. doi: 10.1086/158479.
- [440] YAHIL, A. ET AL., 1986, “The dipole anisotropies of the IRAS galaxies and the microwave background radiation”, *Astrophys. J.*, v. 301, pp. L1–L5.
- [441] YAHYA, S. ET AL., 2015, “Cosmological performance of SKA HI galaxy surveys”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 450, n. 3, pp. 2251–2260. doi: 10.1093/mnras/stv695.
- [442] YAN, X.-P. ET AL., 2015, “Age problem in Lemaître–Tolman–Bondi void models”, *Phys. Lett.*, v. B742, pp. 149–159. doi: 10.1016/j.physletb.2015.01.029.
- [443] YANG, X. ET AL., 2014, “Searching for a preferred direction with Union2.1 data”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 437, n. 2, pp. 1840–1846. doi: 10.1093/mnras/stt2015.
- [444] YOON, M. AND HUTERER, D., 2015, “Kinematic dipole detection with galaxy surveys: forecasts and requirements”, *Astrophys. J.*, v. 813, n. 1, pp. L18. doi: 10.1088/2041-8205/813/1/L18.
- [445] YOON, M. ET AL., 2014, “Dipolar modulation in number counts of WISE-2MASS sources”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 445, pp. L60–L64. doi: 10.1093/mnrasl/slu133.
- [446] ZEHAVID, I. ET AL., 1998, “A Local hubble bubble from SNe Ia?” *Astrophys. J.*, v. 503, pp. 483. doi: 10.1086/306015.
- [447] ZHANG, P. AND STEBBINS, A., 2011, “Confirmation of the Copernican principle at Gpc radial scale and above from the kinetic Sunyaev Zel’dovich effect power spectrum”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 107, pp. 041301. doi: 10.1103/PhysRevLett.107.041301.
- [448] ZHAO, G.-B. ET AL., 2015, “Model-independent constraints on dark energy and modified gravity with the SKA”, .
- [449] ZHAO, G.-B. ET AL., 2016, “The extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: a cosmological forecast”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 457, n. 3, pp. 2377–2390. doi: 10.1093/mnras/stw135.
- [450] ZHAO, W., 2014, “Directional dependence of CMB parity asymmetry”, *Phys. Rev.*, v. D89, n. 2, pp. 023010. doi: 10.1103/PhysRevD.89.023010.

- [451] ZHAO, W. AND SANTOS, L., 2015, “Preferred axis in cosmology”, *The Universe*, , n. 3, pp. 9–33.
- [452] ZHAO, W. ET AL., 2013, “Anisotropy of Cosmic Acceleration”, *Int. J. Mod. Phys.*, v. D22, pp. 1350060. doi: 10.1142/S0218271813500600.
- [453] ZIBIN, J. P. AND MOSS, A., 2011, “Linear kinetic Sunyaev-Zel’dovich effect and void models for acceleration”, *Class. Quant. Grav.*, v. 28, pp. 164005. doi: 10.1088/0264-9381/28/16/164005.